

D0008/01A

MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE
SCIENTIFIQUE

ECOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE d'ALGER

DEPARTEMENT D'ELECTRONIQUE

THESE DE DOCTORAT D'ETAT ès-SCIENCES

Présentée par:

المدرسة الوطنية المتعددة التقنيات
المكتبة — BIBLIOTHEQUE
Ecole Nationale Polytechnique

M^{me} TOUHAMI – MAHDI Rachida

- Ingénieur d'état en Electronique ENPA
- Magister en Micro-électronique ENPA

**PHYSIQUE ET TECHNOLOGIE DES NOUVEAUX
COMPOSANTS ELECTRONIQUES III-V :
ELABORATION DE MODELES**

Devant la composition du Jury d'examen:

Président:	ZERGUERRAS Ahmed	Professeur	ENP	ALGER
Rapporteurs:	YAGOUB M. Chems Eddine BAUDRAND Henri	Professeur Professeur	Université d'OTTAWA ENSEEIH TOULOUSE	
Examineurs:	ADANE Abdelhamid AKSAS Rabia MEHENNI Mohamed	Professeur Professeur Maître de Conférences	Faculté du G. E. USTHB ENP ENP	ALGER ALGER
Invité:	TRABELSI Mohamed	Chargé de Cours		ENP ALGER

لمخترع أجهزة إلكترونية ذات سرعة عالية، مركبات ذات فعالية شوتكي (Schottky) معدن/فوسفور الأنديموم (InP) يقدم فائدة معتبرة. أيضا، نظارا لأهمية علو الحاجز في مراقبة المميزات الكهربائية لمركبات شوتكي (Schottky)، وقد درسنا ثم استعملنا مختلف التقنيات لمعالجة السطح لتحقيق أحسن انسجام لمركبات {Au - InP} و {Au - عازل (أكسيد) InP}. شروط المعالجة عن طريق بلاسم الأكسجين لعينات محققة، على التوالي: قوة البلاسم يتراوح ما بين 50 واط إلى 140 واط، مدة الأكسدة تتراوح ما بين 1.3 دقيقة إلى 2.5 دقيقة و ضغط البلاسم 10 ملي بار و سلك رقيق مصنوع من التنغستان و من تنطل. لقد طورنا هذه المقربات مناسبة لكي نوجد المكاتيزمات لنقل التيار. عناصر الكهربائية و الفيزيائية مثل: ثابت رشاردسون. فيما يخص الترانزيستور ميكرو المذبذبات مشركاتا كانت في تحسين مثال شارلميرس و ذلك في ربح الوقت نسبيا و الدقة.

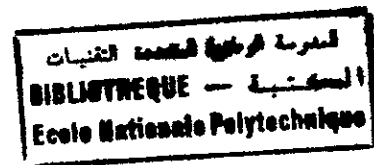
Résumé

Pour les concepteurs de dispositifs électroniques à grande vitesse, les structures Schottky métal / Phosphore d'Indium (InP) présentent un intérêt considérable. Aussi, vu l'importance de la hauteur de barrière dans le contrôle des caractéristiques électriques des structures Schottky, nous avons étudié puis utilisé différentes techniques de traitement de surface pour réaliser une meilleure passivation des structures «Au-InP» et «Au-isolant (oxyde)-InP». Les conditions de traitement par plasma d'oxygène des échantillons réalisés sont les suivants: puissance du plasma variable entre 50W et 140W, durée d'oxydation variable entre 1.3mn et 25mn, pression du plasma de 10^{-3} mbar et filament en tungstène, puis en tantale. Nous avons développé une approche adéquate pour déterminer le mécanisme de transport du courant. Les paramètres électriques et physiques des échantillons Au - oxyde - n - InP tels que le facteur d'idéalité, la résistance série, la constante effective de Richardson et la hauteur effective de barrière ont été déterminés à l'aide d'un modèle. Une meilleure estimation de ces paramètres a été obtenue par une redéfinition de la constante de Richardson, appelée valeur correcte de la constante de Richardson. Ce travail nous a permis de conclure que le mécanisme de transport du courant est une émission thermoionique avec effet tunnel. Après la modélisation, une étude sur l'influence des conditions d'oxydation de ces structures sur le mécanisme de transport a été présentée sachant que les paramètres électriques et physiques décrivant les structures Au - oxyde - n-InP dépendent de façon significative des paramètres caractérisant le plasma d'oxygène. Dans le domaine de la caractérisation des transistors micro-ondes, notre contribution a porté sur l'amélioration du modèle Chalmers. Elle porte aussi bien sur la précision du modèle que sur le gain en temps de calcul qui est relativement important.

Abstract

The conception of the electronic devices with large speed such as metal / Phosphor of Indium (InP) Schottky structures present a considerable interest. Also, seen the importance of the barrier height in the control of the electrical characteristics of the Schottky structures, we studied and used different techniques of surface treatment then to achieve a better passivation of the Au-InP structures and Au-insulating (oxide)-InP. The conditions of treatment by oxygen plasma of samples are power plasma vary between 50 W and 140W, duration oxidation between 1.3 min and 25 min, plasma pressure is 10^{-3} mbar and tungsten / tantalum filament. We developed an adequate approach to determine the mechanism of transport of the current. The electrical and physical parameters of Au - oxide - n - InP samples such as the ideality factor, the serie resistance, the constant Richardson and the barrier height have been determined by using a model. A better evaluation of these parameters has been gotten by a redefinition of the constant Richardson, called value correct of the constant of Richardson. This work permitted us to conclude that the mechanism of transport of the current is a thermoionic emission with effect tunnel. After the modeling, a survey on the influence of conditions of oxidization of these structures on the mechanism of transport has been presented knowing that the electric and physical parameters describing Au - oxide - n-InP structures depend on meaningful way of parameters characterizing the plasma of oxygen. In the domain of the transistors microwave characterization, our contribution carried on the improvement of the Chalmers model. It carries, as well on the precision of the model that on the gain in times of counts that is relatively important

MESFET; HEMT; InP; Schottky



REMERCIEMENTS

La première partie de ces travaux a été effectuée au Laboratoire de Physique des Milieux Ionisés L.P.M.I. de Nancy sous la direction du professeur **S. RAVELET** à qui j'exprime ma profonde reconnaissance.

La seconde, l'a été au Laboratoire de Recherche en Instrumentation de l'USTHB sous la direction du Professeur **MCE YAGOUB** à qui j'exprime également ma profonde gratitude pour sa rigueur et ses nombreuses interventions au cours de mes travaux.

Je remercie Monsieur **A. ZERGUERRAS** Professeur à l'ENP d'Alger qui me fait l'honneur de présider ce Jury.

Que Monsieur **H. BAUDRAND** Professeur à l'ENSEEIH de TOULOUSE trouve ici l'expression de ma profonde gratitude pour avoir expertisé mes travaux de recherche et de faire partie du Jury d'examen.

Mes remerciements vont également à Monsieur **A. ADANE** Professeur à l'USTHB pour avoir accepté de faire partie du Jury d'examen ainsi que pour ses nombreuses remarques au cours de mes travaux.

Je tiens à exprimer mes vifs remerciements à Monsieur **R. AKSAS**, Professeur à l'ENP d'Alger, pour l'intérêt qu'il porte à ces travaux et pour avoir accepté de faire partie du Jury d'examen.

Je tiens à exprimer mes vifs remerciements à Monsieur **M. MEHENNI**, Maîtres de Conférences à l'ENP d'Alger, pour l'intérêt qu'il porte à ces travaux et pour avoir accepté de faire partie du Jury d'examen.

Que Monsieur **M. TRABELSI** Chargé de Cours à l'ENP d'Alger, trouve ici l'expression de ma profonde gratitude pour avoir accepté de faire partie du Jury d'examen comme invité.

Enfin que Monsieur **A. ANGELOV** de l'Université de CHALMERS de la Suède trouve également mes remerciements pour sa collaboration scientifique en matière de Documentation scientifique et de données expérimentales.

~ TABLE DES MATIERES ~

INTRODUCTION GENERALE	1
CHAPITRE I: DESCRIPTION DES PRINCIPALES TECHNIQUES DE FABRICATION DES STRUCTURES METAL-OXYDE-PHOSPHURE D'INDIUM	
INTRODUCTION.....	4
I.1 PASSIVATION	5
I.1.1. Notion de passivation	5
I.1.2. Procédés de passivation	6
I.2 INTERFACE ET ETATS ELECTRONIQUES D'INTERFACE.....	7
I.2.1. Interface.....	7
I.2.2. Etats électroniques d'interface.....	7
I.3 BARRIERE SCHOTTKY.....	8
I.3.1. Influence des métaux sur La hauteur de barrière	8
I.3.2. Les mécanismes de formation de la barrière.....	9
I.4 OXYDATION.....	9
I.5 METALLISATION.....	10
I.6 TRAITEMENT A CHAUD – RECUIT.....	11
I.7 TECHNIQUES DE TRAITEMENT.....	12
I.7.1. Méthode thermique.....	12
I.7.2. Méthode chimique – anodique	13
I.7.3. Méthode CVD	13
I.7.4. Méthode plasma	14
I.7.5. Méthode PECVD.....	14
I.7.6. Méthodes UV et laser.....	14
I.8 CARACTERISATION DES STRUCTURES METAL - SEMICONDUCTEUR III-V.....	15
I.9 DISPOSITIFS ELECTRONIQUES A BASE DE SUBSTRAT INP TYPE N.....	16
I.9.1. Transistor MISFET.....	16
I.9.2. Transistor MESFET	18
I.9.3. Transistor HEMT	19
I.9.4. Transistor HIGFET	20
CONCLUSION	21
REFERENCES DU CHAPITRE I	22
CHAPITRE II: STRUCTURES REALISEES AU L.P.M.I. OR – OXYDE NATIF – PHOSPHURE D'INDIUM	
INTRODUCTION	27
II.1 PASSIVATION ET CHOIX DES ELEMENTS CONSTITUANTS LES STRUCTURES METAL - OXYDE –PHOSPHURE D'INDIUM	27
II.1.1. Passivation par plasma d'oxygène	27
II.1.2. Choix des éléments des structures Métal – Oxyde - nInP.....	28

II.1.2.1. Substrat InP de type n.....	28
II.1.2.2. Les Oxydes.....	29
II.1.2.3. Le Métal.....	30
II.2 PREPARATION ET REALISATION DES ECHANTILLONS AU – OXYDE NATIF (ISOLANT) – InP	31
II.2.1. Préparation de la face dépolie	31
II.2.2. Préparation de la face polie	32
II.2.3. Le dépôt de la couches d'oxyde	33
II.2.4. Métallisation	33
II.2.5. Recuit des structures	34
II.2.6. Les échantillons réalisés	34
II.3 CARACTERISATION DES ECHANTILLONS AU - OXYDE NATIF (ISOLANT) – InP	35
II.3.1. Caractérisation optique	35
1.a. Epaisseurs et indices de réfraction	36
1.b. Composition chimique	37
II.3.2. Caractérisation électrique	39
2.a. Mesures électriques statiques	39
2.b. Mesures électriques dynamiques	40
CONCLUSION	42
REFERENCES DU CHAPITRE II	43
 CHAPITRE III: MODELISATION DES STRUCURES REALISEES AU L.P.M.I OR – OXYDE NATIF - PHOSPHURE D'INDIUM	
INTRODUCTION.....	45
III.1 MODELISATION DES STRUCTURES SCHOTTKY	45
III.1.1. Modèle avec deux types de courants	46
III.1.2. Modélisation des caractéristiques expérimentales courant – tension – température	48
III.1.2.1. Modèle électrique	48
III.1.2.2. Modèle Mathématique	50
III.1.2.3 Détermination des paramètres physiques	51
III.2 RESULTATS ET DISCUSSIONS	54
III.2.1. Paramètres Physiques	54
III.2.2. Facteur d'idéalité et densité des états d'interface	56
III.2.3. Résistance série	57
III.3 INFLUENCE DU PLASMA D'OXYGENE SUR LES PARAMETRES ELECTRIQUES ET PHYSIQUES DES STRUCTURES AU- OXYDE NATIF-INP	59
III.3.1 Influence de la durée de traitement sur les paramètres physiques	60
III.3.2 Influence de la puissance du plasma sur les paramètres physiques	62
CONCLUSION	66

REFERENCES DU CHAPITRE III	67
 CHAPITRE IV: MODELISATION DES TRANSISTORS A EFFET DE CHAMPS MICRO - ONDES : MESFET ET HEMT	
INTRODUCTION	71
IV.1 MODELISATION DES TRANSISTORS MESFET ET HEMT	72
IV.2 AMELIORATION DU MODELE DE CHALMERS	74
IV.3 RESULTATS ET DISCUSSIONS	77
IV.4 EFFET DE LA TEMPERATURE	81
IV.5 COMPARAISON DES MODELES NON LINEAIRES DES TRANSISTORS MESFET ET HEMT POUR LA SIMULATION DES CIRCUITS	82
IV.5.1. les modèles empiriques et présentation des Modèles	82
IV.5.2. Caractéristiques DC d'entrée du MESFET et du HEMT	83
IV.5.3. Caractéristiques DC de sortie des dispositifs MESFET et HEMT	85
IV.5.4. Modèles empiriques pour les Caractéristiques courant – tension – température des transistors MESFET et HEMT	90
VI.6 MODELISATION DES TRANSISTORS MESFET ET HEMT PAR LE RESEAU DE NEURONES	92
CONCLUSION.....	94
REFERENCES DU CHAPITRE IV	95
CONCLUSIONS GENERALES ET PERSPECTIVES	99

NOMENCLATURE DES SYMBOLES

I_{pk} : courant de drain, déterminé pour le maximum de la transconductance dans la région de saturation.

V_{pk} : tension de grille, déterminé pour le maximum de la transconductance dans la région de saturation.

V_{pk0} : valeur de V_{pk} à V_{ds} proche de zéro Volt

V_{pks} : valeur de V_{pk} à V_{ds} dans la région de saturation

λ : paramètre de modulation de la longueur du canal.

α : paramètre de la tension de saturation.

ψ : séries de fonction de puissance centrée en V_{pk} .

p_1 : décrit le comportement de g_m pour $V_{gs}=V_{pk}$.

p_2 : caractérise l'aspect asymétrique des courbes de la transconductance.

p_3 : caractérise le courant du drain autour de la tension de pincement.

α_r : valeur résiduelle de α pour la tension de pincement

α_1 : constante empirique

$P(T)$: paramètre à la température T

$P(T_a)$: paramètre à la température ambiante T_a

A_p : coefficient de température du paramètre P

V_{ds} : tension entre le drain et la source

V_{gs} : tension entre la grille et la source

I_{ds} : courant entre le drain et la source

G_m : transconductance maximale

G_{m0} : transconductance maximale à $V_{ds} = 0.1$ V

G_{ms} : transconductance maximale dans la région de saturation

ϵ_0 : permittivité du vide

ϵ_i : permittivité de la couche d'oxyde d'interface

C_{ox} : capacité de la couche d'oxyde d'interface

R_s : résistance série

R_c : résistance de contact

n : facteur d'idéalité

D_s : densité des états d'interface

d : épaisseur de la couche d'oxyde mesurée par ellipsomètre

S : surface du contact

q : charge de l'électron

Φ_B ou Φ_b : hauteur de barrière

$\Phi_B (0K)$: hauteur de barrière à 0 Kelvin

$\Delta\Phi_{oi}$: abaissement de la barrière dû à la force image

$a\delta\chi^{1/2}$: coefficient tunnel

$\Delta\Phi_B$: abaissement de la barrière

E_m : champ électrique maximal

χ : hauteur de barrière effective présentée par la couche d'oxyde d'interface

P_u : puissance du plasma

Φ_m : fonction du travail

n_i : densité intrinsèque des porteurs

w : largeur de la région de déplétion

τ : durée de recombinaison de l'électron

J_{ro} : densité du courant de recombinaison

J_{to} : densité du courant saturation

K : constante de Boltzman

A^* : constante de Richardson

T_0 : température caractéristique des structures Schottky

INTRODUCTION GENERALE

INTRODUCTION GENERALE

Les matériaux des colonnes III-V du tableau périodique des éléments chimiques offrent une grande variété de compositions binaires permettant de modifier leurs propriétés électroniques. Les semi-conducteurs binaires, tel que le phosphore d'Indium (InP) par exemple, présentent des propriétés très intéressantes pour les applications hyperfréquences et optoélectroniques. Ils sont de plus en plus utilisés pour réaliser des transistors micro-ondes, tels que le MESFET, le HEMT, le SISFET et le HBT.

L'utilisation du matériau composé est souvent accompagné de problèmes d'oxydation rapide. La formation du contact Schottky (MESFET) est beaucoup plus difficile à réaliser comparée à celle du même contact à base d'arséniure de gallium (GaAs) et l'oxyde natif ainsi formé est instable. Certaines limitations, en matière de conception du composant, sont intrinsèquement liées aux propriétés du matériau semi-conducteur et à la nature de la couche d'oxyde formée sur le substrat, par exemple: l'évaporation du phosphore à une certaine température (300°C) et la faible hauteur de barrière. Cependant, pour les structures à effet de champ, un problème se pose concernant le choix de la couche de diélectrique pour la passivation, car la capacité grille – drain et l'état de la surface en dépendent. La présence de pièges en surface entraîne généralement des courants de fuite, une réduction du courant de drain et constitue une source de bruit.

Un bon fonctionnement des composants micro-ondes exige un contrôle de la surface et des interfaces avec d'autres solides, car l'InP présente quelques inconvénients lorsqu'on utilise des systèmes de dépôt conventionnels. Pour contrôler ces dégradations des surfaces et des interfaces, la technologie par plasma, même aussi douce que possible peut conduire à un abaissement de la densité des états d'interface, un contrôle de la surface, une réduction de la température d'évaporation du substrat InP et une élévation de la hauteur de barrière proche de l'unité. Pour l'élévation de la barrière Schottky, l'utilisation de couches phosphorées a donné des résultats satisfaisants.

Afin d'améliorer et de repousser la plupart des limites que nous avons abordées, on procède à de multiples essais technologiques mais le soutien théorique reste à développer pour obtenir une compréhension physique des structures réalisées.

La technologie par plasma d'oxygène multipolaire effectuée au Laboratoire de Plasma et des Milieux Ionisés (L.P.M.I.) de Nancy France a permis la mise en œuvre d'un procédé de passivation reproductible, mais les résultats expérimentaux obtenus nécessitent une caractérisation des structures Au- oxyde natif- n-InP. Pour la détermination des paramètres électriques et physiques caractérisant les structures Or -- oxyde natif - semi-conducteurs InP, les méthodes développées [C10-C18] ne sont plus applicables aujourd'hui.

Actuellement, même si la technologie permet de fabriquer des transistors Schottky micro-ondes, les industriels n'arrivent pas à déterminer avec précision la modélisation physique et électrique de ces composants. La caractérisation par une fonction mathématique ou un modèle numérique est la partie la plus délicate pour la conception de circuits micro-ondes tels que oscillateur, mélangeur, etc. Les modèles élaborés pour les transistors à effet de champ présentent des limitations, à cause de la précision et de la complexité. Les modèles simples diminuent la précision tandis que des modèles élaborés avec complexité consomment beaucoup d'espace mémoire et de temps de calcul. La qualité d'un modèle peut être évaluée de différentes manières, telles que la comparaison des caractéristiques courant-tension (I-V) mesurées et simulées, les simulations bidimensionnelles, la comparaison des paramètres de dispersion S mesurés et simulés.

Avec l'évolution de la technologie des transistors MESFET et HEMT, d'autres modèles électriques empiriques ou semi – empiriques, dont l'extraction des paramètres est simple, ont été développés pour le processus de conception des circuits.

Les modèles basés sur les caractéristiques capacité – tension - température (C-V-T) sont limités pour exprimer, à partir des mesures expérimentales, certains paramètres physiques tels que la densité des états d'interface, les puits, les pièges de la structure Schottky. Ceci est peu être dû à la technique de passivation et à la non homogénéité de la couche d'oxyde qui engendrent des problèmes des états d'interfaces, des pièges et de la barrière Schottky non homogène. Les structures Schottky, à base de semi-conducteurs composés tels que l'Arséniure de Gallium et le Phosphure d'Indium, ne sont donc pas caractérisées convenablement.

Toutes ces approches de modélisation présentant des limitations nous ont conduit à la recherche de modèles caractérisant aux mieux les structures Schottky. Une approche de modélisation des caractéristiques électriques courant – tension - température des structures Schottky a été mise au point et a donné lieu à des résultats probants. C'est la raison pour laquelle nous l'avons adopté et organisé notre travail comme suit:

Au premier chapitre, nous présentons un état de l'art regroupant une bibliographie assez riche sur les investigations de traitement de surface, la théorie et les applications des structures Schottky à base de semi-conducteur InP.

Le deuxième chapitre traite des principales étapes de conception des structures Schottky traitées par plasma d'oxygène, à savoir: la préparation du substrat, la croissance de l'oxyde par plasma d'oxygène, la métallisation, le recuit. Nous décrivons également les différentes techniques de caractérisation des structures Schottky Au-oxyde natif- InP.

La modélisation des structures Schottky réalisées au L.P.M.I ainsi que la méthode d'extraction des paramètres électriques et physiques est présentée au troisième chapitre. Un lien direct ou indirect entre les paramètres du plasma à savoir, la durée d'oxydation et la puissance du plasma et les paramètres décrivant le mécanisme de transport du courant, est également étudié.

Enfin, compte tenu de la limitation du modèle CHALMERS, nous présentons, au quatrième chapitre, l'amélioration de ce modèle pour la caractérisation des transistors MESFET et HEMT. Aussi, nous effectuons une étude comparative de tous les modèles empiriques élaborés pour les transistors MESFET et HEMT.

CHAPITRE I

**DESCRIPTION DES PRINCIPALES TECHNIQUES DE
FABRICATION DES STRUCTURES METAL – OXYDE –
PHOSPHURE D'INDIUM**

INTRODUCTION

Les semi-conducteurs composés III-V sont des matériaux de plus en plus utilisés comme composés actifs pour une variété de dispositifs électroniques tels que les transistors micro-ondes MESFET (*MEtal Semiconductor Field Effect Transistor*), HEMT (*High Electron Mobility Transistor*) et HBT (*Heterojunction Bipolar Transistor*).

Ces semi-conducteurs sont fabriqués à partir de composés III-V et particulièrement de l'InP (Phosphure d'Indium), ce qui, relativement aux transistors usuels à base GaAs (Arséniure de Gallium), leur confèrent des propriétés intrinsèques remarquables, à savoir:

- Une forte mobilité électronique favorisant les FET à canal n donc une fréquence de coupure plus élevée, et une concentration du gaz d'électrons bi - dimensionnel plus élevée que sur le GaAs,
- Une grande vitesse de déplacement (de l'ordre de 10^7 cm/s), c'est à dire une vitesse de saturation plus importante dans le canal, pour les circuits intégrés rapides,
- Une bande interdite directe permettant l'émission de la lumière pour les applications optoélectroniques.

En outre, l'InP est considéré comme un matériau semi-isolant car sa bande interdite est supérieure à 1.3 eV et possède une grande résistivité à l'état intrinsèque ($2.10^8 \Omega.cm$). Toutes ces propriétés offrent un large champ d'applications nouvelles dans des domaines très divers tels que : la micro-électronique rapide (digitale et analogique), les composants électroniques de puissance à hyperfréquence ainsi que l'optoélectronique intégrée [A1, A2, A3].

Les concepts futurs restent encore à définir de manière rigoureuse en dépit des propriétés physiques favorables. La théorie, la technologie et les applications des dispositifs micro-électronique basés sur l'InP sont encore loin d'être complètement établis. Le fonctionnement de ces dispositifs exige un contrôle de la surface du semi-conducteur et des interfaces avec d'autres solides car l'InP possède quelques inconvénients technologiques [A4], à titre d'exemple, on peut citer :

- l'absence d'oxyde natif stable (ex : SiO_2),
- la formation du contact Schottky (MESFET) qui est beaucoup plus difficile à réaliser comparée au GaAs,

La raison est, qu'avec plusieurs types de contacts métalliques tels que (Al, Pb, Cu, Ag, Mn et Au) à la surface de l'InP, le niveau de Fermi est bloqué et proche de la bande de conduction donnant ainsi une faible hauteur de la barrière Schottky inférieure à 0.5 eV [A5, A6, A7].

I.1. PASSIVATION

I.1.1. Notion de passivation

La recherche de procédés nouveaux permettant une meilleure passivation de la surface de l'InP a conduit les chercheurs, dans ce domaine, à plus d'investigations. Dans le but de prévenir les effets indésirables induits par les surfaces et les interfaces sur les performances des dispositifs [A-8], une discipline scientifique s'est développée autour du terme "*passivation*". La passivation constitue ainsi un vaste domaine de recherche; c'est une ingénierie scientifique traitant des thèmes autour des défauts des surfaces et des interfaces des composants électroniques III-V. Il résulte d'une action qui :

- Passive vis-à-vis des actions extérieures volontaires, comme le dopage qui n'a été rendu possible qu'après élimination ou passivation des défauts du matériau,
- Passive vis-à-vis des actions parasites extérieures involontaires.

Des techniques à caractère pluridisciplinaire (chimie, physique des surfaces et la physique des composants) se développent autour de la passivation afin de fabriquer des surfaces et des interfaces eu égard aux exigences technologiques. Ainsi des progrès en matière d'augmentation des performances des structures basées sur le principe de la barrière Schottky ont été réalisés. Il s'agit de la mise en œuvre des traitements de surface associés à des dépôts de diélectriques avec les objectifs suivants :

- conférer aux surfaces et aux interfaces les propriétés électriques requises pour un fonctionnement optimal du dispositif,
- stabiliser les propriétés des surfaces et interfaces en vue de supprimer toute perturbation ou évolution dans le temps des caractéristiques fonctionnelles du composant résultant des contraintes extérieures thermiques, électriques et physico-chimiques (contamination, oxydation, etc.).

I.1.2. Procédés de passivation

Pour la neutralisation des défauts, les procédés de passivation développés jusqu'à présent se résument à :

- l'hydrogénation, appelée aussi H – passivation, réalisée à l'aide du plasma H_2 et qui produit une désactivation électrique des impuretés donneurs et accepteurs dans l'InP, [A9-A12].
- la sulfurisation qui consiste à préparer la surface par un traitement $(NH_4)_2S$. Cette passivation conduit à des surfaces chimiquement et thermiquement stables et résistantes quand le composant est exposé longtemps à l'atmosphère et à la haute température de recuit. La hauteur de barrière Schottky et le courant inverse des structures Schottky sont largement améliorés par rapport à celles gravées [A13-A15].
- l'oxydation de l'InP et l'analyse physico-chimique d'un tel oxyde natif montre qu'il conduit à une meilleure passivation [A16]. Plusieurs essais ont montré que la surface d'InP oxydée supporte sans dégradation de nombreuses méthodes de dépôt de diélectrique, par exemple les dépôts en phase vapeur assistée par plasma. De même ces surfaces oxydées supportent sans dommage des recuits jusqu'à la température de $450^\circ C$.

La Fig. I.1 montre l'amélioration de la caractéristique capacité – tension lorsque la structure métal – oxyde d'interface – InP a été passivée. Contrairement à la caractéristique expérimentale d'une structure non passivée, celle passivée est proche de la courbe théorique¹.

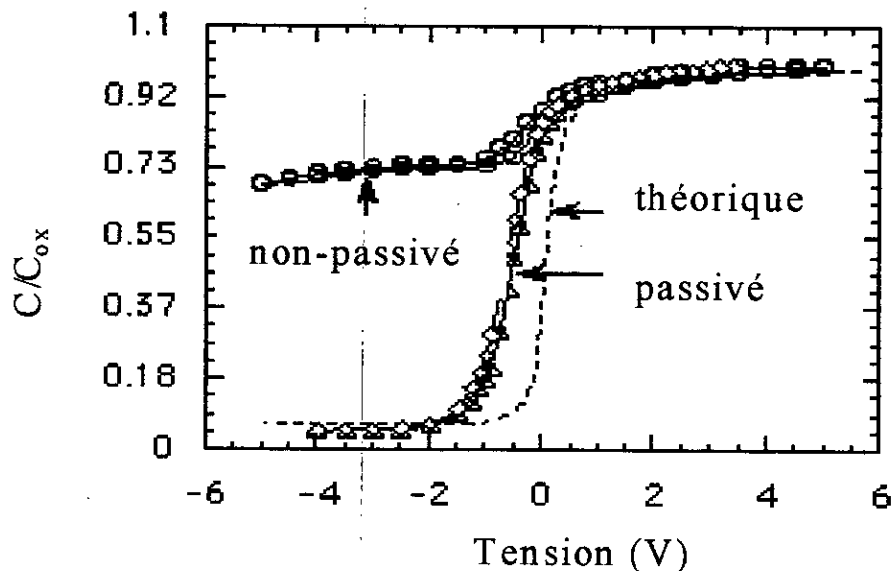


Fig. I.1 : Caractéristiques capacité – tension d'une structure métal – oxyde d'interface – InP

I.2 INTERFACE ET ETATS ELECTRONIQUES D'INTERFACE

I.2-1 Interface

Une interface est une zone de transition entre deux matériaux adjacents; c'est donc une région de raccordement d'épaisseur faible mais non nulle. L'interface présente à la fois des propriétés dépendant des matériaux en contact et des caractéristiques qui lui sont propres. C'est une structure cristallochimique et donc une structure électronique différente de celle du volume. Ces dernières doivent être contrôlées en passivant l'interface.

L'interface du semi-conducteur présentée généralement dans la littérature technique, est celle formée dans le vide et dotée de caractéristiques intrinsèques: c'est la surface idéale.

Les interfaces réelles des dispositifs électroniques sont beaucoup plus complexes, et la surface réelle du semi-conducteur en contact avec l'air donne une couche de contamination sous forme d'oxyde natif à l'interface entre l'atmosphère et le semi-conducteur. La formation d'une telle interface provoque des imperfections par rapport à la surface idéale, c'est à dire: le piégeage et la recombinaison ainsi que la diffusion des porteurs à la surface [A17-A21].

I.2-2 Etats électroniques d'interface

La structure cristallographique de l'interface diffère de celle du volume. Cette différence engendre des états d'interface. Ce sont des états dont le niveau d'énergie est situé dans la bande interdite du semi-conducteur (voir Fig.I.2).

Les caractéristiques électriques de l'interface sont :

- le contrôle de la position du niveau de Fermi, c'est à dire son blocage au niveau de la bande de conduction,
- le piégeage et la recombinaison des porteurs à l'interface,
- la diffusion des porteurs à l'interface.

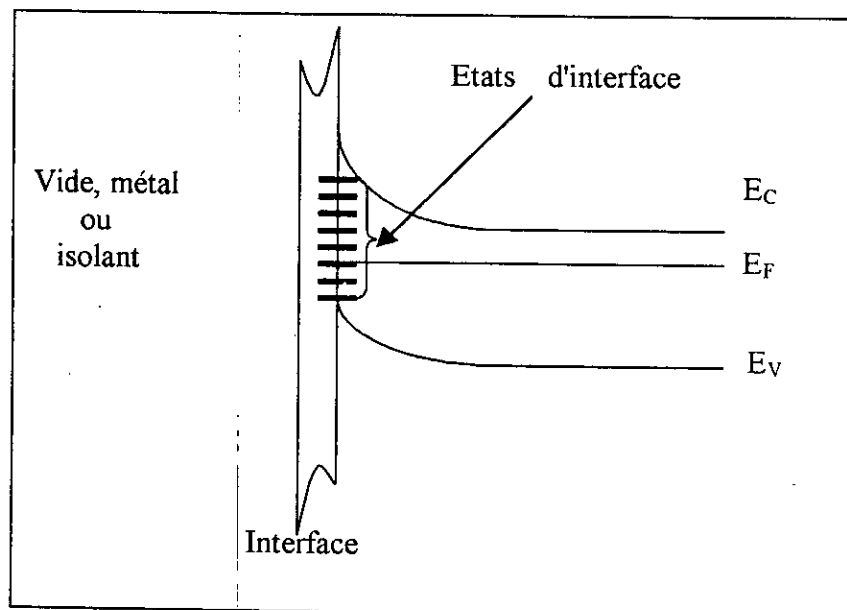


Fig.I-2: Représentation schématique de la structure des bandes du dispositif vide, métal ou isolant

I.3 BARRIERE SCHOTTKY

I.3-1 Influence des métaux sur La hauteur de barrière

La hauteur de barrière des structures métal- interface (isolant) – semi-conducteur a fait l'objet des travaux de recherches [A22-A25] pour son importance dans le contrôle du comportement électrique de tels dispositifs. La principale qualité attendue de ces structures est d'opposer une barrière forte aux porteurs majoritaires du semi-conducteur. L'InP forme avec les métaux une faible barrière (tableau I-1).

Tableau I-1 . Résultats obtenus par des mesures électriques [A.24]

Métal	Clean	Exposé à l'air	$\Phi_m(eV)$
	$\Phi_b(eV)$	$\Phi_b(eV)$	
Ag	0.54	0.45	4.26
Cr	0.45	0.45	4.50
Cu	0.42	0.39	4.63
Au	0.42	0.45	5.10
Pd	0.41	0.42	5.12
Mn	0.35	0.33	4.10
Sn	0.35	0.28	4.42
Al	0.33	0.34	4.28
Ni	0.32	0.32	5.15

I.3-2 Les mécanismes de formation de la barrière

Les mécanismes de la physique fondamentale déterminant la barrière de circulation des électrons ou des trous à l'interface du métal - semi-conducteur dans une structure Schottky pratique ne sont pas bien définis.

En théorie, la hauteur de barrière est établie comme suit :

$$\Phi_B = \Phi_B^0 - \alpha E_m - \Delta\Phi_B = \Phi_{B0} - \Delta\Phi_B \quad (1)$$

Φ_{B0} est considérée dans la littérature [A.26] comme la hauteur de barrière à zéro , sans force image.

Pour déterminer la hauteur de barrière Schottky , la technique la plus utilisée est la caractéristique courant - tension. Ceci est valable lorsque la barrière Schottky est uniforme et le paramètre Φ_B peut être identifié comme la hauteur de barrière.

Cependant avec la large diversité du comportement observé à partir des barrières Schottky, il est difficile de la considérer avec une vue traditionnelle de l'homogénéité de la hauteur de barrière. L'inhomogénéité a un effet dominant sur le mécanisme de transport et est sujette à la dépendance sur la hauteur de barrière et sur l'interface [A.27]. Il existe une corrélation entre la structure de l'interface et la hauteur de barrière. Mais une question reste posée: Les anomalies de la hauteur de barrière Schottky sont-elles dues aux états d'interfaces ou à l'inhomogénéité de la barrière Schottky ?

I.4 OXYDATION

L'oxyde peut être utilisé pour passiver la surface des semi-conducteurs ou servir comme couche isolante. La faible hauteur de barrière de l'InP (<0.5eV) et le manque de la fiabilité de la technologie de l'oxyde-isolant, limite le nombre d'applications. Un certain nombre de processus ont été établis pour augmenter artificiellement la hauteur de barrière [A.2],[A.28]-[A.34]. Ces processus consistent principalement à faire croître une couche fine d'oxyde natif sur la surface du semi-conducteur. Ces techniques de croissance de l'oxyde natif sont réalisées par oxydation thermique pour des températures inférieures à 600°C [A.28] ou par oxydation à la vapeur chimique [A.2]. De plus, les méthodes d'oxydation peuvent dégrader les propriétés du semi-conducteur et donner des surfaces non homogènes. On trouve également l'oxydation

anodique de InP [A.29] qui donne des couches lisses, dépôt (évaporation) par laser[A.30]. L'oxydation par plasma d'oxygène réduit la réflectivité, l'influence du plasma sur les diodes Schottky et sur les niveaux des pièges [A.31-A.33].

I.5 METALLISATION

Les contacts métalliques sur un substrat InP ont été réalisés avec plusieurs type de métaux comme le montre le tableau I-1. Former un contact ohmique avec une faible résistivité pour les composants III-V est un défi dans la fabrication des dispositifs (voir tableau I-2). Les résultats des investigations montrent que la métallisation avec l'or (Au) du semi-conducteur InP [A.41-A44], donne généralement des hauteurs de barrière plus grandes et des contacts avec une stabilité améliorée du point de vue thermique et électrique.

La résistivité minimale est obtenue, en général, pour des températures de recuit supérieures à 300°C et inférieures à 450°C [A.42]. Le contact avec Au/Mn donne une résistivité minimale de $6 \cdot 10^{-4} \Omega \text{ cm}$ pour un dopage de $2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

Pour la métallisation, le blocage du niveau de Fermi à la surface a lieu au voisinage du milieu de la bande interdite ($E_{g\text{InP}} = 1.351\text{eV}$). Le blocage du niveau de Fermi (à 0.5eV) est considéré comme une barrière contre le transport des porteurs de charges.

Tableau I-2 : Résistivité minimale des composés de l'or (Au) [A.42]

Métal	Au/Zn	Au/Be	Au/Mn
Résistivité minimale			
Ωcm	$3.7 \cdot 10^{-5}$	$7.8 \cdot 10^{-5}$	$6 \cdot 10^{-4}$
Densité de dopage			
cm^{-3}	10^{18}	$8 \cdot 10^{18}$	$2 \cdot 10^{18}$
Energie d'activation			
MeV	Zn: 46	Be: 41	Mn: 220

I.6 TRAITEMENT A CHAUD - RECUIT

Le recuit thermique possède de nombreux effets sur l'oxyde, sur le contact métallique, sur la position du niveau de Fermi. Le tableau I-3 présente quelques résultats de la hauteur de barrière en fonction de la température de recuit. Concernant le silicium, le recuit améliore considérablement la qualité de l'oxyde et réduit les états d'interface.

Pour un meilleur contrôle des propriétés du dispositif, on doit observer :

- La morphologie de la surface,
- La densité des porteurs de charges à la surface,
- Le changement de la hauteur de barrière et du mécanisme de conduction.

