

N° d'ordre:445

50376
1989
253

50376
1989
253

présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE FLANDRES ARTOIS

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE

spécialité : électronique

par

Nathalie CAGLIO

**REALISATION DE TRANSISTORS A EFFET DE CHAMP EN ASGA
PAR LA NEUTRALISATION DES DONNEURS LEGERS
PAR HYDROGENE ATOMIQUE**



030 024145 8

Soutenu le 6 Décembre 1989 devant la commission d'examen:

Membres du jury:	MM	L. RACZY	Président
		E. CONSTANT	Directeur de thèse
		J. CHEVALLIER	Rapporteur
		J. ZIMMERMANN	Rapporteur
		A. CAPPY	Examineur
		M. LANNOO	Examineur
		A. MIRCEA	Examineur



SOMMAIRE

INTRODUCTION GENERALE

CHAPITRE I : LA NEUTRALISATION PAR HYDROGENE ATOMIQUE

INTRODUCTION	I.1
I.1 L'INCORPORATION ET LA DETECTION DE L'HYDROGENE DANS LES SEMICONDUCTEURS	I.2
I.1.1 Les méthodes d'incorporation de l'hydrogène	I.2
I.1.1.1 <i>Les méthodes existantes</i>	I.2
I.1.1.2 <i>Le plasma RF</i>	I.3
I.1.2 Les méthodes d'analyse	I.4
I.1.2.1 <i>Les analyses directes</i>	I.4
I.1.2.2 <i>Les méthodes d'analyse par détection des liaisons ou défauts induits par l'H</i>	I.4
I.1.2.3 <i>Les analyses indirectes</i>	I.5
I.2 LA NEUTRALISATION PAR HYDROGENE ATOMIQUE	I.6
I.2.1 L'hydrogène dans l'AsGa (Si) type N	I.6
I.2.1.1 <i>Etude qualitative</i>	I.6
I.2.1.2 <i>Etude quantitative</i>	I.7
I.2.1.3 <i>La réactivation thermique</i>	I.8
I.2.2 L'hydrogène dans l'AlGaAs (Si) type N	I.9
I.3 AVANTAGES DES TECS REALISES SUR ASGA HYDROGENE	I.10
I.3.1 Structures classiques des MESFETs	I.10
I.3.1.1 <i>Implantation ionique (technologie autoalignée)</i>	I.10
I.3.1.2 <i>La technologie "mesa" et "recess" sur couche épitaxiée</i>	I.11
I.3.2 Les apports de la filière hydrogène	I.11
I.3.2.1 <i>La qualité du matériau</i>	I.11
I.3.2.2 <i>Les avantages potentiels de la structure du HTEC</i>	I.12
CONCLUSION	I.14
BIBLIOGRAPHIE DU PREMIER CHAPITRE	I.15

CHAPITRE II : ETUDE THEORIQUE ET MODELISATION DU HFET

INTRODUCTION	II.1
II.1 SIMULATION PAR LA METHODE MONTE CARLO DE L'HYDROGENATION DE L'ASGA	II.2
II.1.1 Etude expérimentale des principaux phénomènes	II.2
II.1.2 Principe de la méthode	II.4
II.1.2.1 Procédure numérique de Monte Carlo	II.5
II.1.3 Détermination des différentes grandeurs physiques de notre simulation	II.9
II.1.3.1 Détermination du coefficient de diffusion	II.9
II.1.3.2 Détermination de la section efficace de complexation	II.10
II.1.3.3 Détermination de la probabilité de dissociation	II.10
II.1.3.4 Détermination du flux d'hydrogène à l'interface S.C.-plasma	II.11
II.1.3.5 Caractéristiques finales du modèle	II.11
II.2 RESULTATS DE LA MODELISATION, COMPARAISON AVEC L'EXPERIENCE	II.14
II.2.1 Etude des phénomènes dans des matériaux de Nd croissante	II.14
II.2.2 Etude des phénomènes en fonction du temps d'exposition	II.15
II.2.3 Etude plus détaillée des phénomènes de décomplexation	II.16
II.3 DETERMINATION DES PERFORMANCES ELECTRIQUES DU HTEC	II.18
CONCLUSION	II.21
BIBLIOGRAPHIE DU DEUXIEME CHAPITRE	II.22

CHAPITRE III : ETUDES EXPERIMENTALES PRELIMINAIRES

INTRODUCTION	III.1
III.1 ETUDE DU PHENOMENE DE NEUTRALISATION DANS UNE COUCHE DE FAIBLE EPAISSEUR	III.3
III.1.1 Etude d'épitaxie de dopage uniforme et d'épaisseur variable	III.3
III.1.2 Détermination de l'épaisseur de la couche superficielle dégradée	III.5
III.1.3 Etude de la reproductibilité des résultats obtenus	III.6
III.1.4 Etude expérimentale de la stabilité thermique de la passivation	III.7

III.1.5 Etude de l'isolation entre composants par passivation	III.9
III.2 ETUDE DES MATERIAUX DE PROTECTION AU PLASMA D'H	III.10
CONCLUSION	III.12
BIBLIIOGRAPHIE DU TROISIEME CHAPITRE	III.13

CHAPITRE IV : REALISATION ET CARACTERISATION DES HTECs

INTRODUCTION	IV.1
IV.1 DESCRIPTION DE LA TECHNOLOGIE	IV.2
IV.1.1 Détails particuliers de la réalisation des transistors	IV.2
IV.1.1.1 <i>Structure des couches utilisées pour la réalisation des HTECs</i>	IV.2
IV.1.1.2 <i>Les étapes technologiques antérieures au plasma</i>	IV.3
IV.1.1.3 <i>L'exposition au plasma RF</i>	IV.3
IV.1.1.4 <i>Les étapes postérieures à la neutralisation</i>	IV.4
IV.2 PREMIERE REALISATION D'UN HFET	IV.5
IV.2.1 Conception	IV.5
IV.2.2 Caractéristiques statiques	IV.6
IV.2.2.1 <i>Mesures de $I(V)$</i>	IV.6
IV.2.2.2 <i>Mesures de $C(V)$</i>	IV.7
IV.2.2.3 <i>Mesures de mobilité par magnétorésistance</i>	IV.8
IV.2.3 Performances hyperfréquences	IV.9
IV.2.3.1 <i>Détermination du schéma équivalent</i>	IV.9
IV.2.3.2 <i>Gains hyperfréquences</i>	IV.10
IV.2.4 La stabilité thermique des composants	IV.11
IV.2.5 Comparaison théorie-expérience	IV.12
IV.3 REALISATION D'UN HTEC A GRILLE SUBMICRONIQUE	IV.13
IV.3.1 Conception	IV.13
IV.3.2 Caractéristiques statiques et basse fréquences	IV.14
IV.3.3 Mesures hyperfréquences	IV.15
IV.3.4 Comparaison théorie-expérience	IV.15

IV.4 REALISATION D'UN HTEC A GRILLE EN T SUBMICRONIQUE	IV.16
IV.4.1 Conception	IV.16
IV.4.2 Performances statiques et hyperfréquences	IV.18
CONCLUSION	IV.20
BIBLIOGRAPHIE DU QUATRIEME CHAPITRE	IV.21

CHAPITRE V : PERSPECTIVES

INTRODUCTION	V.1
V.1 REALISATION D'UN MISFET PAR VOIE HYDROGENEE	V.2
V.1.1 Conception et technologie du H-MISFET	V.3
V.1.2 Caractérisation du H-MISFET	V.4
V.1.2.1 <i>Caractéristiques statiques</i>	V.4
V.1.2.2 <i>Caractérisation hyperfréquence</i>	V.4
V.1.2.3 <i>Les améliorations possibles</i>	V.5
V.2 ETUDE DU PHENOMENE DE REACTIVATION THERMIQUE	V.6
V.2.1 Etude sur des éléments discrets	V.6
V.2.1.1 <i>Recuits thermiques de résistances</i>	V.6
V.2.1.2 <i>Recuits thermiques de transistors à effet de champ</i>	V.8
V.2.2 Perspectives d'utilisation du phénomène de réactivation	V.9

CONCLUSION GENERALE

INTRODUCTION GENERALE

La transmission, le stockage et le traitement de plus en plus rapide d'un nombre croissant d'informations nécessitent la conception et la réalisation de composants et de circuits fonctionnant à des fréquences toujours plus élevées.

Dans ce domaine des progrès décisifs ont été apportés par l'utilisation du transistor à effet de champ à grille schottky réalisé en AsGa (MESFET AsGa), c'est pourquoi depuis plus de dix ans, les procédés de réalisation de ce type de composant ont constamment été améliorés. Actuellement deux grandes méthodes d'élaboration sont en compétition: la technologie planar, basée sur l'utilisation de l'implantation ionique et de matériaux massifs; et la technologie mesa, basée sur l'emploi d'épitaxie dont l'épaisseur peut être ajustée avant le dépôt de la grille par un creusement adéquat (recess). Ces deux procédés possèdent, comme nous en discuterons par la suite, chacun leurs avantages mais aussi leurs inconvénients, et bien évidemment il reste à inventer la méthode d'élaboration permettant de concilier leurs atouts et d'éviter leurs défauts.

Dans cette perspective, les travaux récents concernant la diffusion de l'hydrogène atomique dans les semiconducteurs semblent ouvrir une nouvelle piste. En effet l'introduction "douce" d'hydrogène peut conduire à la neutralisation des niveaux donneurs suite à la formation de complexes neutres Hydrogène-donneur. Ce phénomène, comme l'a suggéré Mr. Rieux de la DRET au début de ce travail, devrait pouvoir être utilisé dans la réalisation et le réglage de la couche active du MESFET AsGa.

Plus précisément, l'idée dont nous voulons étudier la faisabilité, est de créer, dans une couche épitaxiée semiconductrice fortement dopée, une zone localisée de concentration en impureté active moins élevée par incorporation d'hydrogène atomique. Le transistor peut alors être réalisé en déposant les contacts ohmiques source et drain sur les zones très conductrices et le contact schottky de grille sur la région neutralisée. Le procédé de passivation réitéré aux régions intercomposants réalise l'isolation par diminution presque totale de la concentration en porteurs libres. La structure du transistor est alors complètement plane (Fig.1). Les creusements de la couche fortement dopée, pour le dégagement de la zone active, et des couches conductrices, pour l'isolement des composants sont remplacés par une exposition au plasma d'hydrogène.

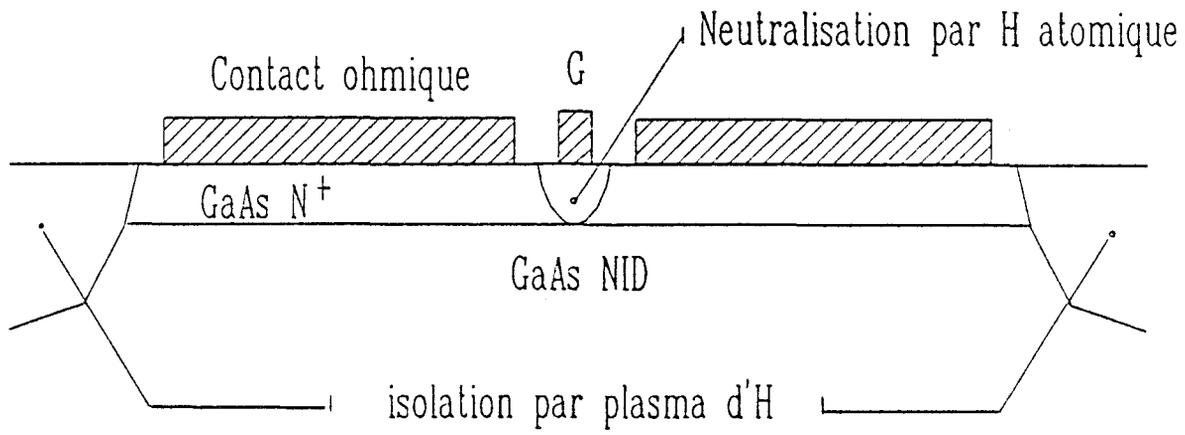


Figure 1 : Structure d'un MESFET réalisé sur couche hydrogénée

Bien entendu, avant de mettre en oeuvre industriellement un tel procédé, un certain nombre de recherches préliminaires s'avère indispensable pour en prouver la faisabilité:

Il faut tout d'abord connaître le plus exactement possible les effets résultants de l'introduction d'hydrogène dans un semiconducteur tel que l'AsGa, en étudiant plus particulièrement ce qui se passe sur les très faibles épaisseurs, (typiquement 0,05 à 0,2 μm), qui constituent habituellement la zone active d'un MESFET AsGa.

Il faut aussi redéfinir le cursus technologique permettant la réalisation du composant en tenant compte d'une part, de la nécessité de prévoir une étape d'introduction de l'hydrogène dans la couche semiconductrice, et d'autre part d'une éventuelle dissociation des complexes hydrogène-donneur à température élevée pouvant se produire lors des étapes technologiques suivantes.

Il faut enfin procéder aux premières réalisations et caractérisations qui seules permettront une évaluation réaliste du nouveau procédé proposé.

C'est l'ensemble de ces recherches qui m'ont été confiées lors de mon arrivée au laboratoire. Nous les avons menées au sein du centre Hyperfréquence et Semiconducteur.

Ce mémoire présente notre travail. Dans le premier chapitre nous précisons tout d'abord le phénomène de neutralisation par hydrogène atomique dans le matériau en volume, puis suite à une discussion sur l'état de l'art en matière de technologie microélectronique nous justifierons l'emploi de l'hydrogène pour la réalisation de transistors.

Dans le deuxième chapitre nous détaillerons, à partir de la description d'une expérience très représentative du phénomène de neutralisation, le modèle de Monte Carlo de la simulation de la diffusion de l'hydrogène dans l'AsGa ainsi que le modèle permettant la détermination des caractéristiques statiques du transistor hydrogéné.

Dans le troisième chapitre, nous présenterons les études de matériau spécifiques à la réalisation de transistors, en étudiant l'influence des paramètres du plasma et de la structure initiale des épitaxies sur le transport électronique, et nous donnerons nos solutions aux problèmes technologiques que pose leur réalisation.

Nous décrirons les différentes réalisations de MESFET sur matériau hydrogéné et leurs performances statiques et hyperfréquences dans le quatrième chapitre.

Enfin, dans le dernier chapitre, nous aborderons les perspectives d'application de ce nouveau procédé :

- En l'étendant aux transistors à hétérostructure
- En utilisant la dissociation thermique des complexes neutres pour ajuster, après la technologie, les caractéristiques des transistors voire des circuits intégrés.

CHAPITRE I

LA NEUTRALISATION PAR HYDROGENE ATOMIQUE

INTRODUCTION

Les effets de l'hydrogène dans les semiconducteurs sont multiples tels la passivation de défauts, centres profonds, ou impuretés peu profondes. Ces effets sont d'autant plus étudiés que l'incorporation de l'hydrogène, volontaire ou non, est facile dans la plupart des matériaux. De ce fait les moyens d'investigations sont nombreux.

Dans l'arséniure de gallium monocristallin l'hydrogène passive certains centres profonds notamment EL2 [ref.1-2], et quand l'AsGa est de type n, il contribue à la diminution de la concentration en porteurs libres [ref.3]. Les premiers résultats concernant l'AsGa dopé silicium datent de 1984, ils sont l'oeuvre de Mr Chevallier et coll.[ref.4]. Constatant un abaissement du taux de donneurs actifs après l'exposition au plasma d'hydrogène, ils ont proposé un modèle pour expliquer ce nouveau phénomène: la formation de complexes neutres Hydrogène-donneur. Ces études se sont étendues par la suite au AlGaAs dopé Si, matériau de plus en plus utilisé en microélectronique [ref.5].

Ces travaux sont à la base de l'étude présentée ici concernant la réalisation de transistors à effet de champ sur l'AsGa hydrogéné, que nous appellerons HFET.

Dans la première partie de ce chapitre, nous décrirons les principaux phénomènes résultants de l'hydrogénation d'un semiconducteur, puis nous étudierons dans une deuxième partie les avantages potentiels que l'utilisation de ces phénomènes dans la réalisation de composants pourrait apporter.

I.1 L'INCORPORATION ET LA DETECTION DE L'HYDROGENE DANS LES SEMICONDUCTEURS

I.1.1 Les méthodes d'incorporation de l'hydrogène

I.1.1.1 Méthodes existantes

Cette incorporation n'est pas toujours désirée, elle est souvent constatée lors du traitement du matériau sous atmosphère contenant ou produisant de l'hydrogène. C'est le cas au tout début de la chaîne technologique lors de la croissance du matériau [ref.6], mais aussi lors de l'élaboration des composants, par exemple le recuit des contacts ohmiques sous azote hydrogéné, ou le dépôt de nitrure, obtenu par la combinaison du silane SiH_4 et de l'ammoniac NH_3 , ou l'attaque R.I.E. par CH_4/H_2 [ref.7].

Les méthodes plus classiquement utilisées pour l'incorporation de l'hydrogène sont de trois types:

a) on peut l'introduire par voie électrochimique, avec polarisation cathodique du matériau. Ceci a été réalisé dans le Si, Ge ou AsGa.

b) on peut utiliser l'implantation ionique des espèces (H^+ , D^+ , H_2^+ , D_2^+), avec une énergie variant entre 1 et 200 keV. Cette méthode permet un bon contrôle de la localisation et de la valeur du pic de concentration des implants, elle est déjà utilisée en microélectronique pour l'isolation des composants [ref.8]. Son défaut est la diffusion des espèces implantées lors du recuit effectué pour diminuer les dommages créés lors de l'implantation.

c) enfin on peut, et c'est la méthode la plus utilisée, l'incorporer par exposition à un plasma, qu'il soit continu, basse fréquence, radiofréquence, microonde, multipolaire et quelqu'en soit la géométrie. Les paramètres de contrôle sont nombreux et les mécanismes régissant cette incorporation ainsi que la nature des espèces introduites sont encore mal connus. Il est important de considérer, au voisinage de la surface, l'existence possible de défauts [ref.9] dont la concentration dépend notamment des conditions de plasma. Dans le cas de certains semiconducteurs III-V la présence d'espèces très réactives dans le plasma peut conduire à des instabilités de surface [réf.10].