Concernant l'étude de l'évolution des caractéristiques des structures en fonction de la température de traitement, les travaux présentés de manière succincte sont axés sur :

- les propriétés physiques (par exemple, formation de la barrière) et électriques. EFTEKHARI [A.34] a présenté des résultats du recuit rapide sur l'oxyde anodique de l'InP en fonction de la température. Notons qu'une nette amélioration est obtenue pour les paramètres tels que: la résistivité, la tension d'avalanche et la permittivité. De plus, on peut relever la disparition de l'hystérésis des caractéristiques C-V dans certains cas et le changement de mécanisme de conduction, c'est-à-dire passage de l'émission thermoionique à l'émission Poole-Frenkel ou de l'émission thermoionique à l'émission tunnel [A.35]. Une température de recuit de 200°C (10min) donne une position acceptable du niveau de Fermi à la surface [A.36]. Parfois les résultats sont controversés, N. SZYDLO [A.37] observe une dégradation des caractéristiques et une diminution de la hauteur de barrière après un traitement à 340°C. Cependant, les résultats des travaux de J. DUNN [A.38] montrent que les températures de recuit variants de 400°C à 500°C augmentent la hauteur de barrière d'environ 0.25 eV. Les températures de recuit comprises entre 200°C et 350°C ne causent pas de changement, exceptés les interfaces qui diminuent avec l'augmentation de la température [A.39].
- les propriétés physico-chimiques de l'oxyde et du substrat. Les températures de recuit peuvent provoquer des réactions chimiques entre les atomes du métal Au et les atomes du substrat In et P pour former des composés binaires sur la couche métallique ou dans

le substrat InP. O. WADA [A.40] a montré que la formation de certains composés provoque une certaine instabilité du contact .

Tableau I-3: hauteur de barrière en fonction de la température [A.39]

Température (°C)	Sans	250	400	500
Hauteur de barrière(eV)	0.84	0.80	0.72	0.60

I-7 TECHNIQUES DE TRAITEMENT

Les techniques de traitement de surface [A.45 – A.50] ont été développées dans le domaine des semi-conducteurs afin de produire des interfaces dotées de propriétés proches de celles des structures métal- isolant – semi-conducteur (Si). La couche d'oxyde à réaliser doit remplir les conditions suivantes:

- Meilleure stabilité physique, électrique, chimique, mécanique et thermique,
- Hauteur de barrière élevée (proche de l'unité),
- Résistivité électrique élevée,
- Champ de claquage élevé,
- Gap le plus élevé possible,
- Densité de pièges faible,
- Vitesse de recombinaison à la surface faible,

Les techniques mises en œuvre pour la conception d'un tel diélectrique sont de type chimique, thermique ou sèche.

I.7.1 Méthode thermique

L'oxydation thermique a connu un énorme succès dans la réalisation du contact $\text{SiO}_2\text{-Si}$; cela a offert à la technologie des structures MIS sur silicium, des débouchés industriels très importants.

Elle a été la première technique utilisée pour réaliser le contact diélectrique sur un substrat InP. Des oxydes épais à faible résistivité (de l'ordre de $10^8\text{-}10^9 \Omega \text{ cm}$), un courant de fuite

élevé (et donc une barrière faible) ont été obtenus sous un flux d'oxygène et à des températures supérieures à 450°C [A.45 - A.47].

Les mauvaises caractéristiques électriques présentées par ces structures peuvent s'expliquer par la présence d' In_2O_3 en surface. Le gap de ce dernier est de l'ordre de 2.6eV, ce qui est faible pour la technologie visée. L'oxydation thermique n'est pas susceptible de passiver correctement l'InP en donnant une stabilité électrique aussi proche que celle du silicium [A.47, A.48].

I.7.2. Méthode chimique - anodique

Grâce à la grande variété d'oxyde anodique telle que les divers électrolytes disponibles, quelques résultats significatifs ont été obtenus par G.FRANZ [A.29]. Cette technique conduit à un système à deux couches :

- la première a été réalisée en utilisant un électrolyte 0.1 normale de K-OH,
- la seconde, par pulvérisation de SiO_2 .

La structure obtenue présente une faible résistivité (de l'ordre de $10^{10}\Omega\cdot\text{cm}$); ce qui limite son efficacité. Des électrolytes avec différentes densités de courant et différents PH ont été utilisés pour l'élaboration d'oxyde sur l'InP. Les analyses XPS révèlent que la composition chimique du diélectrique est composée essentiellement de P_2O_5 et In_2O_3 .

I.7.3. Méthode CVD

La méthode CVD (dépôt chimique en phase vapeur) est une technique relativement douce. Elle est fréquemment utilisée pour déposer des isolants à des températures inférieures à la vaporisation du phosphore soit 300°C. Cette technique est utilisée pour faire croître des couches minces sur d'autres matériaux tel que le GaAs. Plusieurs types d'isolants tels que : Al_2O_3 , SiO_2 et GeN_4 , ont été réalisés sur l'InP [A.49-A.53]. Seuls les SiO_2 et Al_2O_3 ont donné des caractéristiques électriques relativement bonnes mais la dérive et la haute densité des états d'interface demeurent des problèmes à résoudre.

La technique CVD a actuellement connu le plus de succès pour la réalisation d'isolant des structures MISFET - InP. Mais la présence des phénomènes d'instabilité et les faibles vitesses électroniques dans le canal des MISFET limitent les performances de cette technique.

I.7.4. Méthode plasma

Les inconvénients des traitements cités précédemment sont multiples tant au niveau de la qualité cristallographique que des perturbations technologiques, telles que la diffusion des dopants, l'interdiffusion des matériaux, etc.

Avec le développement de la micro-électronique, ce nouveau procédé d'oxydation par plasma permet d'améliorer la qualité cristallographique (dislocations et défauts d'empilement) et de minimiser les perturbations c'est à dire, la diffusion des dopants ainsi que l'interdiffusion des matériaux. Ce procédé permet aussi d'abaisser la température des réactions chimiques de surface.

L'oxydation par plasma repose sur le processus d'excitation d'une molécule par un électron accéléré dans un champ électrique. A basse pression, ce mécanisme de transfert d'énergie en milieu gazeux conduit à l'obtention d'espèces atomiques, moléculaires excitées. Ce processus permet de créer des espèces dites "actives" qui sont responsables des processus d'interaction plasma-surface. Les réacteurs actuels contrôlent séparément les paramètres qui permettent la création des espèces actives gouvernant ainsi l'interaction pour le traitement, le dépôt et la gravure [A.54].

I.7.5. Méthodes Dépôt chimique en phase vapeur assisté par plasma PECVD

Un diélectrique nitrure de bore sur un substrat InP a été réalisé à partir d'une synthèse de couches minces en PECVD. Deux types de plasma ont été utilisés par O. Baehr [A.55], un plasma RF à 13.56 MHz et un plasma micro-onde à 2.45 GHz. Malgré que l'InP est un matériau semi-conducteur fragile à des températures de l'ordre de 300°C, cette technique permet l'élaboration de films diélectriques sur InP, afin de réaliser des structures MIS Au / BN / InP.

I.7.6. Méthodes UV et laser

La méthode à Ultra - Violet a également été utilisée. Une lampe à faible pression et à base de mercure (Hg) constitue un composant optique de longueur d'onde proche de 184.9 nm et 253.7 nm. La lumière de lampe permet de dissocier les molécules d'oxygène [A.56].

D'autre part, une couche de nitrure d'Aluminium a été déposée sur InP en utilisant un laser pulsé de 30ns pour réaliser une structure MIS avec une constante diélectrique relative de l'ordre de 7.5 à 7.8. La caractéristique capacité – tension présente un cycle d'hystérésis important [A.57]. Ces deux techniques n'ont pas été très utilisées par les laboratoires de recherche.

I.8 CARACTERISATION DES STRUCTURES METAL - SEMICONDUCTEUR III-V

Face à l'extrême complexité des surfaces et interfaces de semi-conducteurs composés et à la difficulté d'en contrôler les propriétés de façon reproductible, la communauté scientifique des physiciens et technologues des composants a développé une intense activité expérimentale.

A cet effet, pour mettre en œuvre des traitements de surface dans un environnement et optimiser de manière efficace le procédé de passivation, on utilise des techniques de contrôle, de caractérisation des propriétés physico-chimiques et électroniques de surfaces (structure cristalline, stœchiométrie, nature atomique, structure électronique, niveau de Fermi, épaisseur d'oxyde, rugosité). Ceux sont:

1. La **PL**, c'est la mesure de l'intensité de photoluminescence de bords de bande et d'excitons, qui sert à déterminer la hauteur de barrière et le niveau de passivation. La photoluminescence permet de vérifier si la couche d'oxyde est homogène sur tout le substrat InP et de vérifier aussi si le traitement par plasma a induit des défauts cristallins supplémentaires. Le principe de la photoluminescence consiste à créer des paires électrons – trous par illumination du matériau. Ce dernier étant perturbé, le retour à l'équilibre se fait par des processus radiatifs et constitue le signal de photoluminescence qui est fonction de la densité d'états d'interface.
2. **LEED** (Low energy electron diffraction) permettant de déterminer la stabilité thermique et chimique de la structure,
3. l'**ESCA** (Electron Spectroscopy for Chemical Analysis) sert à déterminer la composition chimique de l'interface,
4. le **XPS** (X- ray Photoelectron Spectroscopy) est utilisée pour déterminer la composition de la surface des différentes couches,
5. l'**Ellipsomètre** utilisé pour déterminer l'indice de réfraction et l'épaisseur de la couche d'oxyde,
6. La **DLTS** (Deep level Transient Spectroscopy / Spectroscopie en transitoire des niveaux profonds / La spectroscopie des pièges profonds) des structures Au – oxyde natif – nInP donne la région supérieure et inférieure de la bande interdite permettant de déduire les densités, énergie et la section efficace des états d'interfaces. La DLTS est utilisée pour étudier l'effet de traitement de surface et la température du substrat sur les caractéristiques Métal – nInP,
7. Les mesures des caractéristiques statiques courant-tension et dynamiques capacité-tension des structures (métal / semi-conducteur) en fonction de la température, permettent la

détermination du mécanisme de transport ainsi que les propriétés du diélectrique formé à l'interface métal / semi-conducteur. Ils existent d'autres techniques de caractérisation de l'interface, à savoir: les mesures G-V (conductance - tension) et les mesures G_p / ω (conductance - fréquence); Mesures G-V. De ces mesures sont tirées des informations quant aux pièges d'interface et de la densité de pièges .

L'ingénierie de l'interface dans les dispositifs est actuellement un domaine d'activité de recherche intense. Ces dernières années, beaucoup d'efforts sont consentis pour acquérir un savoir-faire important dans le domaine du contrôle de l'interface et des couches de passivation afin de produire des interfaces à faible densité de pièges tout en caractérisant l'interface semiconducteur – isolant.

I.9 DISPOSITIFS ELECTRONIQUES A BASE DE SUBSTRAT InP TYPE n

Le substrat InP de type n conduit à des dispositifs électroniques plus rapides que le matériau de type p. Il est adopté aux longueurs d'ondes comprises entre 1.3 et 1.55 μ m utilisées par les fibres optiques pour l'amélioration des télécommunications (photodiode, transistor HEMT), [A.1].

Différents transistors à effet de champ ont été réalisés sur l'InP type n en contrôlant la couche de commande à l'aide d'un diélectrique formé dans un milieu plasma. Les oxydes d'InP ne possèdent pas d'excellentes propriétés diélectriques comme celles des isolants usuels de l'électronique (SiO_2 , Si_3N_4 et Al_2O_3). Cependant, la chimie des oxydes a montré que l'InP est beaucoup plus favorable à une passivation que le GaAs. Les performances des dispositifs sont affectées par les propriétés spécifiques des interfaces décrites précédemment. Leur fonctionnement dépend des propriétés de surface et d'interface, car la partie active en subit directement l'influence. Dans le développement qui suit, on présentera de quelle manière les performances des composants sont affectées par les propriétés des interfaces.

I.9.1 Transistor MISFET

Le transistor MISFET (Métal - Isolant - Semi-conducteur) est commandé par une grille isolée. L'isolant formé entre le métal et le semi-conducteur est un diélectrique épais de 500Å minimum. La représentation schématique est donnée à la Fig.I.3. Les charges libres induites dans le canal sont transportées entre la source et le drain soumis à une différence de potentiel. L'effet recherché est une modulation maximale de la conductance du canal. Il est donc

nécessaire que toute les charges induites dans ce canal restent libres et non pas immobilisées, c'est-à-dire piégées dans les états d'interface.

Pour l'InP, le niveau de Fermi à l'interface est de 0.4eV en dessous de la bande de conduction, (voir Fig.I.4). Alors il est plus facile de déplacer le niveau de Fermi à l'interface jusqu'au bord de sa bande de conduction (la bande interdite de l'InP est de 1.35 eV). A contrario du GaAs où l'écart est de 0.8eV.

La structure MIS a fait l'objet de nombreuses études au cours des dernières années [A.22, A.43, A.46]. Différents transistors MISFET à canal n sur InP ont été réalisés à l'aide de la technologie plasma par WOODWARD [A.58], AL-REFAIE (Université CANTERBURY) [A.59]. La stabilité des dispositifs MISFET réalisés sur InP n'est pas satisfaisante et les dérives des caractéristiques observées semblent être attribuées essentiellement à la structure MIS.

Pour passiver ce composant, il faut réaliser une interface diélectrique – semi-conducteur la plus dépourvue possible des états d'interface afin de permettre un libre déplacement du niveau de Fermi à l'interface sous l'effet de la tension appliquée sur la grille et pour prévenir les phénomènes de dérive du courant drain – source.

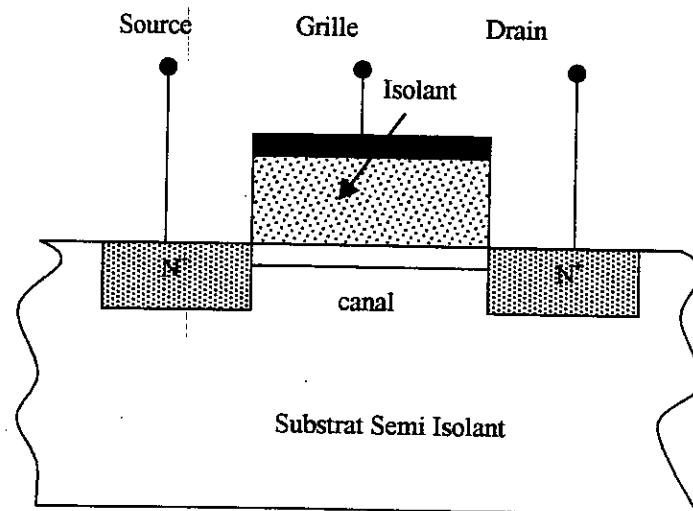


Fig.I.3: Représentation d'un transistor MISFET

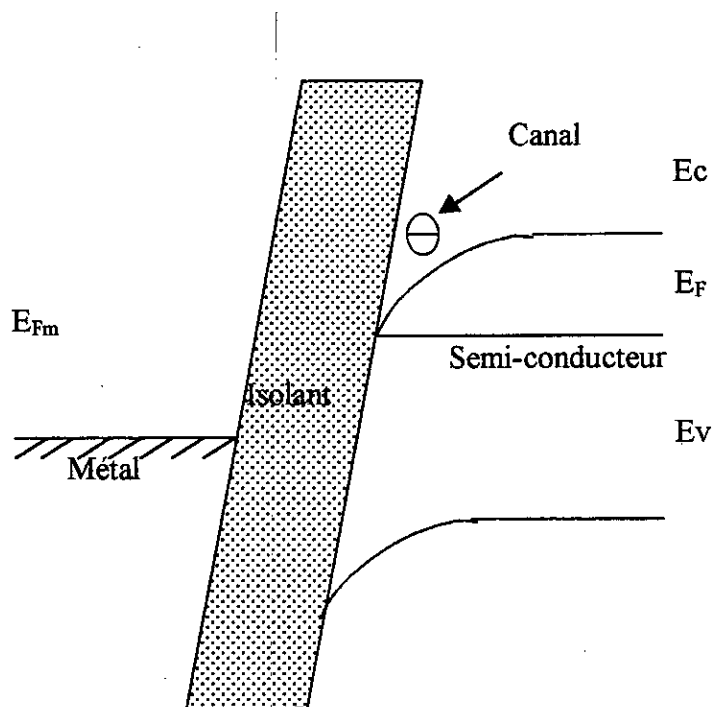


Fig.I.4: Représentation du diagramme des bandes de la structure MIS

I.9.2 Transistor MESFET

Le principe du transistor MESFET (*Metal Semiconductor Field Effect Transistor*) est la modulation du transport des électrons dans une couche semi-conductrice épitaxiée de type n sur un matériau semi-conducteur, Fig.I.5. Le contrôle de l'extension de la zone de charge d'espace formé sous la grille Schottky et sur la couche épitaxiée se fait par polarisation de la grille. Ainsi le courant traversant la grille est minimisé. Ce type de composant est très utilisée dans les circuits micro-ondes tels que les oscillateurs, les mélangeurs, etc..

Les semi-conducteurs composés III-V, en raison de leur grande vitesse électronique, trouvent leur place dans l'élaboration du MESFET. La principale qualité attendue d'une jonction métal – semi-conducteur est d'opposer une barrière de potentiel forte aux porteurs majoritaires du semi-conducteur. Comme l'InP présente avec les métaux une barrière de 0.5eV à 0.6eV, alors le transistor MESFET ne constitue pas une structure très adaptée à l'InP [A.2]. La formation d'une couche isolante mince entre le métal et le semi-conducteur (50 Å) qui élève la barrière métal – semi-conducteur et diminue les courants de fuite conduit à une structure intéressante pour l'InP. Cette structure est désignée par le sigle "Schottky MIS". LOUALICHE (LANNION) [A.60] a réalisé un transistor MESFET avec une structure de commande Schottky MIS formée en milieu chimique. LEE & Al [A.61] ont montré qu'une hauteur de barrière de l'ordre de 1eV peut être réalisée sur l'InP.

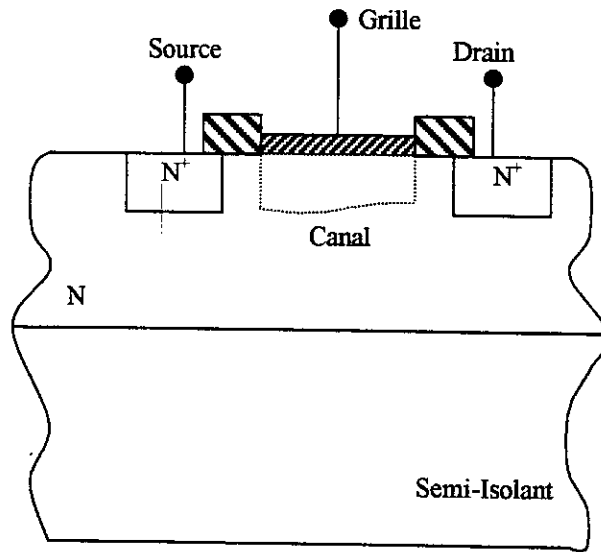


Fig.I.5: Représentation schématique du transistor MESFET

I.9.3 Transistor HEMT

Le transistor HEMT (High Electron Mobility transistor) présente une structure à hétérojonctions [A.62, A.63]. Ses caractéristiques sont supérieures à celles du MESFET, il est à faible bruit, plus rapide et la fréquence de coupure peut atteindre 100Ghz sur un substrat InP, Fig.I.6. La passivation peut être réalisée par Si_3N_4 [A.43] ou par SiON [A.44].

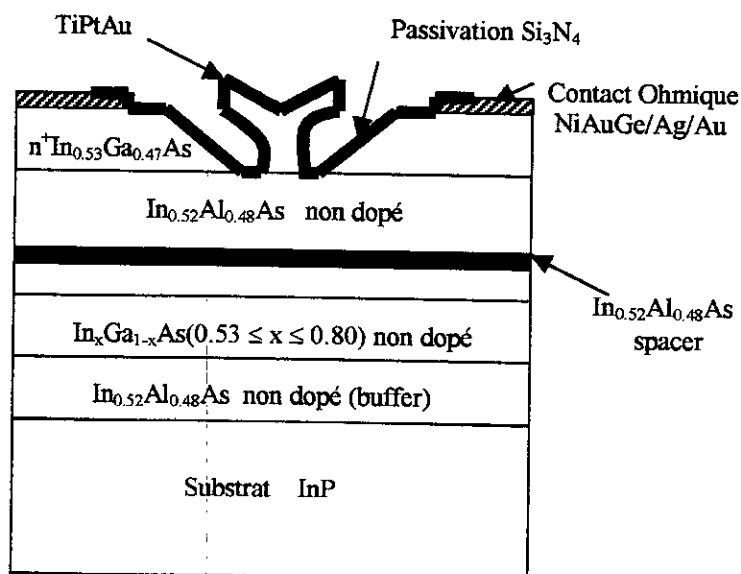


Fig.I.6: Représentation schématique du transistor HEMT [A.62]

I.9.4. Transistor HIGFET

La figure I.7 présente la vue en coupe d'un HIGFET sur $\text{SiN}_x/\text{InP}/\text{InGaAs}/\text{InP}$. La structure à haute mobilité réduit considérablement le bruit. Ce dispositif montre des tensions de claquage élevées ($> 20\text{V}$) et une grande capacité à soutenir le courant. Ses caractéristiques présentées sont [A.64]:

- Les fréquences de coupures sont de l'ordre de 10 GHz pour des HIGFET $1 \times 200 \mu\text{m}^2$ avec des tensions de grille allant de 0 à 0,5 V,
- un courant I_{DSS} de 40 mA et une transconductance de 150 à 200 mS/mm.

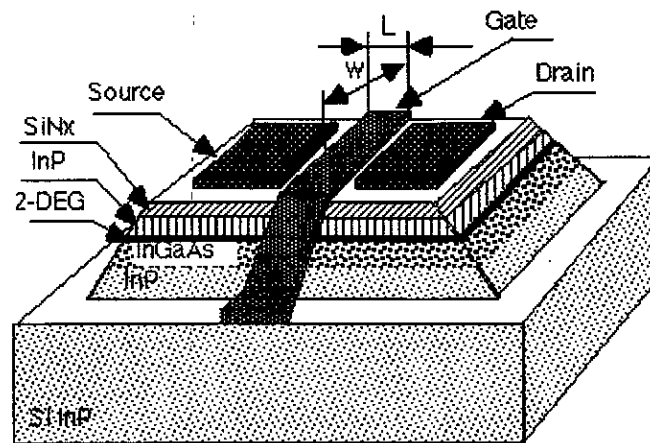


Fig.I.7 : Représentation en coupe d'un dispositif HIGFET [A.64].

CONCLUSION

Cette revue rapide de la littérature technique nous a conduit aux conclusions importantes suivantes :

- la technologie qui était considérée comme favorable à l'InP ne conduit pas encore à des caractéristiques suffisamment stables et la tendance actuelle est à l'utilisation des méthodes sèches telle que les plasmas radiofréquence et les plasmas multipolaires,
- la maîtrise du composant MISFET nécessite une meilleure compréhension de la physique des interfaces Isolant - Semiconducteur i.e. leur origine et leurs propriétés,
- la technologie des structures MESFET souffre d'un handicap important pour le semiconducteur InP : la hauteur de barrière est faible et ne dépend pas de la nature du métal. L'augmentation de cette barrière peut être réalisée à l'aide d'une fine couche du cristal (50Å) formée sur la surface du semiconducteur avant le dépôt du métal. En plus de la compréhension des phénomènes des interfaces, un problème supplémentaire est introduit par la faible épaisseur de la couche d'oxyde natif (épaisseur, structure et son influence sur le transport du courant).

Actuellement d'autres investigations se poursuivent pour étudier les problèmes liés au niveau de Fermi et à la composition de la couche l'interface formée sur l'InP [A.65-A.66].

Pour la fabrication des composants électroniques sur InP, la technique plasma aussi douce que possible est utilisée afin de réaliser une meilleure passivation. Le but principal de cette technologie est le dépôt d'un isolant de bonne qualité (gap et résistivité élevés avec un minimum de pièges et d'impuretés) avec une passivation à l'interface isolant / semiconducteur.

Avant la caractérisation électriques des échantillons réalisés par l'équipe plasma du Laboratoire L.P.M.I., la description du plasma multipolaire pour la passivation ainsi que l'étude des différentes étapes de réalisation des structures Au- oxyde – InP sont présentées dans le chapitre suivant.

REFERENCES DU CHAPITRE 1

- [A.1] G. Müller, " InP – The basic material of integrated Opto-electronics for fiber communication systems", *J. Physica Scripta*, Vol. T35, pp.201-209, 1991.
- [A.2] A. A. Illiadis, " Schottky Barrier Height enhancement in n-InP for Mesfet applications", *Int. Symp. GaAs and related compounds*, Atlanta, Georgia, pp. 413-416, 1988.
- [A.3] R.H. Williams, R.R. Varma and A. McKinley, "Cleaved surfaces of Indium Phosphide and their interfaces with metal electrodes", *J. Phys. C : Solid-State Phys.*, Vol.10, pp.4545 – 4556, 1977.
- [A.4] B.W.M. Kwok and Faur, " Electrical and chemical Stability of Al/SiNx/InP metal-insulator-semiconductor diodes with gas phase polysulfide exposure on InP ", *J. Vac. Sci. Technol.* , A11(4), pp. 990-995, Jul/Aug 1993.
- [A.5] H. Ohno and H. Hasegawa, " Correlation between the location of the interface State minimum at Insulator semiconductor interface and Schottky Barrier Height", *Japan. J. Appl. Phys.* , Vol. 25, N° 5, L353-L356, May 1986.
- [A.6] G.G. Kovalevskaya *et al*, " Schottky diodes with an intermediate film on n-InP substrates", *Sov. Phys. Semicond.*, **16** (4), pp. 379-382, April 1982.
- [A.7] G. Sanchez *et al*, "Electron Transport in InP under High Electric Field conditions", *Semicond. Sci. Technol.*, Vol.7 pp. 31-36, 1992.
- [A.8] P. Viktorovitch, "Passivation des semi-conducteurs III-V", *Revue. Phys. Appl.*, Vol.25, pp.895-914, 1990.
- [A.9] W.C. Dautrement-Smith , J. Lopata, S.J. Pearton, L.A. Koszi and V. Swaminathan, "Hydrogen passivation of acceptors in P-InP", *J. Appl. Phys.*, Vol.66, N°5, pp.1993-1996, 1 Nov. 1989.
- [A.10] M. Moehrle, "Hydrogen passivation of Zn acceptors in InGaAs during reactive ion etching", *Appl. Phys. Lett.*, Vol.56, N°6, pp.542-544, 5 Feb. 1990.
- [A.11] C. G. Crookes *et al*, "Hydrogen passivation of high purity n-type InP", *Electronics Letters*, Vol.25, N°6, pp.369-370, 15 Mar 1990.
- [A.12] T. Sugino, H. Yamamoto and J. Shirafuji, "Hydrogenation of InP by phosphide plasma" *Japan. J. Appl. Phys.*, Vol.30, No 6A, pp. L948-L951, Jun 1991.
- [A.13] Y. Tao and A. Yelon, "Electronic properties of (NH₄)₂S passivated InP(100) surfaces", *Canadian J. Phys.*, August 11- 13, 1992, Ottawa, Canada.

- [A.14] Y. Tao, A. Yelon, E. Sacher, Z.H. Lu and M.J. Graham, "S-passivated InP surfaces prepared by $(\text{NH}_4)_2\text{S}$ treatments", *Mat. Res. Soc. Proc.*, Vol.259, pp.293-297, April 27-29, San Francisco, 1992.
- [A.15] Y. Tao, A. Yelon, E.Sacher, and R. Leonelli, "Electronic properties of InP(100)-S surface", *Mat. Res. Soc. Proc.*, Vol.315, pp.151-156, 1993.
- [A.16] J. Joseph, A. Mahdjoub et Y. Robach, "Propriétés électriques des structures MIS sur InP passivé par oxyde", *Rev. Phys. Appl.*, 24, pp.189-194, 1989.
- [A.17] Y. Rosenwaks and Y. Shapira and D. Huppert, "Metal reactivity effects on the surface recombination velocity at InP interfaces", *Appl. Phys. Lett*, Vol.57, N°24, pp. 2552-2554, 10 Dec. 1990.
- [A.18] S. Bothra, S. Tyagi and J. Borrego, "Surface recombination velocity and lifetime in InP", *Solid-State Electronics*, Vol.34, No 1, pp.47-50, 1991.
- [A.19] B. Rastegar and J. F. Wager, "Surface recombination velocity and bulk lifetime in GaAs and InP", *Semicond. Sci.. Technol.*, 1, pp. 207-212, 1986.
- [A.20] P. Panayotatos and H. C. Card, "Recombination velocity at grain boundaries in polycrystalline Si under optical illumination", *IEEE Electron Device Lett.*, Vol.EDL-1, No.12, pp.263-266, Dec. 1980.
- [A.21] H. Amanrich, M. Pasquinelli et S. martinuzzi, "Origine des centres recombinants au joints de grains de bicristaux de Si_i ", *Revue Phys. Appl.*, Vol.25, pp.1121-1128, 1990.
- [A.22] M. Missous, E. H. Rhoderick and K.E. Singer, "The effects of Vacuum conditions on Al / GaAs contacts formed by MBE", *J. Appl. Phys.*, Vol.60, N°7, pp. 2439 - 2445, 1 Oct. 1986.
- [A.23] D.V. Morgan and J. Frey, "Schottky Barrier Height: A design parameter for device applications", *Solid-State Electronics*, Vol.22, pp. 865-873, 1979.
- [A.24] D.A Evans, T.P. Chen , Th. Chassé, K. Horn, M. Emde and D. Zahn, "Investigation of Schottky barrier formation for transition metal overlayer on InP and GaP surfaces", *Surface Science* , 269/270, pp.979-987, 1992.
- [A.25] S. Al-Idrissi Nabil, " Etude des Structures MS et MIS sur InP par DLTS", *Thèse de Doctorat*, Université de Metz, France, 2000.
- [A.26] E. H. Rhoderick and R.H. Williams, *Metal Semiconductor Contacts*, 2nd Ed., Clarendon, Oxford, 1988.
- [A.27] R. T. Tung, J.P. Sullivan and F. Schrey, " On the inhomogeneity of Schottky Barriers", *Materials Science and Engineering*, Vol.B14, pp.266-280, 1992.

- [A.29] G. Franz, "Anodic oxidation of InP using a citric-acid-based solution", *J. Appl. Phys.*, Vol. 63, No.2, pp. 500-505, 15 Jan. 1988.
- [A.30] P. Bhattacharya and D. N. Bose, "Laser deposition of AlN thin films on InP and GaAs", *Japan. J. Appl. Phys.*, Vol. 30, No. 10A, pp. L1750-L1752, Oct. 1991.
- [A.31] W. A. Loong and H. L. Chang, "Oxidation of GaAs surface by oxygen plasma and its applications as an antireflection layer", *Japan. J. Appl. Phys.*, Vol. 30, No. 7B, pp. L1319-L1320, Jul. 1991.
- [A.32] H. Thomas and J. K. Luo, "Effect of plasma pre-treatment on Au/p-InP Schottky diodes", *Solid-State Electronics*, Vol. 35, No. 10, pp.1401-1407, 1992.
- [A.33] L. He and W. A. Anderson, "The influence of plasma etching on trap levels in InP", *J. Electronic Material*, Vol. 21, No. 1, pp. 39-43, 1992.
- [A.34] G. Eftekhari, "Effect of rapid thermal annealing on anodic oxides on InP", *Phys. Stat. (a)*, Vol.121, pp.327-332, 1990.
- [A.35] C. D. Wong and R. H. Bube, "Bulk and surface effects of heat treatment of p-type InP crystals", *J. Appl. Phys.*, Vol. 55, N°10, pp.3804-3811, 15 May 1984.
- [A.36] M. Yamada, A.M. Green, A. Herrera-Gomez, T. Kendelewicz and W.E. Spicer, "Annealing out of thermal process-induced defects at InP(110) surfaces-Anovel method", *Japan. J. Appl. Phys.*, vol.30, N°11B, pp.L1982-L1984, Nov. 1991
- [A.37] N. Szydlo and J. Olivier, "Behavior of Au/InP Schottky diodes under heat treatment", *J. Appl. Phys.*, **50**(3), pp.1445-1449, Mar. 1979.
- [A.38] J. Dunn and G. B. Stringfellow, "Ag/Al Schottky contacts on InP", *J. Elect. Mater.*, vol. 17, N°2, pp.181-186, 1988.
- [A.39] M. Yamada, A. K. Wahi, P.L. Missner, A. Herrera-Gomez, T. Kendelewicz and W.E. Spicer, "Effect of annealing Sb/InP(110) interfaces and Schottky barriers formation of Ag on annealing Sb/InP surfances", *Appl. Phys. Lett.*, **58**(20), pp.2243-2245, 20 May 1991.
- [A.40] O. Wada, "Thermal reaction of gold metallization on InP", *J. Appl. Phys.*, **57** (6), pp.1901-1909, 15 Mar. 1985.
- [A.41] S. M. Cho, J.D. Lee, and H.H. Lee, "Specific resistivity of ohmic contact on type direct band gap III-V compounds semiconductor", *J. Appl. Phys.*, Vol.70, N°1, pp.282-287, 1 Jul. 1991.
- [A.42] D.G. Ivey, P. Jian, and Bruce, "An investigation of Au/Mn contacts to p-InP", *Thin Solid Films, Electronics and Optics*,190, pp.217-226, 1990.

- [A.42] D.G. Ivey , P. Jian, and Bruce, "An investigation of Au/Mn contacts to p-InP", *Thin Solid Films, Electronics and Optics*, 190, pp.217-226, 1990.
- [A.43] N. Newman *et al*, "Electrical study of Schottky barrier height on atomically clean and air-exposed n-InP surfaces", *Appl. Phys. Lett.*, Vol.46, N°12, pp.1176-1178, 15 Jun. 1985.
- [A.44] G. Oskam , L. Bart, D. Vanmaekelbergh and J.J Kelly *et al*, "The electrical and electrochemical properties of gold-plated InP", *J. Appl. Phys.*, Vol.74, N°5, pp.3238-3245, 1 Sept. 1993.
- [A.45] C. W. Wilmsen, "Physics and Chemistry of III-V compound semiconductor interfaces", Plenum, New York, 1985.
- [A.46] I. Y. Mittova *et al*, "Growth of native oxide layers on InP", *Inorganic materials*, Vol.27, N°10, pp.1738-1742, Oct. 1991.
- [A.47] R.G. Gann, *et al*, *J. Appl. Phys.*, **63** (2), pp.507-509, 15 Jan.. 1988.
- [A.48] X. Liu, S. Denker and EA Irene, "An oxygen tracer study of InP oxidation", *J. Electrochem. Soc.*, Vol. 139, No.3, pp. 799-802, Mar. 1992
- [A.49] S. Fujita, S. Naritsuka, T. Noda, A. Wagai and Y. Ashizawa, "Barrier height lowering of Schottky contacts on AlInAs layers growth by MOCVD", *J. Appl. Phys.*, Vol.73, N°3, pp.1284-1287, 1 Feb. 1993.
- [A.50] D.V Morgan and M.J. Howes, " Au study of gold/n-InP contacts", *J. Phys. D: Appl. Phys.*, Vol.11, pp.1341-1350, 1978.
- [A.51] N. Kobayashi, "As and P deposition from III-V semiconductor surface in metalorganic chemical vapor deposition studied by surface photo-absorption", *Japan. Appl. Phys.*, Vol.30, N°10A, pp.L1699-L1701, Oct. 1991.
- [A.52] A. Piccirillo, R. Marzano, A.L. Gobbi and P.E. Bagnoli *et al*, " Photoluminescence investigation of III-V semiconductor surface damage induced by PECVD silicon nitride films", *Appl. Surface Scienc.*, Vol.52, pp.295-302, 1991.
- [A.53] J. Kolnik, I. Ivanko and M. Ozvold, "Metal/thin insulator /Silicon Schottky diodes with plasma deposited Silicon Nitride interfacial layer", *Phys. Stat. Sol. (a)*, **130**, pp. 245-251, 1992
- [A.54] A Bouziane, " Etude Corrélatrice d'un plasma multipolaire d'oxygène et des diélectriques formés dans ce plasma sur InP", *thèse de Doctorat*, Université de Nancy 1993.
- [A.55] O. Baehr, "Elaboration par PECVD de films minces de nitrure de bore sur InP", *thèse de doctorat*, Université de Metz, 1996.

- [A.58] J. Woodward *et al*, " The deposition of insulators on InP using plasma-enhanced chemical vapour deposition", *thin Solid Films*, Vol.85, pp.61-69, 1981.
- [A.59] S.N. Al-Refaie, "The distribution of trapping states at the Al/InP – oxide interface", *Appl. Phys. A Solids and Surfaces*, A55, pp.213-217, 1992.
- [A.60] S. Loualiche *et al*, "Schottky and field effect transistor fabrication on InP and GaInAs", *Appl. Phys. Lett.*, Vol.52, 540, 1988.
- [A.61] Y. S. Lee and W. A. Anderson, " High barrier height metal-insulator-semiconductor diodes on InP", *J. Appl. Phys.*, Vol.65, N°10, pp.4051-4056, 15 May 1989.
- [A.62] P. M. Smith , "Status of InP HEMT Technology for microwave receiver applications", *IEEE Trans on MTT*, Vol. 44, No 12, pp.2328-2333, Dec. 1996
- [A.63] N. Yoshida *et al*, "A Super Low Noise V-Band AlInAs/InGaAS HEMT", *IEEE MTT-S Digest.*, pp.645-648, 1994.
- [A.64] C.S.Sundararaman and J.F.Currie, "Characteristics of SiNx/InP/In_{0.53}Ga_{0.47}As Heterostructure Insulated Gate (HIG)FETs with an In₂S₃ interface control layer", *IEEE Trans. Electron Devices*, 42, p1197, 1995
- [A.65] N.Y. Jin-Phillip *et al* , "Interface of directly bonded GaAs and InP", *J. Appl. Phys.*, Vol.89, N°2, pp-1017-1024, 15 Jan., 2001.
- [A.66] T. H. Nguyen and S. K. O'Leary, " The dependence of the Fermi level on temperature, doping concentration, and disorder in disordered semiconductors ", *J. Appl. Phys.*, Vol.88, N°6, pp-3479-3483, 15 Sept., 2000.

CHAPITRE II

**STRUCTURES REALISEES AU L.P.M.I OR – OXYDE NATIF –
PHOSPHURE D'INDIUM**

INTRODUCTION

Les systèmes de dépôt conventionnels cités au chapitre précédent produisent des espèces énergétiques à l'origine de dégradations incontrôlées des surfaces et des interfaces. La technologie par plasma d'oxygène multipolaire a été effectuée par le groupe Plasma du Laboratoire de Plasma et des Milieux Ionisés L.P.M.I de Nancy (FRANCE). Cette technologie a mis en œuvre un procédé de passivation reproductible permettant de réduire la température d'évaporation du substrat ($<350^{\circ}\text{C}$ pour l'InP).

Les propriétés physico-chimiques et électriques de l'oxyde natif sur le substrat InP dépendent des paramètres physiques du plasma d'oxygène telles que la pression, la puissance, la température et la durée de traitement d'oxydation.

Un lien direct ou indirect entre les paramètres des électrodes à savoir, les dimensions des électrodes, la position de l'échantillon par rapport aux électrodes, ainsi que la nature de la cathode, a été établi [B.1 – B.5].

La réalisation des échantillons impose des étapes principales de conception telles que la préparation du substrat, la croissance de l'oxyde par plasma d'oxygène, la métallisation, le recuit, ainsi que les différentes techniques de caractérisation des structures Schottky Au-oxyde natif- InP.

L'objet de recherche ainsi défini doit conduire à la réalisation des composants sur l'InP en utilisant la technique plasma aussi douce que possible pour abaisser la densité des états d'interfaces et de rapprocher la hauteur de barrière à l'unité.

Dans ce chapitre, nous présentons la méthodologie adoptée pour la réalisation des structures Schottky oxydées, et nous décrivons également les moyens d'analyse.

II.1 PASSIVATION ET CHOIX DES ELEMENTS CONSTITUANTS LES STRUCTURES METAL-OXYDE –PHOSPHURE D'INDIUM

II.1.1 Passivation par plasma d'oxygène

La passivation du phosphure d'indium par plasma peut être effectuée dans des laboratoires de recherche ou dans l'industrie (gravure, oxydation) [B.1-B.2]. Ce procédé de passivation conduit à un oxyde de bonne qualité (voir tableau II-1). Les diélectriques ainsi formés présentent une densité de courant de fuite faible (de l'ordre de 10^{-8} A/cm) et des hauteurs de barrière obtenues sont de l'ordre de 0.87eV. Les densités d'états d'interfaces peuvent être diminuées jusqu'à atteindre la valeur 10^{11} eV cm^{-2} .

Le tableau II-1 montre également quelques résultats obtenus avec des techniques conventionnelles ainsi que ceux obtenus par plasma multipolaire au L.P.M.I.

Les méthodes potentielles de passivation de l'InP montrent qu'il y a tendance vers les techniques sèches à basse température. Cependant, ce procédé à base de plasma est l'une des méthodes qui connaît un grand développement particulièrement pour les plasmas multipolaires, car ils sont doux, denses et offrent une grande souplesse de traitement [A.9-A14].

Les plasmas multipolaires offrent un traitement adéquat pour l'InP. Le plus grand nombre d'échantillons réalisés au L.P.M.I a été traité dans un plasma excité par plusieurs types de filament dont certains ont donné des résultats acceptables tels que le tungstène et le tantale [B.3, B.4].

Tableau II-1: Comparaison entre les techniques conventionnelles et la technique plasma

Méthodes	U.V.	Thermique	Chimique	Plasma	Plasma multipolaire Dépôt du Ta ₂ O ₅
Références	[B.6]	[B.7]	[B.8]	[B.3]	[B.4]
Densité de courant inverse (A/cm ²)	10 ⁻⁵		10 ⁻⁵	10 ⁻⁶	10 ⁻⁸
Hauteur de barrière Φ _b (eV)	0.60	0.72	0.65	0.75	0.87
Facteur d'idéalité	1.20	1.04	1.50	1.70	1.40

II.1.2 Choix des éléments des structures Métal – Oxyde - nInP

II.1.2.1 Substrat InP de type n

Le phosphure d'indium type n utilisé est non dopé volontairement¹ dans le domaine allant de 10¹⁵ cm⁻³ à 10¹⁶ cm⁻³; il possède une orientation cristalline <100>. Les substrats utilisés proviennent de différentes origines : **CRYSTACOMM**, **SUMITOMO**, **METAUX SPECIAUX**.

Les matériaux présentent des caractéristiques intrinsèques sensiblement différentes, comme le montre le tableau II. Un paramètre supplémentaire *Etch Pit Density* (E.P.D.) est introduit par le fabricant. Il caractérise la qualité du cristal III-V, quand l'E.P.D. augmente, la dislocation

devient plus importante. Les dislocations sont des défauts du cristal. Le défaut induit les états électroniques et la recombinaison des porteurs minoritaires augmente. Ce sont des plaquettes de dimensions 0.7 cm x 1 cm et d'épaisseur 400 μm .

Les substrats n-InP subissent la même préparation chimique de nettoyage pour minimiser le nombre de paramètres relatif aux défauts tels que la rugosité, la morphologie, les impuretés, etc. Un choix judicieux est fait pour les solutions chimiques, les temps de traitement et les proportions.

Tableau II-2: caractéristiques du substrat InP de différentes origines

Origine de n-InP	Crystacomm	Sumitomo	Métaux Spéciaux
Dopage (cm^{-3})	$4.9 \cdot 10^{15}$	10^{16}	10^{16}
Mobilité ($\text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$)	4590	///	2600
Résistivité ($\Omega \cdot \text{cm}$)	0.27	///	0.22
E.P.D. (cm^{-2})	$<2 \cdot 10^4$	10^5	$<5 \cdot 10^4$

II.1.2.2. Les Oxydes

L'analyse détaillée après l'oxydation des semi-conducteurs III-V, montre que l'on peut obtenir tout un ensemble d'oxydes aux propriétés très diverses [B.5 à B.14]. Les oxydes obtenus dépendent des conditions expérimentales. Certains oxydes peuvent, en raison de leurs propriétés physico-chimiques, avoir un effet bénéfique, et d'autres, un effet nocif. Il est donc intéressant de connaître leurs propriétés physico-chimiques ainsi que les méthodes d'oxydation permettant d'obtenir de façon contrôlée et sélective l'un d'entre eux de façon homogène.

Mais en réalité l'influence des oxydes natifs sur les propriétés électriques des composants électroniques obtenues avec les semi-conducteurs III-V est très controversée. Plus particulièrement sur l'InP, certains travaux [B.6,B.8] attribuent à la présence d'oxyde (volontaire ou non) les mauvaises propriétés des structures MIS, notamment la dérive. Les résultats montrent que la densité des états d'interface diminue fortement avec l'oxyde.

Il existe également des oxydes qui ont des propriétés intéressantes [B.15]. à titre d'exemple, on peut citer:

- pour la passivation électrique de l'InP, l' $\text{In}(\text{PO}_3)_3$ est obtenu par oxydation anodique et constitue un bon isolant ($E_g > 6\text{eV}$) [B.6],

- par plasma d'oxygène ou par oxydation assistée par photons UV, l' InPO_4 est un composé stable [B.8].

Les oxydes du tantale possèdent des avantages certains par rapport aux diélectriques cités précédemment tels que :

- le TaO [B.9] qui a une grande constante diélectrique relative (20 à 25) comparée au diélectrique conventionnel SiN / SiO_2 avec une constante diélectrique relative de 6 à 9,
- le Ta_2O_5 qui possède également une constante diélectrique relative élevée qui varie de 24 jusqu'à 35 selon l'épaisseur du diélectrique. Cet oxyde est caractérisé par un indice de réfraction élevé dans la région du visible de l'ordre de 2.25. Le Ta_2O_5 . Il est utilisé pour des applications optiques [B.10, B.13]. Actuellement, il est considéré comme un matériau candidat pouvant remplacer le diélectrique traditionnel SiO_2 dans les mémoires Ultra - Haute densité (DRAM).

II.1.2.3 Le Métal

Pour réaliser les contacts métalliques sur les substrats GaAs et InP, des métaux tels que : Mn, Al, Cu, Ag, Pb, Pt sont utilisés. La hauteur de barrière dépend du métal déposé. La hauteur de barrière Schottky des structures Métal / InP est plus importante lorsque le contact ohmique est réalisé avec l'or (Au) qui est le plus électronégatif (2.4) [B.16, B.17], (voir tableau II.3). Afin d'augmenter la stabilité du contact métallique et réduire la réaction Au / semi-conducteur, on choisit une couche fine de métallisation [B.18]. Par contre, pour le contact ohmique on insère un composé métallique AuGe entre le substrat InP et la couche de l'or. Ceci conduit à une faible résistance de contact pour les composants à base des semi-conducteurs III-V [B.19]. On note également que le dopant utilisé pour le semi-conducteur InP type n est le germanium Ge.

Tableau II-3: Hauteur de barrière Schottky des structures métal – InP (110) [B-18]

Métal / électronégativité	Hauteur de barrière C-V (eV)	Hauteur de barrière I-V (eV)
Au/2.4	0.57	0.49
Ag/1.9	0.55	0.48
Al/1.5	0.52	0.47

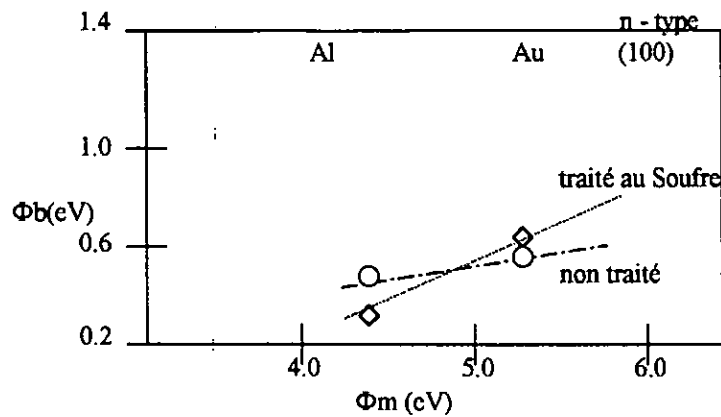


Fig.II.1 : Dépendance de SBH en fonction du travail du métal déposé [B-20]

II.2 PREPARATION ET REALISATION DES ECHANTILLONS Au - Oxyde Natif (isolant) – InP

L'objectif au Laboratoire est la réalisation d'une structure MIS sous la forme: *Au - oxyde natif (isolant) – InP-Au / Ge-Au*. Pour cela, nous présentons la méthodologie adoptée au Laboratoire LPMI de Nancy pour le traitement (nettoyage et préparation de la surface du substrat InP), l'oxydation et la métallisation d'un échantillon depuis le début jusqu'à la phase d'analyse.

II.2.1 Préparation de la face dépolie

Cette opération s'effectue avant le découpage du substrat d'InP en échantillons, sur une demi-tranche de l'InP. Elle comporte deux étapes :

- décapage chimique

C'est le dégraissage de la plaquette dans une solution trichloro-éthylène chaud pendant cinq minutes, ensuite elle est trempée dans une solution d'acide chlorhydrique 30% (1:1) pendant trente secondes. Le dégraissage est suivi du rinçage à l'eau désionisée puis à l'éthanol pur (99.99%).

- Contact ohmique

On pèse d'abord 0.88g d'or (Au) et 0.12g de germanium (Ge), ceci correspond aux proportions du mélange eutectique Au-Ge. Le Ge et Au sont dégraissés dans l'acétone, ensuite le germanium est trempé dans HCl (1:4) pendant deux minutes puis rincé à l'eau désionisée puis

à l'éthanol. L'évaporation des métaux se fait dans un banc équipé d'un groupe de pompage permettant d'atteindre un vide résiduel de quelques 10^{-7} mbar, de deux creusets en tungstène pouvant être portés à des températures de l'ordre de 3000°C et d'un système à quartz pour la mesure de l'épaisseur du dépôt réalisé. On dépose ce mélange Au-Ge dans un creuset et 0.45g d'or dans l'autre. On effectue un dégazage du mélange par chauffage, le substrat est protégé par un cache pendant cette phase. Après avoir enlevé le cache, on évapore le mélange Au-Ge; celui ci est protégé par une couche d'or formée par évaporation du contenu du deuxième creuset (0.45g d'Or). Le contact ohmique ainsi formé a une épaisseur de l'ordre de $2\mu\text{m}$, Fig.II.2. La plaquette ainsi réalisée est découpée en petits échantillons ($7\text{mm} \times 7\text{mm}$) qui seront repérés par un code indiquant l'origine et la position sur la plaquette.

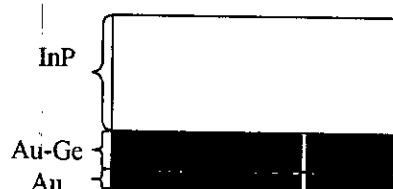


Fig.II.2 : La plaquette de l'InP avec un contact ohmique

II.2.2 Préparation de la face polie

C'est une opération de décapage chimique réalisée sur chaque échantillon, immédiatement avant le traitement plasma. Un traitement chimique de la face polie est nécessaire car un oxyde natif est inévitablement présent quelle que soit les précautions prises. Cet oxyde est généralement non homogène et possède une certaine rugosité qui conditionne l'adhésion de l'oxyde que l'on désire former sur le substrat d'InP.

En effet, l'oxyde non homogène augmente le taux de pièges, d'impuretés, une densité des états d'interface plus importante et une instabilité de la structure. L'échantillon est dégraissé dans une solution d'HCl(1:3) pendant deux minutes, rincée à l'eau désionisée puis trempé dans l'éthanol où il sera conservé quelques minutes avant la mise sous vide. Après l'avoir sorti de l'éthanol, l'échantillon est séché sous un flux gazeux d'azote, monté sur le porte substrat et introduit dans le réacteur à plasma qui est ensuite mis sous vide.

Certains expérimentateurs renforcent ce décapage soit par un décapage "in situ" par HCl gazeux soit par un plasma d'hydrogène.

II.2.3 Le dépôt de la couches d'oxyde

La technique sèche à basse température avec un plasma multipolaire, est bien adaptée et offre un traitement adéquat de l'InP. Car la surface du substrat InP supporte sans dégradation le dépôt de diélectrique, en utilisant les méthodes sèches, en particulier l'oxydation par plasma.

Une fois l'échantillon est placé dans l'enceinte à vide du réacteur à plasma, voir Fig.II.3, et le vide résiduel de 10^{-7} à $2 \cdot 10^{-7}$ mbar est atteint, on commence le traitement pour la formation (croissance) d'une couche mince d'oxyde sur le substrat InP. La tension de chauffage du filament est de 20 V (courant 29A) pour atteindre une température fixe de 200°C pendant 25 mn au maximum, afin d'éviter la pulvérisation du filament à la fin de la manipulation.

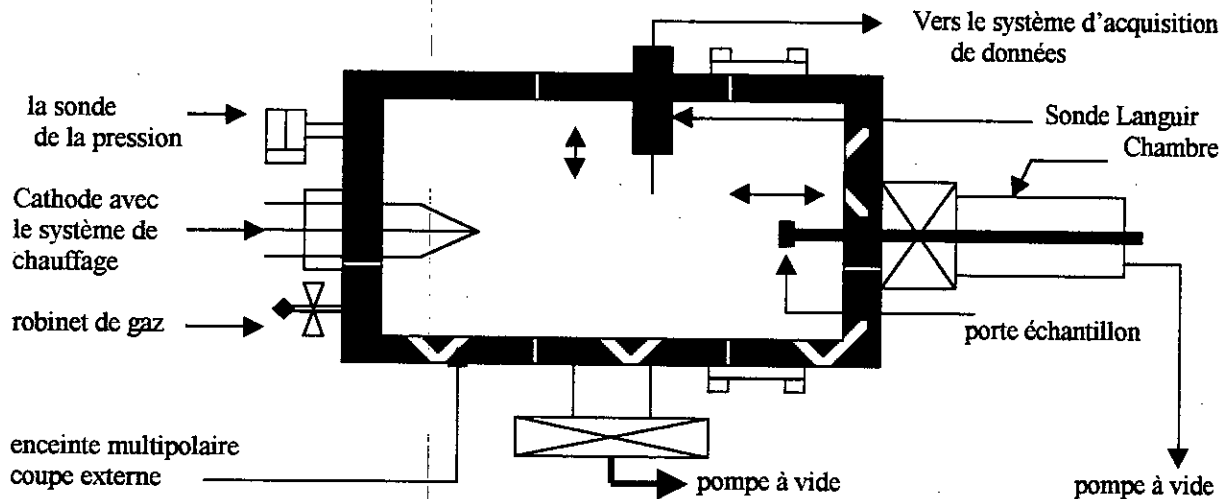


Fig.II.3 Réacteur Plasma multipolaire

II.2.4 Métallisation

Comme pour le contact ohmique, on procède en deux étapes le dépôt du mélange Au-Ti suivi du dépôt de l'or. A travers un masque métallique, on procède à un mouillage de la face oxydée par le titane, suivi d'une évaporation d'or à 10^{-6} torr, Fig.II.4. La surface du contact ohmique est de 0.78mm^2 et l'épaisseur est d'environ $2\mu\text{m}$.

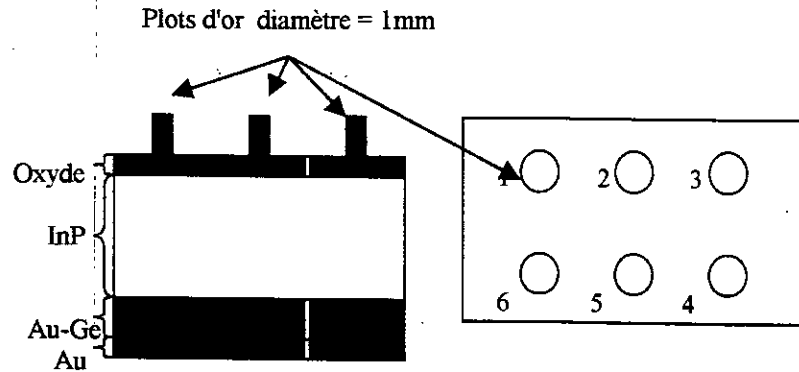


Fig.II.4: Disposition des plots d'or sur l'oxyde

II.2.5. Recuit des structures.

Comme nous l'avons présenté au premier chapitre, le recuit est une étape finale pouvant améliorer la qualité de l'oxyde et de l'interface. Pour les structures à base de Silicium, le recuit améliore la qualité de l'oxyde et réduit considérablement les états d'interfaces. Pour l'InP [B.1], le recuit sur les structures Au – isolant - InP élaborées dans un plasma RF fait diminuer l'hystérésis des caractéristiques capacité-tension, améliore la capacité de l'oxyde et réduit la dispersion en fréquence des caractéristiques $C(V)$. Mais aucune amélioration sur les états d'interfaces n'a été observée. Sans le recuit l'adhésion des films sur les surfaces est extrêmement faible [B.18], et est meilleure pour une température de recuit de l'ordre de 200°C .

L'augmentation ou la diminution de la température de recuit peut donner des résultats néfastes pour les paramètres électriques en particulier la hauteur de barrière [B.21,B.22].

Le recuit conduit à une restructuration de l'oxyde qui se manifeste par une diminution de son épaisseur. Au laboratoire, le recuit est réalisé directement dans le réacteur multipolaire de traitement en utilisant un porte substrat chauffant.

En général, les conditions de recuit adoptées au sein du L.P.M.I. pour les structures à étudier sont:

- Pression: 200mbar
- Durée du recuit: 10min
- Température: 220°C
- Gaz: azote

II.2.6 Les échantillons réalisés

Pour la réalisation des structures Schottky, les paramètres les plus importants de l'oxydation sont les paramètres du plasma d'oxygène. Il existe toujours un lien entre la durée d'oxydation

et l'épaisseur de l'oxyde formé. Ce paramètre est très important pour toutes les méthodes d'oxydation. En général, l'épaisseur de l'oxyde est proportionnelle à la racine carrée de la durée d'oxydation. Les échantillons fabriqués sont codés avec des lettres et des chiffres de la façon suivante :

1 ^{ère} lettre : Année	2 ^{ème} lettre : origine de InP	1 ^{ère} chiffre numéro de la tranche	3 ^{ème} lettre : condition d'oxydation	4 ^{ème} lettre : repère (A,B,C,...)	Numéro 1,2,3,4,5 ou 6
------------------------------------	---	---	---	--	-----------------------------

Dans le tableau IV, nous présentons les conditions de traitement de la série BM2 (BM2MA, BM2MB, B=1992, M = métaux spéciaux, 2= numéro de la tranche, M = multipolaire, B = repère).

Tableau II-4 : Echantillons traités par plasma d'oxygène (origine : Métaux spéciaux)

BM2	MA	MB	MC	MD	ME	MF	MI	MJ	MK	ML	MM	MR	MQ
Temps de traitement (mn)	5	16	5	5	13	7	1	5	5	3	1.3	2	5
Puissance du plasma (w)	50	100	50	140	100	100	100	100	110	100	100	100	100
Pression (torr)	10 ⁻³	10 ⁻³	10 ⁻³	10 ⁻³	10 ⁻³	10 ⁻³	10 ⁻³	410 ⁻⁴	10 ⁻³	10 ⁻³	10 ⁻³	10 ⁻³	210 ⁻³
Filament (0.3 mm)	Ta	Ta	Ta	Ta	Ta	Ta	Ta	Ta	Ta	Ta	Ta	Ta	Ta
Indice de réfraction n ²	1.70	1.70	1.65	1.75	1.80	1.80	1.80	1.90	1.90	1.90	1.80	1.80	1.70
Epaisseur d'oxyde (Å)	245	625	275	370	280	200	460	90	240	120	70	140	500

II.3 CARACTERISATION DES ECHANTILLONS Au - Oxyde Natif (isolant) – InP

Pour vérifier efficacement le procédé de passivation, on fait appel aux techniques de caractérisation de surfaces à l'aide des mesures physico-chimiques (caractérisation optique) et des mesures électriques (caractérisation électronique)

II.3.1 Caractérisation optique

Pour les structures Au – oxyde natif – n InP élaborées au LPMI, il est crucial de contrôler rigoureusement les conditions de préparation de la surface avant le dépôt de l'isolant, l'oxyde ou du métal, ainsi que les propriétés d'interfaces au cours des stades de dépôt. Nous

présentons quelques résultats optiques tels que les mesures ellipsométriques et la mesure ESCA.

1.a. Epaisseurs et indices de réfraction

Cette méthode optique permet de déterminer l'indice de réfraction, ainsi que l'épaisseur d'une couche d'oxyde formée sur un substrat n-InP. L'ellipsomètre disponible au laboratoire de recherche LPMI est à extinction (minimum d'intensité lumineuse détectée). Le faisceau lumineux issu d'un laser He - Ne traverse un polariseur, puis un compensateur avant qu'il soit réfléchi par la surface du substrat en direction de l'analyseur. Un détecteur situé en fin de parcours permet de mesurer l'intensité lumineuse du faisceau réfléchi. C'est une technique basée sur la mesure de la modification de la polarisation de la lumière. Deux grandeurs sont mesurées : angles ellipsométriques Ψ et Δ . Ces derniers angles sont reliés à l'indice de réfraction (n) et l'épaisseur (d) de la couche d'oxyde par les coefficients de réflexion Fresnel.

La condition d'extinction conduit à la relation ellipsométrique [B.23] suivante :

$$\frac{R_p(B, \Phi_i)}{R_s(B, \Phi_i)} = \text{tg}(\Psi_i) * \exp(j\Delta_i)$$

où R_p et R_s sont les coefficients de réflexion complexes de Fresnel pour des lumières polarisées respectivement parallèlement et perpendiculairement au plan d'incidence, Ψ et Δ représentent les angles ellipsométriques. Le vecteur B est formé des éléments n et d .

Pour les couches d'épaisseur inférieure à 250 Å, une erreur sur la mesure des angles ellipsométriques Ψ , Δ et Φ (Φ : angle d'incidence) affecte les valeurs de n et d . Afin de minimiser les erreurs sur n et d , des programmes d'optimisation des mesures ont été réalisés [B-23, B-27]. Pour les épaisseurs inférieures à 50 Å, la méthode utilisée pour déterminer l'épaisseur est la méthode à quatre zones, c'est à dire n et d sont mesurés dans quatre zones ellipsométriques pour différentes angles d'incidence. Ainsi les mesures de n et d sont reproductibles

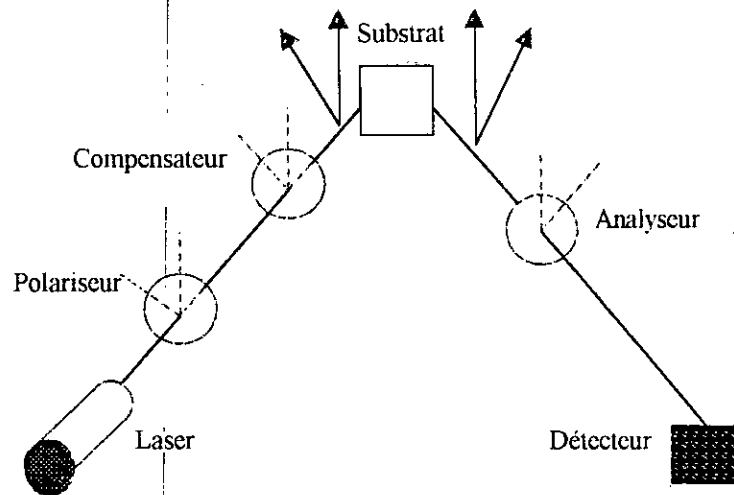
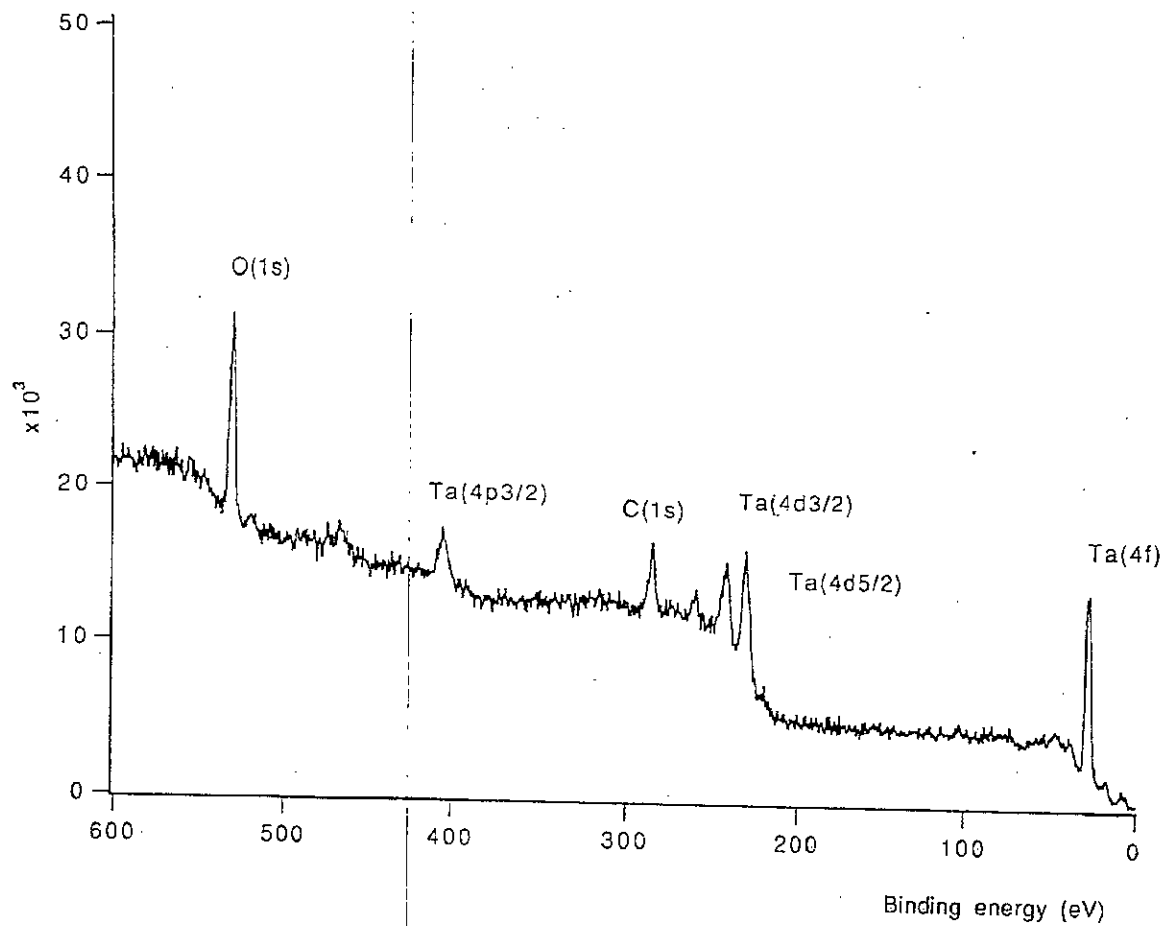


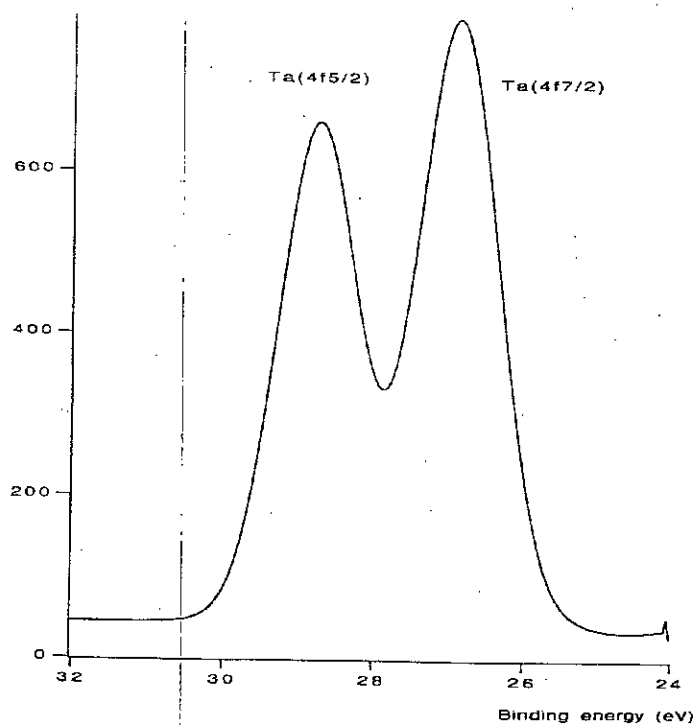
Fig.II.5: Ellipsomètre à extinction

1.b. Composition chimique

L'analyse spectroscopique pour déterminer la composition chimique de la couche d'oxyde formée par plasma a été réalisée par ESCA sur un échantillon, Fig.II.6. Le spectre montre que les pics les plus importants sont donnés par le tantale et l'oxygène. les pics du phosphore et de l'indium ne sont pas détectables. La localisation du pic Ta 4f montre que les énergies mesurées (28.7eV - 26.9 eV) correspondent à la composition chimique du Ta₂O₅. Pour l'analyse ESCA, l'échantillon BM2ME choisi présente des caractéristiques électriques statiques et dynamiques acceptables.



(a)



(b)

Fig.II.6 : Composition chimique de la couche d'oxyde par ESCA a : spectre général ; b : doublet Ta 4f

II.3.2 Caractérisation électrique

Les mesures sont faites automatiquement à l'aide d'un équipement standard : ordinateur – contrôleur, une alimentation programmable Keithley, électromètre - multimètre Keithley et un fréquencemètre HP LCR. La diode est placée dans un boîtier contrôlé en température entre 293 K et 373K. La température est mesurée automatiquement à l'aide d'un convertisseur. Pour les températures comprises entre 273K et 173K, la diode est placée dans un système de cryogénie. (gaz d'azote).

2.a. Mesures électriques statiques

Afin d'évaluer si la structure réalisée présente une caractéristique Schottky, les caractéristiques électriques courant – tension en directe et en inverse sont mesurées systématiquement avec un pas de 0.05 V. Pour la caractéristique directe, la tension varie de 0 jusqu'à 0.5 V et pour le courant inverse la tension augmente jusqu'à -1V pour observer la saturation. Les caractéristiques expérimentales directe et inverse d'une structure traitée par plasma sont données par la figure II.7

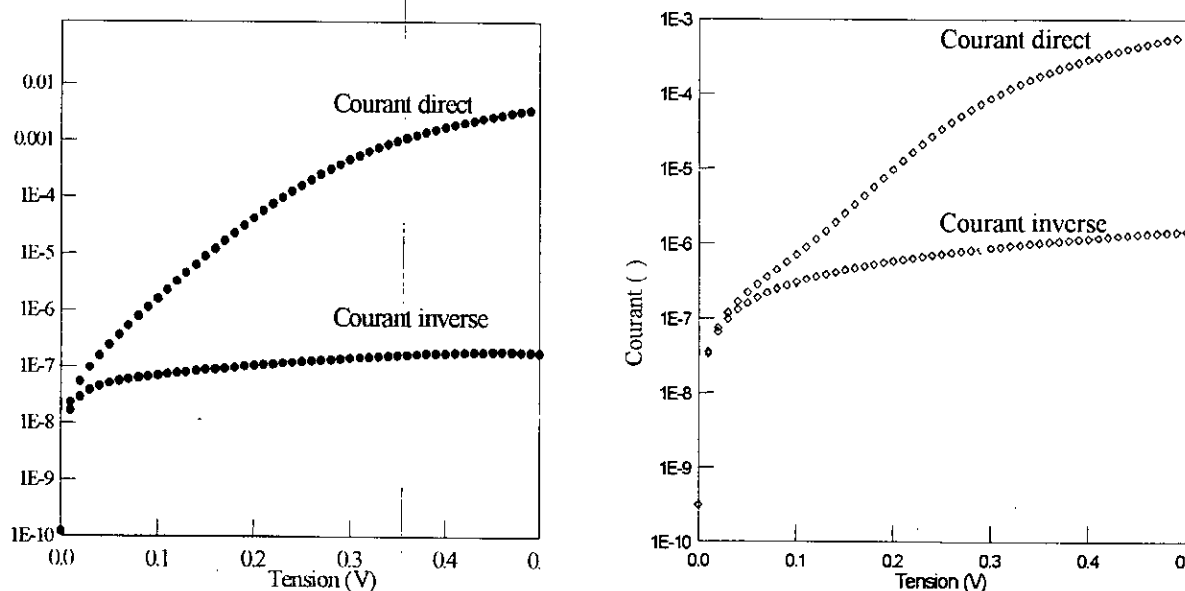


Fig. II.7 : Caractéristiques statiques I-V de deux structures Au – interface d'oxyde – InP traitée par plasma d'oxygène

A partir de ces mesures courant – tension, nous déduisons la hauteur de barrière, le facteur d'idéalité et la résistance série des structures Schottky MS ou MISⁱⁱ. Le Tableau V présente quelques résultats à température ambiante des échantillons traités par plasma d'oxygène pour une puissance de 100W, une pression de 10^{-3} mbar et des durées variant entre 1.3mn et 13mn.

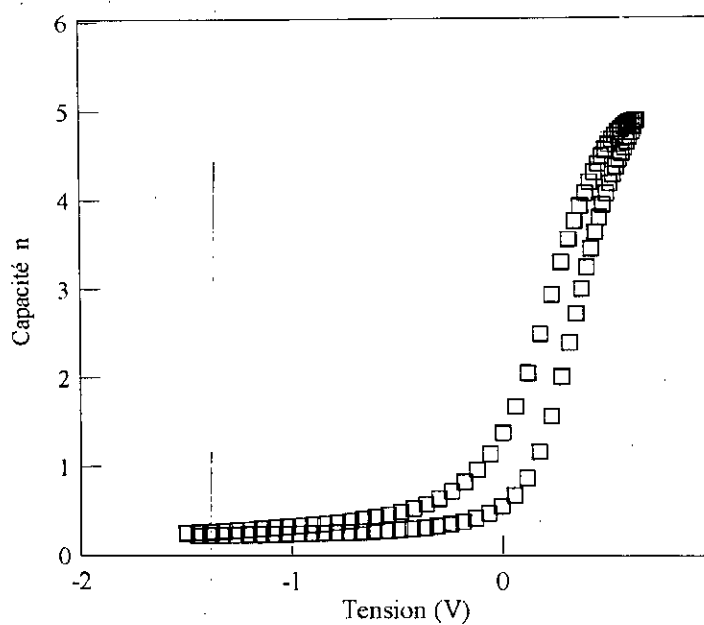
Tableau II-5 : Evolution des paramètres électriques et de l'épaisseur d'oxyde avec la durée de traitement par plasma

Durée (mn)	Epaisseur d'oxyde (Å)	Φ_B (eV)	Facteur d'idéalité n	Densité de courant J(A/cm ²)
1.3	70	0.60	1.47	10^{-5}
3	120	0.65	1.30	10^{-6}
7	200	0.84	1.07	10^{-7}
13	280	0.87	1.38	10^{-8}

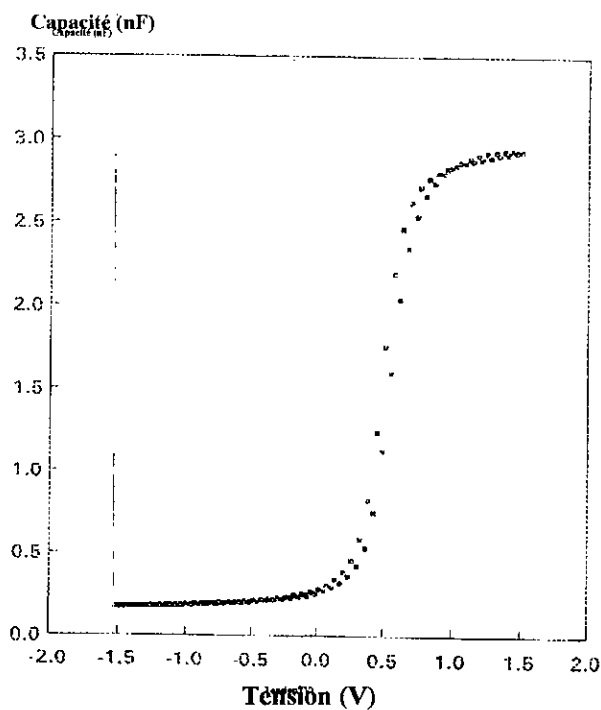
2.b Mesures électriques dynamiques

A partir des mesures capacité – tension - température en fonction de la fréquence (10kHz et 1MHz), les paramètres tels que le dopage du semi-conducteur, la densité des états d'interfaces, permittivité du diélectriques sont déterminés. Nous présentons quelques caractéristiques avec et sans hystérésis.