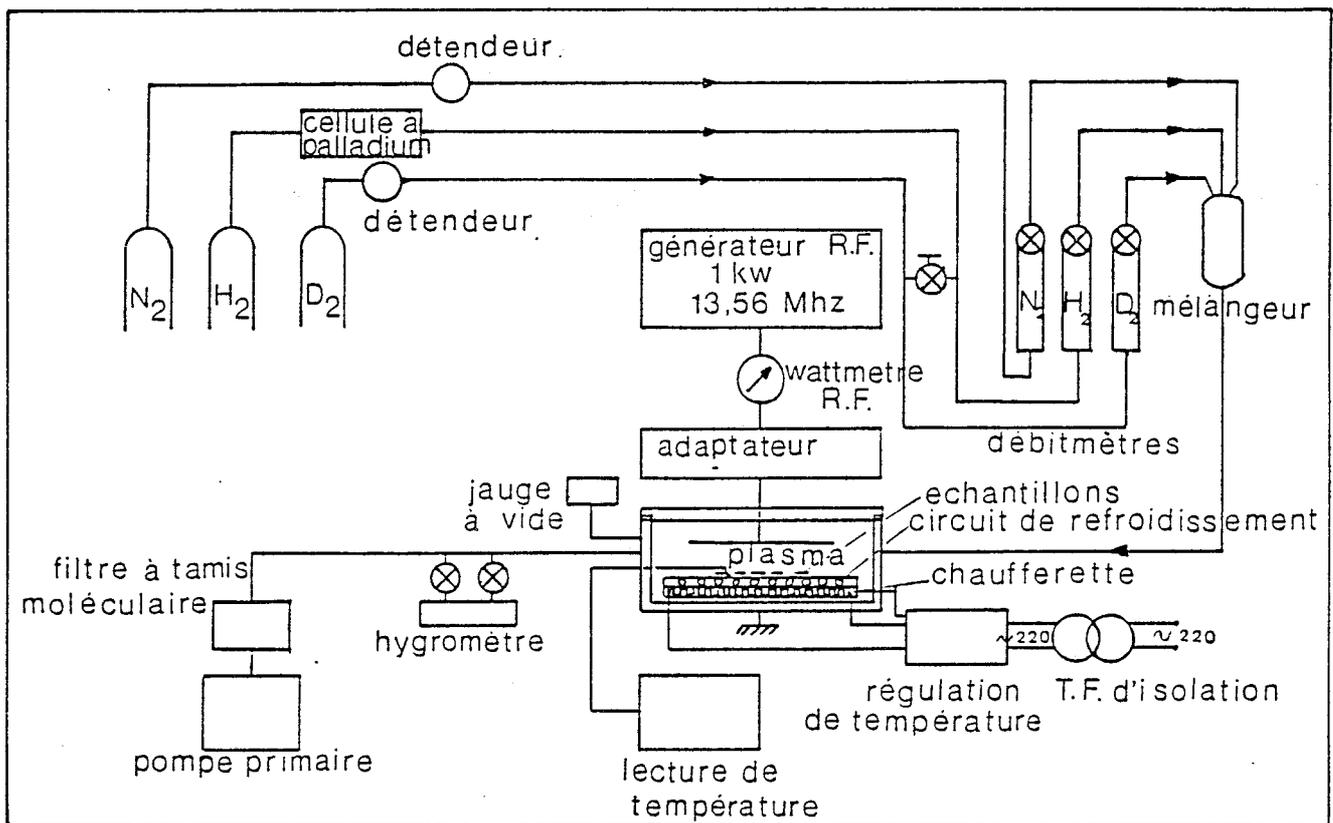


Figure I.1 : Schéma du bâti plasma utilisé

Dans la suite de ce travail, consacré à la réalisation des transistors, l'hydrogène sera introduit dans les matériaux semiconducteurs par une exposition à un plasma radiofréquence, c'est pourquoi nous détaillerons plus particulièrement ce procédé.

I.1.1.2 *Le plasma RF*

Le Banc plasma est constitué de deux parties (fig I.1) [ref.11]:

-Un ensemble d'alimentation en gaz, de mesure des pressions et des débits et le groupe de pompage.

-Le réacteur plasma, alimenté au moyen d'un système capacitif par un générateur RF (13,56 MHz).

L'échantillon est posé sur l'électrode reliée à la masse et, après une mise sous vide de 10^{-2} Torr, chauffé à une température de l'ordre de 250°C sous pression d'hydrogène (ou de deutérium). Après stabilisation de la température, le plasma RF est enclenché. Le temps d'exposition écoulée l'échantillon n'est retiré de l'enceinte que lorsque sa température est proche de l'ambiante.

Les principaux paramètres régissant cette hydrogénation sont donc:

- La puissance délivrée au gaz $0,01 < P < 0,3 \text{ W.cm}^{-2}$
- La température du matériau $200 < T < 300^{\circ}\text{C}$
- La pression d'hydrogène
- La durée de l'exposition

L'état de surface de l'échantillon est un paramètre extrêmement importants, qui n'est malheureusement pas toujours assez bien contrôlé.

Remarque:

Il est important de souligner que dans un bâti plasma RF les échantillons sont soumis à diverses excitations du type illumination par photons, UV ou visibles, bombardement par des particules énergétiques, tout ces effets peuvent compliquer sensiblement les phénomènes observés. Dans cette perspective il semblerait intéressant d'utiliser un plasma microonde, où les échantillons, se situant dans l'enceinte à 12 cm du plasma, ne sont plus soumis qu'à une très faible concentration d'espèces H^+ et de radicaux énergétiques. Malheureusement nous verrons que dans un tel plasma la quantité d'hydrogène introduite dans l'échantillon est le plus souvent négligeable [ref.11-12].

I.1.2 Méthodes d'analyse

Il apparait essentiel de déterminer la quantité d'hydrogène introduit par plasma RF dans les échantillons semiconducteurs que nous étudierons. Dans ce but on peut avoir recours à diverses méthodes de mesures que nous rappellerons rapidement en décrivant un peu plus en détail celles que nous avons effectivement utilisées.

I.1.2.1 *Les analyses directes*

Ce sont des méthodes qui donnent d'emblée la concentration d'hydrogène à une profondeur donnée.

- * SIMS : secondary ion mass spectroscopie

Mesure en spectroscopie de masse des ions arrachés à l'échantillon par bombardement d'ions Cs^+ . Les mesures nécessitent un calibrage par comparaison avec un échantillon standard. La limite de détection pour l'hydrogène est de l'ordre de $5 \cdot 10^{16}$ à $10^{18} \text{ At.cm}^{-3}$, et $2 \cdot 10^{15}$ à $10^{16} \text{ At.cm}^{-3}$ pour le deutérium.

Tous les profils que nous présentons ont été réalisés sur un analyseur ionique du type CAMECA IMS 3f.

- * ERDA : Elastic Recoil Detection Analysis

Cette méthode donne la valeur absolue dans les limites de 10^{17} à $10^{19} \text{ At.cm}^{-3}$ jusqu'à une profondeur de $1 \mu\text{m}$ avec une sensibilité de 10 à 50 nm.

- * Exodiffusion, perméation

Ces mesures nous donnent la quantité totale d'hydrogène dans un échantillon, ainsi que des renseignements quant à sa solubilité et sa diffusion.

I.1.2.2 *Méthodes d'analyse par détection des liaisons H ou des défauts impliquant l'hydrogène*

- * Spectroscopie d'absorption infrarouge

Elle permet de détecter les vibrations locales des espèces, elle apporte donc des renseignements quant à l'existence et la nature des interactions hydrogène-dopant, et donc des complexes éventuellement formés.

D'autres méthodes spectroscopiques peuvent aussi être utilisées dans le même but telles que la RMN, Résonance magnétique nucléaire, et la Spectroscopie Raman.

* La spectroscopie transitoire des niveaux profonds

Cette méthode détermine les caractéristiques des centres profonds (concentration, section de capture). L'évolution de leur concentration après diffusion d'hydrogène donne les informations sur les effets de passivation de ces défauts par l'hydrogène, avec une sensibilité pouvant atteindre 10^{14} At.cm⁻³. Des profils par attaques successives ou par réalisation d'une diode sont possibles.

I.1.2.3 *Les analyses indirectes*

Elles détectent les effets dûs à l'incorporation d'hydrogène dans le matériau, à travers le changement de ses propriétés:

Il s'agit des propriétés électriques telles que:

- * Les mesures de résistivité
- * Les mesures de C(V)
- * Les mesures de mobilité par effet Hall:
 - mesure classique par la méthode du trèfle de Van Der Pauw
 - mesure hyperfréquence dite sans contacts [ref.13]
 - mesure par magnétorésistance (sur transistors)

ou des propriétés optiques telles que:

- * Les mesures de photoluminescence
- * Les mesures de photorésistivité

Dans ce travail nous nous baserons exclusivement sur l'évolution des caractéristiques électriques de l'échantillon.

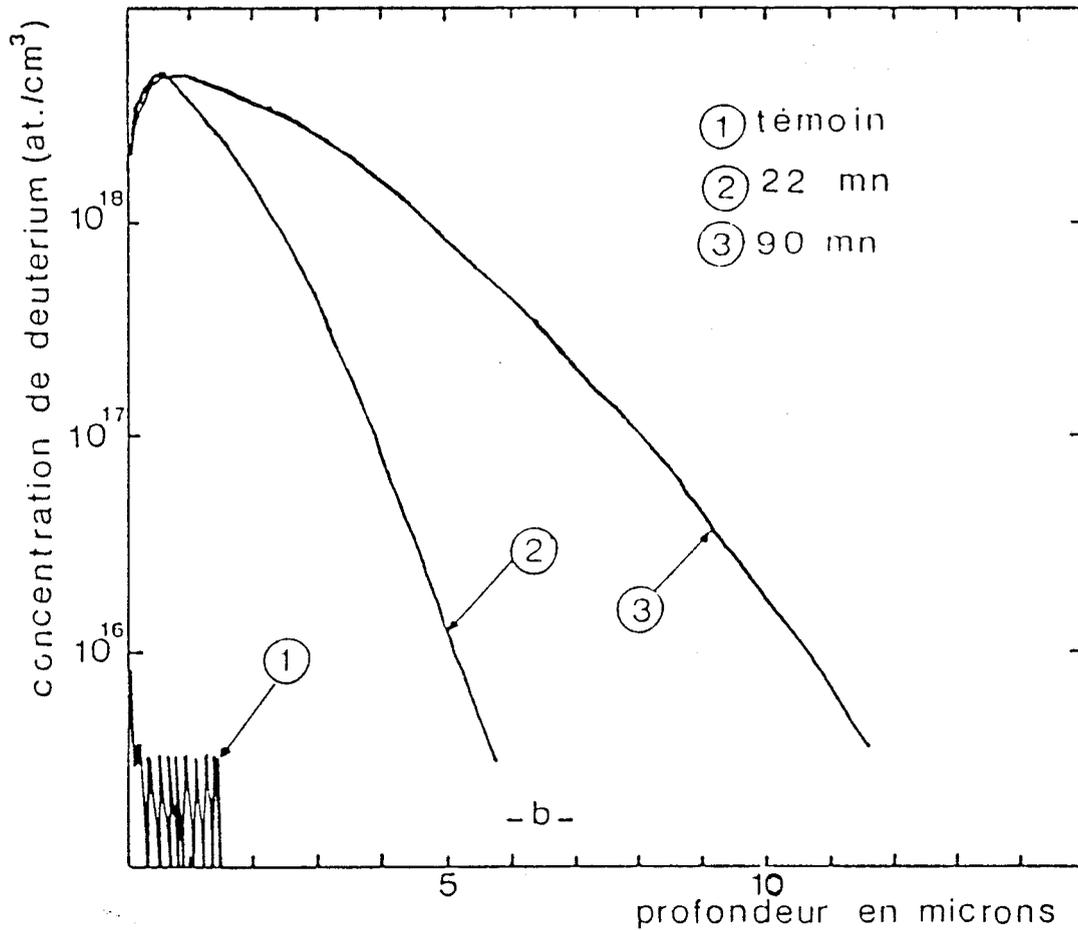
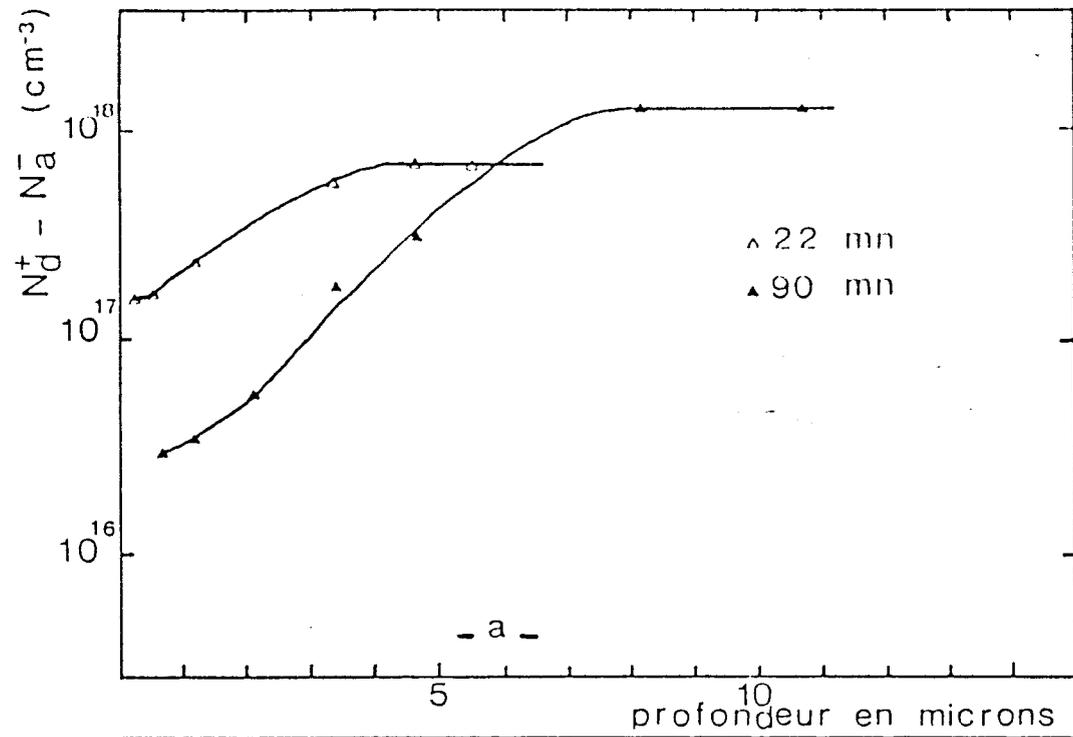


Figure I.2 : Exemple de profil de concentration en impureté ionisée déterminé par C(V) (a), et en deutérium déduit de mesures SIMS (b), d'un échantillon d'AsGa (Si) type n deutéré.(plasma : 30 W, 255°C, 22 et 90 mn)

I.2 LA NEUTRALISATION PAR HYDROGENE ATOMIQUE

I.2.1 L'hydrogène dans l'AsGa (Si) type N

I.2.1 1 *Etude qualitative*

Après exposition d'un cristal de AsGa dopé Silicium de type N à un plasma d'hydrogène atomique (ou de deutérium), on constate une diffusion d'hydrogène au voisinage de la surface et une diminution de la concentration en porteurs libres. Ce phénomène pourrait s'expliquer par une simple compensation électrique dans le matériau si l'on ne constatait une augmentation de la mobilité électronique. Des études simultanées de profils de concentration (Fig.I.2) en hydrogène (mesures SIMS), en impureté ionisée (mesures C(V)), et de mobilité (effet Hall) effectuées à Bellevue ont mis en évidence la bonne corrélation de ces trois phénomènes. Ces résultats tendent à valider le modèle proposé par Mr. Chevallier et al [ref.4] dès 1984. Dans ce modèle les phénomènes observés résultent de la neutralisation des donneurs actifs par l'hydrogène, compte tenu de la formation d'un complexe neutre associant le silicium et l'hydrogène. Il faut noter que les niveaux électroniques associés à ces complexes sont très profonds ($> 0,8$ eV à partir de la bande de conduction) puisqu'ils ne sont pas détectés par DLTS. [ref.14].

La spectroscopie d'absorption infrarouge, à 6 K, réalisée sur les échantillons de GaAs:Si (n) hydrogénés révèlent qu'à ces complexes sont associées deux raies d'absorption à 890 cm^{-1} et 1717 cm^{-1} . Dans les échantillons deutérés, ces raies sont situées à 641 cm^{-1} et 1247 cm^{-1} [ref.15]. L'association de ces raies d'absorption à la présence de complexes Si-H s'appuie sur l'observation des phénomènes suivants:

- Les raies d'absorption ne sont pas observées dans des échantillons non exposés au plasma d'hydrogène (ou deutérium).

- leurs intensités sont proportionnelles au nombre de donneurs neutralisés.

- Enfin le rapport entre les fréquences des raies trouvées dans les échantillons hydrogénés et deutérés est très voisin de $\sqrt{2}$, ce qui correspond à la racine carrée du rapport des masses atomiques deutérium/hydrogène.

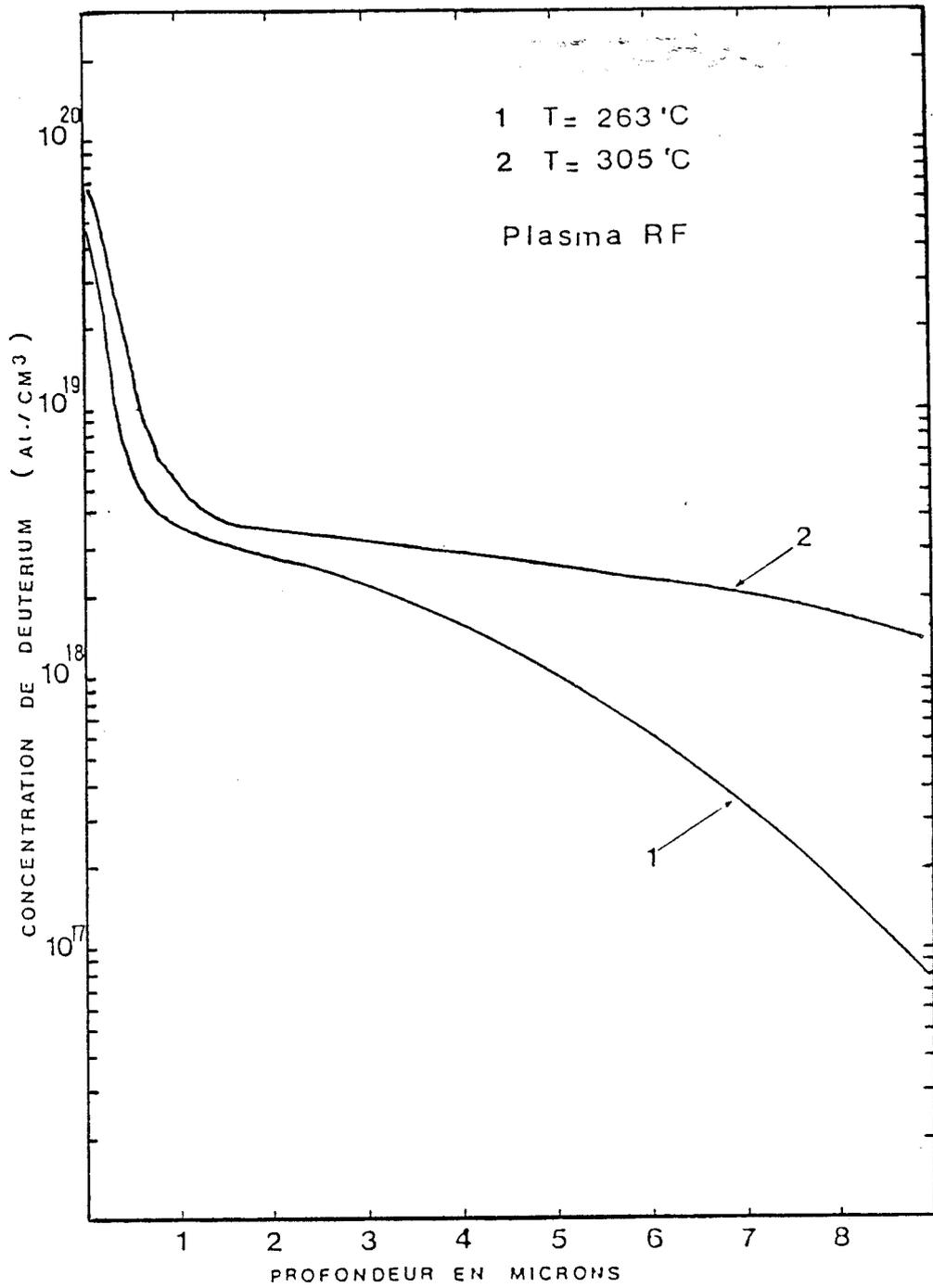


Figure I.3 : Excès de deutérium à la surface d'un échantillon deutéré constaté sur le profil de diffusion de deutérium d'échantillons d'AsGa (Si) type n deutérés dans un plasma R.F. de 45 W à 263°C et 305°C pendant 90 mn.

L'effet de neutralisation des niveaux donneurs légers n'est pas l'unique phénomène constaté. Une étude par DLTS des échantillons hydrogénés a mis en évidence la passivation de centres profonds, et ce d'une façon assez conséquente. Après l'exposition d'un échantillon à un plasma d'hydrogène d'une puissance de 25 W (densité de puissance de $0,1/\text{cm}^2$, la concentration totale de pièges est 6 fois plus faible [ref.14].

Les mesures de $C(V)$ ont révélé l'existence d'une couche isolante en surface de l'AsGa hydrogéné de quelques 100 Å. Une comparaison d'échantillons exposés au plasma rf et microonde prouve que l'origine de cette zone ne résulte pas de défauts induits par les radiations et bombardements des particules énergétiques. L'existence de cette couche isolante serait due à la trop grande concentration d'hydrogène, (supérieure à $4 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$), (figure I.3), se trouvant au voisinage de la surface et aux interactions de l'hydrogène et de la surface d'AsGa (départ d'As par exemple) [ref.16].

I.2.1.2 Etude quantitative

Les profils d'hydrogène diffusés dans les échantillons semiconducteurs exposés à un plasma d'hydrogène sont généralement régis par une loi de type fickien donné par la relation:

$$C(x) = C_s \cdot \text{Erfc} \left(\frac{x}{2 \cdot \text{Sqr}(D \cdot t)} \right) \quad (1)$$

C_s : concentration de deutérium en surface

x : profondeur de pénétration

t : durée de l'exposition

D : coefficient de diffusion

Les études expérimentales effectuées par Mr. Chevallier ont montré que D , en première approximation est donné par la relation suivante:

$$D = 115 \cdot \text{Exp} (-1.38/(K.T)) \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1} \quad (2)$$

T : température de l'échantillon

Dans le cas d'expositions prolongées à température et puissance élevées, les profils de diffusion observés ne sont plus du type Fickien, et l'on peut déceler l'existence de différentes espèces (Fig.I.3) diffusant plus lentement (par exemple Hydrogène moléculaire).

Fraction de donneurs neutralises

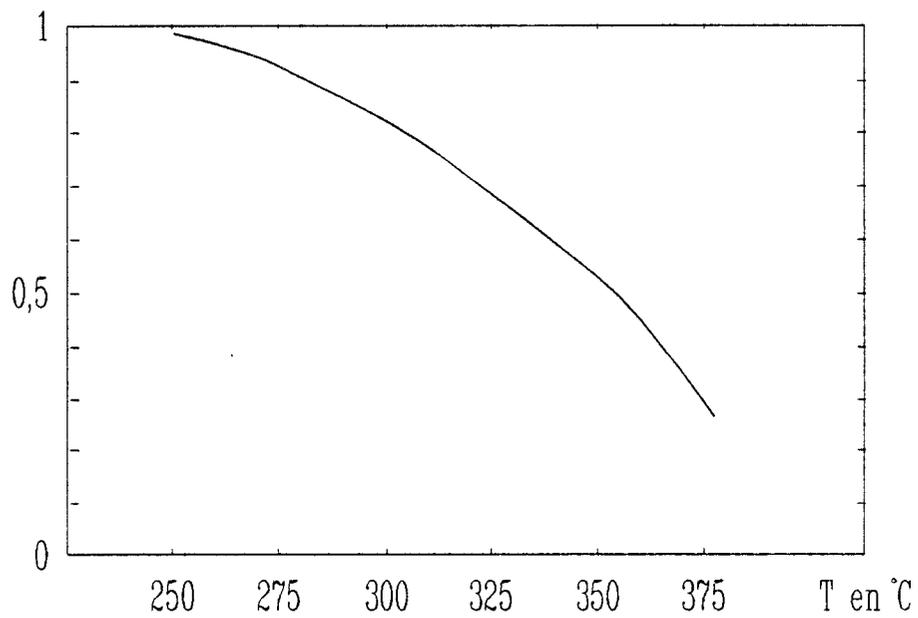


Figure I.4 : Evolution en fonction de la température de la réactivation thermique des donneurs piégés

duree du recuit : 15 mn

L'étude expérimentale d'échantillons présentant des dopages initiaux différents montre que la pénétration de l'hydrogène est plus faible lorsque la concentration en impureté est élevée. Cet effet peut s'expliquer par le phénomène de complexation hydrogène-donneur qui freine la diffusion de l'hydrogène dans les échantillons fortement dopés.

Le taux de neutralisation des donneurs ionisés (Nd_i^+ / Nd_f^+) maximal dans les matériaux en volume est d'environ 100. Il est en effet possible de diminuer la concentration en donneur actif d'un échantillon d'AsGa de 10^{18} à 10^{16} at.cm⁻³, sans introduire de défauts en quantité excessive, puisque sa mobilité après le traitement plasma est très proche de la mobilité d'une couche qui aurait initialement, et de façon naturelle, ce dopage.

I.2.1.3 La réactivation thermique

Le recuit d'un échantillon préalablement hydrogéné entraîne, par dissociation des complexes neutres, la réactivation des donneurs piégés.

Des mesures d'effet hall réalisés sur des échantillons de GaAs implantés en Si (profondeur 700 Å) et neutralisés par l'hydrogène, montrent que cette réactivation, dans les cristaux en volume, admettrait une énergie de dissociation E_d de 2,1 eV [ref.17]. Cette valeur est obtenue en admettant une loi cinétique du premier ordre et donc une relation de la forme:

$$E_d = K.T . \text{Ln}(1/(t.V) . \text{Ln}(N_{ci}/N_{cf})) \quad \text{eV} \quad (3)$$

T : température de l'échantillon durant le recuit

t : durée du recuit

V : fréquence de dissociation des complexes

N_{ci} : nombre de complexes présents dans la couche avant le recuit

N_{cf} : nombre de complexes présents après le recuit

On constate que la plage de température où la dissociation se produit principalement et peut donc être contrôlée se situe entre 250 °C et 350 °C (Fig.I.4). Notons qu'à ces températures les propriétés du matériau ne sont pas altérées et que les mobilités mesurées après recuit sont d'ailleurs assez bonnes.

I.2.2 L'hydrogène dans l'AlGaAs:Si (n)

Dans l'AlGaAs les effets de l'hydrogène dépendent fortement du taux d'aluminium dans le matériau. En effet les mécanismes régissant le transport électronique sont très différents dans les matériaux contenant peu d'Al (à rapprocher de l'AsGa), et des matériaux riches en Al. Dans le premier cas la conduction résulte de l'ionisation des niveaux donneurs peu profonds, et dans l'autre cas elle dépend essentiellement du taux de remplissage des niveaux donneurs profonds, appelés centres DX, prédominants pour des compositions d'alliages supérieures à 0,25.

Pour des compositions d'alliage suffisamment faibles on observe le phénomène de neutralisation des donneurs peu profonds lié à la formation de complexes neutres, on retrouve donc, lors de l'exposition à un plasma d'hydrogène, la diminution de porteurs libres et une augmentation de leur mobilité. Pour les alliages beaucoup plus riches en Al, on assiste à une passivation très efficace des centres DX et dans ce cas on constate un abaissement de la mobilité électronique. L'explication proposée est la contribution importante, dans la mobilité électronique, des mécanismes de diffusion sur impureté neutre [ref.5-18].

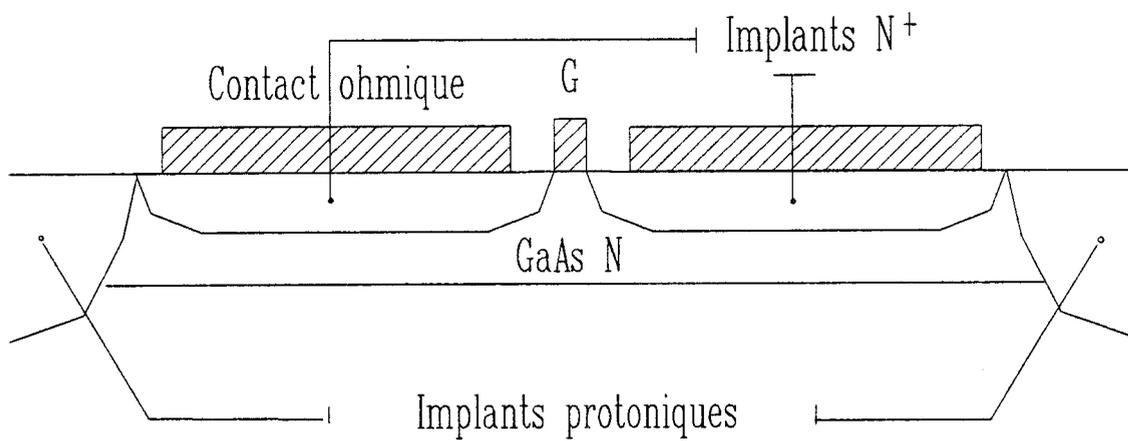


Figure I.5 : Structure d'un MESFET réalisé par implantation ionique

I.3 AVANTAGES POTENTIELS DES TECS REALISES SUR ASGA HYDROGENE

Ayant résumé les phénomènes principaux résultant de l'hydrogénation d'une couche semiconductrice AsGa dopée de type N, il nous est maintenant possible de dégager les avantages que pourrait apporter la réalisation de TEC sur couche active hydrogénée.

Dans ce but nous présentons succinctement les points forts et les faiblesses des deux filières technologiques classiques utilisées actuellement, afin de dégager les intérêts potentiels de la filière hydrogène.

I.3.1 Structures classiques des MESFETs

I.3.1.1 *Implantation ionique (technologie autoalignée)*

Tout d'abord rappelons que dans ce procédé une première implantation d'espèces donneuses dans une couche non dopée réalise la couche active. L'isolation des composants est alors faite par implantation protonique [ref.19-20]. Puis, après le dépôt de la grille, une dernière implantation permet la réalisation des zones d'accès fortement dopées nécessaire pour l'obtention de bons contacts ohmiques (Fig.I.5). Notons que dans cette technologie, un recuit à température élevée est nécessaire pour guérir les défauts d'implantation et qu'une grille réfractaire doit donc être utilisée.

Les intérêts principaux de ces composants sont:

- une structure complètement plane.
- une remarquable uniformité des propriétés électriques des couches actives, due à la maîtrise de la technique d'implantation.

Ces transistors sont donc préférentiellement utilisés en logique où l'homogénéité des tensions de seuil est primordiale.

Mais la généralisation de son emploi est limitée par:

- la forte résistivité de la grille, conçue dans un métal spécial réfractaire.
- les propriétés électriques de la couche active implantée qui sont habituellement inférieures à celles des couches épitaxiées.

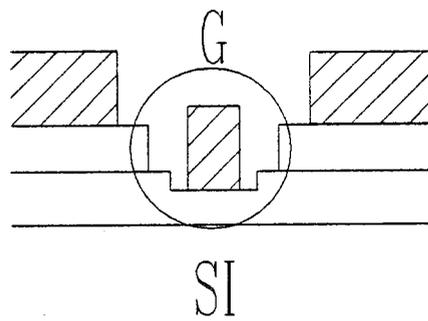
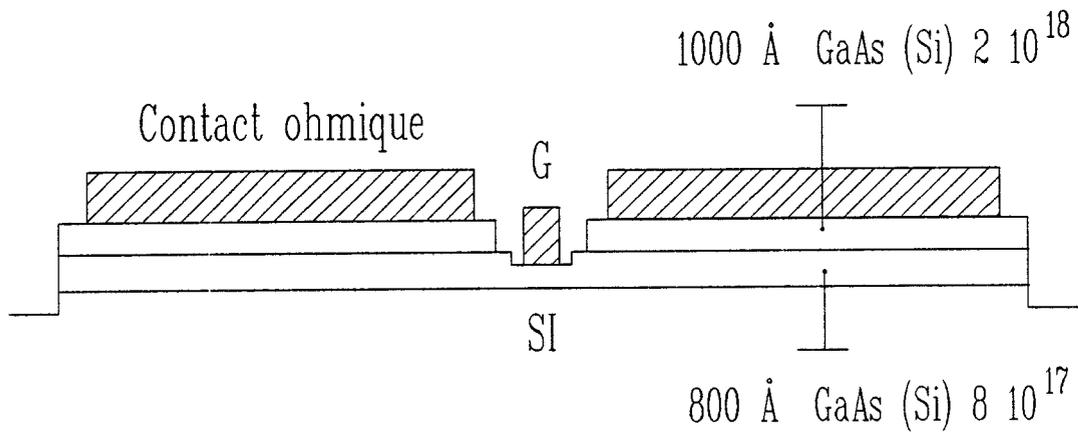


Figure I.6 : Structure d'un MESFET réalisé sur couche épitaxiée

I.3.1.2 *La technologie "mesa" et "recess" sur couche épitaxiée*

Les composants sont, dans ce procédé, réalisés sur une couche épitaxiée de type N^+N . L'isolation est obtenue par attaque totale des couches supérieures N^+ et N . Après le dépôt des contacts ohmiques, le canal actif est dégagé par creusement de la couche supérieure N^+ très fortement dopée. On procède alors à la lithogravure de la grille, avant le dépôt de laquelle un léger creusement de la zone N (recess) est effectué pour ajuster la tension seuil (Fig.I.6).

Dans ce procédé, la couche active réalisée par épitaxie est de bonne qualité. Par ailleurs, on obtient des résistances d'accès très faibles.

Malheureusement la structure n'est pas plane, et compte tenu de l'existence de "recess" les capacités parasites peuvent être importantes. De plus le contrôle de la profondeur du recess est très délicat et les paramètres électriques des transistors réalisés ne sont pas très homogènes.

I.3.2 *Les apports de la filière hydrogène*

Les intérêts potentiels de cette méthode résultent, d'une part de la qualité accrue du matériau semiconducteur utilisé et d'autre part des caractéristiques de la géométrie et de la concentration en impureté de la structure.

I.3.2.1 *La qualité du matériau*

Le matériau sur lequel sont réalisés les transistors est constitué d'une couche épitaxiée dopée typiquement à 2.10^{18} At.cm⁻³, que l'on a fait croître sur une couche tampon NID. L'interface est abrupte et de bonne qualité, les pièges sont donc en concentration faible. De plus cette épitaxie obtenue par jet moléculaire a des propriétés électriques assez bonnes car le taux de compensation est faible.

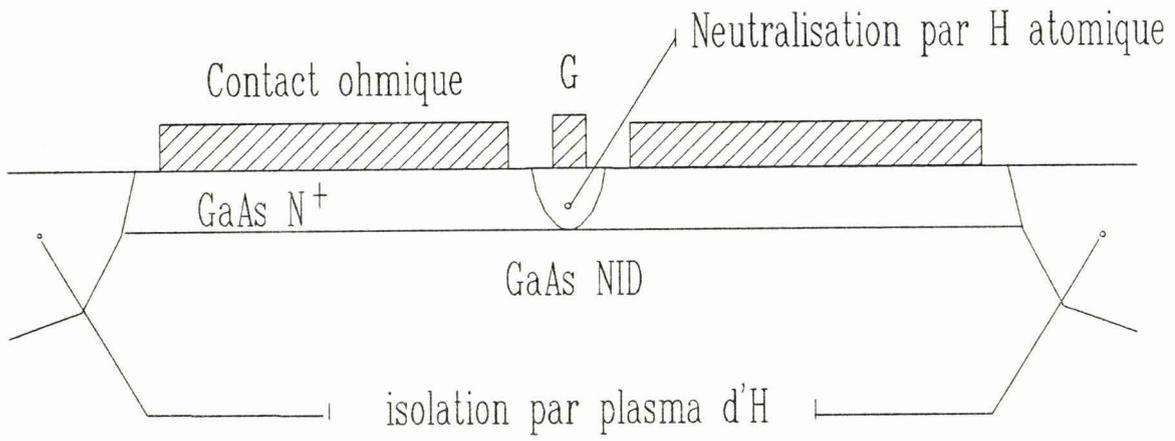


Figure I.7 : Structure d'un MESFET réalisé sur couche hydrogénée

La région hydrogénée qui constitue le canal actif présente de bonnes qualités électriques puisque les centres profonds sont passivés (la concentration de piège est très faible), et la légère compensation qui pourrait exister est fortement diminuée puisque la neutralisation est aussi effective dans les échantillons de dopés de type p [ref.21].

De plus lorsque l'on procède à une neutralisation, de taux élevé, on constate l'apparition en surface d'une couche isolante liée à la présence d'une forte concentration d'hydrogène dans le matériau. La couche dopée étant très peu épaisse (typiquement 2000 Å), il est donc concevable d'obtenir l'isolation des composants par le cumul de ces deux phénomènes.

I.3.2.2 *Les avantages potentiels de la structure du HTEC*

La structure d'un HTEC telle qu'elle peut être réalisée par diffusion localisée d'hydrogène est représentée sur la figure I.7. Le point le plus important à noter réside dans le fait que l'introduction d'hydrogène atomique et la neutralisation partielle des impuretés qui en résulte utilise la même opération lithographique que celle permettant le dépôt de la grille. Il en résulte que la zone de l'épitaxie de dopage actif relativement faible (typiquement quelques 10^{17} cm^{-3}) n'existe que sous la grille. Les zones d'accès source-grille et grille-drain restent extrêmement dopées et les contacts ohmiques sont également réalisés sur ces épitaxies de concentration en impureté active extrêmement élevée (typiquement quelques 10^{18} cm^{-3}). Dans ces conditions et c'est là sans doute un des premiers avantages du HTEC, les résistances d'accès source-grille et grille-drain peuvent naturellement être très faibles. Cette propriété est bien évidemment intéressante surtout pour des TECs à grille submicronique où l'on a pu montrer [ref.22-23] que l'obtention de résistances d'accès faibles était une des conditions nécessaires à l'obtention de vitesses électroniques élevées (régime ballistique ou de survitesse).

Cette propriété ne constitue cependant pas le seul avantage de la structure HTEC et un certain nombre d'autres caractéristiques particulièrement intéressantes doivent aussi être soulignées:

- En premier lieu, on peut noter que la structure est complètement planar, ce qui constitue un avantage appréciable au niveau de la lithographie.