Des mesures C-V des structures MIS (métal - isolant - semi-conducteur) passivées sont faites régulièrement afin de caractériser les pièges d'interface et d'évaluer la technique d'ingénierie de l'interface. Les mesures C-V incluent des analyses à haute fréquence (Terman), en régime quasi statique et à haute et basse fréquence (Berghlund) [B.10]. Les variations de la densité de pièges dans le gap et la courbure de bande sont ensuite déduites de ces mesures. La dispersion C-V en fonction de la fréquence (10 Hz - 10 MHz) permet d'évaluer la réponse des pièges.



(a)



(b)

Fig. II.8 : Caractéristique dynamique C-V d'une structure Au - interface d'oxyde - InP traitée par plasma d'oxygène, (a) : avec hystérésis, (b) : sans hystérésis.

CONCLUSION

La détermination des conditions optimales de traitement et de réalisation les plus adéquate à l'InP ont été entreprises par plusieurs chercheurs du groupe plasma et le groupe de caractérisation du Laboratoire L.P.M.I afin d'obtenir un oxyde stable et homogène [B.1-B.5]. La série d'échantillons traités par plasma d'oxygène excité par le tantale présente des caractéristiques acceptables. Les couches d'oxydes sont caractérisées par une méthode optique l'ellipsomètre et leur analyse chimique par ESCA.

Après les résultats obtenus par l'équipe plasma, nous procédons à la caractérisation électrique statique en déterminant, pour les six échantillons de la plaquette, les paramètres électriques à température ambiante en particulier la hauteur de barrière effective Φ_B . Ce dernier paramètre varie entre 0.65 eV et 0.87 eV pour tous les échantillons de toutes les plaquettes traitées par les chercheurs du groupe plasma. Pour une éventuelle comparaison, nous avons déterminé le paramètre Φ_B des diodes Schottky non traitées par plasma, il varie entre 0.4 eV et 0.45 eV.

Les différentes analyses réalisées montrent qu'il est possible d'obtenir des couches d'oxydes de bonne qualité. L'assistance par plasma multipolaire permet l'élaboration de films de Ta₂O₅ sur InP qui est un matériau semiconducteur fragile.

Les caractéristiques électriques courant - tension - température (I-V-T) des structures Schottky Au-InP et Au- oxyde - InP sont mesurées systématiquement à l'aide d'une chaîne de mesures disposant d'une régulation et d'un asservissement en température. Les méthodes de caractérisation usuelles basées sur les mesures I-V-T ne peuvent être adaptées aux structures réalisées sur InP. Ainsi le mécanisme de transport du courant à travers la couche d'interface n'est pas défini.

Une nouvelle méthode de détermination du mécanisme de transport du courant à travers la couche d'interface ainsi que les paramètres physiques et électriques des structures Schottky MS Au- InP et MIS Au- oxyde d'Interface - InP est présentée au chapitre suivant.

REFERENCES CHAPITRE II

- [B.1] B. Bouchikhi, *Thèse d'état de l'université de Nancy I*, 1988.
- [B.2] A. Ait-Saada, C. Michel, M. Rény and J.R. Cussenot, " The effect of the plasma Characteristics upon electrical properties of InP oxide obtained in an oxygen plasma", *J. Phys. D-Appl. Phys.*, 21, pp.1524, 1988.
- [B.3] M. Belmahi, M. Remy and S. Ravelet, *Le vide - Les Couches Minces*, 76, pp.251-255, 1990.
- [B.4] A. Bouziane, M. Remy, Z. Ouennoughi and C Simon , " Influence of plasma treatment conditions on growth and electrical properties of oxides on InP", *Surface and Coating Technology*, 59, pp.121-125, 1993.
- [B.5] A Bouziane, "Etude Corrélatrice d'un plasma multipolaire d'oxygène et des diélectriques formés dans ce plasma sur InP", *Thèse de l'université de Nancy I*, 1993.
- [B.6] T. Sugino, H. Itoh, A. Boonyasirikool and J. Shirafuji, *Journal of Electronic Materials*, 21, pp.99, 1992.
- [B.7] Z. Q. Shi, L.P. Fu , A. Petrou and W.A Anderson, "Metal / n-InP interfaces studied by photorefectance and spectroscopies" *Solid-State Electron.*, Vol.36, N°2, pp.147-151, 1993.
- [B.8] M. Faur, M. Faur, P. Jenkins, M. Goradia, S. Bailey, D. Jayne, "Study of surface passivation of InP", *Surf. And Interf. Analysis*, Vol.15, pp.745-750, 1990.
- [B.9] S. J. Sferco, "Electronic structure of semiconductor oxides: InPO₄, In(PO₃)₃, P₂O₅, SiO₂, AlPO₄ and Al(PO₃)₃", *Physical Review B*, Vol.45, No. 17, pp-11232-11239, 15 Dec. 1990.
- [B.10] C. W. Wilmsen, "*Physics and Chemistry of III-V compound semiconductor interfaces*", Plenum, New York, 1985.
- [B.11] T. Tabuchi, Y. Sawado, "Application of penta-di-Methyl-Amino-Tantalum to Tantalum source in CVD of Tantalum oxide films", *Japan. J. Appl. Phys.*, Vol.30, No11B, pp-L1974-L1977, Nov.1991
- [B.12] S. W. Park and Y. K. Baek, "Effects of annealing conditions on the properties of Tantalum oxide films on Silicon substrates", *J. Of Electronic Materials*, Vol.21, N°6, pp.635-639, 1992.
- [B.13] S. W. Park and H. Bin Im, "Effects of oxidation conditions on the properties of Tantalum oxide films on silicon substrates", *Thin Solid Films*, 207, pp258-264, 1992.
- [B.14] G. A. Al-Jumaily and Samad M. Edlou, "Optical properties of Tantalum pentoxide coating deposited using ion beam processes", *Thin Solid Films*, 209, pp223-229, 1992.

- [B.15] S. O. Kim, J. S. Byun and H. J. Kim, "The effect of substrate temperature on the composition and growth of Tantalum oxide thin films deposited by plasma CVD", *Thin Solid Films*, 206, pp102-106, 1991.
- [B.16] G. Q. Lo, D. L. Kwong and S. Lee, "Metal oxide semiconductor characteristics of chemical vapor deposited Ta₂O₅ films", *Appl. Phys. Lett.*, Vol.60, N°26, pp3286-3288, 29 Jun. 1992.
- [B.17] J. Joseph, A. Mahdjoub et Y. Robach, , "Propriétés électriques des structures MIS sur InP passivé par oxyde", *Rev. Phys. Appl.*, 24, pp.189-194, 1989.
- [B.18] R.H Williams, R.R. Varma and McKinley, "Cleaved surfaces of InP and their interfaces with metal electrodes", *J.Phys. C: Solid State Phys.*, Vol.10, pp.4545-4557, 1977.
- [B.19] T. Clausen,, O. Leistiko, I. Chorkendorff and J. Larsen , "Transport properties of low-resistance ohmic contacts to InP", *Thin Solid Films*, 232, pp.215-227, 1993.
- [B.20] H. Oigawa, J.F. Fan, Y. Nannichi, H. Sugahara and M. Oshima, "Universal passivation effect of (NH₄)₂S_x treatment on the surface of III-V compound semiconductors", *Japan. J. Appl. Phys.*, Vol.30, N°3A, pp.322-325, 1991.
- [B.21] H. Thomas and J. K. Luo , "Effect of plasma pre-treatment on Au/p-InP Schottky diodes", *Solid-State Electron.*, Vol.35, No.10, pp.1401-1407, 1992.
- [B.22] O. Wada, "Thermal reaction of gold metallization on InP", *J. Appl. Phys.*, 57 (6), pp.1901-1909, 15 Mar. 1985.
- [B.23] T. Easwarakhantan, Z. Ouennoughi and S. Ravelet, *Solid-State Electron*, Vol. 35, pp.855, 1992.
- [B.24] T. Easwarakhantan, S. Ravelet, P. Renard, "An ellipsometric procedure for the characterization of very thin surface films on absorbing substrates", *Applied Surface Science*, Vol.35, 855, 1995.
- [B.25] T. Easwarakhantan and M. Remy, "Comparison between a newly developed and classical obtentions of index and thickness of thin films on substrates by ellipsometry", *Thin Solid Films*, Vol.280, 183, 1996.
- [B.26] T. Easwarakhantan and S. Ravelet, *Measurement Science and Technology*, Vol.7, 768, 1996
- [B.27] Z. Ouennoughi, *Thèse de l'université de Nancy I*, 1991.
- [B.28] Y. Tao, A. Yelon, E.Sacher, Z.H. Lu and M.J. Graham, "S-passivated InP (100)-surface prepared by a wet chemical process", *Appl. Phys. Lett.*, Vol.60, N°21, pp.2669-2671, May 1992.

CHAPITRE III

MODELISATION DES STRUCTURES REALISEES AU L.P.M.I.

OR – OXYDE NATIF - PHOSPHURE D'INDIUM

INTRODUCTION

Pour la détermination de paramètres notamment la résistance série caractérisant les structures métal-oxyde-semiconducteurs, plusieurs méthodes ont été développées [C.1 – C.13]. Cette résistance série est une grandeur importante qui influe sur les caractéristiques électriques des structures Schottky. NORDE [C.1] a proposé une technique efficace pour l'évaluation de la résistance série des diodes Schottky idéales (facteur d'idéalité $n = 1$). D'autres approches ont été mises au point par LIEN [C.3] et ROBERTO [C.4]. Elles modifient les équations du courant (quand n est supérieur à 1), à partir des caractéristiques directes, pour évaluer la valeur de la résistance élevée, le facteur d'idéalité n et la hauteur de barrière Φ_b . SATC [C.11] évalue le minimum de la fonction de NORDE modifiée en utilisant les mesures expérimentales à deux températures différentes ; c'est une technique qui nécessite des mesures en température. Une transformation des équations d'extraction des paramètres n , R_s et Φ_b a été élaborée par CHEUNG [C.14] dans le but d'utiliser une seule mesure. Pour toutes ces méthodes, l'intervalle des erreurs reste large. Une alternative à la méthode NORDE est celle de WERNER [C.15] qui suggère la possibilité d'estimation directe de R_s , basée sur la mesure du courant direct et de la conductance de la diode Schottky sans la couche d'oxyde entre le métal et le semi-conducteur a été proposée. Cette méthode est modifiée par CHATTOPADHYAY [C.16] qui tient compte du transport du courant à travers la couche d'oxyde présente entre le métal et le semi-conducteur.

Toutes ces techniques citées précédemment sont limitées et ne donnent pas de résultats satisfaisants pour la caractérisation des structures Au- oxyde- $n\text{InP}$ réalisées au laboratoire. Ceci nous a conduit à développer une nouvelle approche de modélisation des caractéristiques mesurées.

III.1 MODELISATION DES STRUCTURES SCHOTTKY

Nous avons constaté que pour les dispositifs à base de semi-conducteurs III-V, en particulier l' InP , les caractéristiques courant – tension – température sont non linéaires sur une échelle semi – logarithmique. Ceci s'explique par la présence de la couche d'oxyde à l'interface de plus en plus épaisse et non homogène où le facteur d'idéalité n s'éloigne de 1; la non homogénéité de la barrière Schottky et l'effet important de la résistance série.

Pour compléter l'étude des diodes Schottky non traitées par plasma et celles traitées par plasma Au - oxyde natif – $n\text{InP}$, nous avons besoin d'une caractérisation du processus de transport du

courant. La modélisation de ce processus de transport du courant à partir des caractéristiques courant – tension – température entraîne la détermination de tous les paramètres mathématiques et physiques des modèles élaborés. Les paramètres à déterminer en premier lieu sont :

- la hauteur de barrière, vue son importance dans le contrôle du comportement électrique des dispositifs Schottky et en particulier la structure MIS,
- la résistance série de par son influence sur les caractéristiques électriques,
- le facteur d'idéalité.

III.1.1 Modèle avec deux types de courants

Pour les diodes Schottky, on peut distinguer un, deux ou plusieurs mécanismes de transport du courant. Selon la technique de traitement, le dopage du substrat et la nature du métal, le mécanisme de transport du courant est dû soit à :

- une émission thermoionique (Thermionic Emission : TE),
- un effet de champ (Field Emission : FE),
- une recombinaison au niveau des centres localisés,
- un effet tunnel,
- un effet de diffusion.

Lorsque deux ou plusieurs mécanismes (TE, FE, diffusion, recombinaison) existent, le courant résultant est la combinaison des courants élémentaires.

Certaines structures présentent un courant total composé de la somme d'un courant par émission thermoionique et d'un courant de recombinaison. Leur mécanisme est observé, en général, sur les caractéristiques expérimentales courant - tension des structures Schottky (Fig.III.1). La recombinaison prend place normalement à travers les centres localisés. Pour une diode Schottky, l'équation du courant de recombinaison est la même que celle de la jonction P-N et la densité de courant est donnée approximativement par :

$$J_r = J_{r0} \left(\exp\left(\frac{qV}{2KT}\right) - 1 \right) \quad (1)$$

$$\text{avec } J_{r0} = \frac{qn_i w}{2\tau}$$

La densité de courant par émission thermoionique est donnée par :

$$J_t = J_{t0} \left(\exp\left(\frac{qV}{KT}\right) - 1 \right) \quad (2)$$

En pratique, la caractéristique du courant présente deux courbures :

- la première pour des tensions faibles et inférieures à 0.15 V
- la seconde pour des tensions supérieures à 0.2 V.

L'équation du courant est donnée alors par l'expression suivante:

$$J_i = J_{t_0} \left(\exp\left(\frac{qV}{KT} - 1\right) \right) + J_{r_0} \left(\exp\left(\frac{qV}{2KT} - 1\right) \right) \quad (3)$$

Une caractérisation des premières structures Au / InP réalisées au L.P.M.I. utilise en premier lieu l'équation (3). L'extraction des paramètres, lorsqu'il y a convergence, conduit à des valeurs aberrantes. Le facteur d'idéalité étant supérieur à 2, la résistance série est très importante et loin de la réalité des structures élaborées. Ceci est confirmé par l'absence du courant de recombinaison lorsque la métallisation est réalisée avec l'or. Dans ce cas, il y a déplacement du centre de recombinaison et le courant de recombinaison ne peut exister que si la température est très négative c'est à dire au dessous de -70°C [C.17]. Ce phénomène est observé sur un échantillon BM2MC et à une température de -100°C . Les données expérimentales publiées par GROVE [C.6] des structures Pb-Phosphure d'Indium sont caractérisées par la présence du courant de recombinaison à une température ambiante.

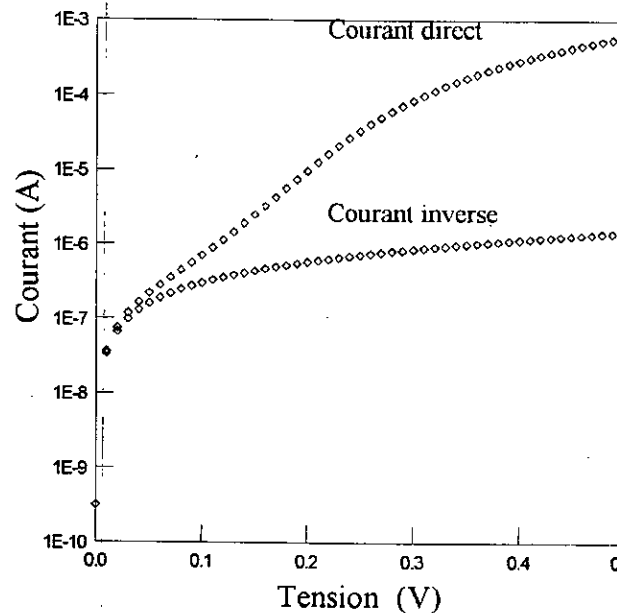


Fig.III.1 : Caractéristique statique courant-tension d'une structure Au - oxyde - InP traitée par plasma BM2MC $n^i=1.65$ et $d=275 \text{ \AA}$

III.1.2 Modélisation des caractéristiques expérimentales courant - tension - température

III.1.2.1 Modèle électrique

Contrairement au modèle de DONOVAL [C.18], nous ne supposons pas de mécanisme de transport du courant à travers le contact rectifié métal / semi - conducteur pour le calcul des paramètres, en particulier la hauteur de barrière. L'approche adoptée consiste à considérer un modèle global en accord avec les caractéristiques mesurées : courant - tension - température.

Pour les diodes Schottky, l'expression usuelle du courant à travers la jonction est :

$$I = I_s \exp\left(\frac{q(V - R_s I)}{nkT}\right) \quad (4)$$

avec $V > 3 \frac{kT}{q}$ et $I_s = SA^*T^2 \exp\left(\frac{-q\Phi_b}{kT}\right)$

A^* et S représentent respectivement la constante de Richardson et la surface de la diode. Les autres symboles (q , k , et T) ont la signification habituelle.

La théorie développée considère une valeur de A^* égale à $9.3 \text{ A cm}^{-2} \text{ K}^{-2}$ pour le matériau InP [C.19 - C.20]. Pour ce paramètre, les éléments R_s , n et Φ_b peuvent être déterminés à l'aide de la méthode des moindres carrés associées à celle de Newton - Raphson [C.21]. Malheureusement, l'application de l'équation (4) aux structures Au - oxyde - n InP donnent des valeurs erronées pour les paramètres R_s , n et Φ_b . Alors, le mécanisme de transport du courant à travers le contact rectifié Au / semi-conducteur InP n'est pas bien défini. Ceci peut être expliqué par les variations de la constante de Richardson. Pour résoudre ce problème, nous utilisons alors un modèle global, qui simule les caractéristiques directes courant - tension - température. Ce modèle est construit à partir des courbes expérimentales caractérisant les échantillons traités par plasma d'oxygène Au - oxyde - n - InP (Fig.III.2).

Ces courbes sont non linéaires sur une échelle semilogarithmique. Leur forme traduit principalement la présence des couches d'interfaces où le facteur d'idéalité (n) est plus grand que l'unité, la résistance série est grande et la barrière Schottky est non homogène. Pour prendre en compte de telles exigences, l'équation (4) doit être modifiée de la façon suivante :

$$I = I_o \times \exp\left(\frac{-q\Phi'}{nkT}\right) \times \exp\left(\frac{q(V - R_s I)}{nkT}\right) \quad (5)$$

avec $V > 3 \frac{kT}{q}$, $I_0 = SA^*T^2$ et $\Phi' = n\Phi_b$

Dans cette équation, les paramètres à déterminer à l'aide des techniques numériques sont I_0 , Φ' , n et R_s . L'algorithme converge de façon quadratique quand le modèle choisi correspond aux caractéristiques électriques I-V.

Le tableau I présente les paramètres calculés de la diode pour différentes valeurs de l'épaisseur d'oxyde à une température ambiante. Les paramètres ainsi calculés et ceux caractérisant les autres types de diodes MIS ont le même ordre de grandeur.

La Fig.III.3 montre que les courbes I-V obtenues par simulation et expérimentalement des échantillons Au – oxyde – n InP, sont presque identiques.

A température ambiante, la valeur de la constante de Richardson obtenue varie entre 9.0 et 10.9 $A\ cm^{-2}\ K^{-2}$. Nous remarquons que cet intervalle inclue la valeur théorique de A^* à température ambiante. Le facteur d'idéalité (n) est plus grand que 1 et varie entre 1.29 et 1.68. Cet écart est généralement attribué à une hauteur de barrière qui dépend de la tension, ou à d'autres mécanismes tels les états d'interfaces, force image, etc. Pour une structure MIS Au-oxyde-InP, les valeurs obtenues par A. SINGH *et al* [C.7] sont un facteur d'idéalité de 1.44 et une barrière de 0.60 eV. Les valeurs de la résistance série sont conformes avec celles ($R_s = 98\Omega$) publiées par D.A. EVANS *et al*[C.22] et varie entre 43 Ω et 482 Ω . En effet, les figures III.4 et III.5 montrent que la hauteur de barrière et la constante de Richardson dépendent de la température. Alors, le modèle global doit être corrigé.

Tableau III.1: Paramètres numériques des structures Au-oxyde-InP oxydées par plasma d'oxygène à la température ambiante

Epaisseur d'oxyde (\AA)	n	R_s (Ω)	Φ_b (eV)	A^* ($A\ cm^{-2}\ K^{-2}$)
65	1.39	166	0.70	9.10
70	1.41	163	0.67	9.74
90	1.29	43	0.63	9.00
140	1.68	114	0.67	10.90
240	1.56	482	0.67	9.32
635	1.36	79	0.67	9.47

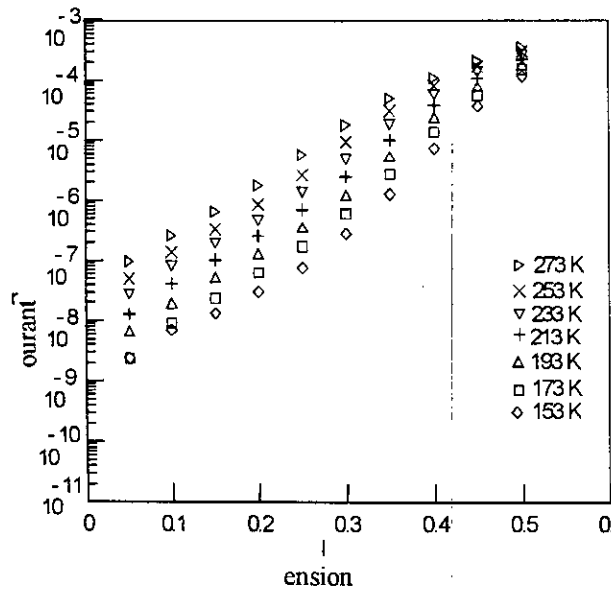


Fig.III.2: Caractéristiques Courant-Tension-Température traités avec le plasma d'oxygène des échantillons Au-n-InP.

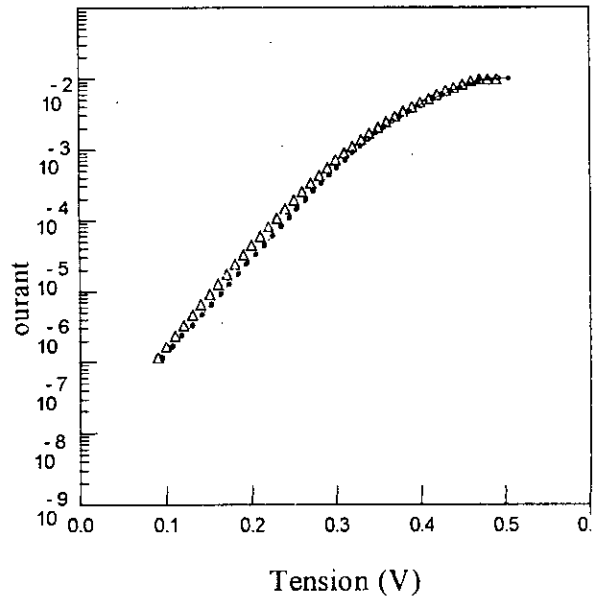


Fig.III.3: Courbes Expérimentales(Δ) et Simulées(o) des échantillons Au-n-InP traités avec le plasma d'oxygène où $n=1.294$, $R_s = 87\Omega$, $\Phi_b = 0.70 \text{ eV}$ $A^*=8.58 \text{ Acm}^{-2}\text{K}^{-2}$

III.1.2.2 Modélisation

Pour tous les échantillons, les figures III.4 à III.6 donnent les variations de Φ_b et A^* avec la température. Ces variations ont pour expressions :

$$\Phi_b = \alpha \frac{kT}{q} + \beta \quad (6)$$

$$\ln A^* = \eta \frac{q}{kT} + \gamma \quad (7)$$

$$\text{avec } A^* = \frac{I_0}{ST^2}$$

α , β , γ , et η sont les coefficients simulés, indépendants de la température. Le courant direct est alors donné par :

$$I = S T^2 \exp(\gamma) \exp(-\alpha) \exp\left(-\frac{q(\beta - \eta)}{kT}\right) \exp\left(\frac{q(V - R_s I)}{nkT}\right) \quad (8)$$

Le tableau III.2 présente les valeurs des coefficients obtenues pour les diodes Schottky traitées par plasma d'oxygène à différentes valeurs de l'épaisseur d'oxyde. Alors que le tableau III.3

donne les valeurs des coefficients trouvés dans le cas des diodes Schottky oxydées par l'air. Notons que le signe de α n'est pas le même pour ces deux types de diodes.

Tableau III.2 : Coefficients Simulés des échantillons Au-n-InP traités avec le plasma d'oxygène

Epaisseur d'oxyde (\AA)	α	β (eV)	γ	η (eV)
70	15.05	0.262	-0.085	0.053
200	16.07	0.300	0.514	0.043
260	12.11	0.354	0.433	0.044
370	10.70	0.378	0.453	0.043

Tableau III.3: Coefficients Simulées des structures Au - InP non traitées par le plasma d'oxygène

Epaisseur d'oxyde (\AA)	α	β (eV)	γ	η (eV)
35	-1.37	0.465	0.055	-1.690
45	-5.88	0.521	0.023	1.254

III.1.2.3 Détermination des paramètres physiques

Les théories établies [C.19 – C.20] et les résultats obtenus précédemment indiquent que le transport du courant, dans les structures étudiées, résulte :

- d'une émission thermoionique ,
- tunnel à travers la couche d'interface,
- de l'abaissement de la barrière due à la force image.

L'expression du courant à travers la jonction est ainsi modifiée et la constante de Richardson est indépendante de la température.

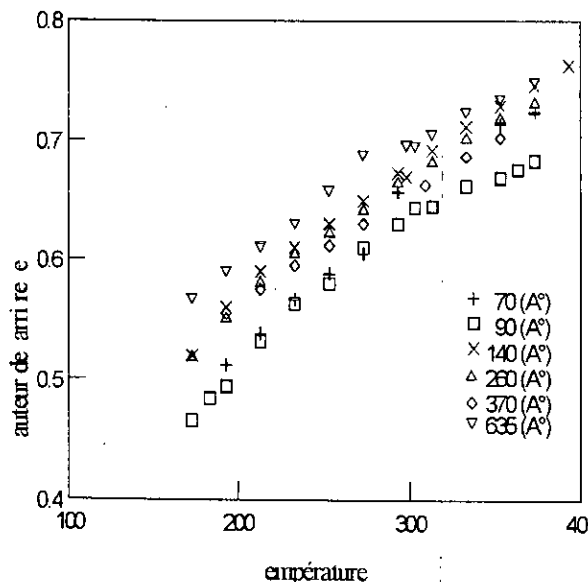


Fig.III.4 : Hauteur de Barrière Effective Φ_b en fonction de la température T des échantillons Au-n-InP traités avec le plasma d'oxygène .

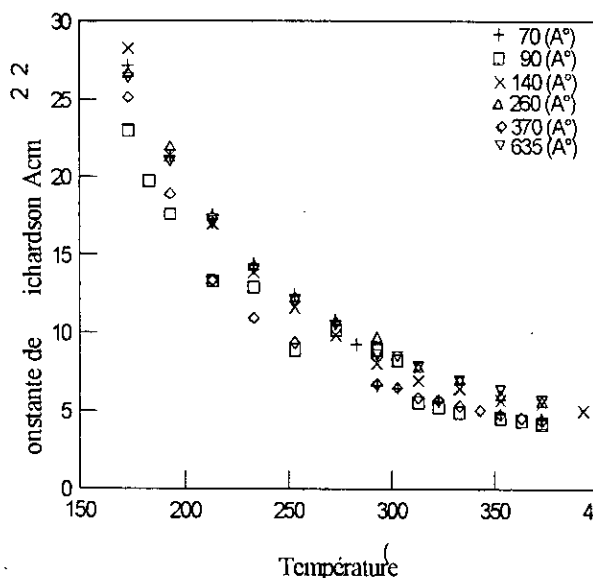


Fig.III.5 : Constante de Richardson en fonction de la température des échantillons Au-n-InP traités par plasma d'oxygène.

La constante de Richardson est notée par A_c^* .

Par définition, ce coefficient est la valeur correcte de la constante de Richardson. Dans ce cas, le courant est écrit comme suit :

$$I = S A_c^* T^2 \exp(-\alpha\delta\chi^{1/2}) \exp\left(\frac{-q(\Phi_b(0K) - \Delta\Phi_{oi})}{kT}\right) \exp\left(\frac{q(V - R_s I)}{nkT}\right) \quad (9)$$

Des équations (8) et (9), on déduit de nouvelles expressions (10.a à 10.d) donnant les paramètres suivants :

- la valeur correcte de la constante de Richardson A_c^* ,
- le coefficient tunnel $\alpha\delta\chi^{1/2}$,
- la hauteur de barrière Φ_b à 0 K,
- l'abaissement de la barrière due à la force image $\Delta\Phi_{oi}$.

Pour les échantillons Au - oxyde -n InP traités avec l'oxygène plasma , les paramètres physiques sont donnés par les expressions :

$$A_c^* = \exp(\gamma) \quad (10.a)$$

$$\alpha\delta\chi^{1/2} = \alpha \quad (10.b)$$

$$\Phi_b(0K) = \beta \quad (10.c)$$

$$\Delta\Phi_{oi} = \eta \quad (10.d)$$

Dans le cas des diodes Schottky oxydées par l'air, le coefficient α est négatif et l'effet tunnel est alors absent. L'expression corrigée de la constante de Richardson s'écrit alors:

$$A^*_c = \exp(\gamma + \alpha) \quad (11)$$

Les expressions (10c) et (10d) donnent les autres paramètres.

La permittivité relative et la capacité de la couches d'oxyde sont données respectivement par les relations suivantes :

$$\epsilon_i = \frac{\Delta\Phi_o}{\Delta\Phi_{oi}} = \frac{0.014}{\Delta\Phi_{oi}} \quad (12)$$

$$C_{ox} = \frac{\epsilon_i \epsilon_0}{d} S \quad (13)$$

$$S = 0.0078 \text{ cm}^2$$

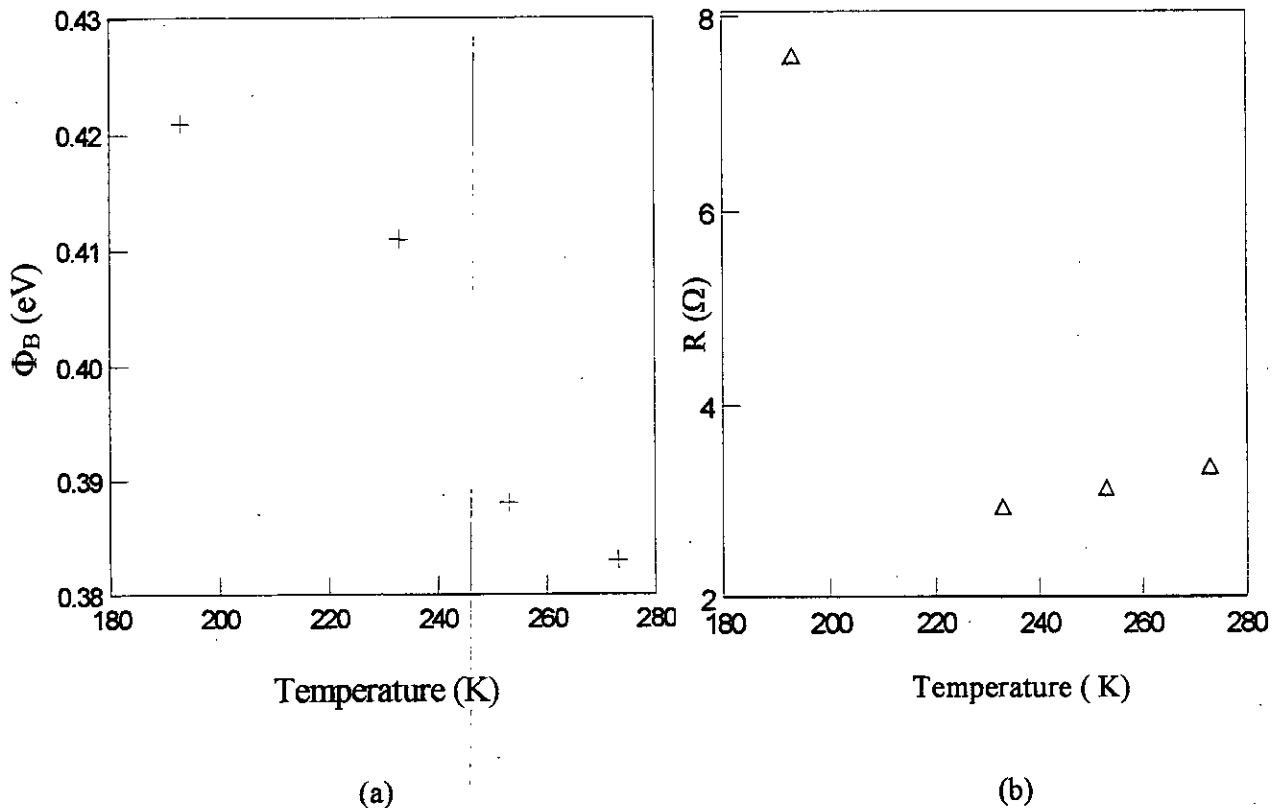


Fig. III.6 : Structure SUMITOMO Schottky non traitée par plasma avec un facteur d'idéalité compris entre 1 et 1.09 : (a) Hauteur de Barrière (b) Résistance Série

III.2 RESULTATS ET DISCUSSIONS

III.2.1 Paramètres Physiques

Pour les structures Au - oxyde - n InP traitées par plasma d'oxygène, les courbes de la hauteur de la barrière effective, de la constante de Richardson, du facteur d'idéalité, et de la résistance série sont tracées en fonction de la température voir Figs.III.4, III.5, III.8 et III.9 respectivement. L'épaisseur d'oxyde de ces structures varie entre 70 Å et 370 Å. A partir de ces courbes, il est alors déduit que le coefficient tunnel est supérieur à 10 et la hauteur de barrière moyenne diminue de 0.57 eV jusqu'à 0.01 eV quand l'épaisseur d'oxyde augmente. La principale cause qui affecte de telles variations est la couche d'interface.

A température ambiante, la constante de Richardson simulée est sensiblement égale à la valeur théorique, i.e., $9.3 \text{ A cm}^{-2} \text{ K}^{-2}$ (voir tableau III.1). Elle diminue rapidement quand la température augmente. La Fig.III.7 représente $\text{Ln}(A^*)$ en fonction de $(1000/T)$. Cette quantité est proportionnelle à l'inverse de la température. De plus, les courbes ainsi obtenues sont presque identiques pour tous les échantillons Au - oxyde - nInP. Pour ces structures, la valeur corrigée de la constante de Richardson A^*_c est sensiblement égale à $1.60 \text{ A cm}^{-2} \text{ K}^{-2}$ (tableau III.4).

La relation de correction de constante de Richardson est donnée sous la forme :

$$A^*_c = A^*_{th} \exp(\theta) \quad (14)$$

$$\text{Avec } A^*_{th} = 9.3 \text{ A cm}^{-2} \text{ K}^{-2}$$

Le terme de correction moyen pour les structures est :

$$\theta_{\text{moy}} = -1.5 \cdot 10^{-4}$$

Dans le cas des structures Au - oxyde - n-InP oxydées par l'air, ce paramètre est égal à $0.22 \text{ A cm}^{-2} \text{ K}^{-2}$ pour l'échantillon (35 Å) et $0.01 \text{ A cm}^{-2} \text{ K}^{-2}$ pour l'échantillon (45 Å). Les tableaux III.4 and III.5, montrent que la valeur correcte de la constante de Richardson dépend de la méthode utilisée pour la réalisation des diodes Au - oxyde -nInP et de l'épaisseur de la

couche d'oxyde. Ce paramètre est toujours plus petit que la constante de Richardson effective actuelle (voir tableau III.1).