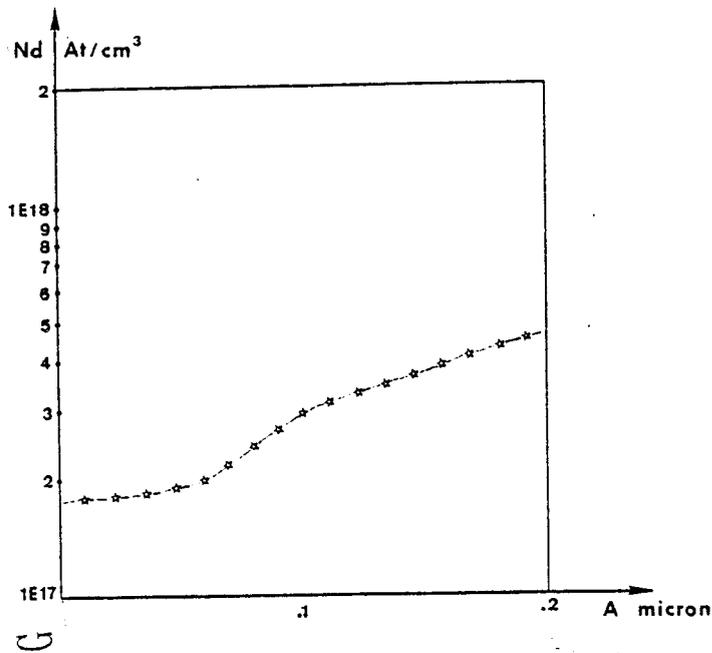


Figure I.8 : Profil de concentration des donneurs ionisés dans une couche deutérée

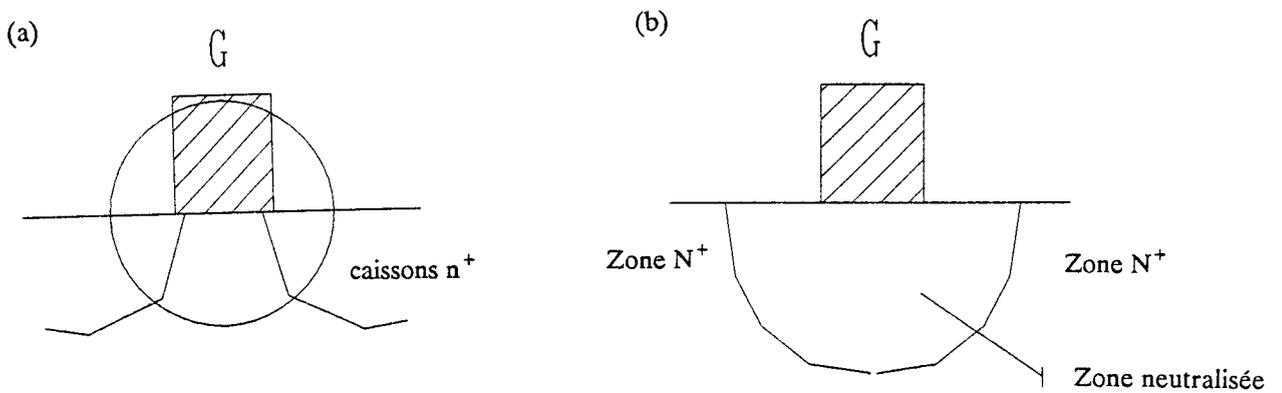


Figure I.9 : (a) Situation des implants n^+ par rapport à la grille dans la technologie d'implantation ionique
 (b) Situation des caissons n^+ dans la technologie utilisant la neutralisation par H atomique

- En second lieu, il faut noter que la concentration en impuretés actives dans la couche semiconductrice n'est pas parfaitement uniforme, compte tenu du profil de diffusion de l'hydrogène, la neutralisation est plus importante au voisinage de la surface et décroît au fur et à mesure que l'on s'enfonce dans le semiconducteur, il en résulte une concentration en impureté active près de la grille relativement faible (Fig.I.8), et il est maintenant bien connu que ce type de profil améliore la linéarité de commande de grille par le maintien de la transconductance en régime de faible courant.

- En troisième lieu, on peut également noter que ce type de profil devrait aussi permettre l'obtention de tension de claquage plus élevée, le champ électrique au voisinage de la grille étant plus faible que dans le cas d'un profil de concentration uniforme. Cependant en pratique la tension de claquage peut, lorsque celle-ci est trop faible, dépendre fortement de la distance séparant de la grille les zones très dopées situées de chaque côté de celle-ci. C'est ainsi que dans le cas de la réalisation classique par implantation ionique, des "espaceurs" doivent être utilisés afin d'éloigner suffisamment les caissons N^+ de la grille (Fig.I.9.a). Soulignons que la situation se présente beaucoup plus favorablement pour le HTEC dans la mesure (nous étudierons ce phénomène plus quantitativement dans le chapitre II) où, compte tenu de la diffusion latérale de l'hydrogène introduit, les zones très dopées ne sont pas au contact immédiat de la grille (Fig.I.9.b).

Le dernier point intéressant du transistor hydrogéné est basé sur l'utilisation de la propriété de réactivation thermique. Celle-ci, gouvernée par une énergie de dissociation élevée, n'entre pas en jeu lors du fonctionnement du transistor. La stabilité et la fiabilité de ceux-ci ne sont donc pas menacées. Mais on peut envisager un réglage post technologique des paramètres des transistors (V_p , I_{dss} ...) par le changement de la valeur du dopage effectif dans le canal actif. Nous étudierons plus en détail cette propriété dans le chapitre III.

CONCLUSION

L'étude présentée dans ce chapitre montre l'intérêt potentiel d'essayer de réaliser un transistor à effet de champ à partir d'une seule couche épitaxiée dopée qui subit localement une neutralisation partielle des dopants par l'hydrogène. Néanmoins, la mise en oeuvre de ce nouveau procédé pour la réalisation de transistors optimisés et performants nécessite de disposer d'un certain nombre d'outils de modélisation du phénomène de neutralisation par hydrogène atomique et des propriétés électriques du transistor HTEC qui en résultent. Le chapitre suivant de notre mémoire sera donc consacré à la mise au point de ces outils qui vont nous permettre une étude plus quantitative des différents phénomènes que nous venons d'introduire et de discuter.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] S.J. Pearton , J. A. P., 53, 4509, (1982)
- [2] J. Lagowski, M. Kaminska, J.M. Parsey, H.C. Gatos, M. Lichtensheiger, A. P. L., 41, 1078, (1982)
- [3] Y. Chung, C.Y. Chen, D.W. Langer, Y.S. Park, J. Valc. Sci. Tech., B1, 799, (1983)
- [4] J. Chevallier, W.C. Dautremont-Smith, C.W. Tu, S.J. Pearton, A. P. L., 47, 108, (1985)
- [5] R. Mostefaoui, J. Chevallier, A. Jalil, J.C. Pesant, C.W. Tu, R.F. Kopf, J. A. P., 64, 1, (1988)
- [6] W Ulrici, R. Stedman, B. Ulrici, B. Clerjaud, M. Krause, International Workshop on hydrogen passivation of dopants and defects in III-V compounds and theirs alloys, p.43, Paris, (1988)
- [7] P Collot, C. Gaonach, Internat. workshop on H. passiv., p.17, Paris, (1988)
- [8] N Duhamel, Internat. workshop on H. passiv., p.10, Paris, (1988)
- [9] N.M. Johnson, F.A Ponce, R.A. Street, R.H Nemanich, Phys. Rev., B, 35, 4166-69, (1987)
- [10] J. Chevallier et al, Semiconductor Science and Technologie, 4, 87, (1989)
- [11] A. Jalil, Thèse d'état Sci. Phys., Paris VI, (Juil. 1987)
- [12] N.M. Johnson, R.D. Burnham, R.A. Street, R.L. Thornton, Phys. Rev., B, 33, 1102, (1986)
- [13] N. Bourzgui et al, demande de brevet n° 88 12482 déposé le 23/09/1988
- [14] A. Jalil et al, Journal of Applied Physics, Décembre 1989
- [15] B. Pajot, R.C. Newman, R. Murray, A. Jalil, J. Chevallier, R. Azoulay, Phys. Rev., B, 37, 8, 4188-94, (1988)

- [16] N. Pan, M.S. Feng, K.C. Hsieh, S.S. Bose, G.S. Jackson, G.E. Stillman, N. Holonyak, Internat. workshop on H. passiv., p.27, Paris, (1988)
- [17] S.J.Pearton, W.C. Dautremont-Smith, J.Chevallier, C.W. Tu, K.D. Cummings, J. A. P., 59, 8, (1986)
- [18] V.G. Dzhakeli, Z.S. Kachlishvili, Sov. Phys. Semicond., 18, 8, (1984)
- [19] J.M. Zavada, R.G. Wilson, S.W. Novak, A.R. Von Neida, S.J. Pearton, Mat. Res. Soc. Symp. Proc. , 104, 331-335, (1988)
- [20] H. Jaeckel, V. Graf, B.J. Van Zeghbroeck, P. Vettiger, P. Wolf, IEEE Elect. Dev. Let., EDL-7, 9, (1986)
- [21] J. Chevallier, B. Pajot, A. Jalil, R. Mostefaoui, R. Rahbi, M.C. Boissy, M.R.S. Conf., Boston, (1987)
- [22] P. Godts, thèse de doctorat, Lille, 12 Oct. (1988)
- [23] P. Godts, E. Constant, J. Zimmerman, D. Depreeuw, Electronics Letters, Vol 24, N13, (Juin 1988)

CHAPITRE II

ETUDE THEORIQUE ET MODELISATION DU HFET

INTRODUCTION

Pour faciliter l'optimisation et la réalisation des HTECs, nous avons élaboré un logiciel de simulation de la diffusion de l'hydrogène dans l'AsGa. Il nous permet de prédéterminer les caractéristiques électriques de l'épitaxie après exposition au plasma d'hydrogène et donc les performances statiques d'un composant conçu sur un tel matériau. Nous voulons ainsi mieux cerner les paramètres expérimentaux du plasma d'hydrogène, et mieux contrôler les étapes technologiques de fabrication du transistor (contacts ohmiques, recess, grille).

Pour définir le modèle de diffusion de l'hydrogène décrivant les phénomènes liés à l'exposition à un plasma d'Hydrogène, nous nous sommes efforcé d'utiliser les hypothèses de base les plus simples, relatives à la diffusion, au piégeage et à la dissociation des hydrogènes dans le matériau. Il s'agit en effet d'essayer en un temps calcul minimal de déterminer, avec un réalisme suffisant, les caractéristiques électriques de l'épitaxie et du composant. Dans ce but nous avons préféré, pour sa souplesse, la méthode probabiliste de Monte Carlo. Le gros avantage de cette méthode est qu'il est possible de réajuster facilement nos hypothèses sans changement radical de la structure du programme.

Les informations recueillies par ce premier logiciel nous permettront ensuite en utilisant un programme classique mis au point au laboratoire et que nous rappellerons, de calculer les caractéristiques statiques d'un composant élaboré sur une épitaxie hydrogénée.

0.6 μm	AsGa	NID
.2 μm	AsGa(Si)	$2 \cdot 10^{18} \text{ At/cm}^3$
0.7 μm	AsGa	NID

Figure II.1 : Structure de la couche enterrée

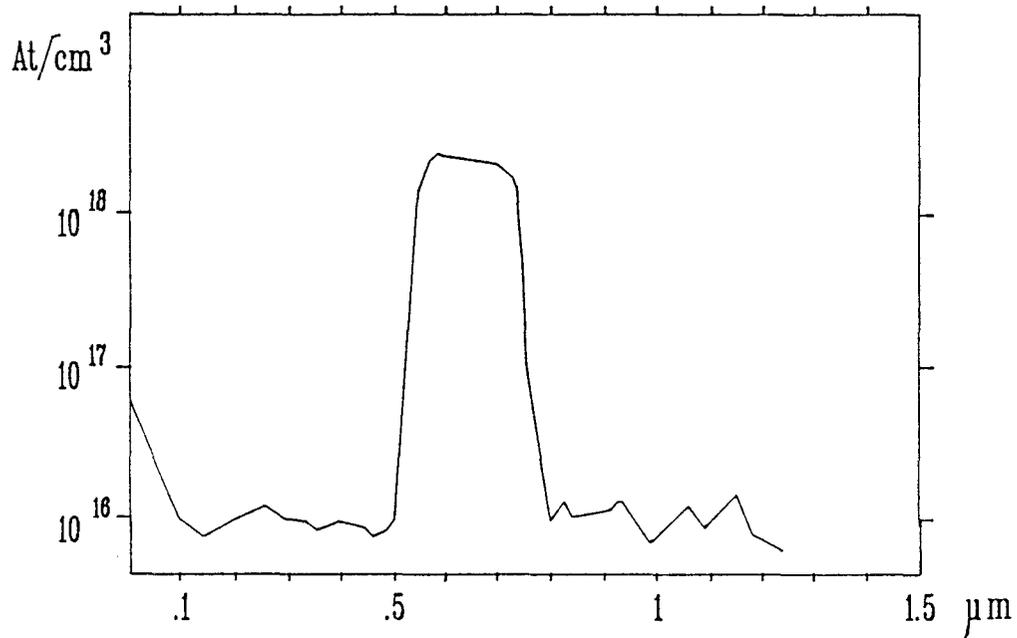


Figure II.2 : Profil SIMS expérimental de la couche enterrée

— Concentration en Si

Dopage mesuré par effet Hall : $N_d = 19,6 \cdot 10^{17} \text{ At/cm}^3$
 Mobilité (effet Hall) : $\mu = 2270 \text{ cm}^2/\text{v.s}$

II.1 SIMULATION PAR LA METHODE MONTE CARLO DE L'HYDROGENATION DE L'ASGA

II.1.1 Etude expérimentale des principaux phénomènes

En vue d'illustrer les principaux effets observés lorsqu'on expose une couche semiconductrice à un plasma d'hydrogène, effets dont nous devons tenir compte dans notre simulation, nous allons tout d'abord décrire les résultats d'une expérience mettant bien en évidence les différents phénomènes.

Dans ce but, nous travaillons sur une épitaxie constituée d'une couche très dopée ($2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) enterrée (Fig.II.1), c'est à dire séparée de la surface par une couche épitaxiée non intentionnellement dopée d'épaisseur relativement importante ($0,6 \mu\text{m}$). En effet, l'étude expérimentale de l'hydrogénation d'une telle couche va nous permettre, d'une part, de bien mettre en lumière les mécanismes physiques les plus importants, et d'autre part constituera par la suite une base d'information quantitative particulièrement précieuse pour la vérification de notre modèle.

L'étude expérimentale effectuée s'appuiera sur deux techniques: en premier lieu le SIMS qui nous permettra de relever les différents profils de concentrations en espèces atomiques dans la couche semiconductrice et une nouvelle méthode mise au point au laboratoire, la mesure d'effet Hall (1) "en hyperfréquence" qui nous permettra de déterminer "sans contact" le dopage total intégré dans la couche ainsi que sa mobilité moyenne. Nous nous proposons maintenant de présenter les résultats obtenus par ces deux méthodes lors des différents stages de traitement de l'épitaxie (avant et après exposition à un plasma d'hydrogène et suite à différents recuits). Notons au préalable qu'afin d'obtenir une sensibilité suffisante, nous utiliserons du Deutérium au lieu de l'Hydrogène. L'étalonnage en valeur absolue des profil SIMS est effectuée à partir de matériaux "étalons" dans lesquels a été implantée une dose connue.

Etudions tout d'abord le cas de l'épitaxie avant exposition à un plasma d'hydrogène. Le profil SIMS de concentration en atome de Si est représenté sur la

(1) Demande de brevet (ref12) Chap.I

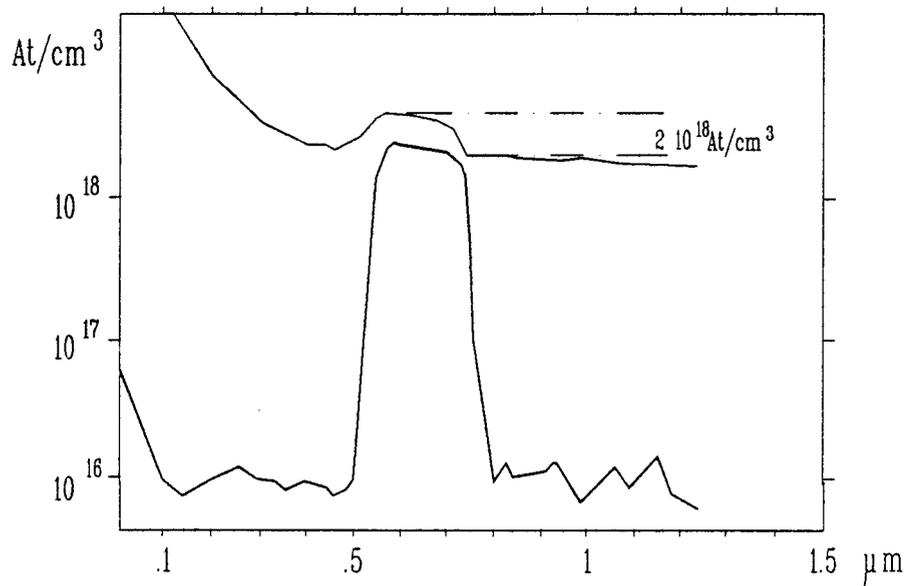


Figure II.3 : Profil SIMS expérimental de la couche enterrée, deutérée dans les conditions ($P=20$ W ; $T=220^{\circ}\text{C}$; $t=45$ mn ; $\text{PH2}=1$ mbar).

— Concentration en deutérium

— Concentration en Si

Dopage mesuré par effet Hall : $\text{Nd} = 1,6 \cdot 10^{17} \text{ At/cm}^3$
 Mobilité (effet Hall) : $\mu = 3950 \text{ cm}^2/\text{v.s}$

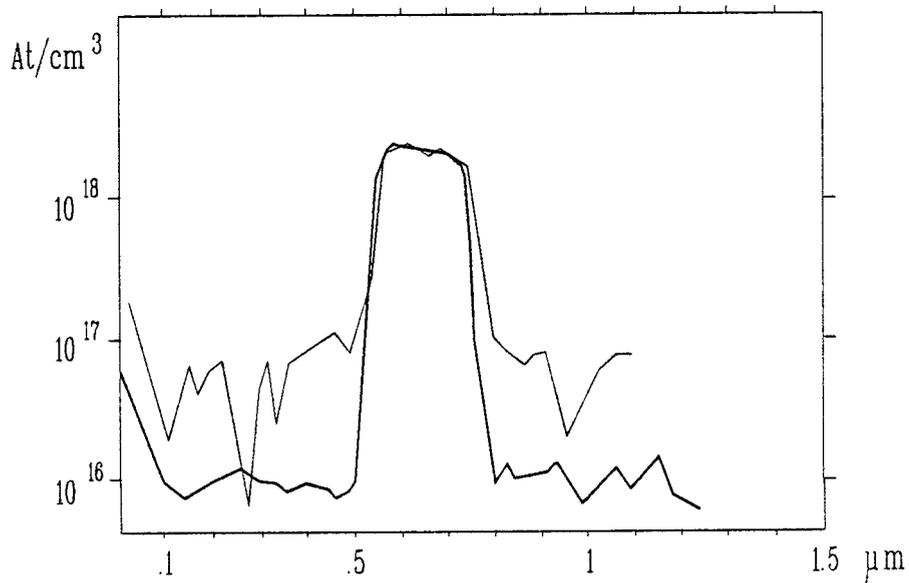


Figure II.4 : Profil SIMS expérimental de la couche enterrée deutérée dans les conditions ($P=20$ W ; $T=220^{\circ}\text{C}$; $t=45$ mn ; $\text{PH2}=1$ mbar), puis recuite 20 mn à 250°C .