Tableau III.4 : Paramètres Physiques des échantillons Au-oxyde-InP traités par plasma d'oxygène

Epaisseur d'oxyde (Å)	A^*_{c} ($A\text{ cm}^{-2}\text{K}^{-2}$)	$A\delta\chi^{1/2}$	$\Phi_b(0K)$ (eV)	χ (eV)	$\Delta\Phi_{oi}$ (eV)	ϵ_i
70	0.92	15.05	0.262	0.57	0.053	5.34
90	1.08	12.35	0.301	0.23	0.047	6.51
200	1.67	16.07	0.300	0.05	0.043	7.78
260	1.54	12.11	0.354	0.03	0.044	7.43
370	1.57	10.70	0.378	0.01	0.043	7.78

Table III.5 : Paramètres Physiques Simulés des échantillons Au-n-InP non traités par plasma d'oxygène

Epaisseur d'oxyde (Å)	A^*_{c} ($A\text{cm}^{-2}\text{K}^{-2}$) Nos résultats	A^*_{c} ($A\text{ cm}^{-2}\text{K}^{-2}$) [C.27]	$\Phi_b(0K)$ (eV)	$\Delta\Phi_{oi}$ (eV)
35	0.220	0.240	0.465	0.055
45	0.010	0.019	0.521	0.023

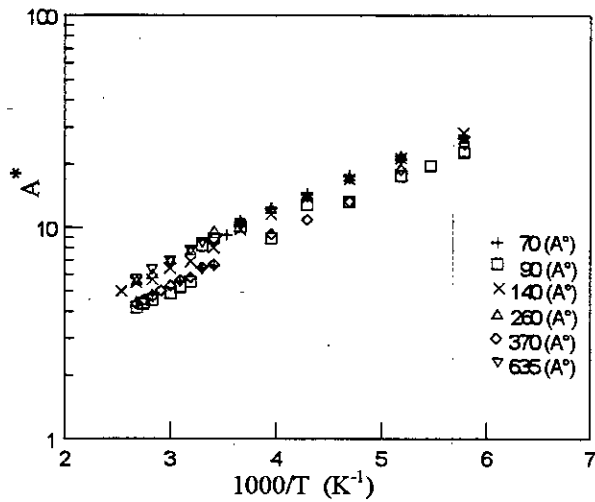


Fig.III.7 : Courbes $\ln(A^*)$ vs $1000/T$ des échantillons Au-n-InP traités avec le plasma d'oxygène

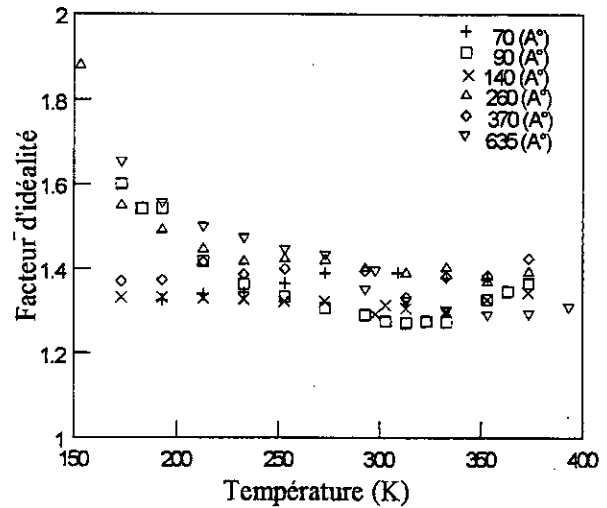


Fig.III.8 : Facteur d'idéalité n vs T des échantillons Au-n-InP traités avec le plasma d'oxygène

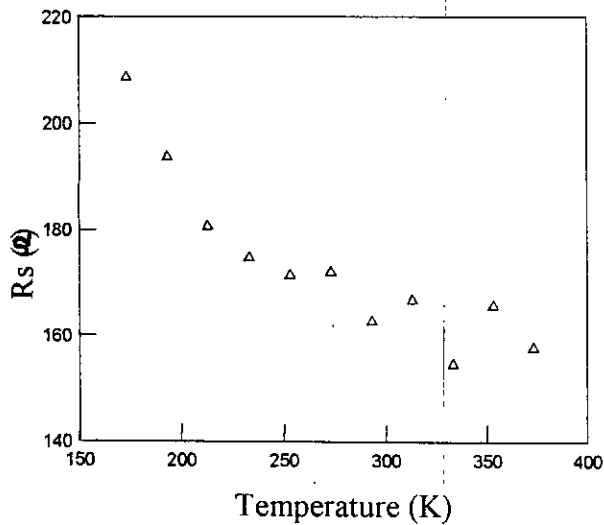


Fig.III.9. résistance séries R_s en fonction de la Température pour les diodes Au-n-InP traitées avec l'oxygène plasma.

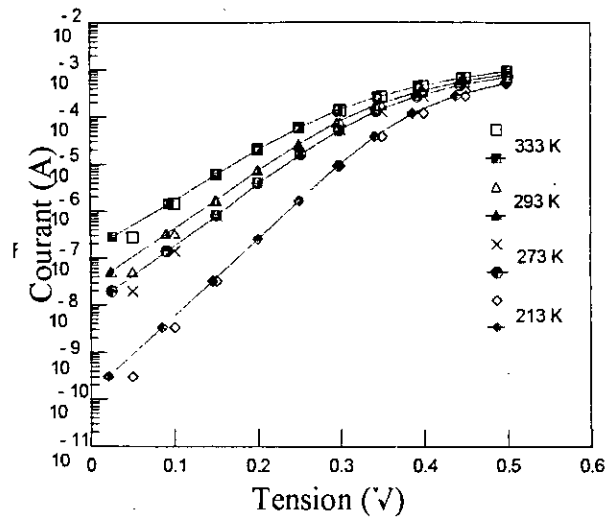


Fig.III.10: Courbes I-V-T Expérimentales (syms) et Simulées (-) où $a\delta\chi^{1/2} = 12.11$, $\Phi_b(0\text{ K}) = 0.354\text{ eV}$, $\Delta\Phi_{O_i} = 0.044\text{ eV}$ et $A_c^* = 1.54\text{ Acm}^{-2}\text{K}^{-2}$

La différence observée entre les valeurs de A_c^* et de A^* , peut être expliquée par le phénomène d'interface et l'état d'oxydation du substrat InP. L'abaissement de la force image $\Delta\Phi_{O_i}$ est de l'ordre de 0.023 eV pour une Schottky de 45 Å d'épaisseur d'oxyde, cette valeur est proche de 0.02eV [C.22]. Les résultats des paramètres physiques sont en accord avec ceux rapportés dans la littérature [C.7,C.23-C.32].

III.2.2 Facteur d'idéalité et densité des états d'interface

A température ambiante, les caractéristiques expérimentales I-V sont toujours en échelle semi-logarithmique, en accord avec la théorie émission thermoionique comme nous l'avons déjà montré. Le facteur d'idéalité n varie d'une structure à l'autre pour le même groupe. Les valeurs du facteur d'idéalité n varient entre 1.3 et 1.6 pour les structures traitées par le plasma d'oxygène. Ces valeurs supérieures à 1 sont généralement attribuées à une barrière Schottky non homogène et dépendant de la tension. Les états d'interface, l'abaissement de la barrière due à la force image, génération - recombinaison et l'émission par effet de champ électrique et thermoionique ont toutes été considérées comme mécanismes possible qui conduit à $n > 1$. Pour les structures étudiées, le mécanisme retenu est celui des états d'interfaces. La valeur de $n > 1$ peut être une

combinaison de la distribution des états d'interface ($n=1$ correspond à un seul niveau), et est exprimé en fonction de la densité des états d'interface par l'équation suivante :

$$n = 1 + \frac{qd}{\epsilon_0 \epsilon_i} D_s \quad (15)$$

Connaissant le facteur d'idéalité n , nous pouvons déterminer, à l'aide de l'équation (16), la densité effective des échantillons traités par plasma. Cette tendance permet de vérifier s'il y a plus de passivation avec les oxydes épais.

$$D_s = \frac{\epsilon_0 \epsilon_i (n - 1)}{qd} \quad (16)$$

Les résultats obtenus montrent que la densité effective des états d'interface diminue avec l'augmentation de l'épaisseur d'oxyde (voir tableau III.6). Par contre, avec les structures non traitées par plasma nous avons obtenu une densité de $2.2 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ pour $d = 35 \text{ \AA}$ et $9.7 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ pour $d = 45 \text{ \AA}$, ceci confirme la non passivation.

Tableau III.6 : Densité effective des états d'interfaces des structures traitées par plasma multipolaire

ϵ_i	n	$d \text{ (\AA)}$	$D_s \text{ (cm}^{-2}\text{)}$
5.35	1.5	70	$21 \cdot 10^{13}$
6.51	1.3	90	$12 \cdot 10^{13}$
6.4	1.39	140	$9.8 \cdot 10^{13}$
7.43	1.4	260	$6.3 \cdot 10^{13}$
7.78	1.39	370	$4.5 \cdot 10^{13}$
7.78	1.3	635	$2 \cdot 10^{13}$

La dépendance du facteur d'idéalité n en fonction de la température a été observée, Fig.III.8. Le facteur d'idéalité n augmente quand la température diminue. Un tel phénomène a lieu pour les structures à barrière Schottky sur les semi-conducteurs élémentaires et les semi-conducteurs composés. Tung [C.33] a confirmé cela par une expression simple traduisant cet effet :

$$n = 1 + \frac{T_0}{T} \quad (17)$$

III.2.3 Résistance série

La résistance série des structures traitées par plasma d'oxygène est plus importante que celle non traitées, Figs. III.11 et III.12. A température ambiante, la résistance série varie d'une structure à l'autre pour le même groupe et est indépendante de l'épaisseur de la couche d'oxyde.

Le plus souvent, la résistance série diminue lorsque la température augmente et tend vers une valeur constante. Nous constatons que ces variations sont proche de la théorie établi par Rhoderick [C. 19] pour les diodes Schottky Au - Si et Au - GaAs. Le modèle établi pour les échantillons étudiés est donné par l'équation suivante

$$R_s = R_c + \left[\frac{A}{T} \right] \exp \left[\frac{B}{T} \right] \quad (18)$$

où R_c représente la résistance de contact, A et B sont des constantes. Pour la diode non traitée par plasma avec une couche d'oxyde de l'ordre de 45 \AA , la résistance série est donnée par l'expression suivante :

$$R_s = 2.114 + \left[\frac{1.622}{T} \right] \exp \left[\frac{1034}{T} \right] \quad (\Omega) \quad (19)$$

Le même modèle permet de caractériser une structure Au - oxyde - InP traitée par plasma avec une couche d'oxyde de l'ordre de 260 \AA où la résistance série est donnée par l'expression suivante :

$$R_s = 161 + \left[\frac{1218}{T} \right] \exp \left[\frac{365}{T} \right] \quad (\Omega) \quad (20)$$

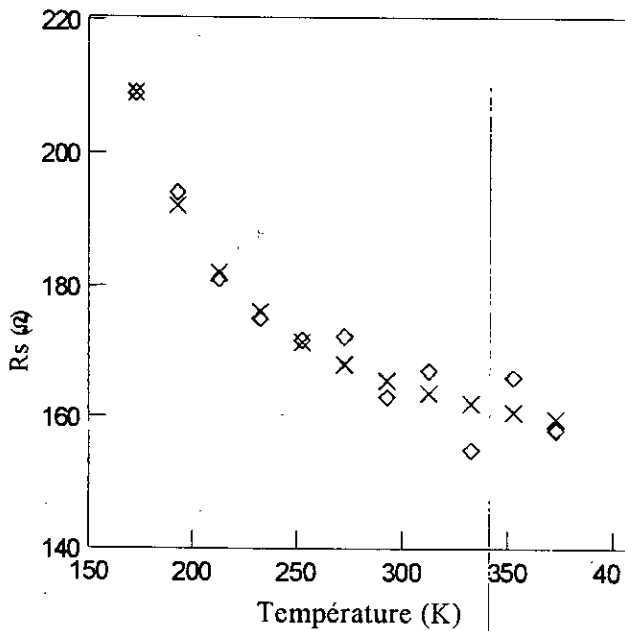


Fig.III.11: Résistance Série BM1ML2 traitées par plasma d'oxygène : (◊) expérimentale (x) simulée par (20)

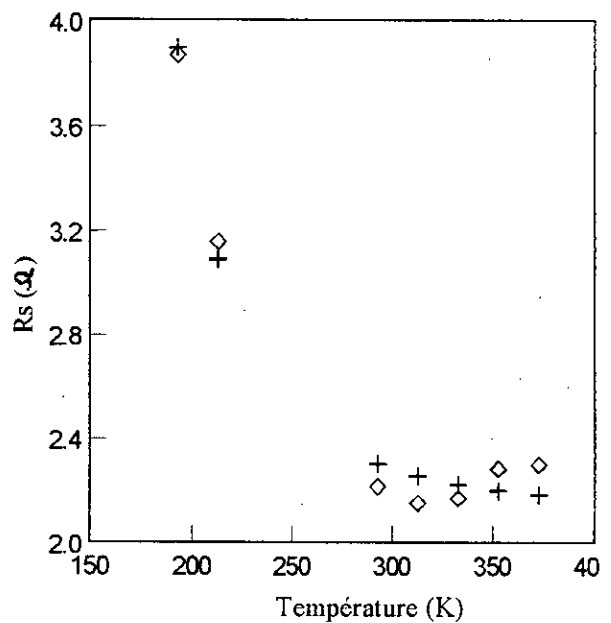


Fig.III.12 : Résistance Série BM1SS non traitées par plasma d'oxygène : (◊) expérimentale (+) simulée par (19)

III.3 INFLUENCE DU PLASMA D'OXYGENE SUR LES PARAMETRES ELECTRIQUES ET PHYSIQUES DES STRUCTURES Au- Oxyde natif - InP

La technique d'oxydation affecte directement les propriétés de la couche d'interface métal–semi-conducteur phosphure d'Indium [C.5 , C.19 , C.24 à C.27 , C.32 à C.35], et par conséquent, le mécanisme de transport du courant. La composition chimique de l'interface peut être non uniforme et le plasma d'oxydation est alors moins bien caractérisé.

Pour compléter l'étude des structures Au – interface – n-InP, l'évolution des paramètres physiques et électriques du mécanisme de transport du courant en fonction de l'épaisseur de la couche d'oxyde et des conditions de traitement est prise en considération. Les principaux paramètres de traitement sont la durée d'oxydation et la puissance plasma (la pression étant constante et égale à 10^{-3} mbar).

Le lien est établi entre les conditions d'oxydation et les paramètres du modèle tels que le coefficient tunnel $a\delta\chi^{1/2}$, la hauteur de barrière $\Phi_B(0\text{ K})$, l'abaissement de la barrière (due à la force image) $\Delta\Phi_{oi}$, et la valeur correcte de la constante Richardson A_c^* ainsi que les grandeurs électriques ϵ_i et C_{ox} .

Les conditions de traitement influencent fortement sur les paramètres cités ci-dessus et leur évolution est croissante ou décroissante avec les paramètres de traitement par plasma d'oxygène. Ces paramètres peuvent être utilisés pour contrôler la hauteur de la barrière et le modèle approprié. Expérimentalement, l'augmentation de la hauteur de barrière est causée par une couche d'oxyde entre le métal and le substrat InP [C.36 – C.40]. La nature des oxydes à savoir InPO_4 , $\text{In}(\text{PO}_3)_3$, In_2O_3 , P_2O_5 et Ta_2O_5 dépend des conditions oxydation [C.41 – C.47], et cela peut affecter les propriétés électriques des structures. Ainsi, nous l'avons montré à la Fig.III.13, à température ambiante la hauteur de la barrière augmente de façon linéaire avec la couche d'oxyde pour deux groupes d'échantillons notés A et B. Ces résultats peuvent être traduits par l'équation suivante [C.48] :

$$\Phi_B = \Phi_B(d=0) + D * d \quad (21)$$

Pour les courbes linéaires des groupes A et B (oxydation par plasma), le coefficient expérimental

(D) de l'équation (21) est de $1.2 \cdot 10^4$ eV/cm et $2.85 \cdot 10^4$ eV/cm respectivement. Le paramètre Φ_B ($d=0$) est 0.616 eV et 0.64 eV pour les groupes A and B respectivement. Pour une meilleure observation, nous représentons aussi la barrière de la hauteur en fonction de la durée de traitement à température ambiante, voir Fig.III.14.

Les paramètres présentés dans cette étude sont obtenus sous les conditions de traitement suivantes:

- une durée d'oxydation variant entre 1.3mn and 25mn pour une puissance de plasma d'oxygène de 100W,
- une puissance de plasma variant entre 50W et 140W pour une durée de traitement de 5mn.

III.3.1 Influence de la durée de traitement sur les paramètres physiques

L'épaisseur et l'indice de réfraction des couches d'oxyde natif formés sur le substrat InP par le plasma oxygène sont mesurés à l'aide de l'ellipsomètre. L'indice de réfraction varie entre 1.65 et 1.9, pour les différents échantillons. Cette variation peut être causée par la nature amorphe de la couche d'oxyde. Pour les oxydes de phosphore et d'indium, l'indice de réfraction est de 1.6 pour InPO_4 , 1.9 pour In_2O_3 et entre 1.5 et 1.6 pour P_2O_5 . La Fig.III.15 montre la dépendance du temps d'oxydation en fonction de l'épaisseur de la couche d'interface Au / InP. L'épaisseur d est proportionnelle à la racine carrée du temps d'oxydation. Cette épaisseur varie de 70 Å à 635 Å en changeant la durée d'oxydation et la puissance plasma, avec une pression d'oxygène constante 10^{-3} mbar. La Fig.III.16 montre que la capacité d'oxyde C_{ox} est fonction du temps d'oxydation sa valeur maximale est de 5.3 nF.

Les variations de la constante diélectrique relative ϵ_i de la couche d'oxyde peut être considérée comme proportionnelle à la durée et varie entre 5.20 and 7.78, (voir Fig.III.17). Les paramètres physiques tels que la constante Richardson varie entre 0.92 et 1.67 $\text{A} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{K}^{-2}$ pour des durées allant de 1.3mn jusqu'à 25mn.

La Fig.III.18 montre que la valeur de A^*_c est très en dessous de la valeur théorique $9.4 \text{ A} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{K}^{-2}$ et est presque proportionnelle à la durée de traitement. La même observation est faite sur la hauteur de barrière $\Phi_b(0\text{K})$, voir Fig.III.19.

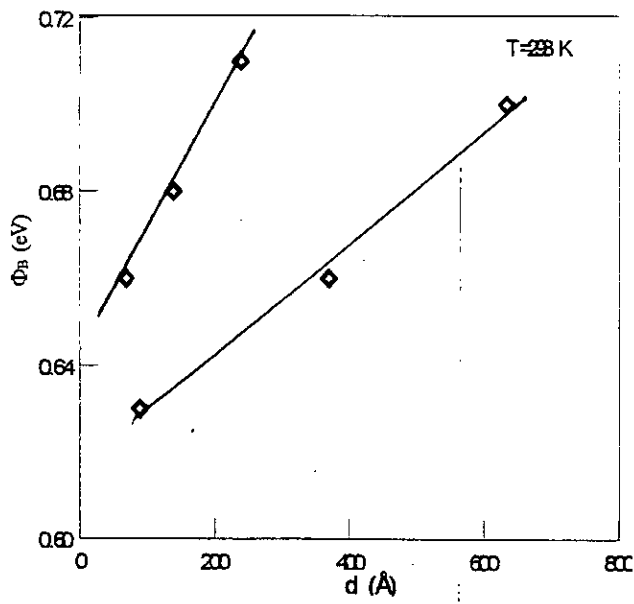


Fig. III.13: Hauteur de Barrière à température ambiante en fonction de l'épaisseur

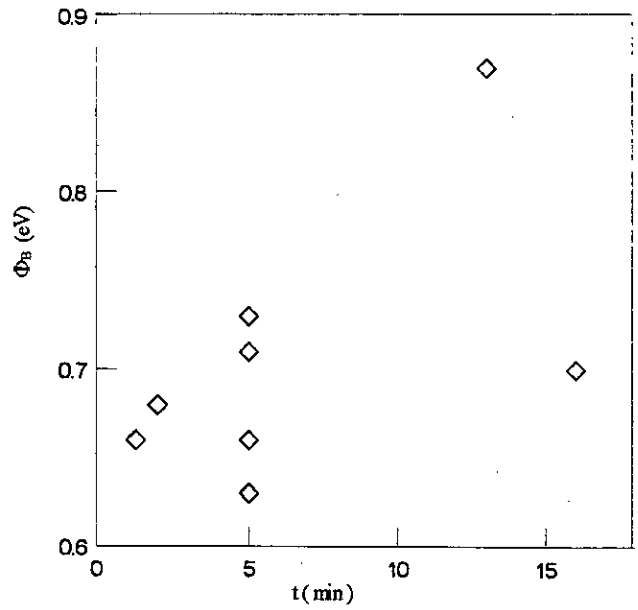


Fig. III.14: Hauteur de Barrière à température ambiante en fonction de la durée d'oxydation

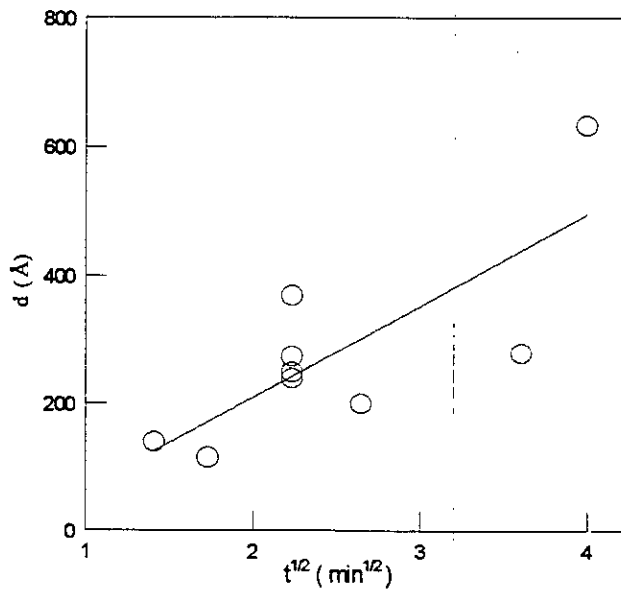


Fig. III.15: Epaisseur d'oxyde en fonction de la durée de traitement

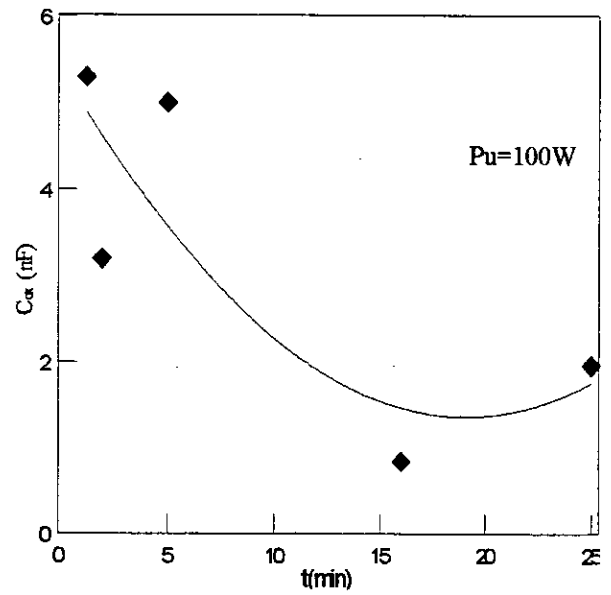


Fig. III.16: Capacité d'oxyde en fonction de la durée de traitement

Contrairement à ces deux paramètres, à savoir: le coefficient tunnel $a\delta\chi^{1/2}$, l'abaissement de la barrière (due à la force image) $\Delta\Phi_{oi}$ et la hauteur de barrière effective χ présentée par la couche d'interface diminuent considérablement quand la durée de traitement devient importante, comme le montre les Figs.III.17, III.18 et III.19 respectivement. Le paramètre χ varie de 0.51 eV à 0.003 eV, il devient négligeable à 25 mn c'est-à-dire pour une couche épaisse.

Ces résultats indiquent que l'influence du temps de traitement sur ces paramètres et la composition de l'oxyde natif change d'un échantillon à l'autre. Pour les structures de couche d'interface fine ($<100 \text{ \AA}$), l'oxyde dominant est InPO_4 et l'oxyde In_2O_3 est plus important pour les couches épaisses.

III.3.2 Influence de la puissance du plasma sur les paramètres physiques

L'influence de la puissance du plasma sur les propriétés électriques et physiques de la structure Au - oxyde interface - InP n'est pas très bien connue. Nous présentons quelques résultats afin de comprendre l'influence de la puissance plasma sur le mécanisme de transport. Les figures III.23

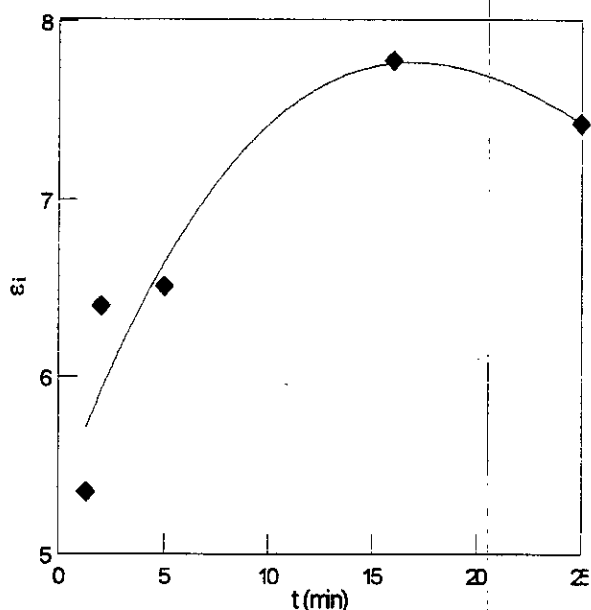


Fig.III.17: Constante Relative du diélectrique en fonction de la durée de traitement

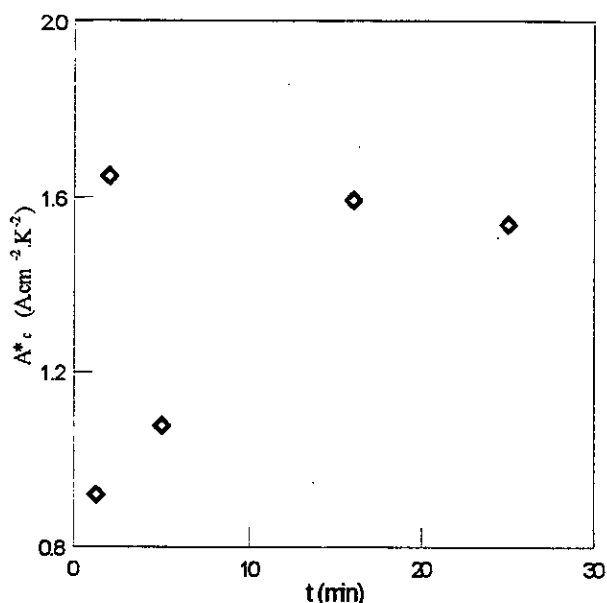


Fig.III.18: Valeur Correcte de la constante de Richardson en fonction de la durée de traitement

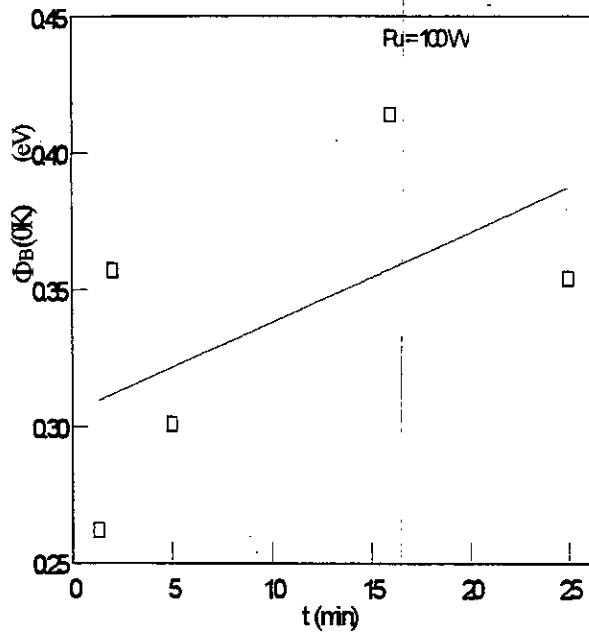


Fig.III.19: Barrière à 0 K en fonction de la durée de traitement

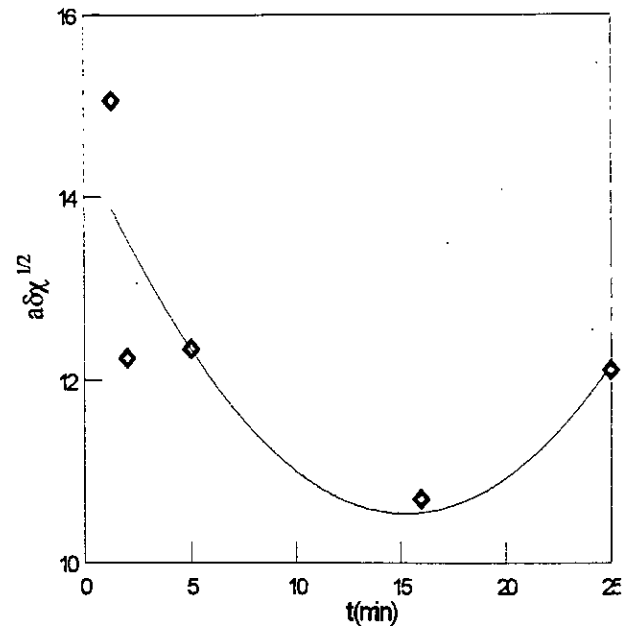


Fig.III.20: Coefficient Tunnel en fonction de la durée de traitement

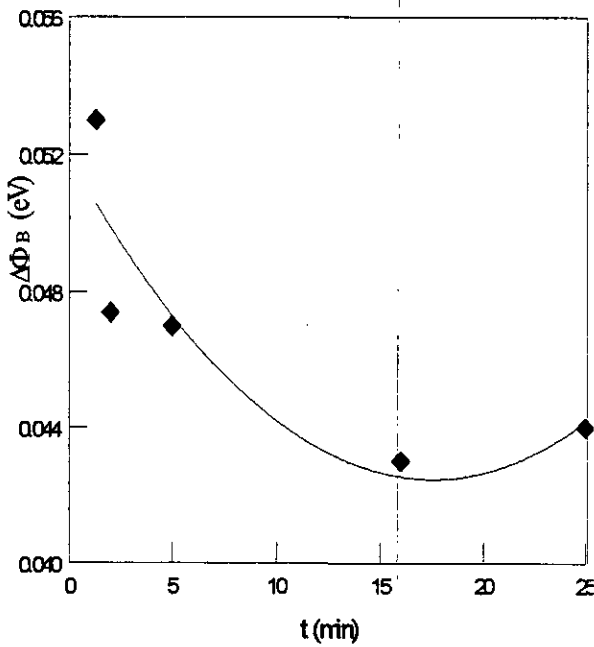


Fig.III.21: Abaissement de la Barrière en fonction de la durée t (min)

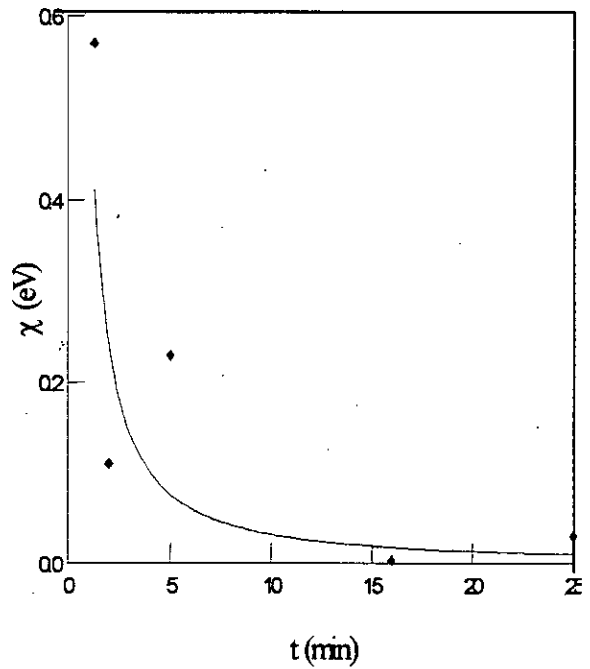


Fig.III.22: Barrière tunnel χ en fonction de la durée t (min)

à III-28 présentent respectivement l'évolution de l'épaisseur, la constante relative du diélectrique, le coefficient tunnel, la valeur correcte de la constante de Richardson, la hauteur de barrière Φ_b (OK) à 0 K et l'abaissement de la barrière (due à la force image) $\Delta\Phi_{oi}$ en fonction de la puissance du plasma. Ces paramètres ont un intervalle de variation en accord avec les résultats expérimentaux données dans la littérature [C.29 ; C.35 à C.43].

L'épaisseur de l'oxyde augmente proportionnellement avec la racine carrée du temps d'oxydation. Ces épaisseurs augmentent proportionnellement avec la puissance plasma (100W à 140W), dans le second cas. Les valeurs de la constante relative diélectrique sont en accord avec les données expérimentales. Elle augmente avec les paramètres de traitement et son maximum est de 7.78 pour les deux cas de traitement. La capacité augmente considérablement lorsque la durée est réduite. On remarque que ces conditions de travail ont une grande influence sur les paramètres physiques du modèle, et que l'évolution de ces paramètres est soit croissante soit décroissante.

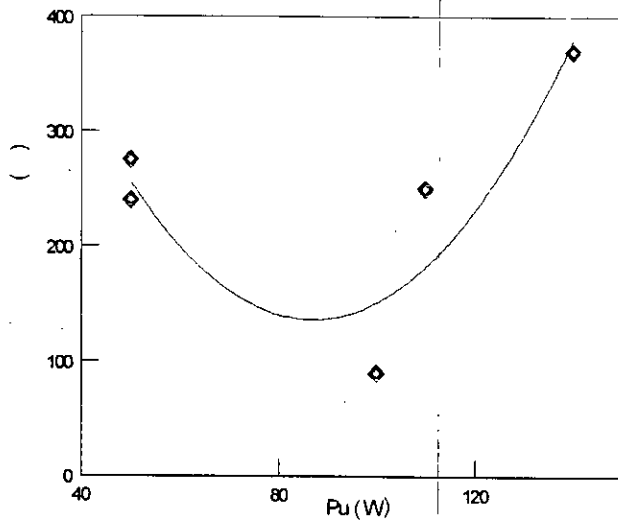


Fig.III.23: Epaisseur d'oxyde en fonction de la puissance du plasma

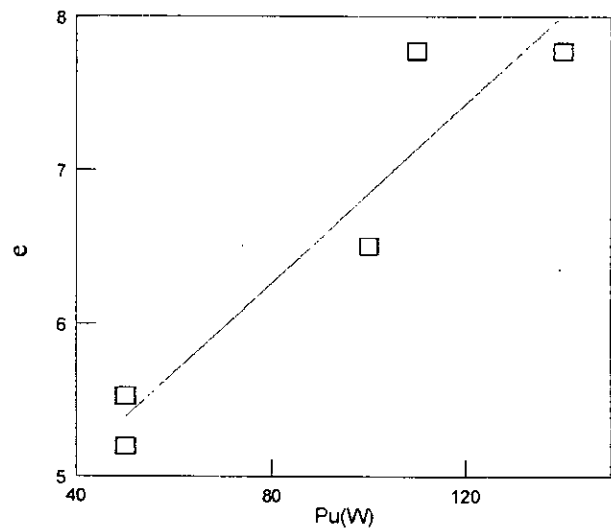


Fig.III.24: Constante Relative du diélectrique en fonction de la puissance du plasma

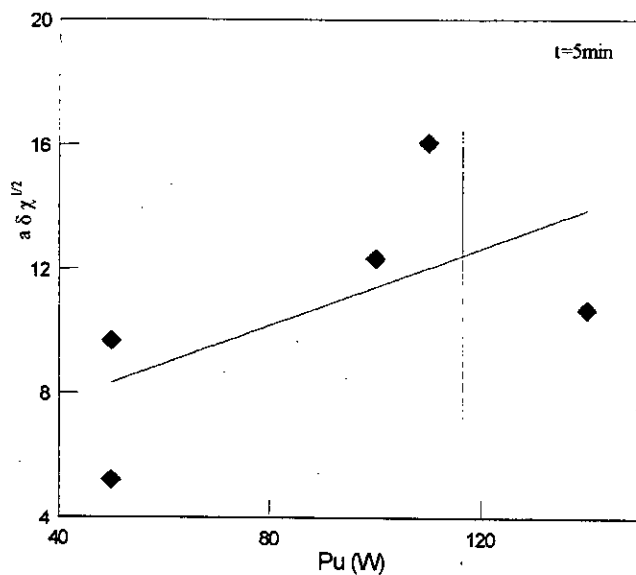


Fig.III.25: Coefficient Tunnel en fonction de la puissance du plasma

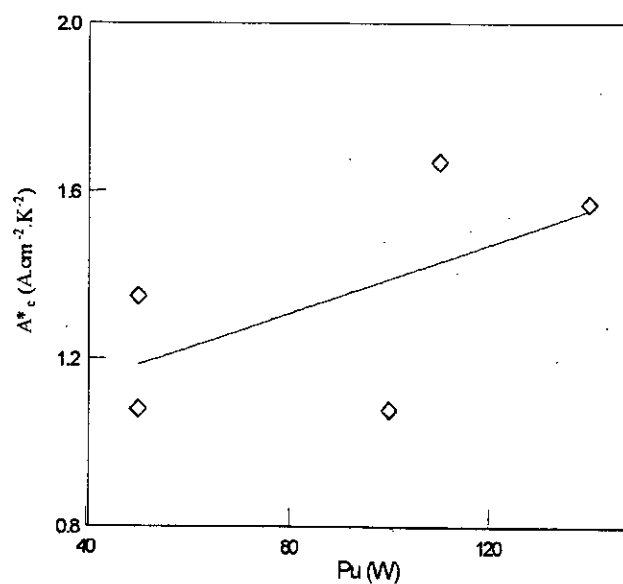


Fig.III.26: Valeur Correcte de la Constante Richardson en fonction de la puissance du plasma

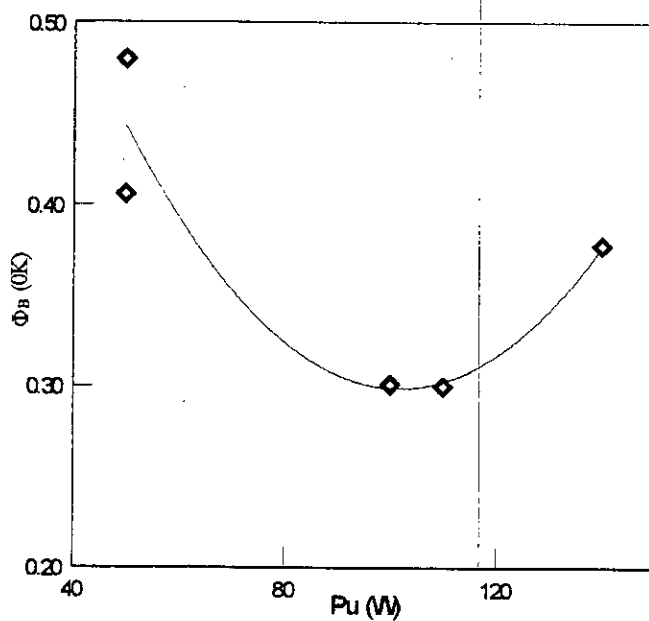


Fig.III.27: Hauteur de Barrière à 0 K en fonction de la puissance du plasma

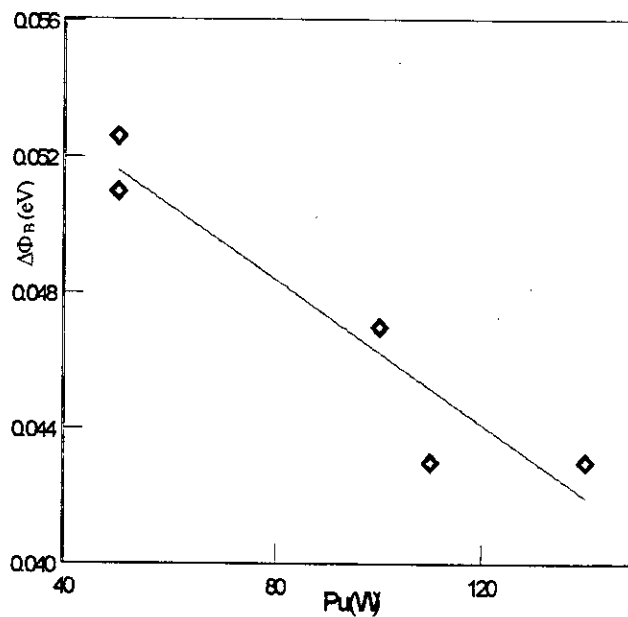


Fig.III.28: Abaissement de la Barrière en fonction de la puissance du plasma

CONCLUSION

La valeur de la constante de Richardson que nous avons déterminé est de valeur plus petite que celle théorique, aussi bien pour les structures traitées par plasma que pour celles non traitées par plasma. Cette contradiction peut être attribuée à la présence de la couche d'interface quelle que soit son épaisseur d'une part, et aux techniques de traitement et de passivation utilisées, d'autre part.