— Concentration en deutérium

— Concentration en Si

Dopage mesuré par effet Hall : $\text{Nd} = 6,12 \cdot 10^{17} \text{ At/cm}^3$
 Mobilité (effet Hall) : $\mu = 3290 \text{ cm}^2/\text{v.s}$

figure.II.2. Comme prévu, la concentration en Si n'est importante que sur une épaisseur de $0,2 \mu\text{m}$ située à $0,6 \mu\text{m}$ de la surface. Ce résultat est confirmé par effet Hall hyperfréquence, la densité superficielle de porteurs libres est de $3,92 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$, ce qui correspond bien à un dopage de $2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ sur une épaisseur de $0,2 \mu\text{m}$, et la mobilité de $2270 \text{ cm}^2/\text{v.s}$ correspond assez bien, compte tenu de l'interaction électron-impureté ionisée, à ce que l'on obtient généralement avec un tel dopage. Il apparaît clairement que toutes les impuretés sont ionisées et ont donné naissance à autant d'électrons libres.

Exposons maintenant notre épitaxie au plasma de Deutérium durant un temps suffisant pour que la majorité des impuretés soient neutralisées. Les résultats obtenus par effet Hall Hyperfréquence nous montrent que c'est effectivement le cas puisque la concentration en électrons libres est considérablement réduite ($1,6 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ au lieu de $2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) et que la mobilité a considérablement augmenté (3950 au lieu de 2270 $\text{cm}^2/\text{v.s}$). L'explication de ce phénomène de disparition des électrons libres et de désionisation des impuretés apparaît clairement dans les profils SIMS de Deutérium (Fig.II.3). En effet, si les résultats obtenus montrent que le Deutérium a diffusé jusqu'à des distances largement supérieures à la profondeur de la couche enterrée, le point le plus important à souligner est que le profil observé ne correspond pas à une simple diffusion mais que l'on constate une brutale augmentation de la concentration de Deutérium dans la couche très dopée et il faut noter que cette augmentation est du même ordre de grandeur que la concentration en Si dans la couche enterrée. Ce résultat constitue à notre avis une preuve géométrique directe de l'interprétation de Mr. Chevallier. En effet, lorsque les atomes de Deutérium diffusant dans le semiconducteur atteignent la couche épitaxiée très dopée, une partie d'entre eux se complexe avec les atomes de Silicium et se trouve de ce fait bloquée dans la couche enterrée. D'après Mr. Chevallier, lorsque toutes les impuretés sont neutralisées, le nombre d'atome de Deutérium formant les complexes doit être égal au nombre d'atome de Silicium et c'est bien ce que nous observons expérimentalement. En dehors de la zone très dopée, on ne trouve que des atomes de Deutérium diffusant "librement", mais dans la couche très dopée on observe outre ce type d'atome un excès de concentration lié à la présence des complexes Deutérium-Silicium. Le fait que cet excès de concentration soit égal à la concentration de Silicium montre clairement que, comme le prévoyait Mr. Chevallier il suffit d'un Deutérium pour neutraliser une impureté.

Afin de confirmer cette interprétation, il suffit maintenant de porter l'épitaxie à une température suffisamment élevée pour que le Deutérium puisse de nouveau diffuser, mais néanmoins suffisamment faible pour que les complexes Si-D formés ne puissent se dissocier. Une température de l'ordre de $250 \text{ }^\circ\text{C}$ doit convenir et nous

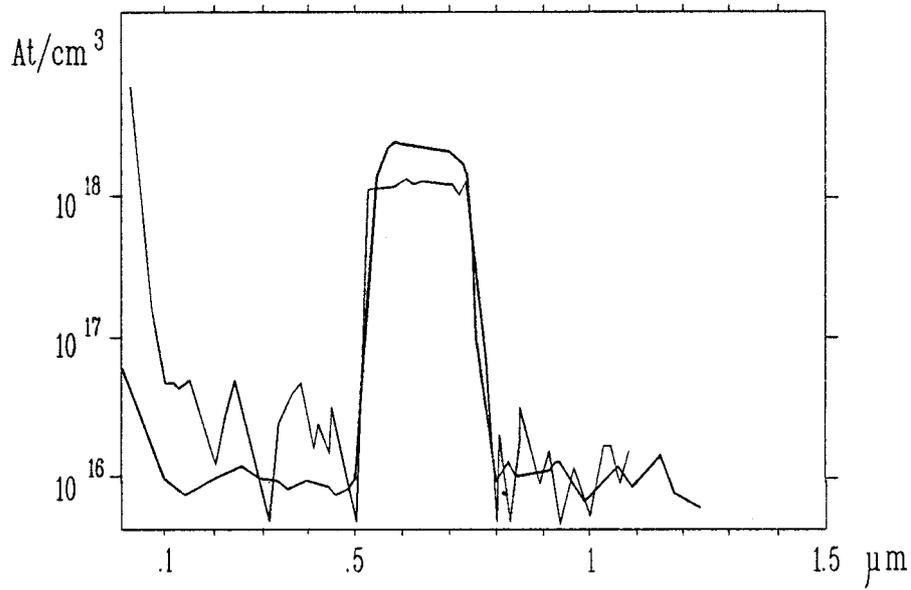


Figure II.5 : Profil SIMS expérimental de la couche enterrée deutérée dans les conditions ($P=20\text{ W}$; $T=220^{\circ}\text{C}$; $t=45\text{ mn}$; $PH2=1\text{ mbar}$), puis recuite 20 mn à 300°C .

— Concentration en deutérium

— Concentration en Si

Dopage mesuré par effet Hall : $N_d = 10,4 \cdot 10^{17}\text{ At/cm}^3$
 Mobilité (effet Hall) : $\mu = 2535\text{ cm}^2/\text{v.s}$

donnons les résultats SIMS obtenus après un recuit de 20 mn à cette température (Fig.II.4). Comme il fallait si attendre, on constate que le Deutérium "libre" a diffusé de chaque côté de la couche enterrée et que seuls sont restés ceux qui étaient complexés avec les atomes Si. On remarque que la concentration SIMS de Deutérium au niveau de la couche enterrée reste comparable à celle du Si; les mesures Hall montrent cependant qu'un peu moins de 30% des complexes se sont dissociés et ce résultat montre qu'il reste encore un peu de Deutérium libre dans la couche enterrée.

Pour faire complètement disparaître ces Deutérium libres, il suffit, pour augmenter considérablement le coefficient de diffusion, de porter l'échantillon à une température plus élevée (300°C) durant un temps suffisant pour que tous les Deutérium libres aient quitté l'échantillon. Comme le montrent les profils SIMS obtenus après ce type de recuit (Fig.II.5), c'est à peu près le cas pour une durée de recuit de 20 mn; en effet la concentration en Deutérium en dehors de la couche enterrée ne dépasse pas alors quelques 10^{16} cm^{-3} . Par contre dans la couche enterrée, la concentration en Deutérium reste élevée (10^{18} cm^{-3}) alors que la concentration en Si est de $2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ et ce résultat suggère que 50 % des atomes de Si restent complexés avec un atome de Deutérium. Or c'est bien ce que l'on constate par effet Hall Hyperfréquence puisque la concentration en électrons libres est maintenant de 10^{18} cm^{-3} soit la moitié de la concentration initiale.

En résumé, les expériences effectuées sur ces épitaxies comportant une couche dopée enterrée montrent clairement les phénomènes de diffusion, de complexation entre un atome de Si et un atome de Deutérium et de décomplexation qui se produisent lorsqu'on expose une couche épitaxiée semiconductrice à un plasma de D (ou d'Hydrogène). A la lumière de cette étude, et en nous appuyant sur les résultats obtenus, il s'agit maintenant d'étudier comment nous pouvons simuler quantitativement tous ces phénomènes et c'est donc les procédés que nous avons utilisés que nous présentons maintenant

II.1.2 Principe de la méthode

La méthode utilisée consiste à étudier l'évolution temporelle d'un grand nombre d'atomes d'Hydrogène introduits dans l'échantillon semiconducteur. Dans ce but, on s'efforce par une procédure Monte Carlo que nous allons décrire de simuler le mouvement dans l'espace géométrique de chaque atome d'hydrogène injecté dans le semiconducteur ainsi que les différents événements qui perturbent son parcours.

Dans un soucis de simplification, on ne tient compte que des deux événements suivants:

- Capture de l'hydrogène par un atome donneur et formation d'un complexe neutre incorporant un électron de conduction
- Dissociation du complexe formé et libération de l'hydrogène correspondant et d'un électron de conduction

Par ailleurs on admet les hypothèses suivantes:

- L'hydrogène n'existe que sous forme atomique, on néglige donc ainsi les formes moléculaires ou plus complexes ne pouvant se déplacer que très lentement dans le semiconducteur
- Le mouvement de l'hydrogène atomique ne se fait que par diffusion, qui est supposée isotrope et caractérisée par un coefficient D ne dépendant que de la température du réseau semiconducteur
- enfin l'injection d'hydrogène dans un semiconducteur exposé à un plasma d'H est simulé en admettant l'existence à l'interface semiconducteur plasma d'un flux constant de particules dont la valeur ne dépend que des caractéristiques du plasma utilisé.

II 1 2 1 *Procédure numérique de Monte Carlo utilisée*

Nous la décrirons dans le cas où l'on se limite à une simulation des phénomènes dans un espace géométrique à une dimension: ce sera le cas le plus fréquent pour les résultats présentés dans ce travail.

Notons cependant que l'extension dans un espace géométrique à deux dimensions ne pose pas de gros problèmes, quelques résultats obtenus dans ce cas seront également présentés.

On utilise en pratique une double discrétisation dans l'espace et dans le temps correspondant à des pas notés respectivement ∇x et ∇t , et l'on se propose de suivre l'évolution temporelle des différentes populations en atomes d'Hydrogène (v_H) en

impuretés ionisées (v_{D^+}), en complexes neutres (v_{D^0}) et en électrons libres (v) dans chaque tranche du semiconducteur d'épaisseur ∇x .

A titre d'exemple, on notera $(v_H)_{ij}$ le nombre d'atome d'hydrogène ayant à l'instant:

$$t_j = j \cdot \nabla t$$

une abscisse (relevée suivant un axe perpendiculaire à l'inter face dans le semiconducteur) comprise entre:

$$x_i = i \cdot \nabla x \text{ et } x_{i+1} = (i+1) \cdot \nabla x$$

On adoptera des notations similaires pour exprimer les autres populations qui, il faut le noter, ne diffèrent de la concentration en particules (nombre par unité de volume) que par un facteur constant K . Ce facteur K ne dépend que du nombre de particules employées dans la simulation.

A partir de l'instant $t=0$, on injecte à l'abscisse x_0 le nombre d'atomes d'hydrogènes nécessaires au maintien d'un flux constant de particules à travers l'interface semiconducteur plasma. Les conditions initiales sont alors les suivantes, quelle que soit l'abscisse i :

* $(v_H)_{i0} = 0$: nombre d'atomes d'hydrogène

* $(v_{D^0})_{i0} = 0$: nombre de complexes neutres

* $K \cdot (v_{D^+})_{i0} = ND_i^+$: Où (ND_i^+) est la concentration en impureté donneuse se trouvant à l'abscisse x_i dans le semiconducteur et $(v_{D^+})_{i0}$ le nombre d'impureté donneuse à cette abscisse.

* $(v)_{i0} = (v_{D^+})_{i0}$: Où $(v)_{i0}$ est le nombre d'électrons libres dans la tranche i . Ceci correspondant au cas où avant exposition plasma toutes les impuretés sont ionisées après avoir donné naissance à autant d'électrons libres.

Il nous faut maintenant étudier comment simuler le mouvement et les événements qui vont caractériser aux instants ultérieurs les atomes d'hydrogènes introduits à l'instant $t=0$ à l'abscisse $x=0$.

Dans ce but il va nous falloir tenir compte des phénomènes de diffusion, de complexation, et de dissociation.

II.1.2.1.a *Prise en compte des phénomènes de diffusion*

Durant la période élémentaire ∇t , l'abscisse x^k de l'atome d'hydrogène k évolue suivant la relation classique de diffusion:

$$x_{j+1}^k = x_j^k \pm \text{sqr}(D \cdot \nabla t) \quad (1)$$

où ∇t est tiré au sort entre 0 et 2 pour tenir compte de façon très approximative de la distribution des libres parcours, le signe (+) ou (-) étant tiré au sort avec une probabilité égale suivant une procédure classique de Monte Carlo. On n'applique cette équation qu'aux hydrogènes libres, c'est à dire ceux qui ne sont pas encore complexés avec un atome de Si, ou qui ont pu s'en séparer lors de la dissociation d'un des complexes formés.

Par ailleurs afin de diminuer les temps de calcul et l'espace mémoire, on ne prend plus en compte les hydrogènes qui suite à l'application de la relation (1) sortent de l'espace géométrique objet de nos investigations ($x^k < 0$ ou $x^k > L_{\max}$). L_{\max} est choisie légèrement plus grande que l'épaisseur totale du semiconducteur sur laquelle se produisent les phénomènes les plus intéressants (zone dopée, par exemple).

II.1.2.1.b *Prise en compte de la complexation atome donneur-hydrogène*

Elle est faite en admettant que la probabilité de complexation d'un hydrogène libre ne dépend que de la concentration en atome donneur ionisé (donc susceptible de se complexer) et du parcours effectué par l'hydrogène. Dans ces conditions, la probabilité de complexation durant la période élémentaire ∇t est donnée par la relation suivante:

$$dp = K \cdot (v_D^+)^{ij} \cdot \sigma \cdot \text{sqr}(D \cdot \nabla t) \quad (2)$$

où σ peut être considéré comme la section efficace de collision suivi de complexation hydrogène donneur

Si l'on connaît σ , on peut, la probabilité de complexation étant connue, déterminer par tirage au sort si la complexation se produit durant le pas ∇t . Dans le cas où cet événement survient, on supprime à l'endroit considéré une impureté ionisée et un électron libre et l'on crée au contraire un complexe neutre, ce qui se traduit par les

relations suivantes:

$$(v_{D^+})_{ij} = (v_{D^+})_{ij} - 1$$

$$(v)_{ij} = (v)_{ij} - 1$$

$$(v_{Do})_{ij} = (v_{Do})_{ij} + 1$$

Bien entendu l'hydrogène qui vient de se complexer n'est plus libre et ne participe plus au mouvement de diffusion. On a donc aussi:

$$(v_H)_{ij} = (v_H)_{ij} - 1$$

$$(v_{Hc})_{ij} = (v_{Hc})_{ij} + 1$$

Où $(v_{Hc})_{ij}$ correspond à la population d'hydrogène appartenant à un complexe neutre.

I.1.2.1.c *Prise en compte de la dissociation des complexes*

Nous admettons ici que la probabilité de dissociation ne dépend que de la température du réseau cristallin. Soit P_{dis} la probabilité que durant un temps unité un complexe neutre subisse une dissociation. Durant la période élémentaire ∇t , pour l'ensemble des complexes neutres se trouvant entre les abscisses $(x_i$ et $x_{i+1})$, la probabilité qu'il y ait dissociation d'un complexe est donc égale à:

$$(v_{Do})_{ij} \cdot \nabla t \cdot P_{dis} \quad \text{ou} \quad (v_{Hc})_{ij} \cdot \nabla t \cdot P_{dis}$$

Il suffit donc d'effectuer un tirage au sort et par la procédure habituelle de Monte Carlo de déterminer, puisque la probabilité en est connue si une dissociation s'est produite. Si c'est le cas, les relations suivantes sont appliquées:

$$(v_{Do})_{ij} = (v_{Do})_{ij} - 1$$

$$(v_{D^+})_{ij} = (v_{D^+})_{ij} + 1$$

$$(v)_{ij} = (v)_{ij} + 1$$

Par ailleurs la dissociation du complexe se traduit par l'apparition d'un hydrogène "libre" qu'il faudra faire participer aux mouvements de diffusion (application de la relation (1)) et l'on aura:

$$(v_{Hc})_{ij} = (v_{Hc})_{ij} - 1$$

$$(v_H)_{ij} = (v_H)_{ij} + 1$$

II.1.3 Détermination des différentes grandeurs physiques intervenant dans notre simulation

La mise en oeuvre pratique du procédé que nous venons de décrire suppose que l'on connaisse les différents paramètres déterminant les phénomènes physiques se produisant lors de l'introduction de l'hydrogène dans le semiconducteur. Il s'agit essentiellement du coefficient de diffusion, du flux d'entrée, de la section efficace de complexation et de la probabilité de dissociation par unité de temps d'un complexe neutre.

Les expressions de ces quatre grandeurs en fonction des caractéristiques du plasma et de la température du réseau cristallin ont été déterminées progressivement en comparant systématiquement les résultats de nos simulations aux données expérimentales (profil SIMS, mesures d'effet Hall, absorption infrarouge) obtenues généralement par le laboratoire de Bellevue.

Nous nous proposons donc dans ce paragraphe de décrire rapidement pour chacune des grandeurs qu'il nous a fallu déterminer les mesures expérimentales que nous avons surtout utilisées et de donner les expressions que nous avons finalement obtenues et employées tout au cours de ce travail.

II.1.3.1 Détermination du coefficient de diffusion

Ce coefficient dépend de la température du réseau du semiconducteur T par une relation de la forme:

$$D = D_0 \cdot \exp(-E_d/kT) \quad (3)$$

Il s'agit de déterminer D_0 et l'énergie d'activation E_d

Dans ce but nous avons essentiellement utilisé les profils SIMS de diffusion de l'hydrogène dans des échantillons semiconducteurs non dopés. Dans ce cas puisqu'il n'y a pas d'impuretés de type donneur, la complexation et la dissociation des complexes formés n'interviennent pas et l'on observe que la diffusion des atomes d'hydrogène. Le profil de concentration en hydrogène ne dépend alors que du seul coefficient D qui peut donc être déterminé assez aisément. En pratique on obtient pour le deutérium :

$$D_0 = 1200 \text{ cm}^2/\text{s} \quad \text{et} \quad E_d = 1,38 \text{ ev}$$

II.1.3.2 Détermination de la section efficace de complexation

Pour déterminer σ il suffit de comparer des profils de concentration SIMS d'hydrogène obtenus d'une part dans un échantillon semiconducteur non dopé et d'autre part dans des échantillons comportant différentes concentrations d'atomes donneurs, mais de températures de réseaux identiques. S'il en est ainsi, les différences observées entre les différents profils de concentration, ne résultent que de la complexation H-Si et dans ces conditions la section efficace de complexation peut se déterminer assez aisément. On obtient en pratique:

$$\sigma = 1,75 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^2$$

II.1.3.3 Détermination de la probabilité de dissociation par unité de temps

Les travaux effectués par Mr. Chevallier et Mr. Pajot tant par spectroscopie infra rouge que par effet Hall ont permis l'obtention d'une base d'informations importante concernant la dissociation des complexes neutres (donneurs-Hydrogène) en fonction des caractéristiques des recuits utilisées. L'exploitation de ces données expérimentales nous a donc permis d'établir l'expression suivante pour la probabilité temporelle de dissociation d'un complexe:

$$P_{\text{dis}} = P_0 \cdot \exp(-E_{\text{dis}}/kT) \quad (4)$$

$$\text{avec } P_0 = 6 \cdot 10^3 \quad \text{et} \quad E_{\text{dis}} = 0,8 \text{ ev}$$

II.1.3.4 Détermination du flux d'hydrogène à l'interface semiconducteur-plasma

Le flux d'hydrogène Φ_H dépend essentiellement des caractéristiques du plasma utilisées. Les paramètres les plus importants sont sans doute la pression du gaz à l'intérieur de l'enceinte et la puissance RF utilisées.

La plupart des expositions de semiconducteurs à un plasma d'hydrogène réalisées à Bellevue ont été effectuées en maintenant la pression d'hydrogène constante proche d'une valeur de 1 mbar. De ce fait nous n'avons pu étudier la dépendance de Φ_H en fonction de P_{H_2} . Pour déterminer l'évolution de Φ_H en fonction de la puissance RF, il faut remarquer, qu'au moins dans les échantillons non trop fortement dopés, une augmentation de Φ_H se traduit par une augmentation relativement proportionnelle de la concentration en hydrogène dans l'échantillon. Les modifications de la forme du profil de concentration restent cependant faibles. Si donc, pour une puissance RF de plasma connue, on dispose d'un profil de concentration d'hydrogène déterminé en valeur absolue, il suffit dans nos simulations d'augmenter progressivement le flux d'hydrogène de façon à obtenir finalement une concentration théorique en hydrogène égale ou très voisine de celle observée expérimentalement. En procédant de cette manière nous avons obtenu pour Φ_H l'expression polynomiale de la variable P_{rf} suivante:

$$\Phi_H = -2,94 + 3,63.(P_{rf})^{0,5} - 0,39.P_{rf} + 1,4.10^{-3}.(P_{rf})^2$$

II.1.3.5 Caractéristiques finales du modèle mis au point

Avant de donner quelques exemples de résultats obtenus par le procédé que nous venons de décrire et de confronter notre modèle à la réalité expérimentale, il n'est sans doute pas inutile d'en résumer maintenant les caractéristiques essentielles.

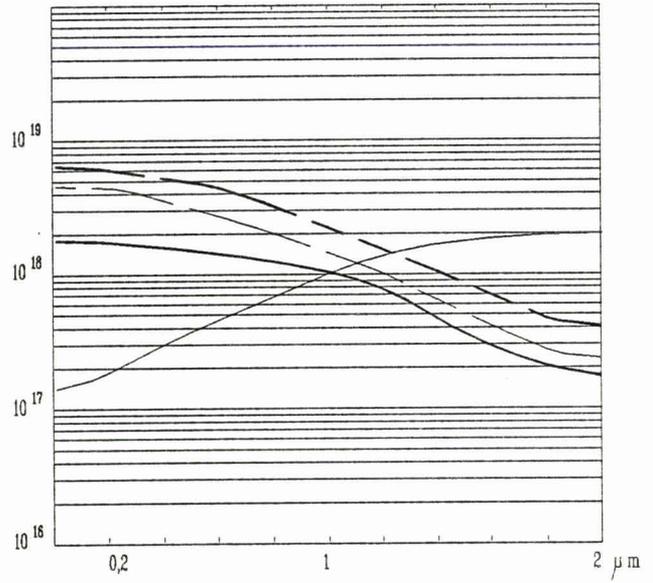
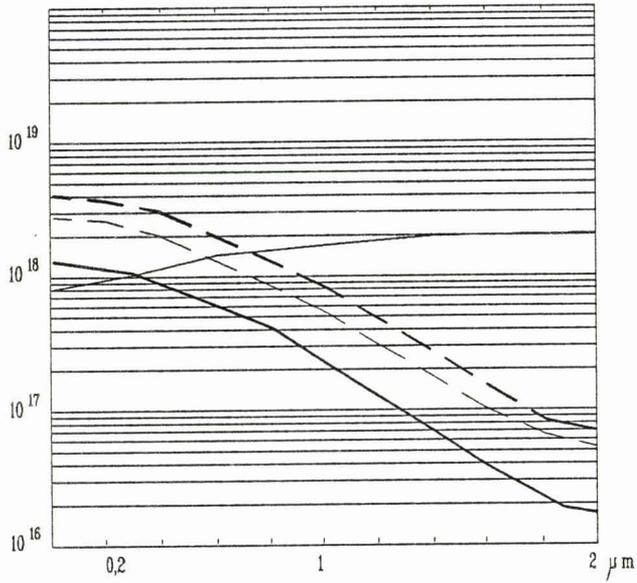
Les grandeurs d'entrée concernent:

- D'une part les caractéristiques du semiconducteur qui sera exposé au plasma, c'est à dire la concentration en impureté de type donneur $N_d(x)$, ainsi que la température du réseau T (notons que, si nécessaire, celle-ci peut varier au cours du temps: lorsque, par exemple on simule le refroidissement plus ou moins rapide de l'échantillon)

- D'autre part les caractéristiques du plasma RF, par l'intermédiaire de la puissance RF utilisée lors de l'exposition du semiconducteur et bien évidemment de la durée t_{expo} de cette exposition

temps d'exposition au plasma : 10 mn

temps d'exposition au plasma : 20 mn



temps d'exposition au plasma : 30 mn

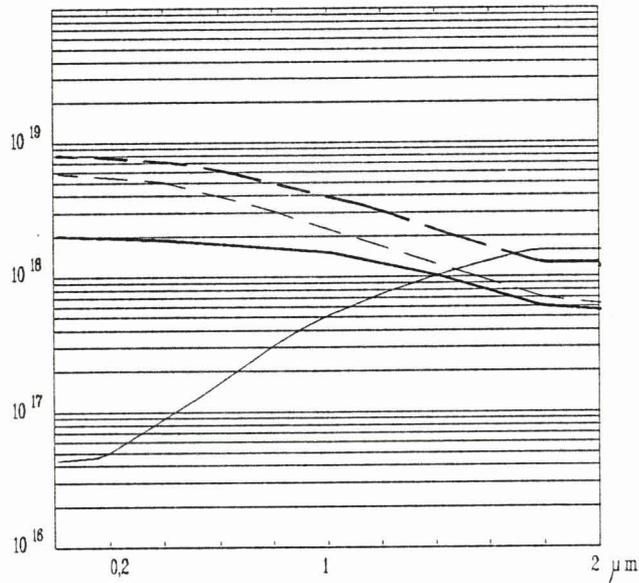


Figure II.6 : Variation au cours du temps des profils de concentration théoriques en :

- donneur ionisé
- - deutérium libre
- complexe neutre
- - deutérium

Les grandeurs de sortie que notre modèle permettra d'obtenir concernent l'évolution temporelle des paramètres suivants:

- Le profil de concentration en hydrogène dans tout l'échantillon; détermination en tout point du pourcentage d'hydrogène "libre" et du pourcentage complexé avec un atome donneur

- Le profil de concentration en atome donneur ionisé et en complexe neutre

- Le profil de concentration en électron libre

Toutes ces grandeurs peuvent se calculer à tout instant t , à partir du moment où l'on commence à exposer le semiconducteur au plasma d'hydrogène, jusqu'à des moments ($t > t_{\text{expo}}$) correspondant au refroidissement de l'échantillon après son exposition au plasma

Par ailleurs connaissant les différents profils de concentration définis précédemment, il est également possible de déterminer les différentes caractéristiques électriques de l'épitaxie. Ainsi par exemple, la mobilité moyenne de l'épitaxie peut facilement se calculer à partir des deux relations suivantes:

$$\mu(N_d) = 6700 / (0,97 + 0,6 \cdot (N_d)^{0,4}) \quad (5)$$

$$\mu_m = \frac{\sum_i N_{di} \cdot \left(\mu_i(N_{di}) \right)^2}{\sum_i N_{di} \cdot \mu_i(N_{di})} \quad (6)$$

Afin d'illustrer les possibilités de notre modèle, nous avons représenté sur les figures suivantes l'évolution temporelle des différents profils de concentration (Fig.II.6).

On remarque que l'utilisation de temps d'exposition de plus en plus important augmente la profondeur de pénétration de l'hydrogène dans le semiconducteur et donc, par conséquent l'épaisseur de la zone neutralisée caractérisée par une concentration importante en complexe neutre. Ces résultats correspondent à une simulation à une dimension suivant un axe perpendiculaire au plan de la surface, ils sont donc représentatifs des phénomènes que l'on doit observer lorsque les dimensions déterminant la surface du conducteur au plasma sont beaucoup plus importantes que la profondeur de pénétration de l'hydrogène dans le semiconducteur.

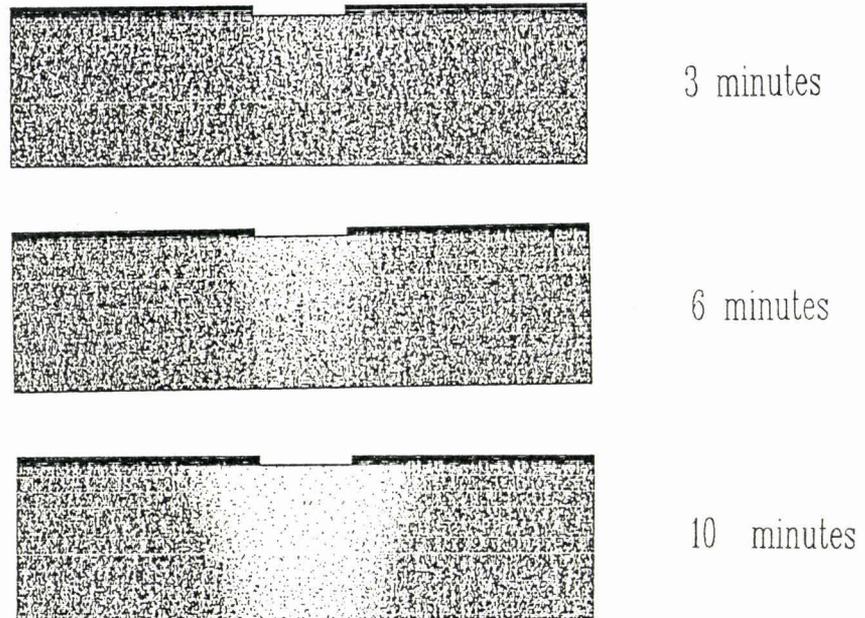


Figure II.7 : Exemple de modélisation bidimensionnelle de la neutralisation progressive des donneurs actifs d'une couche d'AsGa de $0,2 \mu\text{m}$ dopée à $2 \cdot 10^{18} \text{ At/cm}^3$ exposée à un plasma de deutérium ($P=30 \text{ W}$; $T=230^\circ\text{C}$)
 (Le nombre de point est proportionnel à la densité de donneurs actifs)

Cette condition ne sera pas toujours réalisée dans ce travail où pour obtenir une passivation localisée de la couche épitaxiée nous utiliserons dans un diélectrique approprié une ouverture dont les dimensions seront comparables à celles de la grille d'un transistor. Dans ces conditions la largeur de l'ouverture sera égale à la largeur de la grille soit sensiblement moins que le micron et les effets de bords de chaque côté de la grille risquent d'être importants. Pour décrire une situation de ce type, il faut avoir recours à une simulation à deux dimensions.

Un exemple de résultat obtenu dans ces conditions avec la méthode de simulation que nous venons de décrire est illustré sur la figure II.7. Dans le cas étudié ici, l'ouverture dans le diélectrique est de 1 micron, et la densité de point est proportionnel à la concentration en impureté ionisée non neutralisée. On remarque ainsi très bien l'augmentation de la zone neutralisée lorsque l'on augmente le temps d'exposition au plasma, mais l'effet le plus important à souligner, c'est que compte tenu de la diffusion latérale des atomes d'hydrogène la longueur de la zone neutralisée est un peu plus importante que celle de l'ouverture et donc de la grille qui sera ultérieurement déposée. Ce fait empêchera en pratique la grille d'être au contact immédiat des zones de concentration en impureté active les plus importantes et devrait, en conséquence augmenter la tension de claquage de la grille, puisque celle-ci est généralement d'autant plus faible que le dopage près de la grille est important.

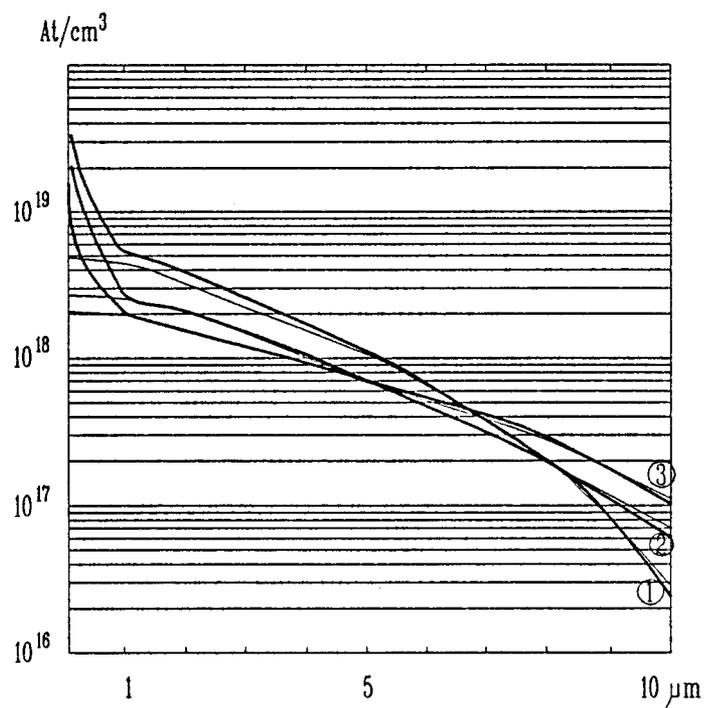


Figure II.8 : Profil SIMS de concentration en Deutérium théorique et expérimental de couches initialement différemment dopées, exposées à un plasma rf de deutérium: (P=45 W ; T=263°C ; t=90 mn).

- 1 : Nd = 10^{18} At/cm³
- 2 : Nd = $5 \cdot 10^{16}$ At/cm³
- 3 : NID

— Courbe théorique
 — Courbe expérimentale

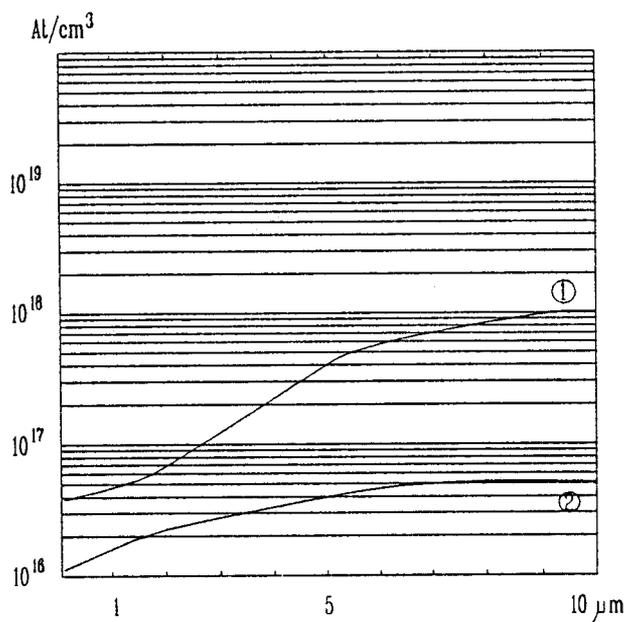


Figure II.9 : Profil théorique de concentration en complexe neutre de couches initialement différemment dopées, exposées à un plasma rf de deutérium (P=45 W ; T=263°C ; t=90 mn).

- 1 : Nd = 10^{18} At/cm³
- 2 : Nd = $5 \cdot 10^{16}$ At/cm³

II.2 RESULTATS DE LA MODELISATION, COMPARAISON AVEC L'EXPERIENCE

Il nous reste maintenant à confronter les informations apportées par le logiciel de simulation et la réalité expérimentale. Dans ce but, nous allons tout d'abord étudier les phénomènes dans les matériaux semiconducteurs d'épaisseur relativement importante (typiquement plusieurs microns) caractérisées par des concentrations en impuretés uniformes. Puis nous envisagerons des cas plus complexes tels que celui correspondant par exemple à la couche enterrée que nous avons évoquée dans le premier paragraphe de ce chapitre.

II.2.1 Etudes des phénomènes observés dans des matériaux de concentration en impureté croissante

La figure II.8 montre les profils SIMS de deutérium observés expérimentalement dans trois échantillons semiconducteurs caractérisés par des concentrations en impureté différentes (non intentionnellement dopé, $N_d = 5 \cdot 10^{16}$, $N_d = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$). Dans les trois cas étudiés, les conditions d'exposition au plasma d'hydrogène (45 W, 90 mn) et la température du réseau cristallin semiconducteur (263 °C) sont identiques, en conséquence les différences observées doivent être liées aux phénomènes de complexation entre Si et Deutérium qui bloquent le mouvement des Deutérium "libres" limitent la diffusion en profondeur des atomes de Deutérium, il est donc particulièrement intéressant de comparer les observations expérimentales (courbes en traits pleins) aux résultats de notre modélisation (courbe en trait pointillé).

Considérons tout d'abord le cas où le dopage du semiconducteur est très faible (représenté par la courbe noté 3), on note que dans ce cas (où la section efficace de complexation n'intervient pratiquement pas), les résultats théoriques et expérimentaux sont en très bonne concordance pour les épaisseurs supérieures à 0,6 μm et cette constatation montre que les coefficients et les expressions utilisées pour décrire la diffusion des hydrogènes dans notre modèle semblent satisfaisantes. Mais cet accord devient nettement moins bon et même franchement mauvais pour des épaisseurs plus faibles, ce résultat étant tout à fait explicable dans la mesure où dans notre simulation, nous ne tenons pas compte des espèces complexes constituées de deutérium sous forme moléculaire ou associés à des défauts créés dans le semiconducteur lorsque la concentration en deutérium y est trop élevée. Ces espèces dites lentes ne diffusent pratiquement pas dans le semiconducteur et l'on doit donc les observer dans les couches

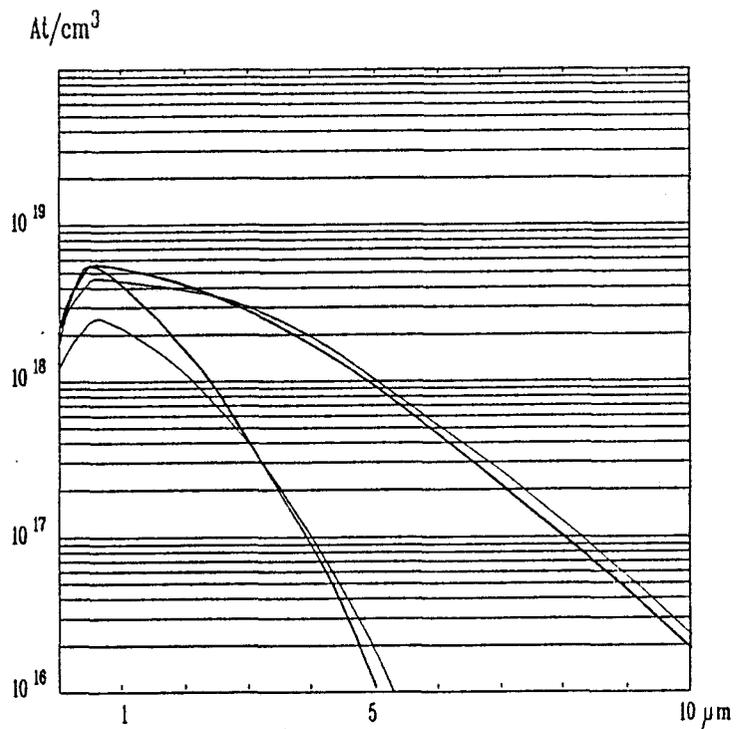


Figure II.11 : Modification du profil théorique de concentration en deutérium par l'introduction dans le modèle d'une phase de refroidissement de $(-0,5 \text{ } ^\circ\text{C/s})$. Toutes les autres conditions étant identiques à la figure n°10

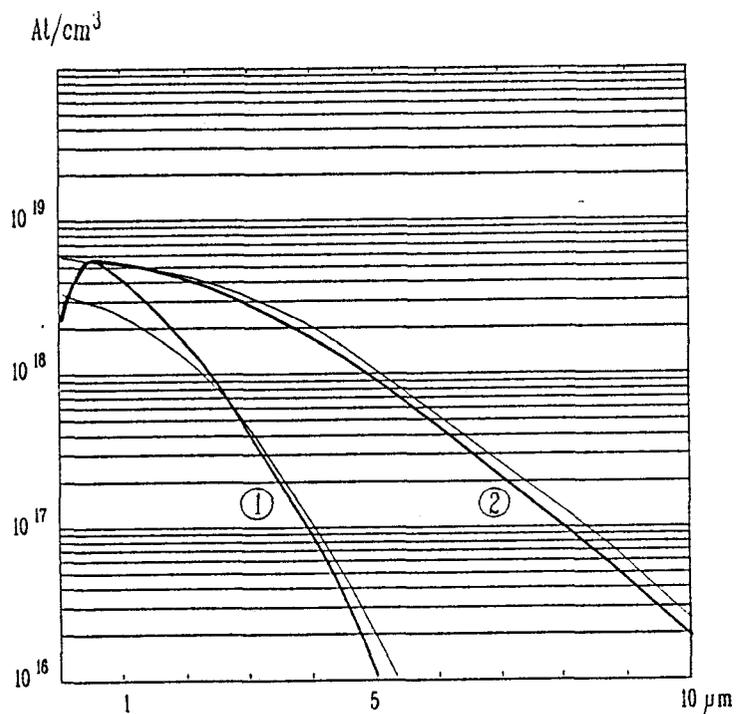


Figure II.10 : Profil Sims expérimental et théorique de concentration en Deutérium d'échantillons identiques d'AsGa dopés Si (n) à 10^{18} cm^{-3} exposés à un plasma rf de deutérium dans les mêmes conditions ($P = 30 \text{ W}$; $T = 255^\circ\text{C}$), durant des temps d'expositions différents :

- 1 22 mn
- 2 90 mn

— courbe expérimentale
 - - - courbe théorique

semiconductrices les plus proches de l'interface. Ceci explique donc que la concentration en deutérium observée expérimentalement soit, dans les couches les plus superficielles, nettement plus élevée que celle calculée avec notre modèle.