Le modèle physique des structures Schottky Au / InP se présente sous une forme nouvelle avec une méthode de détermination de ses paramètres. La valeur de la capacité d'oxyde simulée est voisine de celle mesurée expérimentalement et varie entre 0.85 nF et 5.3 nF.

La relation entre la hauteur de barrière Schottky et la structure d'interface n'a pas été traitée totalement à cause de deux difficultés majeures:

- les caractéristiques dynamiques C-V-T qui présentent un cycle d'hystérésis,
- la complexité de l'étude par des moyens expérimentaux de la polycristallinité,
- l'absence d'information sur l'uniformité de la hauteur de barrière Schottky.

Le mécanisme de transport du courant est affecté par la nature de la hauteur de barrière Schottky " l'inhomogénéité " , [C.33, C.44-C.49].

La stabilité des structures MIS sur InP est examinée en testant périodiquement les caractéristiques I-V directes et inverses. Ceci revient à dire que les structures réalisées à base d'InP sont instables. En plus de la stabilité, une question reste posée sur l'anomalie de la hauteur de barrière : états d'interface ou hauteur de barrière inhomogène ?

De ce problème, il en découle la question de caractérisation des transistors micro-ondes basés sur le contact Schottky métal / InP. Si les techniques industrielles permettent de réaliser les transistors micro-ondes, la caractérisation est l'une des préoccupations essentielles pour la conception des circuits micro-ondes.

L'objet de la suite du travail est donc la modélisation des transistors à contact Schottky .

REFERENCES CHAPITRE III

- [C.1] D.V. Morgan and M.J. Howes, " A study of gold/n-InP contacts", *J. Phys. D: Appl. Phys.*, Vol.11, pp.1341-1350, 1978.
- [C.2] K. P. Pande and C. C. Shen, "The electrical and photovoltaic properties of tunnel metal-oxide-semiconductor devices built on n-InP substrates", *J. Appl. Phys.*, Vol.53, N°1, pp.749-753, Jan. 1982
- [C.3] K. Hattori and Y. Torii, "A new method to fabricate Au/n-type InP Schottky contacts with an interfacial layer", *Solid-State Electron.*, Vol.34, N°5, pp.527-531, 1991.
- [C.4] K.C. Reinhardt, A. Singh and W. A. Anderson, "Ytterbium metal-insulator-semiconductor contacts to Indium Phosphide", *Solid-State Electronics*, Vol.31, N°10, pp.1537-1539, 1988.
- [C.5] Y. S. Lee and W. A. Anderson, " High barrier height metal-insulator-semiconductor diodes on InP", *J. Appl. Phys.*, Vol.65, N°10, pp.4051-4056, 15 May 1989.
- [C.6] A. S. Grove, *Physics and Technology of Semiconductor Devices*, Wiley, New York, 1967.
- [C.7] A. Singh, K.C. Reinhardt and W.A. Anderson, "Temperature dependence of the electrical characteristics of yb/p-InP tunnel metal-insulator-semiconductor junctions", *J. Appl. Phys.*, **68**(7), pp.3475-3483, 1 Octob. 1990.
- [C.8] Z. Q. Shi and W. A. Anderson, "MIS diodes on n-InP having an improved interface", *Solid-State Electronics*, Vol.34, N°3, pp.285-289, 1991.
- [C.9] R.T.Tung, J.P.Sullivan and F.Schrey, "On the inhomogeneity of Schottky barriers", *Materials Science and engineering*, Vol.B14, pp.266-280, 1992.
- [C.10] H. Norde, "A modified forward I-V plot for Schottky diodes with high series resistance", *J. Appl. Phys.*, Vol.50, N°7, pp.5052-5053, Jul. 1979.
- [C.11] H. Norde, J. de Sousa Pires, " The Schottky – barrier height of the contacts between some rare-earth metals (ans silicides) and p-type silicon", *Appl. Phys. Lett.*, Vol.38, N°11, pp.865-867, 1 Jun. 1981.
- [C.12] K. Sato and Y. Yasumura, "Study of forward I-V plot for Schottky diodes with high series resistance", *J. Appl. Phys.*, Vol.58, N°9, pp.3655-3657, 1 Nov. 1985.
- [C.13] K.E Bohlin, "Generalised Norde plot including determination of the ideality factor", *J. Appl. Phys.*, Vol.60, N°3, pp.1223-1224, 1 Aug. 1986.
- [C.14] R. M. Cibils and Roman H. Buitryo, "Forward I-V plot for nonideal Schottky diodes with

- high series resistance", *J. Appl. Phys.*, Vol.58, N°2, pp.1075-1077, 15 Jul. 1985.
- [C.15] S.K. Cheung and N.W Cheung, "Extraction of Schottky diode parameters from forward current-voltage characteristics", *Appl. Phys. Lett.*, Vol.49, N°2, pp.85-87, 14 Jul. 1986.
- [C.16] J. H. Werner, "Schottky barrier and pn-junction I/V plots-Small signal evaluation", *Appl. Phys.A*, Vol.A47, pp.291-300, 1988.
- [C.17] P.Chattopadhyay and B. Raychaudhuri, "A modified conductance technique for the determination of series resistance of MIS tunnel diodes", *Solid-State Electronics*, Vol.34, N°12, pp.1455-1456, 1991.
- [C.18] D.Donoval, M.Barus and M.Zdimal, "Analysis of I-V measurements on PtSi-Si Schottky structures in a wide temperature range", *Solid-State Electronics*, Vol.34, N°12, pp.1365-1373, 1991.
- [C.19] E. H. Rhoderick and R. H. Williams, *Metal-semiconductor contacts*, Clarendon, Oxford, 1988.
- [C.20] S. M. Sze, *Physics of Semiconductor Devices*, Wiley, New York, 1981.
- [C.21] L. Ljung, " System Identification : theory for the user ", Englewood Cliffs, N.J., Prentice Hall Inc., 1987.
- [C.22] D.A. Evans, T.P. Chen , Th. Chassé, K. Horn, M. Emde and D. Zahn, "Investigation of Schottky barrier formation for transition metal overlayers on InP and GaAs surfaces", *Surface Scienc.* , 269/270, pp.979-987, 1992.
- [C.23] M. Belmahi, M Remy et J. Cussenot, " Etude du plasma sur les structures MIS", *Rev. Phys. Appl.*, **24**, 369, (1989).
- [C.24] B. Bouchikhi , C. Michel and S. Ravelet, "Propriétés physiques des structures MIS réalisées sur InP(n) en utilisant un oxyde bicouche comme isolant", *Rev. Phys. Appl.*, Vol.22, pp.881-884, 1987.
- [C.25] M. Belmahi, A Bouziane and P. Carré, *Le Vide-Les Couches Minces*, Suppl., **256**, 347, 1991.
- [C.26] A. Bouziane, M. Remy, Z. Ouennoughi and C. Simon, "Influence of plasma treatment conditions on growth and electrical properties of oxides on InP", *Surface and Coatings Technology*, Vol.59, pp.121-125, 1993.
- [C.27] T. Easwarakhanthan., P. Mas , M. Renard and S. Ravelet, " Anew method for ellipsometric inversion with microcomputer", *Surface Science*, Vol.216, 198-208, 1989.

- [C.28] A. Missous, E.H. Rhoderick, D.A. Woolfand S.P. Wilkes, " On the Richardson constant of intimate metal-GaAs Schottky barriers", *Semicond. Sci.Technol.*, Vol.7, pp.218-221, (1992).
- [C.29] S.J. Pilkington, D.A. Woolf and M. Missous, "On the Richardson constant of intimate metal-GaAs(111) B Schottky diodes growth by molecular beam epitaxy", *J Appl. Phys.* , Vol.74, N°9, pp.1-5, 1 Nov. 1993.
- [C.30] S. M. Lindsay, J.W. Hemsley and D.C. Look, "Electron beam modification of GaAs surface potentiel: measurement of Richardson constant", *J. Appl. Phys.*, Vol74, N°3, pp.1890-1893, 1 Aug. 1993.
- [C.31] Y. P. Song, R. L. Van Meirhaeghe, W. H. Laflève and F. Cardon, "On the difference in apparent barrier height as obtained from capacitance -voltage and current-voltage-temperature measurements on Al/p-InP Schottky barrier", *Solid-State Electronics*, Vol.29, N°6, pp.633-638, 1986.
- [C.32] H. Yamagishi, "Schottky contacts on n-InP surface treated by plasma-induced oxygen radicals", *Japan. J. Appl. Phys.*, Vol.25, N°11, pp.1691-1696, Nov. 1986.
- [C.33] R. T. Tung, "Electron transport at metal-semiconductor interfaces:General theory", *Phys. Rev. B*, Vol.45, N°23, pp.13509-13523, 15 June 1992.
- [C.34] R. Touhami and S. Ravelet, " Physical parameters of Au-n-InP structures", *J. Appl. Phys.*, **85** (10), pp.7209-7213, 1999.
- [C.35] G. Eftekhari, D. De Cogan and D. Tuck, "Electrical conduction through anodic oxides on InP", *Phys. Stat. Sol.(a)*, Vol.76, pp.331-336, 1983.
- [C.36] T. Sugino , H. Yamamoto, T. Yamada, H. Ninomiya and Y. Sakamoto, "Effects of Phosphine-plasma treatment on characteristics of Au/n-InP Schottky junctions", *Japan. J. Appl. Phys.*, Vol.30, N°8B, pp.L1439-1442, Aug. 1991.
- [C.37] A. Telia, B. Lepley and C. Michel, "Experimental analysis of temperature dependence of deep-level capture cross-section properties at the Au oxidized InP interface", *J. Appl. Phys.*, Vol.69, N°10, pp.7159-7165, 15 May 1991.
- [C.38] P. Victorovitch, "Passivation des semi-conducteurs III-V", *Revue. Phys. Appl.*, **25**, pp.895-914, 1990.
- [C.39] S. Ashok, J.M. Borrego and R. J. Gutmann, " A note on the evaluation of Schottky diode parameters in the presence of an interfacial layer", *Electron. Lett.*, Vol.14, N°11, May 1978.

- [C.40] H. Ikoma, T. Ishida, K. Sato, T. Ishikawa and K. Maeda, "Analysis of GaAs Schottky /tunnel metal-insulator-semiconductor diode characteristics based on an interfacial layer model", *J. Appl. Phys.*, Vol.73, N°3, pp.1272-1278, 1 Feb. 1993.
- [C.41] K. Maeda and I. Umezu, "Non ideal characteristics and interfaces states of Schottky barrier interfacial reaction in Pt/InP contacts", *J. Appl. Phys.*, Vol.68, N°6, pp.4403-4408, 15 Sept. 1990.
- [C.42] M.C. Ho, Y. He, T.P. Chin, B. W. Liang and C.W. Tu, " Enhancement of effective Schottky barrier height on n-type InP", *Electron. Lett.*, Vol.28, N°1, pp.68-71, Janv. 1992.
- [C.43] J. Dunn and G.B. Stringfellow, "Ag/Al Schottky contacts on InP", *J. Elect. Mater.*, vol. 17, N°2, pp.181-186, 1988.
- [C.44] S. J. Sferco, "Electronic structure of semiconductor oxides: InPO₄, In(PO₃)₃, P₂O₅, SiO₂, AlPO₄ and Al(PO₃)₃", *Physical Review B*, Vol.45, No. 17, pp-11232-11239, 15 Dec. 1990.
- [C.45] G. Oskam, L. Bart, D. Vanmaekelbergh and J. J. Kelly, "The electrical and electrochemical properties of gold-plated InP", *J. Appl. Phys.*, Vol.74, N°5, pp.3238-3245, 1 Sept. 1993.
- [C.46] J. Nakamura, H. Niu and S. Kishino, " Barrier Height of InP Schottky Diodes Prepared by Means of UV oxidation", *Japan. J. Appl. Phys.*, Vol.32, N°2, 699, (1993).
- [C.47] D.V. Morgan and J. Frey, "Schottky barrier height : a design parameter for device applications", *Solid-State Electronics*, Vol.22, pp.865-873, 1979.
- [C.48] R.T. Tung, " Comment on Numerical study of electrical transport in homogenous Schottky diodes", *J. Appl. Phys.*, Vol.88, N°12, pp.7366-7367, 2000.
- [C.49] J. Oswald, "Numerical study of electrical transport in inhomogeneous Schottky diodes", *J. Appl. Phys.*, Vol.85, pp.1935, 1999.

CHAPITRE IV

MODELISATION DES TRANSISTORS A EFFET DE CHAMPS
MICRO-ONDES: MESFET ET HEMT

INTRODUCTION

Le transistor à effet de champ à barrière Schottky est très utilisé dans le domaine de l'amplification à faible bruit, l'amplification à faible et moyenne puissance, le mélangeur, l'oscillateur etc. On citera également leurs performances en température allant de 218 K à 398 K [D.1-D13].

Pour réaliser et contrôler ces transistors, les chercheurs disposent de méthodes de modélisation bien adaptées. Pour cela, un très grand nombre de modèles ont déjà été élaboré pour les transistors à effet de champ [D.14 – D.24]. Plusieurs approches de modélisation basés sur les caractéristiques physiques ont été utilisées pour déterminer les performances électriques des transistors MESFET et HEMT [D.23-D.28]. Les modèles physiques tels que ceux de SNOWDEN [D.25], PUCCEL [D.26] et autres sont des approches pour la conception du dispositif. Cependant, à cause de l'emploi des techniques de calcul intenses (méthode Monte Carlo, Galerkin, etc.), elles restent relativement peu utilisés.

Les modèles électriques de Curtice quadratique, Curtice cubique, de Materka, de Statz et de Rodriguez ont été élaborés avec cependant une certaine limite d'utilisation notamment pour le transistor HEMT .

Les modèles de base élaborés pour les caractéristiques courant – tension - température (I-V-T) et capacité – tension - température (C-V-T) sont limités pour exprimer, à partir des mesures, certains paramètres physiques tels la densité des états d'interface, les puits, les pièges de la structure Schottky [D.29-D.32]. Ceci est peu être dû à la technique de passivation et à la non homogénéité de la couche d'oxyde qui engendrent des problèmes des états d'interfaces, des pièges et de la barrière Schottky non homogène. Les structures Schottky à base de semi-conducteurs composés tels que l'Arsenic de Gallium et le Phosphure d'Indium, ne sont pas caractérisées convenablement.

Pour les transistors MESFET et HEMT, des modèles électriques empiriques ou semi - empiriques dont l'extraction des paramètres est simple, ont été développés pour le processus de conception des circuits [D.14-D.18]. Avec l'évolution de la technologie des transistors large signal MESFET et HEMT, ces modèles sont limités en matière de caractérisation. L'avantage et l'inconvénient de chacun des modèles physiques et empiriques, permet de comprendre, qu'il est toujours nécessaire de faire le rapprochement entre les deux types de modélisation pour déterminer les paramètres de l'un à partir de l'autre par l'utilisation des caractéristiques courant-tension-température, comme l'indiquent les références [D.33-D.34].

Pour cela, nous devons d'abord penser à trouver un modèle empirique relativement précis parmi ceux qui existent dans la littérature [D.15-D.18]. Actuellement, le modèle qui

caractérise le mieux les transistors MESFET et HEMT large signal, est le modèle CHALMERS [D.19-D.20]. Contrairement aux modèles classiques, un aspect physique peut se développer avec le modèle CHALMERS car le comportement de ses paramètres en fonction de la température est bien défini. Aussi, ce modèle est valable, aussi bien pour le MESFET que pour le HEMT en large signal, c'est à dire pour les dispositifs actuels de puissance. En utilisant le modèle CHALMERS, la représentation des caractéristiques $I_{ds}-V_{gs}-T$ est plus cohérente pour des valeurs de V_{gs} négatives. Il présente une meilleure définition du courant en fonction de la température au voisinage de la tension de pincement. Pour son utilisation futur dans les simulateurs tels que Spice et Compact, le modèle CHALMERS nécessite quelques performances. A cause du problème de la transconductance mesurée, ce modèle présente, avec la même allure que la courbe expérimentale, un écart de 25% sur toutes les caractéristiques électriques [D.35]. Compte tenu de cette limitation, nous avons développé sous le Logiciel MATLAB un programme d'analyse valable aussi bien pour les transistors MESFET que ceux du HEMT.

IV.1 MODELISATION DES TRANSISTORS MESFET ET HEMT

Les caractéristiques électriques des transistors MESFET et HEMT présentent des dégradations en fonction de la température. L'incidence de la température sur les caractéristiques courant - tension, sur les paramètres électriques des circuits équivalents ainsi que sur les propriétés dans le domaine du bruit de fond, constitue le principal type d'influence de la température sur les transistors MESFET et HEMT. Il est donc nécessaire de modéliser le comportement de ces dispositifs discrets, pour les applications pratiques. La modélisation est utilisée pour prédire :

- d'une part, les caractéristiques électriques I-V-T,
- et d'autre part, le comportement du circuit équivalent sur un intervalle de température donné.

Les modèles, ainsi élaborés ces dernières années, sont validés mais limités [D.5-D.8] :

- soit à des températures supérieures à la température ambiante,
- soit à des températures inférieures à la température ambiante.

Parmi ces approches nous pouvons citer la méthode LIECHTI [D.5] qui a montré que la transconductance du transistor MESFET augmente considérablement avec la diminution de la température. Un modèle empirique est élaboré et dépend de la température pour les paramètres tels que la fréquence de coupure f_T , la fréquence d'oscillation maximale, la transconductance et la capacité grille-source. Les variations de ces paramètres physiques sont

proportionnelles à T^β (le coefficient β diffère d'un paramètre à un autre, pour des températures comprises entre 0K et 300K).

Par contre, le modèle de ROH [D.6] tient compte de la différence de température du canal, des effets de dispersion due aux pièges et des effets thermiques. Ce modèle est basé essentiellement sur plusieurs tests expérimentaux nécessitant des mesures sur plusieurs points de polarisation pour chaque température. La dépendance en température des éléments du circuit équivalent concerne principalement les paramètres de la couche épitaxiale GaAs (tels que la mobilité, la vitesse de saturation, la résistance des couches métalliques, le contact ohmique, la tension de pincement, la hauteur de barrière et le niveau de Fermi).

Pour expliquer le rôle dominant de la température, une représentation schématique de l'écoulement de chaleur permettant de déterminer la densité et la distribution de la température a été élaborée par L. SELMI [D.7].

Une autre étude, effectuée par Y. GOBERT [D.8], montre que l'évolution thermique pour le transistor HEMT est identique pour deux types de technologies (MBE et MOCVD) et ne dépend que des paramètres structuraux. Cette investigation prévoit des évolutions empiriques pour certains paramètres physiques qui sont proportionnels à T^β (la valeur β est comprise entre deux valeurs pour chaque paramètre).

Cependant, les travaux cités présentent des modèles complexes dans lesquels la gamme de température n'est pas assez large et les paramètres physiques et électriques ne suivent pas de loi de variation mathématique simple en fonction de la température. Concernant le modèle analytique de CHALMERS [D.19-D.20], les paramètres s'obtiennent analytiquement et suivent une loi de variation linéaire en fonction de la température. Les performances des transistors sont étudiées sur une gamme de température variant entre 100K et 400K. Cette variation linéaire, fonction de la température, qui permet une extrapolation des modèles physiques est de grande utilité. L'inconvénient majeur de ce dernier modèle est l'écart entre la caractéristique expérimentale et celle théorique dont l'ordre de grandeur avoisine 25%.

IV.2 AMELIORATION DU MODELE DE CHALMERS

Ce modèle large signal des transistors micro-ondes MESFET et HEMT, permet de tracer les caractéristiques électriques courant-tension en tenant compte des effets de la température et de la dispersion de la transconductance G . Le phénomène de la dispersion est observé entre les mesures en DC et en RF de la transconductance G en fonction de la tension grille-source V_{gs} . Pour les caractéristiques électriques, Fig.IV.1, l'équation du courant drain-source est exprimée par :

$$I_{ds} = I_{pk} (1 + \tanh(\Psi))(1 + \lambda V_{ds}) \tanh(\alpha V_{ds}) \quad (1)$$

$$\Psi = p_1(V_{gs} - V_{pk}) + p_2(V_{gs} - V_{pk})^2 + p_3(V_{gs} - V_{pk})^3 \quad (2)$$

$$\text{avec } V_{pk} = V_{pko} + (V_{pks} + V_{pko}) \tanh(\alpha V_{ds}) \quad (3)$$

Les paramètres des équations (1) et (2) caractérisent les grandeurs électriques ou les grandeurs physiques. De ce fait, l'extrapolation de ce modèle sur un modèle physique [D.34-D.35] par rapport aux modèles déjà établis [D.15-D.16], fait l'objet d'investigations. Le comportement global du transistor (région saturée et non saturée) est défini par le modèle étendu et la tension V_{pk} est donnée par l'équation (3). Le modèle est simplifié si la fonction ψ contient un seul terme, d'où il vient alors :

$$p_1 = p_{1sat} \left(1 + \frac{B_1}{\cosh^2(B_2 \times V_{ds})} \right) \quad (4)$$

avec

$$B_1 = \frac{p_{10}}{p_{1s}} - 1 \quad (5)$$

$$B_2 = 1.5\alpha_s \quad (6)$$

L'utilisation du modèle de CHALMERS (Eqs.1-6), montre que la courbe théorique est très éloignée de la caractéristique mesurée quelle que soit la région considérée. Pour les transistors MESFET et HEMT, la fonction polynomiale ψ avec un seul terme est suffisante pour la caractérisation des mesures I-V dans la région de saturation.

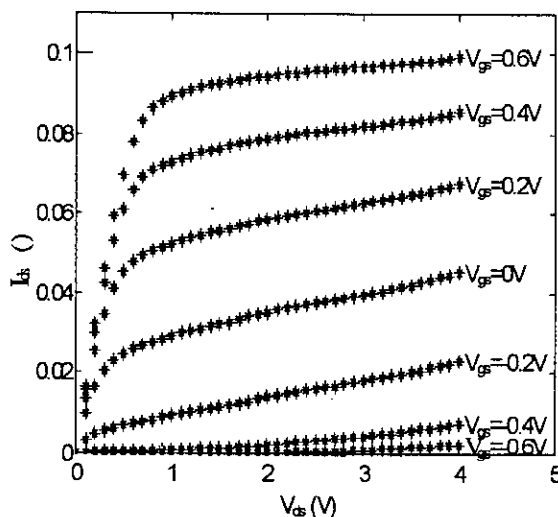


Figure IV.1 : Caractéristiques électriques de sortie du transistor HEMT

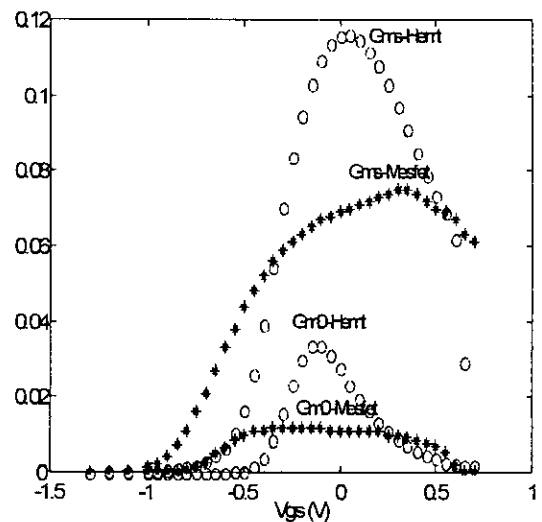


Figure IV.2 Caractéristiques mesurées de la transconductance G en fonction de la tension V_{gs} pour les transistors MESFET (*) et HEMT (o)

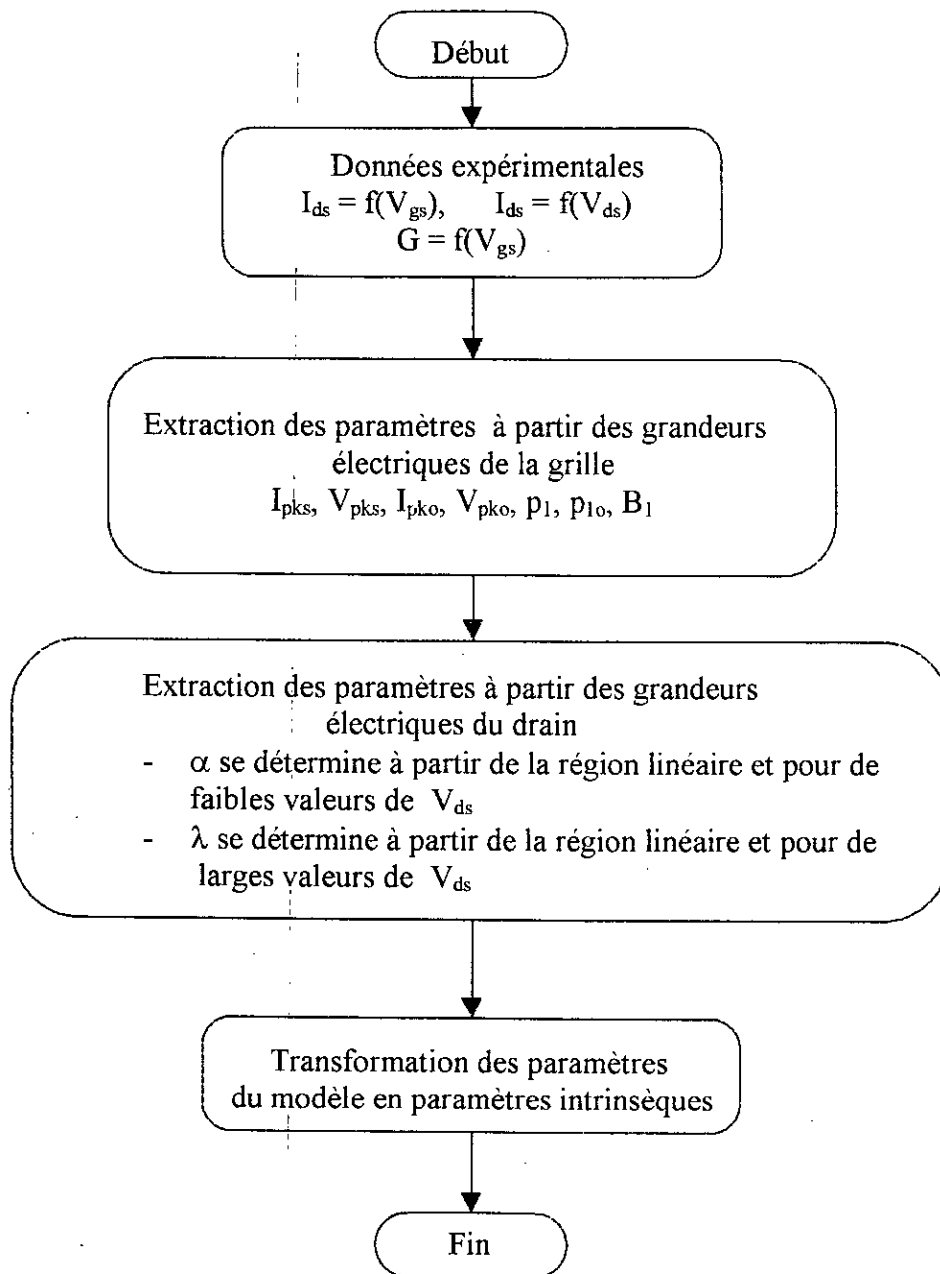
Lorsque les tensions grille-source V_{gs} et drain-source V_{ds} deviennent importantes, la valeur de α n'est plus constante mais varie en fonction de la tension grille – source selon l'expression suivante :

$$\alpha = \alpha_r + \alpha_s (1 + \tanh(\Psi)) \quad (7)$$

avec : $\alpha_s = \alpha_r + \alpha_i$

Nous notons que les paramètres du modèle de CHALMERS se déterminent, à partir des données expérimentales, de façon analytique, selon l'organigramme I. Concernant l'extraction des paramètres, le moment critique est la détermination de deux grandeurs électriques essentielles I_{pk} et V_{pk} . Ces derniers dépendent directement de la valeur maximale de la transconductance G_m . Souvent le maximum de la transconductance se présente sous la forme de palier pour des tensions de V_{gs} comprises entre -0.5V et +0.5V (voir Fig.IV.2) ; alors plusieurs valeurs sont possibles pour V_{pk} et I_{pk} . Ce qui provoque des écarts significatifs entre les caractéristiques mesurées et celles simulées par le modèle CHALMERS. Pour remédier à cela, nous avons associé à l'algorithme de CHALMERS un algorithme d'optimisation basé sur l'algorithme de LEVENBERG-MARQUARDT [D.36]. Cette méthode est basée sur l'algorithme de NEWTON-RAPHSON et la méthode des moindres carrés. Cette association consiste en l'utilisation des paramètres obtenus analytiquement par la procédure d'extraction de CHALMERS, comme valeurs initiales pour la méthode d'optimisation de Levenberg-Marquart implanté dans le logiciel MATLAB. Le processus de simulation converge rapidement avec une meilleure précision des paramètres. Les paramètres obtenus par programme avant et après optimisation sont regroupés dans les tableaux IV.1 et VI.2 pour le transistor HEMT et MESFET respectivement [D.37].

D'après les tests de simulation effectués, l'équation (7) où le paramètre α dépend de la tension V_{gs} pour la région saturée n'apporte aucune amélioration pour le transistor MESFET contrairement au transistor HEMT. Alors le modèle avec α constant est suffisant pour simuler les mesures I-V du transistor MESFET et cette expression reste valable uniquement pour le HEMT. Ceci permet de noter que la saturation du transistor HEMT, ne se fait pas de la même façon que pour le MESFET, mais la tension de commande V_{gs} intervient sur ce phénomène de saturation.



Organigramme I : Extraction des paramètres du modèles Chalmers

Tableau IV.1 : paramètres théoriques et simulés du modèle de Chalmers pour le transistor HEMT dans la région étendue.

Paramètre	I_{pk} (mA)	V_{pks} (V)	V_{pko} (V)	P_1 (V ⁻¹)	P_2 (V ⁻²)	P_3 (V ⁻³)	B_1	B_2 (V ⁻¹)	λ (V ⁻¹)	α_s (V ⁻¹)	α_r (V ⁻¹)
α											
$\alpha=cte$											
Théorique	34.5	-0.08	-0.03	2.76	-0.33	2.75	0.35	3.34	0.16	2.225
Optimisée	35.1	0.11	-0.03	2.15	-0.50	2.32	0.35	3.34	0.16	2.225
$\alpha=f(V_{gs})$											
Théorique	34.5	-0.08	-0.03	2.76	-0.33	2.75	0.35	3.34	0.16	2.225	0.22
Optimisée	35.1	0.11	-0.03	2.15	-0.50	2.32	0.35	3.34	0.16	2.225	0.32

Tableau IV.2 : paramètres théoriques et simulés du modèle de Chalmers pour le transistor MESFET dans la région étendue

Paramètre	I_{pk} (mA)	V_{pks} (V)	V_{pko} (V)	P_1 (V ⁻¹)	P_2 (V ⁻²)	P_3 (V ⁻³)	B_1	B_2 (V ⁻¹)	λ (V ⁻¹)	α_s (V ⁻¹)	α_r (V ⁻¹)
α											
$\alpha=cte$											
Théorique	45.9	0.067	-0.03	1.63	0.19	0.72	0.02	3.11	0.05	2.07
Optimisée	43.7	0.16	-0.03	1.39	0.22	1.13	0.02	3.11	0.05	2.07
$\alpha=f(V_{gs})$											
Théorique	45.9	0.067	-0.03	1.63	0.19	0.72	0.02	3.11	0.05	2.07	1.55
Optimisée	43.7	0.16	-0.03	1.39	0.22	1.13	0.02	3.11	0.05	2.07	1.65

IV.3 RESULTATS ET DISCUSSIONS

Certaines investigations [D.12-D.13] ont montré que le modèle de CURTICE [D.15] est le plus précis. Par contre pour d'autres, c'est le modèle de STATZ [D.16]. Mais pour les transistors commerciaux que nous étudions, ces deux derniers modèles sont imprécis et la convergence du processus d'extraction des paramètres n'est pas toujours obtenue. Par contre, les équations de CHALMERS associées aux techniques numériques conduisent à une simulation satisfaisante des caractéristiques électriques des transistors MESFET et HEMT. Le programme de caractérisation des données expérimentales courant – tension, développé à l'aide du logiciel MATLAB, permet une simulation des transistors MESFET et HEMT, comme le montre les Figs.IV.3, IV.4, IV.5 et IV.6, avec une meilleure précision et une convergence rapide. Aussi, le modèle CHALMERS amélioré présente une meilleure définition des caractéristiques électriques. Cependant, pour les caractéristiques $I_{ds}-V_{gs}-T$, nous constatons que ce modèle traduit fidèlement l'évolution du courant drain-source au voisinage

de la tension de pincement (voir Figs.IV.7 et IV.8). Contrairement aux modèles classiques, avec le modèle CHALMERS amélioré, un phénomène inverse se produit dans cette région; le courant et la température appliquée évoluent dans le même sens. Nous notons également que, d'après les tableaux I et II, les paramètres non liés à la valeur maximale de la transconductance ne changent pas lorsque nous utilisons la technique d'optimisation. Par contre les paramètres liés au maximum de la transconductance tels que I_{pk} , V_{pks} , p_{1s} , p_2 , p_3 et α_r sont optimisés et jouent un rôle important pour réajuster la courbe simulée pour des tensions de V_{gs} :

- comprise entre -0.5V et +0.5V pour la région de saturation,
- -1V et +0.75V pour la région étendue.

Les paramètres ainsi obtenus après optimisation représentent les vraies valeurs physiques du modèle de CHALMERS.

Les courbes obtenues montrent que l'accord théorie - expérimentation est observé sur les régions de la caractéristique courant-tension en particulier lorsque nous considérons la fonction ψ avec 3 termes pour la région de saturation, Fig.IV.3.c et Fig.IV.4.b. Le modèle de la région de saturation avec α constant ou α variable, présente un très léger écart pour des tensions de V_{gs} comprises entre -1V et -0.5 V pour le MESFET et entre -0.6V et -0.4 V pour le HEMT, (voir Figs. IV.3.a, IV.3.b, IV.4.a et IV.4.b). Le modèle pour la région étendue présente une meilleure précision quelle que soit la valeur de α aussi bien pour le MESFET que pour le HEMT, Figs. IV.5 et IV.6.

En outre, l'avantage de ce modèle CHALMERS amélioré est la loi de variation linéaire de ses paramètres, déterminés à partir des caractéristiques mesurées I-V-T. Cette loi linéaire permet de traduire la signification de certains paramètres sur une gamme de température de 100K à 400K. Le paramètre P peut être α , λ , p_1 , p_2 , p_3 , V_{pks} , V_{pko} et I_{pk} .

$$P(T) = P(T_a) + A_p \times (T - T_a) \quad (8)$$

A_p est un coefficient de température du paramètre P et T_a la température ambiante.

Ces variations linéaires de paramètres sont conformes avec les variations linéaires des paramètres physiques des structures Schottky. Après analyse des caractéristiques I_{ds} - V_{gs} -T des transistors MESFET et HEMT, nous remarquons que :

- pour de larges valeurs de V_{gs} , le courant de drain diminue avec l'élévation de la température ; ce qui s'explique par la réduction conjointe de la mobilité des électrons et de la vitesse de saturation,

- la mobilité des électrons dans le HEMT est tributaire de l'élévation de la température, contrairement au cas du MESFET. Ce phénomène peut être expliqué par le fait que le mouvement des électrons dans le MESFET s'effectue dans le matériau dopé. Par contre pour le HEMT, les électrons se déplacent entre deux régions : l'une dopée (AlGaAs) et l'autre non dopée (GaAs) [D.10,D.11, D.25,D.28],
- lorsque la tension V_{gs} s'approche de la tension de seuil (avant la tension pinch-off) du transistor, le courant de drain augmente avec l'élévation de la température. En effet, pour la tension de seuil, l'épaisseur de la zone conductrice diminue, mais une élévation de la température entraîne une augmentation de cette épaisseur permettant ainsi le passage d'un courant plus important. Ce phénomène est plus remarquable pour le MESFET que pour le HEMT.

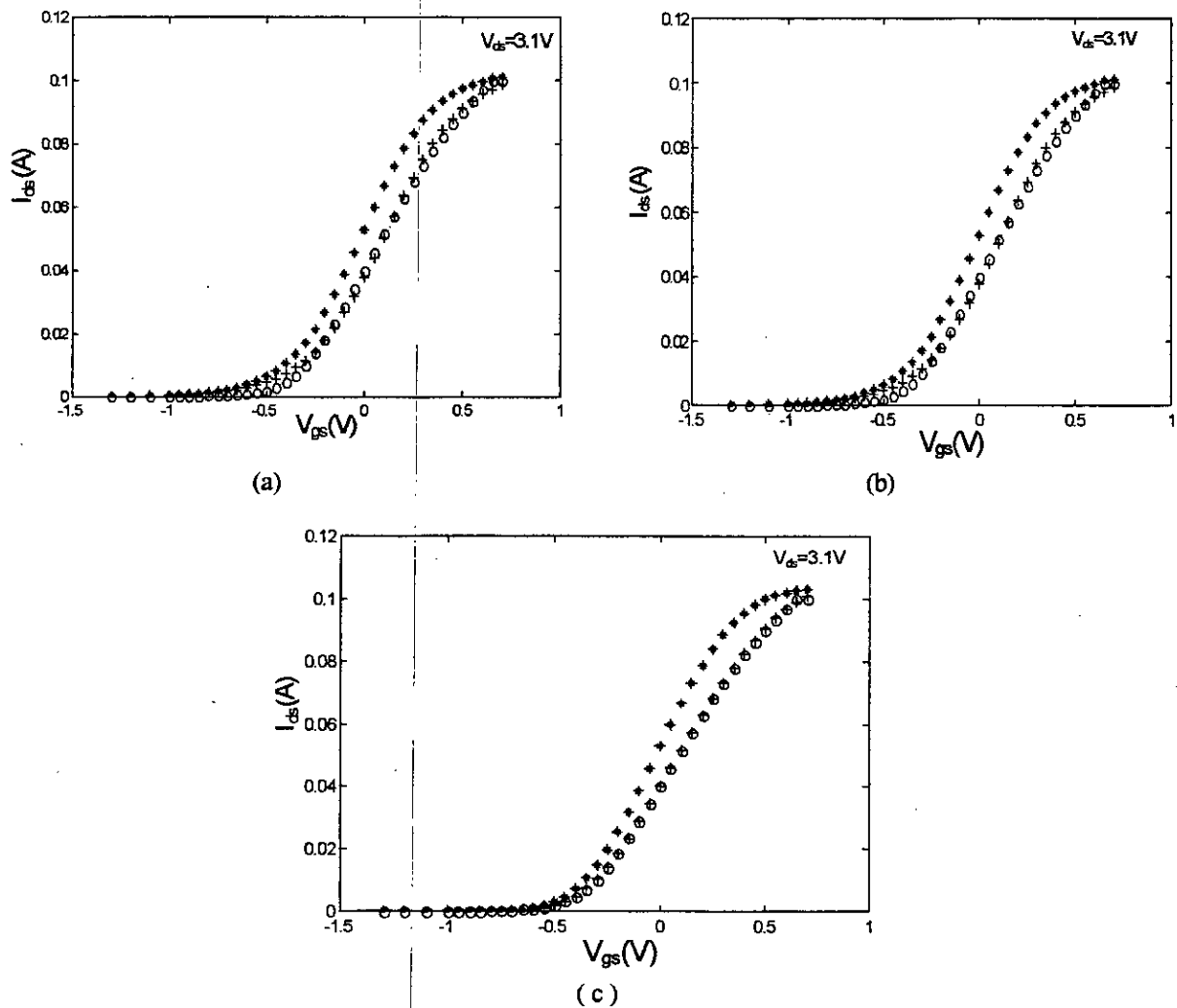


Figure IV.3 : caractéristiques électriques d'entrées de la région de saturation du transistor HEMT mesurée (+), simulée (*) et améliorée (o): (a) α constant, (b) α variable, (c) 3 termes de ψ

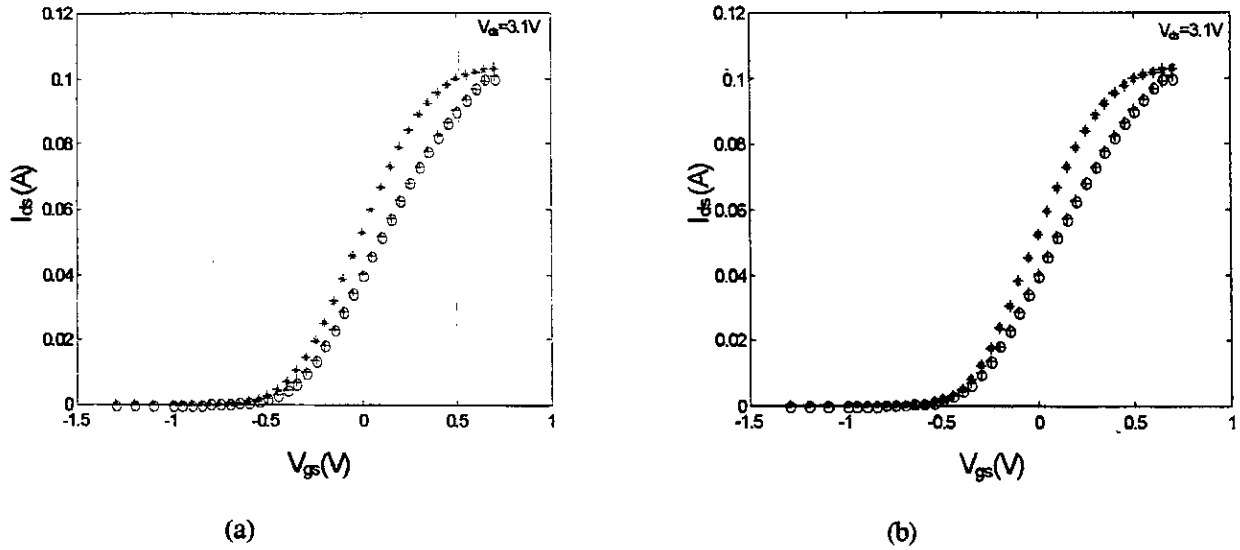


Figure IV.4: caractéristiques électriques d'entrées de la région étendue du transistor HEMT mesurée (+), simulée (*) et améliorée (o) : (a) α constant, (b) α variable

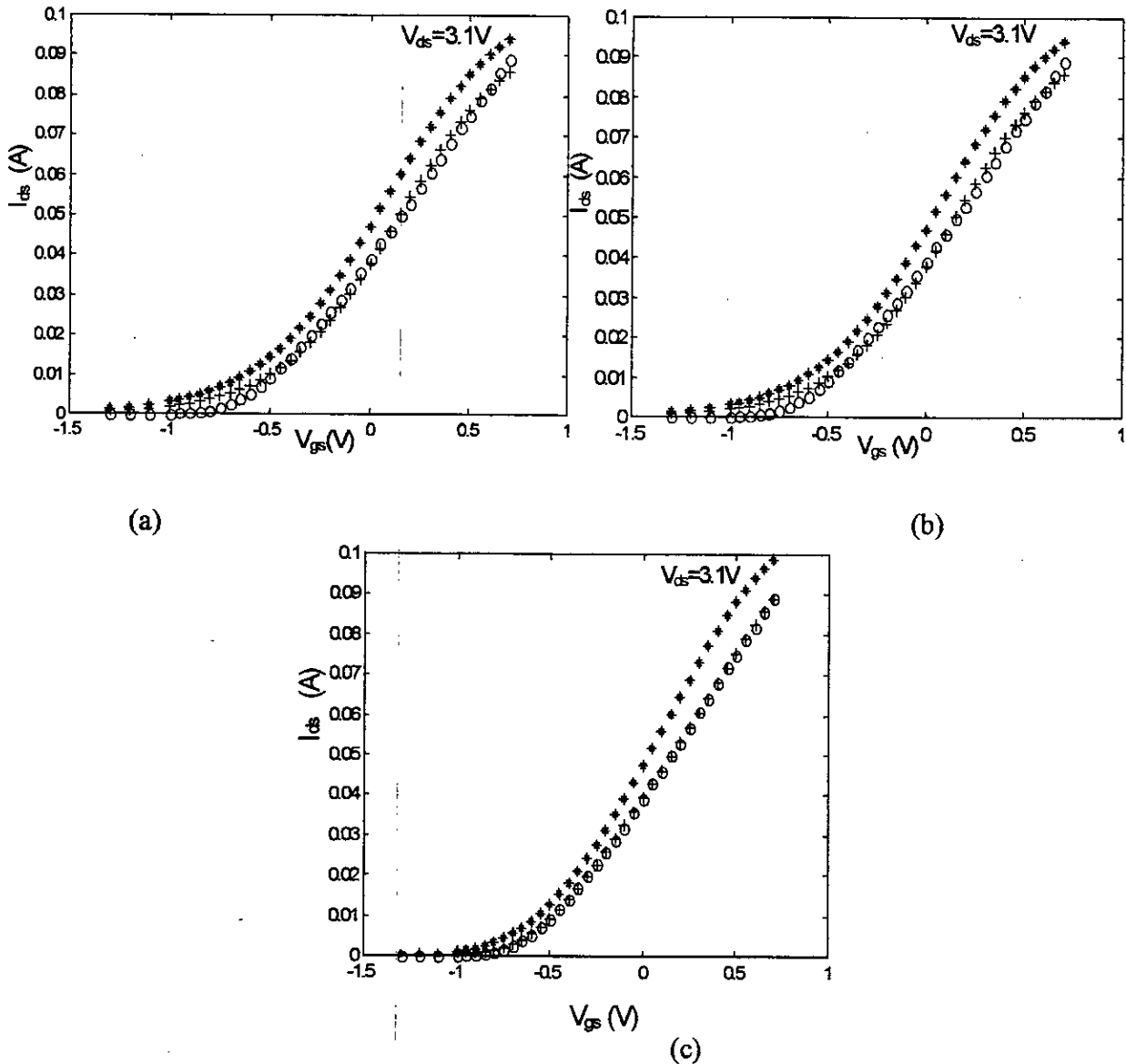


Figure IV.5 : caractéristiques électriques d'entrées de la région de saturation du transistor MESFET mesurée (o), simulée (*) et améliorée (+) : (a) α constant, (b) α variable, (c) 3 termes de ψ

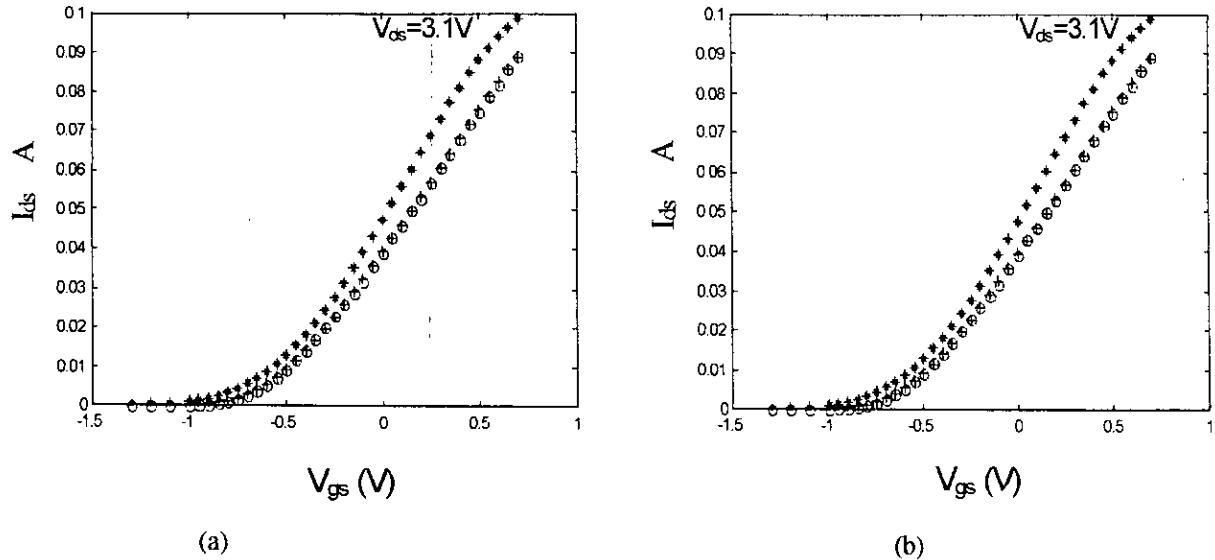


Figure. IV.6: caractéristiques électriques d'entrée de la région étendue du transistor MESFET mesurée (+), simulée (*) et améliorée (o) : (a) α constant, (b) α variable

IV.4 EFFET DE LA TEMPERATURE

Pour modéliser les transistors micro-ondes MESFET et HEMT en tenant compte de la température, notre choix s'est porté sur le modèle de CHALMERS avec une amélioration de la précision. C'est un modèle valide pour toutes les régions de fonctionnement. La large gamme de variation de la température s'étend alors de 100K jusqu'à 400K et les lois de variation des paramètres en fonction de la température sont linéaires.

Pour une modélisation précise en température, il est recommandé d'utiliser une fonction ψ à trois termes pour les modèles de la région de saturation ou bien la région étendue avec α constant. Ces deux cas permettent de traduire l'influence de la température sur le courant de drain au voisinage de la tension de seuil. Le paramètre p_3 caractérise le courant autour de la tension de pincement, celle-ci est directement liée à la tension de seuil.

Pour des applications pratiques, le modèle de CHALMERS amélioré permet de représenter le comportement des dispositifs micro-ondes discrets afin de prédire le comportement du circuit. Grâce à une approche numérique, les paramètres liés au maximum de la conductance G du modèle CHALMERS ont été déterminés et la simulation des caractéristiques électriques d'entrée est obtenue avec une amélioration.

A partir du modèle de Chalmers amélioré et des caractéristiques expérimentales I-V-T, l'évaluation des paramètres physiques des transistors micro-ondes MESFET et HEMT est possible comme dans le cas des travaux réalisés [D.33-D.34]. Pour cela, il faut faire d'autres investigations afin de déterminer un modèle physique le plus proche possible du modèle CHALMERS amélioré.

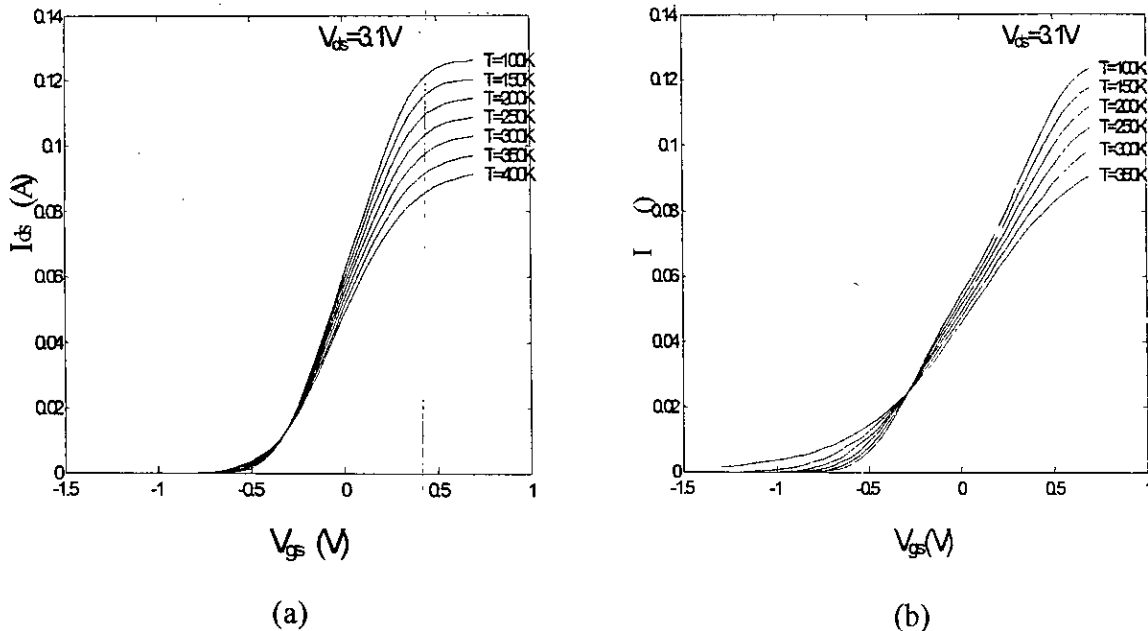


Figure IV.7: Caractéristiques électriques d'entrées en fonction de la température pour (a) : HEMT et (b) : MESFET

IV.5 COMPARAISON DES MODELES NONLINEAIRES DES TRANSISTORS MESFET ET HEMT POUR LA SIMULATION DES CIRCUITS

Une étude comparative des modèles empiriques tels que CURTICE quadratique, CURTICE cubique, STATZ, MATERKA, RODRIGUEZ, et CHALMERS est présentée. Cette étude a été réalisée sur les caractéristiques d'entrée et de sortie courant - tension - température des transistors MESFET et HEMT. La comparaison détaillée de ces modèles est établie afin de déterminer le comportement, la simplicité, la précision, le temps CPU des modèles antérieurs pour les composants MESFET et HEMT.

Les modèles non linéaires CURTICE quadratique, CURTICE cubique, STATZ, MATERKA, RODRIGUEZ, et CHALMERS sont comparés à partir des caractéristiques courant - tension pour déterminer le plus adéquat. Le comportement de chaque modèle en fonction de la température est analysé.

Récemment, les réseaux de neurones ont été appliqués aux dispositifs micro-ondes [D.38-D.43]. Pour améliorer la précision et le temps CPU, cette approche est associée à la modélisation des transistors.

IV.5.1. Les modèles empiriques et présentation des modèles

Les modèles sont présentés par leurs relations en courant continu (DC) données au tableau IV.3. Certaines expressions mathématiques présentent un terme commun à savoir $\tanh(\alpha V_d)$ [D.14-D.19], d'autres sont différentes [D.16]. Les paramètres utilisés pour la simulation du

utilisés pour la simulation du courant I_{ds} sont déterminés par optimisation utilisant l'algorithme de Levenberg-Marquart. Cette étude décrit le comportement des paramètres empiriques des six modèles présentés en fonction des tensions V_{gs} et V_{ds} .

Tableau IV.3 : Equations des caractéristiques courant – tension des différents modèles.

Modèle	Equations	
Curtice quadratique	$I_{ds} = \beta(V_{gs} - V_{to})^2 (1 + \lambda V_{ds}) \tanh(\alpha V_{ds})$	$V_{gs} > V_{to}$ (9)
Curtice cubique	$I_{ds} = (A_0 + A_1 V_1 + A_2 V_1^2 + A_3 V_1^3) \tanh(\alpha V_{ds})$	$V_1 = V_{gs}(1 + b(V_{dso} - V_{ds}))$ (10)
Statz	$I_{ds} = \frac{\beta(V_{gs} - V_{to})}{1 + b(V_{gs} - V_{to})} (1 + \lambda V_{ds}) I_d \quad (12) \quad I_d = \begin{cases} 1 - (1 - \frac{\alpha V_{ds}}{3}) & 0 < V_{ds} < \frac{3}{\alpha} \\ 1 & V_{ds} > \frac{3}{\alpha} \end{cases}$	
Materka	$I_{ds} = I_{dss} \left[1 - \frac{V_{gs}}{V_{to} + \delta V_{ds}} \right]^2 \tanh \left[\frac{\alpha V_{ds}}{V_{gs} - V_{to} - \delta V_{ds}} \right]$	(13)
Rodriguez	$I_{ds} = \beta(V_{gs} - V_{to} + \gamma V_{ds})^2 (1 + \lambda V_{ds}) \tanh(\alpha V_{ds})$	(14)
Chalmers	$I_{ds} = I_{pk} (1 + \tanh(\Psi)) (1 + \lambda V_{ds}) \tanh(\alpha V_{ds})$ $\Psi = P_1(V_{gs} - V_{pk}) + P_2(V_{gs} - V_{pk})^2 + P_3(V_{gs} - V_{pk})^3$	(15)

IV.5.2 CARACTERISTIQUES DC D'ENTREE DU MESFET ET DU HEMT

Pour le transistor MESFET, la loi de variation des paramètres du modèle CURTICE quadratique, est croissante pour certains paramètres et décroissante pour d'autres, lorsque la tension V_{gs} varie de -0.6V à 0.6V. Le paramètre V_{to} est constant. Par contre, pour le transistor HEMT, les variations des paramètres sont presque aléatoires, excepté pour la tension V_{to} . Comme le montre les Figs.IV.8 et IV.10, la précision du modèle CURTICE quadratique est meilleure pour le transistor MESFET que pour le transistor HEMT, le temps CPU est de l'ordre 20 sec. Pour le MESFET, le modèle CURTICE cubique, offre un avantage certain par rapport au modèle quadratique du point de vue précision, FigIV.9. Mais les deux modèles de CURTICE (quadratique et cubique) ne paraissent pas donner un avantage considérable pour le HEMT, Figs.IV.10 et IV.11. Cependant, il est plus difficile d'optimiser les caractéristiques mesurées du transistor HEMT.

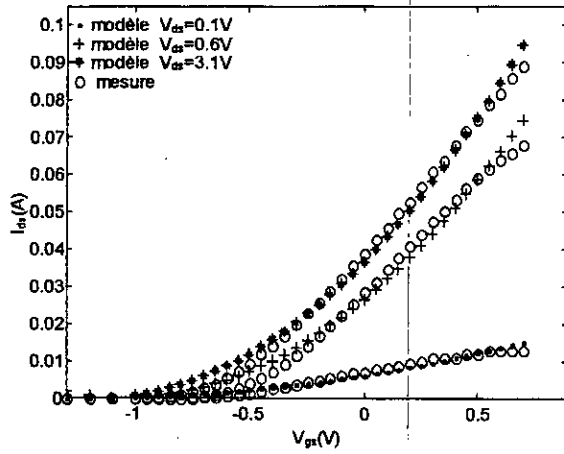


Fig.IV.8 Caractéristiques I_{ds} - V_{gs} du transistor MESFET Curtice quadratique

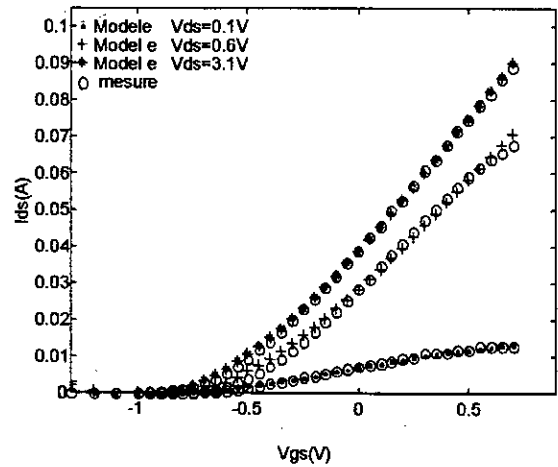


Fig.IV.9 Caractéristiques I_{ds} - V_{gs} du transistor MESFET Curtice cubique

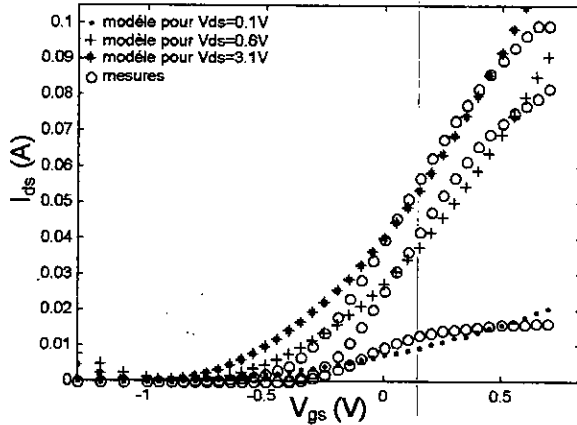


Fig.IV.10 Caractéristiques I_{ds} - V_{gs} du transistor HEMT Curtice quadratique

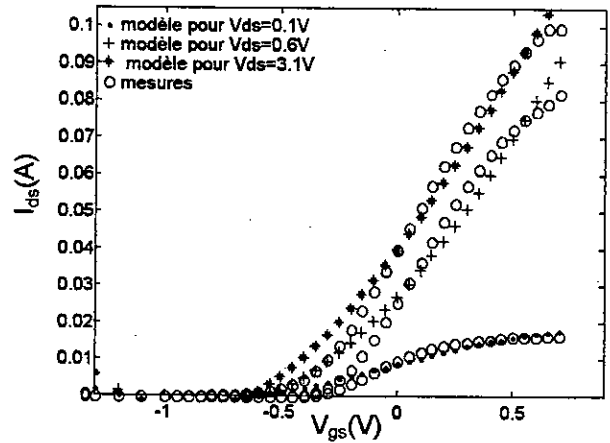


Fig.IV.11 Caractéristiques I_{ds} - V_{gs} du transistor HEMT Curtice cubique

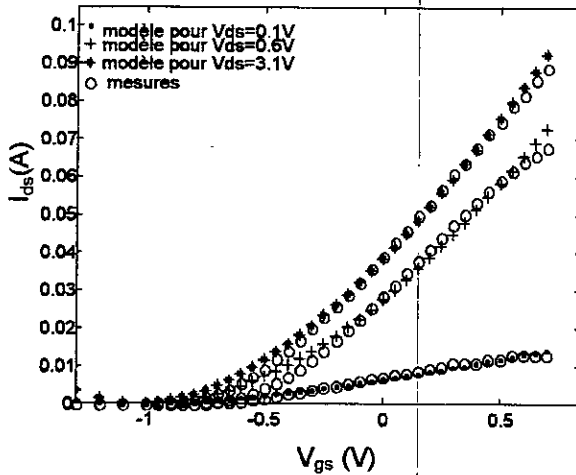


Fig.IV.12 Caractéristiques I_{ds} - V_{gs} du transistor MESFET Statzⁱⁱ

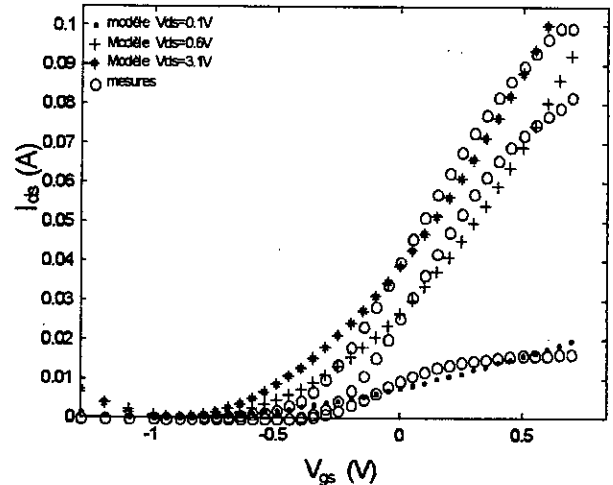


Fig.IV.13 Caractéristiques I_{ds} - V_{gs} du transistor HEMT Statz

Les paramètres (β , A_1 , A_2 and A_3) dépendent de la tension V_{gs} , alors que la tension V_{dso} reste constante. Pour les autres modèles, nous résumons les variations des paramètres empiriques en fonction de la tension V_{gs} dans le tableau IV.4. Nous constatons que le coefficient α est constant dans la région de saturation excepté pour le modèle de MATERKA.

Pour les modèles tels que STATZ, RODRIGUEZ, MATERKA leur comportement est identique à celui de CURTICE cubique. Notons cependant qu'une nette amélioration de la caractéristique d'entrée par le modèle MATERKA existe pour les transistors MESFET et HEMT. Nous constatons également que les modèles élaborés présentent une meilleure précision pour le MESFET, ils sont bien adaptés pour le mécanisme de transport d'une structure à contact Schottky classique. Par contre le transistor HEMT possède une structure à gaz d'électrons différente de celle du MESFET, et le mécanisme de transport du courant ne peut être représenté par les modèles élaborés pour le MESFET. Un des avantages du modèle CHALMERS est la modélisation du courant des transistors MESFET et HEMT par la même approche en introduisant une fonction polynomiale Ψ qui tient compte des deux types de mécanismes de transport du courant. Le tableau II montre que les paramètres (α , λ , B_1 , B_2 , V_{pko}) du modèle de CHALMERS amélioré demeurent constants et indépendants de la tension V_{ds} dans la région de saturation.

IV.5.3 CARACTERISTIQUES DC DE SORTIE DES DISPOSITIFS MESFET ET HEMT

Les caractéristiques de sortie $I_{ds} - V_{ds}$ mesurées et simulées par les modèles empiriques (Eqs. 9-13) des transistors MESFET et HEMT sont en concordance. Le comportement des caractéristiques simulées par ces modèles est identique, exception faite pour la caractéristique de $V_{gs} = 0V$ (la caractéristique modélisée présente une déviation par rapport à celle mesurée pour les modèles CURTICE cubique et MATERKA). Pour cette valeur de V_{gs} , l'équation de CURTICE cubique est réduite à:

$$I_{ds} = A_0 \tanh(\delta V_{ds}) \quad (15)$$

Quant aux variations des paramètres avec la tension V_{gs} , nous pouvons faire les mêmes remarques que précédemment, voir tableau IV.4. A partir des résultats (tableaux IV.4 et IV.5), nous notons que pour le développement des modèles, il est nécessaire d'exprimer ces paramètres en fonction des tensions V_{gs} et V_{ds} comme pour le cas des modèles [D.21]-[D.22].

Tableau IV.4 : Variations des paramètres en fonction de la tension V_{gs} pour le transistor HEMT

Modèles	V_{gs} (V)				
Curtice Q	-0.6	-0.4	0	0.4	0.6
β (mA/V ²)	418	393	24	37	36
α (1/V)	0.002	0.001	3.79	2.29	1.96
λ (1/V)	0.0004	1.16	0.22	0.048	0.024
V_{to} (V)	-1.24	-1.21	-1	-1	-1
CPU (s)	992	903	57	20	21
Curtice C					
β (mA/V)	471	142	220	32	184
V_{dso} (V)	-1.04	-1.09	-1.12	-1.15	-1.16
λ (1/V)	0.002	0.78	1.16	2.30	1.79
A_0 (A)	0.001	0.01	0.04	0.12	0.10
A_1 (A/V)	-0.04	0.05	0.03	0.01	-0.003
A_2 (A/V ²)	0.67	-0.06	0.14	-0.04	-0.14
A_3 (A/V ³)	-0.29	-0.33	0.5	-1.02	0.32
CPU (s)	1530	834	220	930	68
Statz					
β (mA/V)	0.75	28	36	53	51
b (V)	0.20	0.20	0.20	0.20	0.20
α (1/V)	0.90	4.59	6.04	3.37	3.5
λ (1/V)	2.50	0.32	0.22	0.05	0.03
V_{to} (V)	-0.88	-0.89	-0.89	-0.89	-0.89
CPU (s)	10	15	14	47	47
Rodriguez					
β (mA/V)	59	1.2	27	41	39
α (1/V)	0.02	0.96	4.05	2.30	1.95
λ (1/V)	-0.11	0.48	-0.08	0.07	0.01
γ (1/V)	0.32	0.23	0.15	-0.01	0.01
V_{to} (V)	-0.82	-0.89	-0.92	-0.92	-0.92
CPU (s)	959	294	52	39	21
Materka					
I_{dss} (mA)	45	45	45	45	45
α (1/V)	3.0	2.98	2.6	4.1	3.9
δ (1/V)	-0.05	-0.07	-1.50	0.10	0.04
V_{to} (V)	-0.55	-0.38	-1.64	-1.48	-1.43
CPU (s)	20	23	30	24	25
Chalmers					
I_{pk} (mA)	63	13	31	53	54
λ (1/V)	1.32	1.26	0.20	0.05	0.02
α (1/V)	0.53	0.01	2.08	2.50	1.53
P_{1s} (1/V)	0.22	-0.60	0.50	0.05	0.05
B_1 (1/V)	0.02	0.02	0.02	0.02	0.02
B_2 (1/V)	3.10	3.10	3.10	3.10	3.10
V_{pko} (V)	-1.26	-0.40	-1.09	-0.46	-1.81
V_{pkis} (V)	0.29	0.43	-0.08	-0.39	0.46
P_2 (1/V ²)	1.70	-1.60	1.66	-1.57	2.22
P_3 (1/V ³)	-0.86	-0.81	-0.78	-0.65	0.22
CPU (s)	574	573	576	576	448

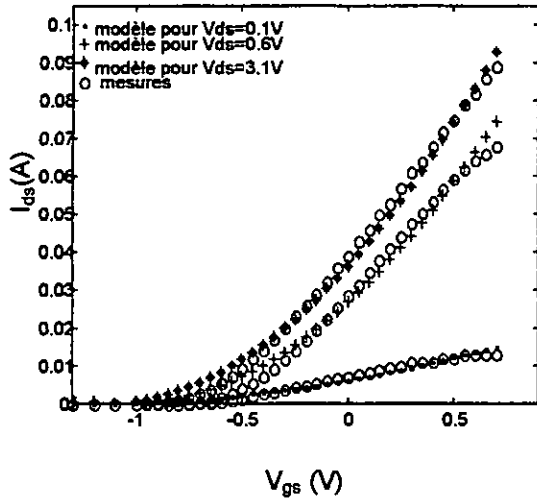


Fig.IV.14 Caractéristiques I_{ds} - V_{gs} du transistor MESFET RODRIGUEZ

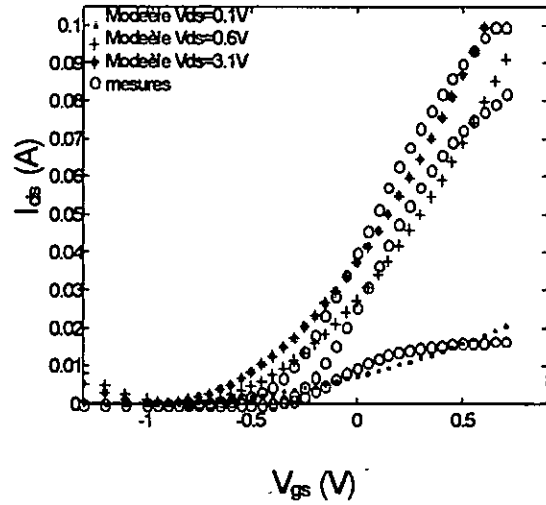


Fig.IV.15 Caractéristiques I_{ds} - V_{gs} du transistor HEMT RODRIGUEZ.