Si l'on considère maintenant les résultats obtenus sur des couches dopées, on note également un bon accord théorie expérience. Notre modèle permet en particulier, d'expliquer quantitativement le fait que dans les échantillons dopés, les profils de diffusion s'étendent moins loin dans le semiconducteur, de par les complexes qui se forment. Bien entendu cette constatation plaide en faveur de la constante numérique utilisée pour la section efficace de collision correspondant à la formation de ces complexes, qui, comme l'on peut le constater sur la figure II.9, sont en concentration d'autant plus élevée que l'on se trouve au voisinage de la surface de l'échantillon.

II.2.2 Etude des phénomènes en fonction du temps d'exposition

On peut maintenant étudier l'influence du temps d'exposition au plasma. Plus ce temps est important, plus les hydrogènes vont pouvoir diffuser en profondeur à l'intérieur de l'échantillon, c'est bien ce que nous observons sur les courbes expérimentales reportant l'évolution de la concentration en Deutérium (Fig.II.10). Sur cette figure, nous avons également reporté l'évolution des concentrations calculées à partir de notre modèle. Si l'on note que l'accord entre les résultats du modèle et l'expérience est excellent pour des profondeurs supérieures à 2 microns, il n'en est pas de même plus près de la surface où la présence d'espèces lentes se traduit comme nous l'avons déjà remarqué, par une concentration supplémentaire de Deutérium. Par ailleurs, on peut également remarquer que les résultats expérimentaux montrent que la concentration en Deutérium est maximale pour une profondeur de l'ordre du micron et diminue ensuite lorsque l'on se rapproche au voisinage immédiat de la surface. Or ce phénomène n'est pas observé sur les courbes théoriques.

L'origine de cette divergence résulte sans doute du fait que dans la simulation effectuée nous n'avons pas tenu compte de la phase de refroidissement du semiconducteur pendant laquelle les deutériums les plus près de la surface peuvent en diffusant sortir du semiconducteur. Bien entendu cet effet qui va entraîner une diminution de la concentration près de la surface peut être pris en compte dans notre modèle, c'est ce que nous avons fait pour obtenir les résultats reportés sur la figure II.11 (refroidissement estimé à 0,5 °C/s). On note cette fois que l'on retrouve qualitativement les résultats expérimentaux sans cependant décrire l'excès de concentration observé expérimentalement lié à la présence des espèces lentes.

Fraction de donneurs neutralisés

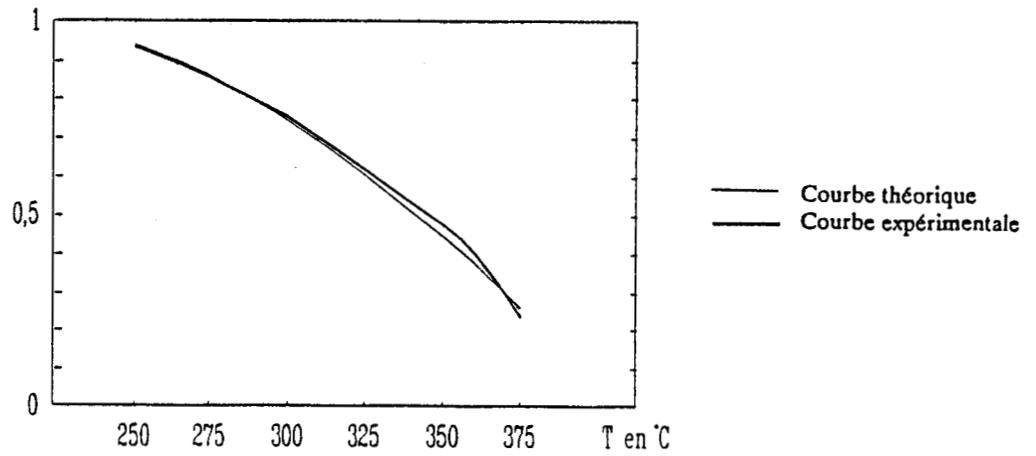


Figure II.12 : Evolution théorique et expérimentale en fonction de la température de la fraction de complexe restant dans un échantillon d'AsGa de $4 \mu\text{m}$, dopé Si à $3.10^{18} \text{ cm}^{-3}$, hydrogénée. La courbe expérimentale est déduite de mesures d'effet Hall et d'absorption IR. Les recuits ont une durée de 15 mn.

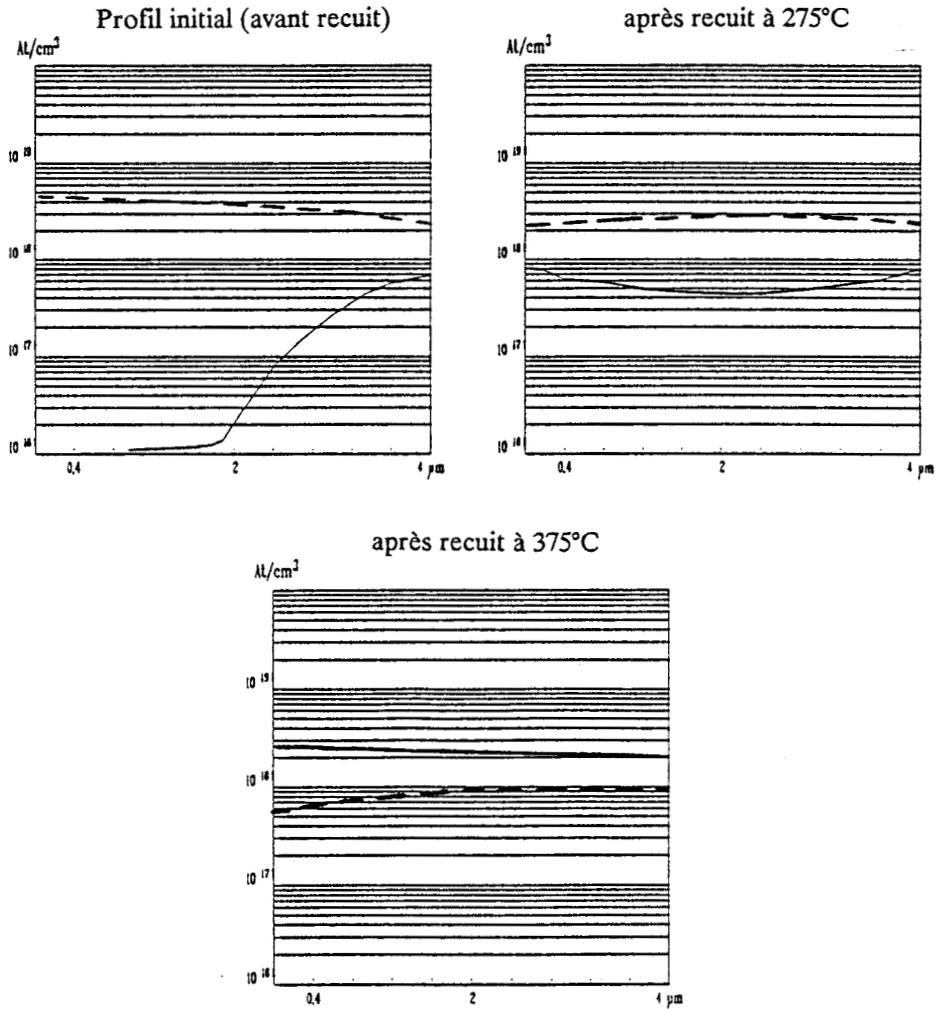


Figure II.13 : Profil théorique de concentration en impureté ionisée et hydrogène présents dans l'épitaxie hydrogénée puis recuite:

- Impureté ionisée
- - - Hydrogène

II.2.3 Etude plus détaillée des phénomènes de décomplexation

Il paraît maintenant intéressant d'étudier plus en détail l'effet de recuit qui se traduit par une destruction des complexes donneurs hydrogène formés et une disparition plus ou moins importante de la neutralisation des impuretés. En effet, comme nous le verrons ultérieurement dans les chapitres suivants, ce phénomène va déterminer de façon essentielle la stabilité et les possibilités de réglage des transistors réalisés sur couche hydrogénée.

Afin de vérifier expérimentalement les valeurs numériques utilisées pour décrire le phénomène, nous considérons tout d'abord les résultats obtenus sur une couche épaisse exposée à plasma d'hydrogène puis soumis à différents recuits. L'étude détaillée des effets de ces recuits a été effectuée par Mr. Chevallier et Mr. Pajot qui ont déterminé la fraction de donneurs restants neutralisés après un recuit d'une durée de 15 minutes. Ces données expérimentales peuvent être comparées à celle obtenues avec notre simulation et cette comparaison est effectuée sur la figure II.12 où l'on voit le bon accord théorie expérience. Plus la température de recuit est élevée, plus le pourcentage de complexes neutres restants après recuit est faible et cet effet apparaît clairement sur les figures II.13 où nous avons reporté les profils de concentration en complexe neutre et en deutérium libre existant après exposition au plasma puis après différents recuits de température croissante.

Un point particulièrement important à souligner concernant ces phénomènes de complexation réside dans le fait que les hydrogènes ou deutériums libérés par la dissociation des complexes ou déjà libres ne quittent pas instantanément le semiconducteur et qu'en diffusant dans l'échantillon, ils peuvent de nouveau se complexer avec des atomes donneurs non seulement durant la phase de recuit mais aussi de refroidissement de l'échantillon. Dans ces conditions, les phénomènes observés sur l'ensemble de l'échantillon sont plus complexes que ceux décrits par une simple loi de dissociation, en particulier le pourcentage de complexe obtenu après un recuit est plus important que celui que l'on obtiendrait en ne tenant pas compte de la recomplexation des deutériums libérés. C'est ce qui explique pourquoi pour obtenir un bon accord théorie expérience nous avons utilisé des valeurs numériques différentes de celles obtenues par Mr. Chevallier sans tenir compte de la recomplexation.

Bien sûr, l'importance de ce phénomène de recomplexation dépend de l'épaisseur de la couche semiconductrice hydrogénée et de la profondeur de pénétration de

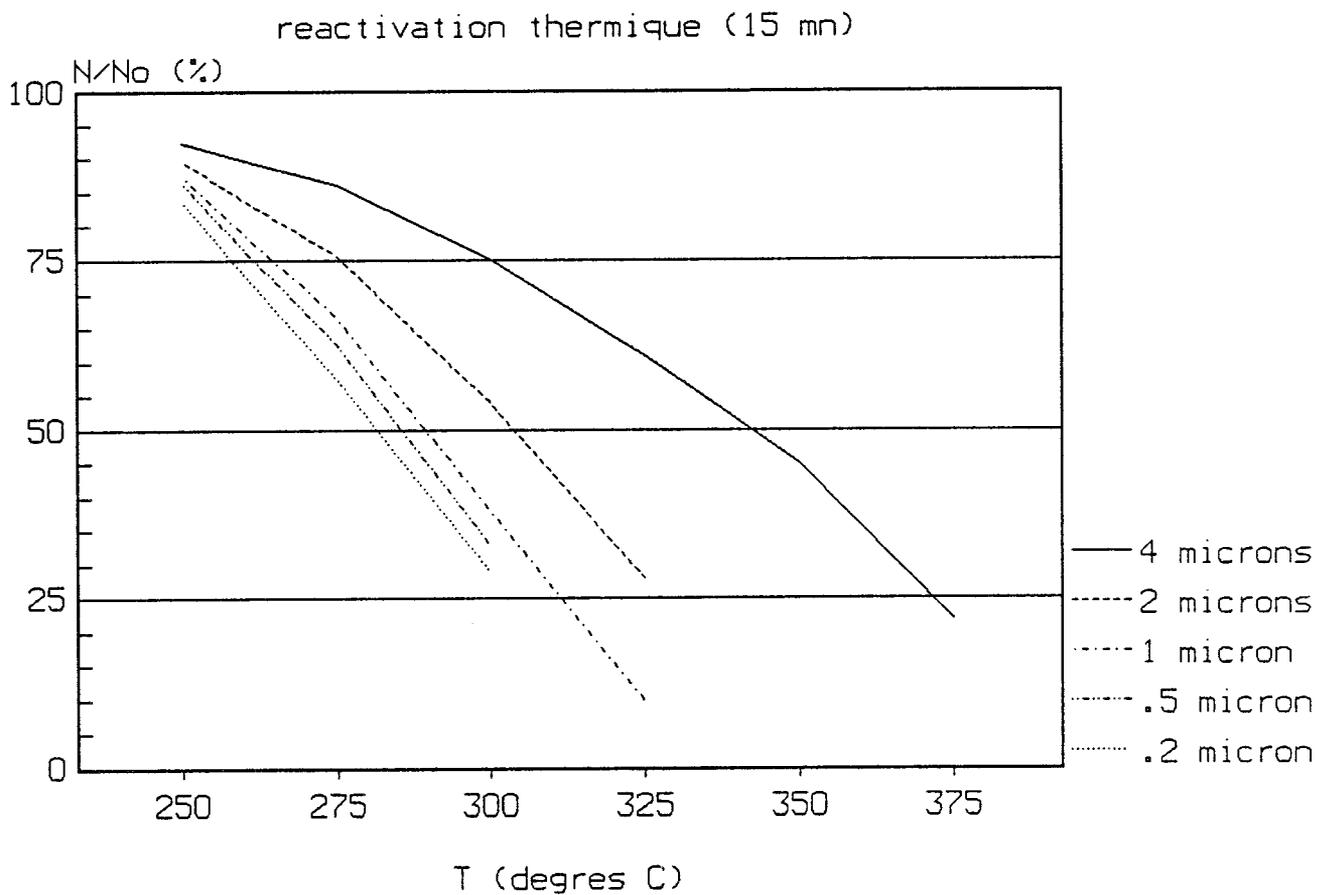


Figure II.14 : Etude théorique de l'influence de l'épaisseur de l'épitaxie sur la fraction de complexe neutre présent dans la couche après recuit. La durée de ces recuits est de 15 mn.

l'hydrogène. Si l'épaisseur et la profondeur de pénétration sont très importantes, les hydrogènes libérés ont peu de chance de sortir du semiconducteur avant de s'associer avec un atome donneur et l'influence de la recomplexation est importante. Par contre si l'on utilise des couches hydrogénées très peu épaisses comme nous le ferons pour réaliser des transistors à effet de champ, les deutériums libérés sortiront très probablement du semiconducteur avant de se lier à un atome donneur et le phénomène de recomplexation sera beaucoup plus faible. Ces considérations montrent que l'on devrait observer pour les couches fines suite à un recuit une "déneutralisation" plus importante que dans le cas des couches épaisses. Cette déduction qualitative est bien confirmée par les résultats d'une étude faite avec notre modèle de simulation de l'influence d'un recuit identique sur des couches hydrogénées d'épaisseur de plus en plus faible. Les données obtenues sont reportées sur la figure II.14 et l'on remarque très nettement que le pourcentage de complexes restants après recuit est d'autant plus faible que la couche est fine.

Il en résulte que la sensibilité à un recuit du phénomène de neutralisation sera d'autant plus forte que la couche sera moins épaisse et nous essaierons de vérifier expérimentalement dans le chapitre suivant cette constatation qui risque de nous poser des problèmes dans la réalisation, à partir de couches de très faibles épaisseurs, de transistors à effet de champ.

II.3 DETERMINATION DES CARACTERISTIQUES ELECTRIQUES DE TEC REALISES SUR COUCHES EPITAXIEES HYDROGENEES

Connaissant grâce au procédé de simulation que nous venons de décrire, la concentration en impureté ionisée, donc active, dans l'épithaxie hydrogénée, il nous faut maintenant "remonter" aux propriétés électriques du transistor réalisé à partir de l'épithaxie étudiée. L'objectif est de calculer à partir du profil de concentration $N_d^+(y)$, et des caractéristiques géométriques du transistor (longueur et largeur de grille, longueur du creusement du canal et positionnement par rapport à la grille) les caractéristiques du composant, c'est à dire l'évolution du courant drain en fonction de la tension drain source et grille source qui nous permettra d'obtenir dans le cadre de l'approximation quasi statique les paramètres dynamiques (transconductance G_m , conductance de sortie G_d , capacité grille source C_{gs} et capacité grille drain C_{gd}) et donc le schéma équivalent du transistor.

Nous utiliserons, dans ce but, les travaux effectués au CHS concernant une méthode simplifiée mais réaliste de modélisation électrique du transistor à effet de champ. Cet outil conçu et mis successivement au point par Carnez, Constant, Salmer et Cappy a été récemment amélioré et complété par Godts [ref.1,2,3]. C'est donc cette dernière version que nous utiliserons en l'adaptant au cas d'un composant réalisé à partir d'une épithaxie hydrogénée.

L'intérêt du procédé utilisé est qu'il tient compte des principaux phénomènes physiques se produisant dans un transistor à effet de champ à grille submicronique:

- transport non stationnaire (effet de survitesse et de sous vitesse) des électrons dans le canal conducteur.

- injection des porteurs dans la couche tampon ou le substrat supportant la couche active constituée par le canal conducteur.