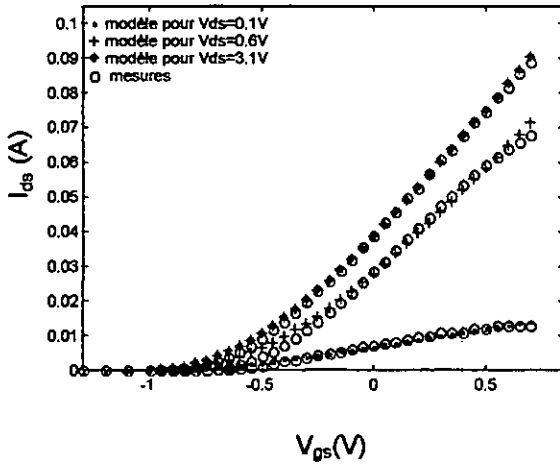


Fig.IV.16 Caractéristiques I_{ds} - V_{gs} du transistor MESFET MATERKA

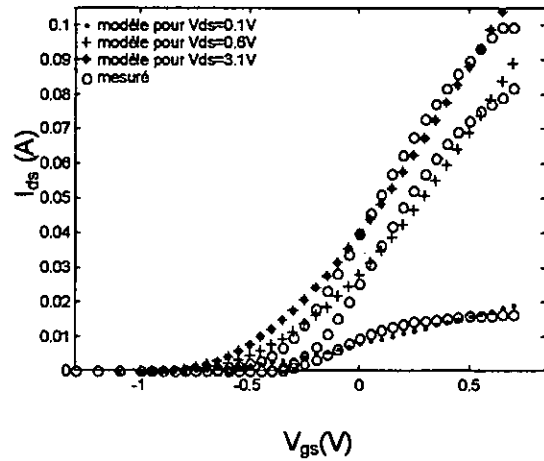


Fig.IV.17 Caractéristiques I_{ds} - V_{gs} du transistor HEMT MATERKA

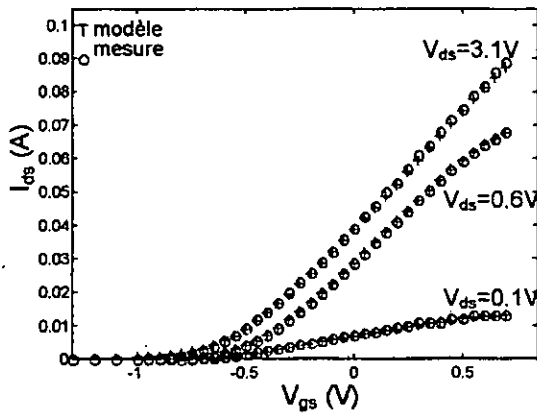


Fig.IV.18 Caractéristiques I_{ds} - V_{gs} du transistor MESFET CHALMERS

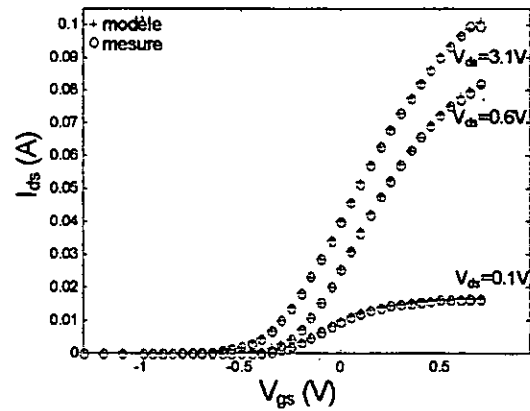


Fig.IV.19 Caractéristiques I_{ds} - V_{gs} du transistor HEMT CHALMERS

Tableau IV.5 : Variations des paramètres en fonction de la tension V_{ds} pour le transistor HEMT

Modèles	V_{ds} (V)					
	0.1	0.6	1.1	1.6	2.1	3.1
CURTICE Q						
$\beta(\text{mA/V}^2)$	18.5	19.2	15.3	12.3	10.4	7.6
$\alpha(1/\text{V})$	1.93	1.95	1.99	2	2	2
$\lambda(1/\text{V})$	0.99	0.92	0.89	0.87	0.85	0.84
$V_{to}(\text{V})$	-1.28	-1.04	-1.03	-1.06	-1.09	-1.16
CURTICE C						
$\beta(\text{mA/V})$	3270	334	311	260	220	171
$V_{dso}(\text{V})$	-1.064	-1.066	-1.060	-1.053	-1.05	-1.046
$\lambda(1/\text{V})$	0.268	0.361	0.387	0.337	0.296	0.235
$A_0(\text{A})$	0.269	0.133	0.081	0.070	0.065	0.062
$A_1(\text{A/V})$	0.678	0.583	0.454	0.429	0.396	0.369
$A_2(\text{A/V}^2)$	-0.054	0.357	0.498	0.436	0.372	0.303
$A_3(\text{A/V}^3)$	-0.642	-0.514	-0.532	-0.5627	-0.5997	-0.6855
STATZ						
$\beta(\text{mA/V})$	98	30	14	9.2	7	5.3
$b(1/\text{V})$	0.723	0.183	0.122	0.158	0.200	0.295
$\alpha(1/\text{V})$	0.903	0.899	0.898	0.898	0.898	0.899
$\lambda(1/\text{V})$	2.5	2.4997	2.4992	2.4990	2.4989	2.4988
$V_{to}(\text{V})$	-1.05	-0.9797	-0.9857	-1.0003	-1.011	-1.039
RODRIGUEZ						
$\beta(\text{mA/V})$	34.5	20	10.4	6.6	4.8	3.1
$\alpha(1/\text{V})$	0.899	0.898	0.898	0.899	0.899	0.8998
$\lambda(1/\text{V})$	0.194	0.0337	-0.0433	-0.051	-0.044	-0.022
$\gamma(1/\text{V})$	2.4999	2.4995	2.4991	2.4989	2.4988	2.4987
$V_{to}(\text{V})$	-1.264	-1.023	-1.079	-1.143	-1.184	-1.228
MATERKA						
$I_{dss}(\text{mA})$	8.8	29.3	33	35.6	37.75	41.3
$\alpha(1/\text{V})$	10.68	3.058	1.934	1.275	0.915	0.566
$\delta(1/\text{V})$	0.089	0.1999	0.1962	0.162	0.132	0.087
$V_{to}(\text{V})$	-1.007	-1.067	-1.176	-1.236	-1.266	-1.291
CHALMERS						
$I_{pk}(\text{mA})$	41.4	49.4	52.3	50.3	47.6	45.5
$\alpha(1/\text{V})$	2.01	2.007	2.002	2	2	2
$\lambda(1/\text{V})$	0.05	0.05	0.05	0.05	0.05	0.05
$P_{1s}(1/\text{V})$	2.22	2.50	2.50	2.06	2.14	2.15
$B_1(1/\text{V})$	0.83	0.18	0.23	0.02	0.02	0.02
$B_2(1/\text{V})$	3.08	3.09	3.1	3.1	3.1	3.1
$V_{pko}(\text{V})$	-0.097	-0.295	-0.326	-0.33	-0.33	-0.33
$V_{pks}(\text{V})$	0.12	0.24	0.22	0.18	0.14	0.11
$P_2(1/\text{V}^2)$	-4.55	-1.20	-0.94	-0.87	-0.69	-0.51
$P_3(1/\text{V}^3)$	6.47	3.32	2.7	2.71	2.94	2.32

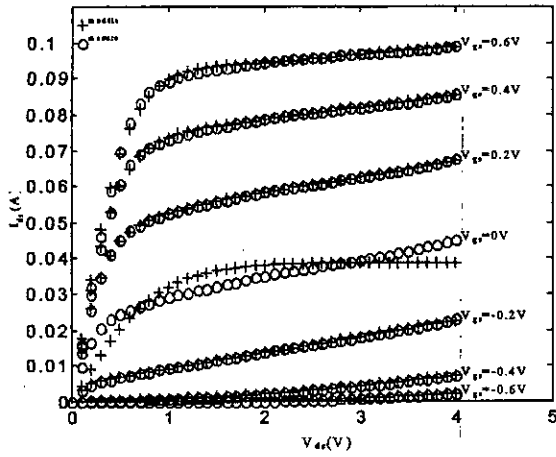


Fig.IV.20 Caractéristiques I_{ds} - V_{ds} du transistor HEMT CURTICE cubique

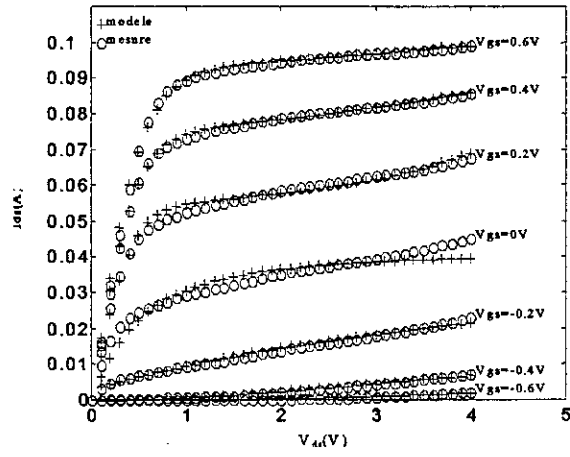


Fig.IV.21 Caractéristiques I_{ds} - V_{ds} du transistor HEMT MATERKA

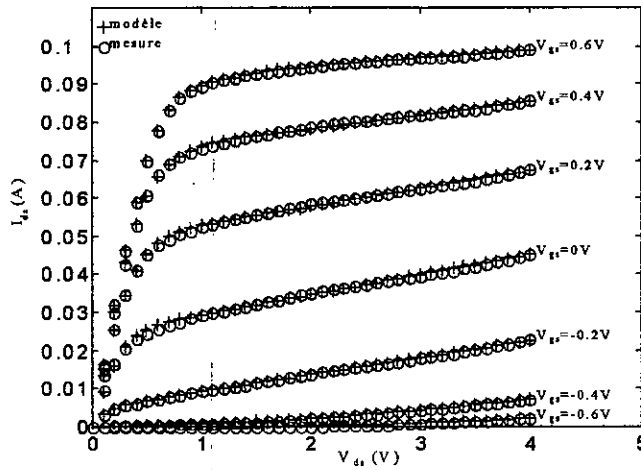


Fig.IV.22 Caractéristiques I_{ds} - V_{ds} du transistor HEMT CHALMERS

Tableau IV.6 : Temps CPU et Erreur des différents modèles pour les transistors micro-ondes MESFET et HEMT

MODELES	MESFET		HEMT	
	Temps CPU Max. (Sec.)	Erreur Max.	Temps CPU Max. (Sec.)	Erreur Max.
CURTICE quadratique	29	$2.6 \cdot 10^{-4}$	20	$12 \cdot 10^{-4}$
CURTICE cubique	127	10^{-4}	86	$8.9 \cdot 10^{-4}$
STATZ	35	$2.1 \cdot 10^{-4}$	40	$12 \cdot 10^{-4}$
MATERKA	160	$1.4 \cdot 10^{-4}$	66	$11 \cdot 10^{-4}$
RODRIGUEZ	22	$2.6 \cdot 10^{-4}$	23	$12 \cdot 10^{-4}$
CHALMERS	87	$4 \cdot 10^{-6}$	151	$2 \cdot 10^{-6}$

IV.5.4 MODELES EMPIRIQUES POUR LES CARACTERISTIQUES COURANT – TENSION – TEMPERATURE DES TRANSISTORS MESFET ET HEMT

Pour l'étude de l'influence de la température sur les modèles empiriques, nous procédons par l'extraction des paramètres à partir des caractéristiques expérimentales I-V-T pour des températures variant entre 100 K et 400 K. Certains paramètres varient de façon linéaire avec la température, contrairement à ceux des modèles CURTICE quadratique, STATZ et RODRIGUEZ où λ et α restent constants.

L'analyse des caractéristiques I-V-T obtenues à partir des modèles empiriques tels que CURTICE quadratique, cubique, STATZ, RODRIGUEZ et MATERKA montre que pour des tensions négatives de V_{gs} , les courbes obtenues ne suivent pas la loi de variation convenable, voir Fig.IV.23 à Fig.IV.27. La caractéristique du courant drain-source I_{ds} devient négative pour le cas des modèles CURTICE cubique et MATERKA. Contrairement à ces modèles (Fig.IV.23 et Fig.IV.24), le modèle CHALMERS permet une représentation correcte des caractéristiques I_{ds} - V_{gs} -T, Fig.IV.7.

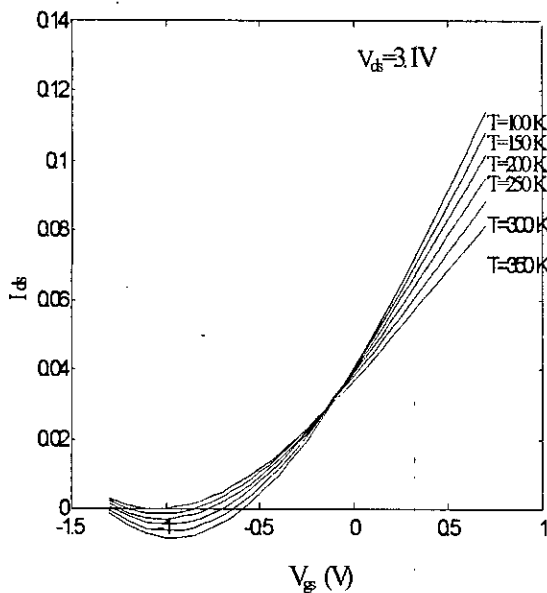


Fig.IV.23 Caractéristiques I_{ds} - V_{gs} -T du transistor MESFET CURTICE cubique

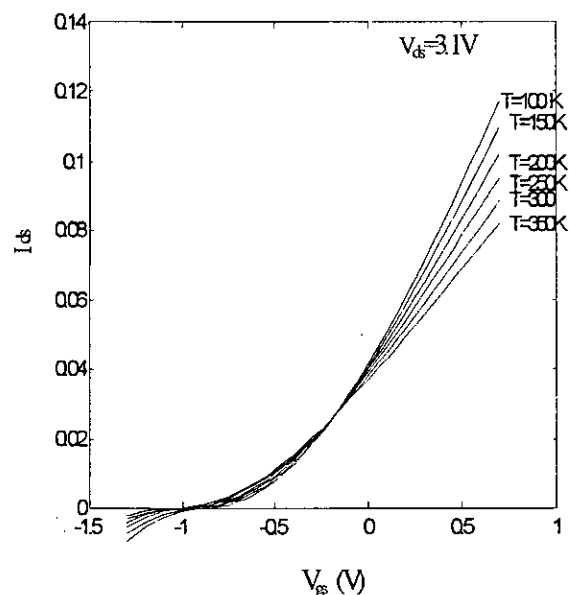


Fig.IV.24 Caractéristiques I_{ds} - V_{gs} -T du transistor MESFET MATERKA

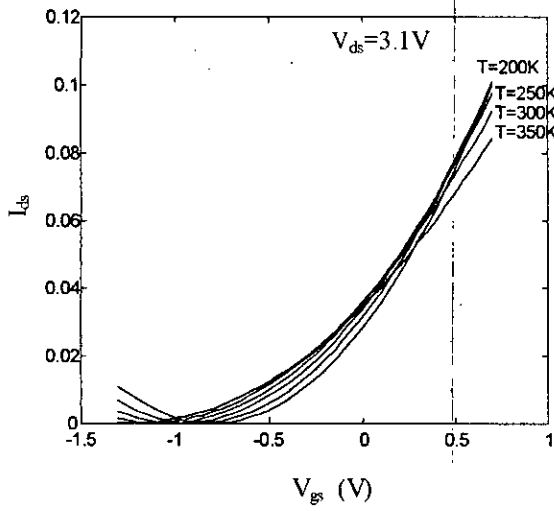


Fig.IV.25 Caractéristiques I_{ds} - V_{gs} - T du transistor MESFET CURTICE Q

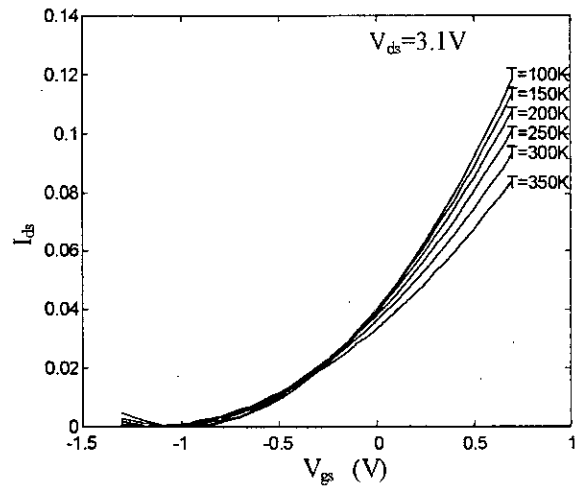


Fig.IV.26 Caractéristiques I_{ds} - V_{gs} - T du transistor MESFET RODRIGUEZ

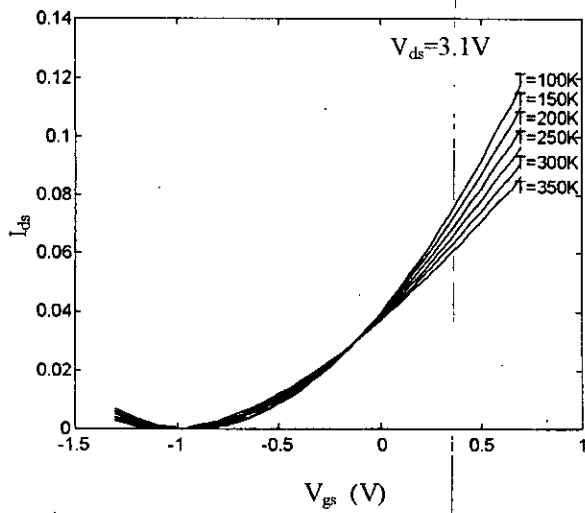


Fig.IV.27 Caractéristiques I_{ds} - V_{gs} - T du transistor MESFET STATZ

IV.6 MODELISATION DES TRANSISTORS MESFET ET HEMT PAR LE RESEAU DE NEURONES

Les réseaux de neurones ont été utilisés dans presque toutes les disciplines du génie électrique à savoir, le traitement de la parole, les systèmes de contrôle, la robotique, etc. Récemment le réseau neural est appliqué aux dispositifs micro-ondes [D.38-D.45].

Pour améliorer la précision et le temps CPU, cette approche est associée à la modélisation du transistor HEMT. Pour les caractéristiques DC, un réseau de neurones multicouches est utilisé (MLP ou Multi Layer Perceptrons). Nous présentons un nouveau modèle basé sur un réseau des neurones pour la modélisation des transistors micro-ondes.

STRUCTURE DU MODELE

Cette approche consiste en la simulation du transistor par une architecture neurales. Afin de faciliter l'apprentissage et l'implantation, un réseau multicouches avec une fonction d'activation de type sigmoïde est employée pour les caractéristiques courant - tension. Le réseau multicouches avec dix neurones dans la couche cachée, quatre éléments sur la couche d'entrée et un élément à la couche de sortie. Les paramètres d'entrés sont la tension grille – source, la tension drain – source, la largeur W et la longueur L de la grille. La sortie du réseau de neurones représente le courant drain – source, (voir Fig.IV.29). Dans cette application, l'apprentissage (training) est obtenu par les mesures.

Les facteurs synaptiques entre les couches d'entrées et les couches cachées sont ω_{ij} et entre les couches cachées et la couche de sortie sont v_{jh} , où $i = 1, 2, 3, 4, j = 1, 2, \dots, 10$ et $h = 1$. Les paramètres du modèle sont les valeurs finales de ω_{ij} et v_{jh} . Un apprentissage supervisé est choisi pour une convergence rapide. Nous utilisons l'algorithme de Levenberg-marquardt backpropagation [D.46]. La précision de la simulation par réseau de neurones est de $3 \cdot 10^{-9}$, tableau IV.7. La vitesse de l'exécution est améliorée et le problème de la valeur initiale ne se pose plus. Les figures IV.30 et IV.31 montrent que les caractéristiques d'entrée et de sortie du transistor HEMT sont en accord avec celles mesurées.

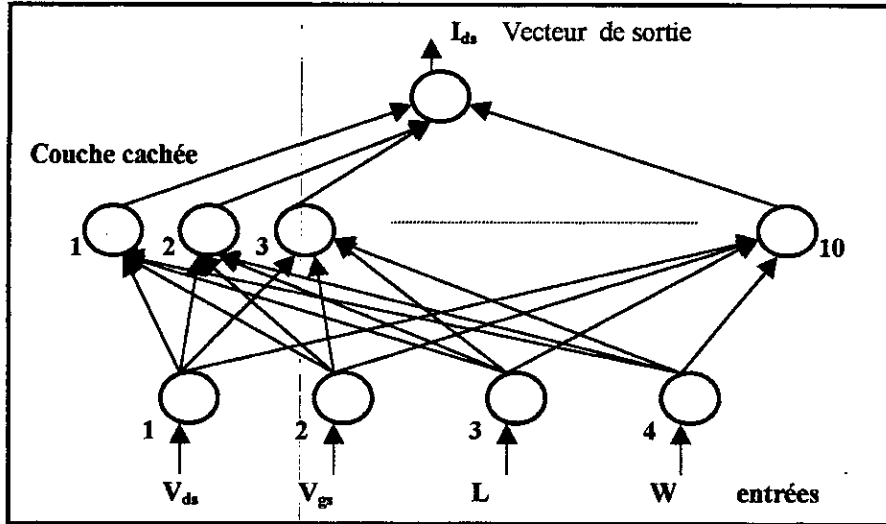


Fig.IV.29: Architecture d'un réseau de neurones pour le transistor HEMT

Tableau IV.7 : Temps CPU et Erreur de la simulation par réseau de neurones pour le transistor micro-onde HEMT

V_{ds} (V)	0.1	0.6	1.1	1.6	2.1	3.1
Erreur	1710^{-9}	410^{-9}	3.810^{-9}	3.410^{-9}	3.410^{-9}	3.210^{-9}
C.P.U.(sec.)	11	10	10	12	13	17

V_{gs} (V)	-0.6	-0.4	-0.2	0	0.2	0.4	0.6
Erreur (10°)	120	34	6	3	2	1	1
C.P.U.(sec.)	8	7	10	13	25	66	91

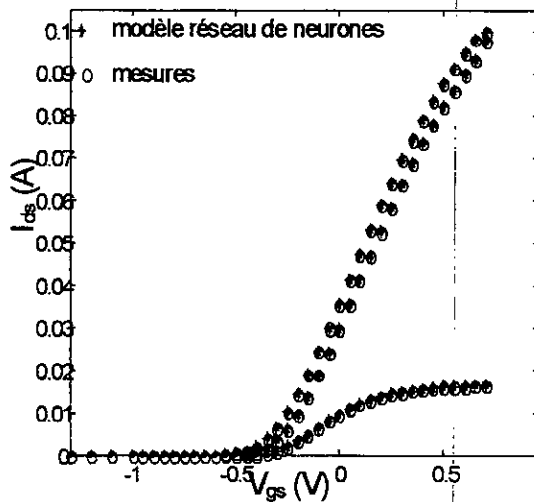


Fig.IV.30 Caractéristiques I_{ds} - V_{gs} du transistor HEMT par réseau de neurones $V_{ds}=0.1V, V_{ds}=1.1V, V_{ds}=3.1V$

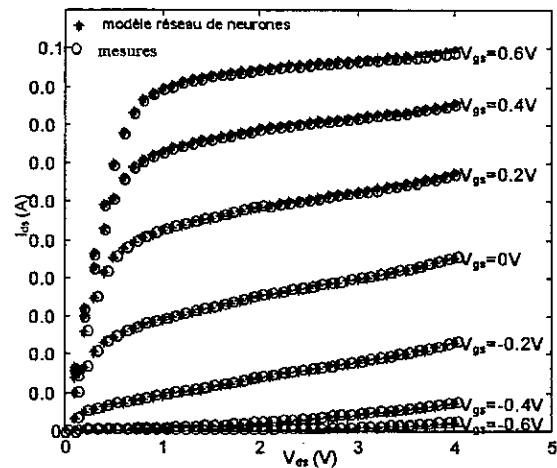


Fig.IV.31 Caractéristiques I_{ds} - V_{ds} du transistor HEMT par réseau de neurones

CONCLUSION

Pour les programmes de simulation tel que SPICE, le modèle de CHALMERS amélioré donne des résultats en accord avec les caractéristiques expérimentales contrairement aux modèles de CURTICE. Les modèles empiriques élaborés pour le transistor MESFET sont applicables pour le transistor HEMT uniquement pour la caractéristique de sortie. Leur représentation en fonction de la température donne une allure de courbe loin de la réalité physique des transistors micro-onde MESFET et HEMT, pour des tensions grille-source négative, et en particulier pour des tensions inférieures à la tension de seuil pour lesquelles le courant drain n'est pas nul. Par contre, pour le transistor HEMT, le modèle CHALMERS amélioré reste valable pour les caractéristiques d'entrées en fonction de la température. Vu les résultats obtenus avec ce dernier modèle, un remplacement du modèle de CURTICE ou Statz dans les programmes de simulation commerciaux est souhaitable. Nous avons aussi développé une architecture neurale convenable pour une simulation effective du HEMT. Le modèle neural se caractérise par sa rapidité et sa précision. Mais aucune information n'est obtenue à partir d'une modélisation par réseau de neurones comme pour le cas d'un modèle analytique.

REFERENCES DU CHAPITRE IV

- [D.1] S. M. Lardizabal, A. S. Fernandez, and L. P. Dunleavy, "Temperature – Dependent Modeling of Gallium Arsenide MESFET's ", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 44, No. 3, pp.357-363, March 1996.
- [D.2] M.W. Pospieszalski, S. Weinreb, R. D. Norrod, and R. Harris, "FET's and HEMT's at Cryogenic Temperatures-Their properties and use in Low – Noise", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 36, No. 3, pp.552-560, March 1988.
- [D.3] S. Munoz, J. L. Sebastian, and J. D. Gallego, "Modeling the bias and temperature dependence of a C-Class MESFET Amplifier", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 45, No. 4, pp.527-533, April 1997.
- [D.4] J. Laskar, J. Kruse, and M. Feng, "Cryogenic Small-Signal Model for 0.55 μ m Gate – Length Ion – Implanted GaAs MESFET's ", *IEEE Microwave and Guided Wave Letters*, Vol. 2, No.6, pp.242-244, June 1992.
- [D.5] C. A. Liechti and R. B. Larrik, " Performance od GaAs MESFET's at Low temperature", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, pp.376-381, June 1976.
- [D.6] T. M. Roh, Y. Kim, Y. Suh, W. S Park, and B. Kim, " A simple and accurate MESFET Channel Current Model including Bias temperature Dispersion and Thermal Phenomena", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 45, No. 8, pp.1252-1255, August 1997.
- [D.7] L. Selmi and B. Ricco, " Modeling temperatue effects in the DC I-V Characteristics of GaAs MESFET's", *IEEE Trans. On Electron Devices*, vol. 40, No. 2, pp.273-277, February 1993.
- [D.8] Y. Gobert and G. Salmer, " Comparative Behavior and performances of MESFET and HEMT as a Function of Temperature ", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 41, No. 3, pp.299-305, March 1994.
- [D.9] Hyungkeun Ahn and Mahmoud El Nokali, *IEEE Trans On Electron Devices*, vol.41, no.6, pp.874-879, June 1994.
- [D.10] P. Godts, D. Depreeuw, E. Constant et J. Zimmermann, "Méthode générale de modélisation du transistor à effet de champ à hétérojonction", *Revue de Physique Appliquée*, VI.24, pp.151-170, Février 1989.

- [D.11] R. Singh and C. M. Snowden, " Small-Signal Characterization of Microwave and millimeter-Wave HEMT's Based on a Physical Model", *IEEE Trans. On Microwave Theory and Tech.*, vol.44, no.1, pp.144-124, January, 1996.
- [D.12] Z. R. Hu, J. J. McKeown, T. Brazil and J. A. C. Stewart, " Comparison of GaAs MESFET DC Models", *IEEE MTT-S Digest*, pp.311-314, 1990.
- [D.13] J. Rodriguez Tellez, M. Al-Daas, and K.A. Mezher, , " Comparison of Nonlinear MESFET Models for Wideband Circuit Design ", *IEEE Trans. On electron Devices*, Vol.41, N°3, pp.288-293, March, 1994.
- [D.14] W. R. Curtice, "A MESFET model for use in the design GaAs integrated circuits", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, Vol. MTT-28, pp.448-456, May 1981.
- [D.15] W. R. Curtice, " GaAs MESFET Modeling and Nonlinear CAD ", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, Vol. 36, No. 2, pp.220-230, Feb. 1988.
- [D.16] H. Statz, "GaAs FET device and circuit simulation in SPICE", *IEEE Trans. Electron Devices*, Vol. ED-34, pp.160-168, Feb. 1987.
- [D.17] T. Kacprzak and A. Materka," Compact dc Model of GaAs FET's for Large- Signal Computer Calculation", *IEEE J. of Solid-State Circuits*, Vol.SC-18, pp.211-213,Ap. 1983.
- [D.18] J. Rodriguez-Tellez, " Five Parameter DC GaAs MESFET Model for Nonlinear Circuit design", *IEE Proceedings-G*, Vol. 139, No. 3, pp.325-331, Jun. 1992.
- [D.19] I. Angelov, H. Zirath, and N. Rosnan, "A New Empirical Nonlinear Model for HEMT and MESFET Devices", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, Vol. 40, No. 12, pp.2258-2266, Dec. 1992.
- [D.20] I. Angelov, L. Bengtsson, and M. Garcia, "Extensions of the Chalmers Nonlinear HEMT and MESFET Model", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, Vol. 44, No. 10, pp.1664-1674, Oct. 1996.
- [D.21] T. Tanimoto, "Analytical Nonlinear HEMT Model for large Signal Circuit Simulation", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, Vol. 44, No. 9, pp.1584-1586, Sept. 1996.
- [D.22] K. Shirakawa, M. Shimizu, Y. Kawasaki Y. Ohashi and N. Okubo," A New Empirical Large Signal HEMT Model ", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, Vol. 44, No. 4, pp.622-624, Apr. 1996.
- [D.23] W.R. Curtice J.A. Pla , D. Bridges,T. Liang and E. E. Shumate , "A New Dynamic Electro-Thermal Nonlinear Model For Silicon RF LDMOS FETs", *IEEE MTT-S Digest*, TU1A-2, pp.419-421, 1999.

- [D.24] K. Fuji et al, "Accurate Modeling for Drain Breakdown Current of GaAs MESFET's", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, Vol. 47, No. 4, pp.516-518, Apr., 1999.
- [D.25] C.M. Snowden and Renato R. Pantoja, *IEEE Trans. Microwave Theory and Tech.*, vol.40, no.7, pp.1401-1409, July 1996.
- [D.26] R.A. Pucel, H.A. Statz, and H. Haus, *Advanced in Electronics and Electron Physics*, Vol.38, New York Academic Press, pp.195-265, 1975.
- [D.27] K. Lehivic, R. Zuleeg, *Solid State Electron.*, Vol. 13, pp.1415-1426, 1970.
- [D.28] S. Kola, J.M. Golio, and G.N. Maracas, *IEEE Electron Devices Lett.*, Vol. EDL-9, No.3, pp.136-138, Mar., 1988.
- [D.29] M. Missous and E.H. Rhoderick, "On the Richardson constant for Aluminum/Galium Arsenide Schottky Diodes", *J. Appl. Phys.*, Vol.69 N°10, 15 May 1991.
- [D.30] D.A. Evans, T.P. Chen, Th. Chassé, K. Horn, *Surface Science*, "Investigation of Schottky barrier formation for transition metal overlayers on InP and GaAs surfaces", *Surface Scienc.*, 269/270, pp.979-987, 1992.
- [D.31] R.T. Tung, J.P. Sullivan and F. Schrey, "On the inhomogeneity of Schottky barriers", *Materials Science and engineering*, Vol.B14, pp.266-280, 1992.
- [D.32] R.T. Tung, "Electron transport at metal-semiconductor interfaces : General theory", *Phys. Rev. B*, Vol.45, N°23, 15 June, 1992.
- [D.33] R. Touhami and S. Ravelet, "Physical parameters of Au-n-InP structures", *Journal of Applied Physics*, Vol.85, N°10, pp. 7209-7213, 15 May, 1999.
- [D.34] S. D'Agostino G.D. Inzeo, P. Marrietti, L. Tudini and Betti-Berutto, *IEEE Trans. Microwave Theory and Tech.*, Vol.40, N°7, pp.1576-1581, jul. 1992.
- [D.35] I. Angelov, N. Rosman, "An Empirical Table based FET Model", *IEEE Trans. Microwave Theory and Tech.*, vol.47, no.12, pp.2350-2357, Dec., 1999.
- [D.36] L. Ljung, " *System Identification : theory for the user* ", Englewood Cliffs, N.J., Prentice Hall Inc., 1987.
- [D.37] R Touhami, MCE Yagoub and H Baudrand, "Nouvelle approche de Modélisation des Transistors Micro-ondes MESFET et HEMT", accepté et paraîtra prochainement dans le *Canadian Journal of Physics / Revue de Physique Canadienne*.
- [D.38] A. Veluswami, S. Nakhla, and Q. J. Zhang, " The Application of Neural Networks to EM-Based Simulation and Optimization of Interconnects in High – Speed VLSI Circuits", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, Vol. 45, No. 5, pp.712-722, May 1997.

- [D.39] F. Wang, and Q. J. Zhang, " Knowledge-Based Neural Models For Microwave Design", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, Vol. 45, No. 12, pp.2333-2343, Dec. 1997.
- [D.40] A. Hafid Zaabab, Q. J. Zhang, and M. Nakhla, " Analysis and Optimization of Microwave Circuits Devices Using Neural Network Models", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech MTT-S Digest*, TU3F-49, pp. 394-396, 1994.
- [D.41] A. Hafid Zaabab, Q. J. Zhang, and M. Nakhla, "A Neural Network Modeling Approach to Circuit Optimization and Statistical Design", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, Vol. 43, No. 6, pp.1349-1358, Jun. 1995.
- [D.42] K. Shirakawa, M. Shimiz, N. Okubo, and Y. Daido, " A large-Signal Characterization of an HEMT Using a Multilayered Neural Network", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, Vol. 45, No. 9, pp.1630-1633, Sep. 1997.
- [D.43] J.W. Bandler, M.A Ismail, J.E. Rayas-Sanchez and Q.J. Zhang, " Neuromodeling of Microwave Circuits Exploiting Space – Mapping Technology", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, Vol. 47, No.12, pp.2417-2427, Dec. 1999.
- [D.44] Y.H. Fang, M.C.E. Yagoub, F. Wang, Q.J. Zhang, " A new macromodeling approach for nonlinear microwave circuits based on recurrent neural networks", accepted in *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*
- [D.45] V.K. Devabhaktuni, M.C.E. Yagoub, Y.H. Fang, J.J. Xu, Q.J. Zhang, " Neural networks for microwave modeling : model development issues and nonlinear modeling techniques", accepted in *Int. J. of RF and millimeter waves CAE*.
- [D.46] J.A. Freeman and D.A. Skapura, *Neural Networks Algorithms Applications and Programming Techniques*, Addison-Wesley Publishing Company 92.

CONCLUSION GENERALE ET PERSPECTIVES

CONCLUSIONS

Les conclusions auxquelles nous avons abouti, suite aux travaux développés dans la littérature technique, sont de nature à être exposées avec insistance, comme suit:

- La tendance en traitement de surface est l'utilisation par les plasmas radiofréquences et multipolaires,
- Pour mieux maîtriser le MISFET, il faudrait comprendre la physique des interfaces Isolant Semi-conducteurs de façon très approfondie. De plus, la faible épaisseur de la couche d'oxyde natif de l'ordre de 50 Å accentue ces problèmes physico-chimiques.

Ce qui a orienté les fabricants des composants électroniques sur InP à utiliser la technique par plasma pour réaliser une meilleure passivation, d'où le dépôt d'isolant de bonne qualité, c'est-à-dire, résistivité élevée avec minimum de pièges et d'impuretés. A titre de complément d'informations, nous avons exposé de façon succincte nos travaux effectués au Laboratoire de Physique des Milieux Ionisés (LPMI) de Nancy. Les conditions optimales de traitement et de réalisation de l'InP ont été entreprises dans ce même laboratoire et ont donné lieu à des échantillons présentant des résultats acceptables. Les travaux pour l'élévation des barrières de Schottky ont connu des avancées avec l'utilisation d'abord de couches phosphorées ensuite des couches d'oxydes de tantale. Le choix des métaux pour ces contacts reste délicat car leur stabilité n'est pas du tout assurée avec l'élévation de la température. Des progrès doivent encore être réalisés pour le domaine de la micro-électronique. Les caractéristiques électriques des structures réalisées sont mesurées à l'aide d'une chaîne de mesures disposant d'un asservissement en température. Cependant le mécanisme de transport à travers la couche d'interface n'est pas préalablement défini.

Ce qui nous a mené à la recherche d'une nouvelle méthode de détermination du mécanisme de transport du courant à travers la couche d'interface ainsi qu'à la détermination des paramètres physiques et électriques des structures Schottky. A partir des caractéristiques expérimentales courant-tension-température, un modèle physique du courant est établi. Les paramètres définissant le modèle des structures Au – oxyde – InP sont ainsi déterminés. Nous constatons qu'avec ce composé III-V InP et la technologie adoptée pour le traitement des structures Schottky, certains paramètres ne sont plus définis par la théorie classique car d'autres phénomènes interviennent dans ces structures.

Néanmoins, les résultats obtenus sont très prometteurs pour la théorie du mécanisme de transport du courant avec cependant une diminution de la constante de Richardson et cela pour deux types de structure (traitées et non traitées par plasma). Nous avons d'ailleurs noté que l'écart entre la valeur théorique et celle des échantillons réalisés est peut-être dû à la présence de la couche d'interface et aux techniques de traitement et de passivation utilisées. Nous relevons également l'absence de la relation entre la relation de barrière Schottky et la structure d'interface à cause des moyens expérimentaux notamment de la polycristallinité. Mais cela ne nuit pas fondamentalement à la qualité des résultats obtenus par notre méthode de détermination des paramètres. L'abaissement de la barrière demeure très faible, la hauteur de barrière à 0 K avoisine 0.4 eV et la capacité de la couche d'oxyde est proche de la valeur expérimentale.

Cette contribution nous a permis d'établir une relation entre les paramètres physiques du mécanisme de transport du courant et les paramètres de traitement par plasma d'oxygène à savoir la durée d'oxydation et la puissance du plasma. Les résultats obtenus confirment qu'il existe une évolution des paramètres du modèle avec les conditions de traitement.

Pour les Transistors Schottky micro-ondes MESFET et HEMT, une amélioration de 25% du modèle de CHALMERS a été établie. Nous avons également testé les modèles de CHALMERS, CURTICE, STATZ, MATERKA et RODRIGUEZ sur des Transistors micro-ondes MESFET et HEMT en vue de déterminer le modèle le plus adéquat. Les comparaisons ont confirmé le choix du modèle de "CHALMERS amélioré". Les résultats obtenus par simulation sont en accord avec ceux expérimentaux aussi bien pour les transistors MESFET que HEMT. Ce qui n'est pas le cas des autres modèles où les écarts pour le transistor HEMT sont notables. Il est souhaitable d'ailleurs de procéder au remplacement des modèles de CURTICE et STARZ dans les logiciels commerciaux tel que SPICE, par celui de CHALMERS amélioré.

Nous avons également développé une architecture neurale convenable pour une simulation effective du transistor HEMT. Le modèle neural associé à la méthode de programmation non linéaire (Levenberg-marquardt) et l'apprentissage backpropagation du réseau s'est caractérisé par sa rapidité et sa précision. Cependant, aucune information ne peut être obtenue à partir d'une modélisation par réseau de neurones sur les caractéristiques physiques et électriques des transistors micro-ondes comparativement au modèle analytique.

PERSPECTIVES

- La théorie, la technologie et les applications des dispositifs micro-électronique basés sur l'InP sont encore loin d'être complètement établis.
- La compréhension des phénomènes d'interface et la faible épaisseur de la couche d'oxyde natif demeurent source de problèmes où les chercheurs et industriels poursuivent leurs travaux dans ces directions de recherche. Cependant, il faudrait disposer d'une chaîne complète de mesures et de traitement des oxydes par plasma.
- De la stabilité des structures réalisées à base d'InP se pose la question qui concerne la nature de la hauteur de barrière Schottky inhomogène ou présence des états d'interface. C'est une question qui reste sans réponse et pourrait faire l'objet d'autres travaux, car si les techniques industrielles permettent de fabriquer des transistors micro-ondes, la caractérisation est l'une des préoccupations essentielles pour la conception des ces structures.
- De la fiabilité pour la reproductibilité des structures Schottky, par exemple la nature de la couche d'oxyde, la hauteur de barrière Schottky pour les même conditions de traitement en particulier la durée et la puissance de plasma.