- prise en compte de l'échauffement initial des électrons avant leur arrivée sous la grille, échauffement que l'on peut déterminer exactement connaissant les caractéristiques géométriques du recess.

- détermination préalable, par une résolution à une dimension suivant un axe perpendiculaire au plan de la grille des équations de continuité et de Poisson, en tenant compte éventuellement du courant grille, de l'évolution en fonction du potentiel local grille canal V_{gc} , d'une part de la charge électronique totale N_t et d'autre part de sa mobilité moyenne μ_t à bas champ électrique.

- pour un courant drain donné, détermination de proche en proche suivant un axe cette fois ci parallèle à la grille, du champ électrique, et de la vitesse moyenne des électrons dans le canal conducteur. On utilise dans ce but de nouveau l'équation de Poisson et de continuité et les valeurs obtenues pour $N_t(V_{gc})$. Par ailleurs la vitesse des porteurs est calculée à partir des équations de conservation de la vitesse et de l'énergie en introduisant des temps de relaxation de la vitesse et de l'énergie et en se basant sur le fait que la mobilité en bas champ est connue.

Dans le cadre de ce travail, nous avons légèrement modifié la technique utilisée en essayant de la simplifier et de bien l'adapter à la prise en compte d'un profil de concentration en impureté active qui, compte tenu du phénomène de passivation d'impureté peut varier considérablement dans la couche active. C'est pourquoi, plutôt que d'utiliser la résolution exacte des équations de continuité et de Poisson suivant un axe perpendiculaire à la grille, nous avons admis que la zone désertée sous la grille l'était parfaitement (pas d'électron de conduction) et qu'en l'absence de tension drain source le canal conducteur était neutre (autant d'impuretés ionisées que d'électrons de conduction).

Compte tenu de ces deux hypothèses simplificatrices, les fonctions N_t et μ_t peuvent facilement se calculer en fonction du potentiel grille canal V_{gc} . Pour une valeur donnée de V_{gc} , il suffit de déterminer tout d'abord l'épaisseur de la zone désertée a_1 sous la grille par la relation suivante (facilement résoluble numériquement):

$$V_{gc} = -(q/\epsilon_r) \cdot \int \int_{a-a_1}^a N_d(y) \cdot dy + \phi B \quad (7)$$

$$\text{avec : } V_p = V_t + \phi B$$

$$V_t = -(q/\epsilon_r) \cdot \int \int_0^a N_d(y) \cdot dy \quad (8)$$

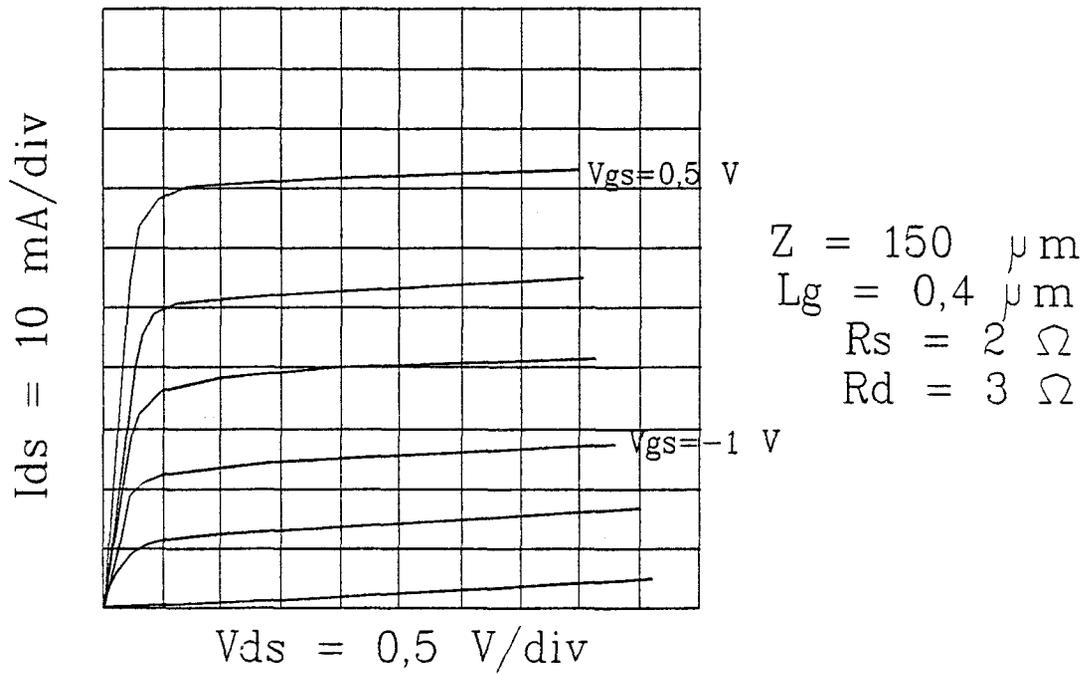


Figure II.15 : Caractéristiques électriques théoriques d'un HFET.

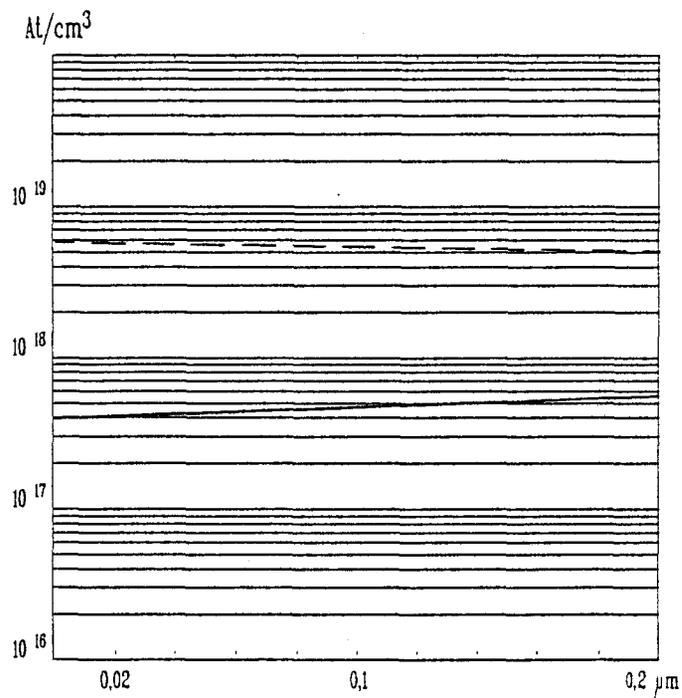


Figure II.16 : Profil théorique d'impureté active de la zone active (deutérée) du transistor dont sont présentés Fig.15 les caractéristiques. La couche d'AsGa initiale est une épitaxie de $0,2 \mu\text{m}$ dopée Si à $2 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$.

Conditions du plasma (10 W, 215 °C, 10 mn)

— Impureté ionisée
 - - Deutérium

Les valeurs correspondantes de N_t et de μ_t peuvent alors se déterminer à partir des relations suivantes :

$$N_t = \int_a^{a-a_1} N_d(y) \cdot dy \quad \text{At/cm}^2 \quad (9)$$

$$\mu_t = \frac{\left[\int_0^{a-a_1} (\mu_d(y))^2 \cdot N_d(y) \cdot dy \right]}{\left[\int_0^{a-a_1} \mu_d(y) \cdot N_d(y) \cdot dy \right]} \quad \text{cm}^2/\text{v.s} \quad (10)$$

Sous réserve de cette modification, les procédés utilisés pour déterminer les caractéristiques de ces transistors sont strictement identiques à ceux décrits en détail dans la thèse de Godts ainsi que dans ces publications, nous invitons le lecteur intéressé à s'y reporter. [ref.3,4].

Nous pouvons maintenant donner à titre d'illustration quelques exemples de résultats obtenus sur un transistor élaboré à partir d'épithaxie hydrogénée. Nous avons représenté figure II.15 les caractéristiques électriques calculées à partir du modèle et nous donnons Figure II.16 le profil de concentration en impureté ionisée utilisé dans ce calcul numérique. Notons que ce profil de concentration est calculé à partir de la méthode de simulation de l'hydrogénation d'un semiconducteur décrit dans la première partie de ce chapitre.

CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons décrit les deux outils de simulation qui seront utilisés dans ce travail.

Le premier de conception originale permet une étude quantitative de la plupart des phénomènes physiques se produisant lorsque l'on expose un semiconducteur à un plasma d'hydrogène. Confronté à la réalité expérimentale, il a donné des résultats dans l'ensemble en bon accord avec l'expérience et il devrait donc se révéler précieux dans la conception et l'élaboration des épitaxies hydrogénées sur lesquelles seront réalisés des transistors.

Le second basé sur les nombreux travaux effectués dans le domaine par notre laboratoire utilise directement les résultats du modèle précédent. Il permet une évaluation des performances du transistor réalisé sur épitaxie hydrogénée et, à ce titre, il peut constituer, une fois validé par l'expérience, un moyen précieux d'optimisation du HFET.

BIBLIOGRAPHIE CHAPITRE.II

- [1] A. Cappy Thèse d'état, Lille, (Décembre 1986)
- [2] B.Carnez et al., J. Appl. Phys. 51 (1) P784-790 (1980)
- [3] P.Godts, Thèse, Lille, (Octobre 1988)
- [4] E. Constant, D. Depreeuw, P. Godts, J. Zimmermann, 14th Internat. Sympos. On GaAs and related compounds, Heraklion Crête, (Octobre 1987)

CHAPITRE III

ETUDES EXPERIMENTALES PRELIMINAIRES

INTRODUCTION :

Dans ce chapitre, nous nous proposons de décrire l'ensemble des études expérimentales préliminaires qui se sont avérées indispensables pour réaliser avec une sûreté suffisante des transistors à effet de champ sur épitaxie hydrogénée. En effet l'étude, effectuée au chapitre précédent des phénomènes physiques se produisant lors de l'hydrogénation d'un semiconducteur dopée n, s'est appuyée sur des résultats expérimentaux obtenus par le laboratoire de Bellevue surtout sur des couches relativement épaisses, de caractéristiques très différentes de celles qu'il faut utiliser pour la réalisation du HFET.

En pratique, nous aurons à utiliser des épitaxies d'épaisseur très faible (< 0.2 micron) et l'on peut se demander dans quelle mesure l'excès d'hydrogène observé et décrite en (II.2.1) au voisinage immédiat de la surface peut modifier les phénomènes de transport dans les couches les plus superficielles et les valeurs prévues pour les caractéristiques électriques des couches. Un certain nombre d'auteurs indiquent que suite à l'exposition au plasma, on peut observer une couche amorphe à proximité de la surface [ref.1,2]. Bien entendu sa présence risquerait de perturber profondément le fonctionnement du transistor.

L'un des objectifs de ce chapitre sera donc, par une étude précise des phénomènes d'hydrogénation observés dans des épitaxies peu épaisses, d'essayer d'estimer l'importance de ce phénomène et sa reproductibilité. Il nous faudra également étudier la stabilité thermique du phénomène de passivation qui risque de déterminer de façon essentielle celle des caractéristiques du composant. Enfin, il paraît intéressant d'étudier la possibilité de réaliser, par hydrogénation de l'épitaxie, les zones isolantes nécessaires à la séparation électrique des différents composants. Ce n'est qu'au terme de telles études expérimentales qu'il nous sera possible d'en déduire les procédés technologiques les plus adaptés à la réalisation de transistors hydrogénés performants.

Dans ce contexte, les procédés d'élaboration du transistor devront être adaptés à la nouvelle méthode de fabrication retenue utilisant la neutralisation des impuretés. Avec cette technique, la phase la plus délicate est sans doute l'exposition localisée au plasma d'hydrogène qu'il faut réaliser à partir d'une ouverture convenable effectuée dans un matériau diélectrique. Ce matériau doit posséder deux caractéristiques importantes, d'une part il ne doit pas laisser passer les atomes d'hydrogène ou de deutérium, d'autre part il doit également ne pas être attaqué par le plasma utilisé. Avant toute réalisation, il faut donc étudier dans quelle mesure ces propriétés sont vérifiées pour les diélectriques les plus couramment utilisés dans un processus technologique. Nous présenterons donc les résultats de ces études à la fin de ce chapitre.

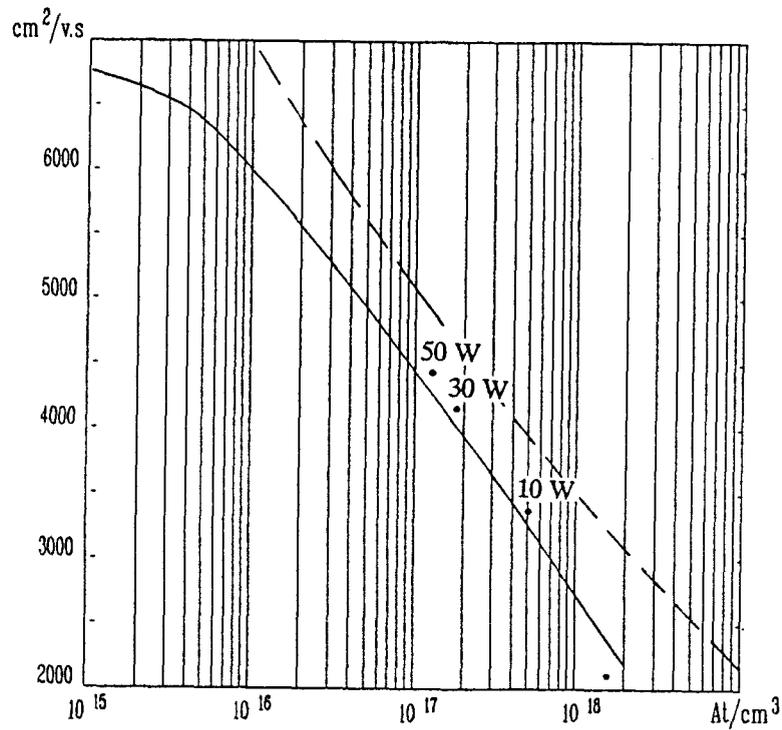


Figure III.1 : Evolution de la mobilité en fonction de la concentration en impureté ionisée dans l'AsGa dopé Si:

- courbe théorique
- courbe expérimentale (bâti EJM du CHS)
- points expérimentaux mesurés sur un échantillon hydrogéné (dopage initial: $15 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, épaisseur: $1 \mu\text{m}$) (plasma: 15 mn, 230°C , puissance 10, 30, 50 W)

III.1 ETUDE DES PHENOMENES DE NEUTRALISATION DANS UNE COUCHE EPITAXIEE DE FAIBLE EPAISSEUR

III.1.1 Etude d'épitaxie de dopage uniforme et d'épaisseur variable

Lorsque, comme l'a fait le laboratoire de Bellevue, on étudie le phénomène de neutralisation dans des couches épaisses, l'exposition au plasma d'hydrogène se traduit par deux phénomènes :

- d'une part la diminution de la concentration totale en électron libre dans l'épitaxie, puisque les impuretés ionisées se neutralisent sous forme de complexe en recapturant un électron libre.

- d'autre part l'augmentation de la mobilité liée à la diminution de la concentration en impureté ionisée et des interactions entre l'électron et ces impuretés

Dans un "schéma idéal", on devrait expérimentalement retrouver, au fur et à mesure que l'on augmente le phénomène de neutralisation et que le nombre d'électron libre et d'impureté ionisée diminue, les résultats théoriques donnant l'évolution de la mobilité en fonction de la concentration en impureté ionisée reportés sur la figure III.1.

Bien entendu, en pratique, l'épitaxie de départ n'est pas parfaite, il y a initialement un certain nombre de défauts ou d'autres impuretés, par exemple accepteurs ionisés, constituant autant de centres diffusants qui vont se traduire en pratique par une mobilité observée plus faible que celle prévue par la courbe théorique. C'est pourquoi, il est préférable d'utiliser comme courbe de référence $\mu(\text{Nd}^+)$ celle obtenue à partir des résultats typiques mesurés pour des épitaxies réalisées classiquement dans le bâti d'épitaxie par jet moléculaire utilisé. Cette courbe est également tracée sur la fig III.1 et l'on voit que malheureusement les mobilités expérimentales sont toujours un peu plus faibles que les mobilités théoriques.

Si donc on utilise cette nouvelle courbe de référence, les résultats obtenus après hydrogénation d'une épitaxie (mobilité expérimentale en fonction de la concentration en impureté ionisée supposée égale à celle de la concentration en électron libre mesurée par effet hall) devraient coïncider à ceux déduits de la courbe de référence. Bien entendu, un tel accord ne doit être obtenu que dans la mesure où il n'existe pas de couche superficielle amorphisée ou présentant une mobilité dégradée. Toute valeur

		Puissance du plasma RF				
		10 W	20 W	30 W	40 W	50 W
n° I	N_{Hall}	5		1,83		1,11
	μ_{Hall}	3360		4150		4650
n° II	N_{Hall}	2		1,4	0,022	
	μ_{Hall}	3330		3900	3990	
n° III	N_{Hall}	6,7	2,5	1,8	1,2	
	μ_{Hall}	3070	3360	3980	3930	

Tableau I : Evolution des caractéristiques électriques d'épitaxies d'AsGa (Si) deutérées en fonction de la puissance du plasma rf :

Echant. n°I : épais. = $1 \mu\text{m}$; $N_{d_{init}}^+ = 15.10^{17} \text{ cm}^{-3}$; $\mu_{init} = 2000 \text{ cm}^2/\text{v.s}$
(plasma : 230°C , 15 mn)

Echant. n°II : épais. = $0,4 \mu\text{m}$; $N_{d_{init}}^+ = 9,3.10^{17} \text{ cm}^{-3}$; $\mu_{init} = 2650 \text{ cm}^2/\text{v.s}$
(plasma : 230°C , 15 mn)

Echant. n°III : épais. = $0,35 \mu\text{m}$; $N_{d_{init}}^+ = 20.10^{17} \text{ cm}^{-3}$; $\mu_{init} = 2250 \text{ cm}^2/\text{v.s}$
(plasma : 230°C , 15 mn)

anormalement faible mesurée pour μ devrait nous permettre de déceler et de juger l'importance de ce phénomène.

Dans ce but, étudions tout d'abord les résultats obtenus avec une épitaxie relativement épaisse (1 micron), pour laquelle les effets liés à une éventuelle couche superficielle devraient être assez réduits. Les résultats obtenus avant exposition au plasma puis suite à des expositions à un plasma d'hydrogène de puissance d'excitation de plus en plus élevée sont donnés dans le tableau I et reportés, afin de les comparer à ceux de la courbe de référence, sur la figure III.1. Notons au préalable que, dans cette expérience et celles qui seront décrites ultérieurement, les différents paramètres (dopage initial, durée d'exposition et puissance plasma) ont été choisis de façon à obtenir des phénomènes de neutralisation de caractéristiques comparables à ceux qu'il nous faudra obtenir pour la réalisation d'un HFET.

Avant exposition au plasma, les valeurs obtenues pour μ et Nd^+ sont, comme il fallait s'y attendre, en bon accord avec la courbe de référence. On remarque, par contre que suite à des expositions au plasma, les valeurs de mobilité mesurées expérimentalement deviennent légèrement supérieures à celles de la courbe de référence et ceci quelle que soit la puissance de plasma utilisée. Un tel résultat est à priori étonnant; certes, il montre que pour une épaisseur de couche de 1 micron et les conditions de plasma utilisées, les effets liés à une éventuelle amorphisation ou dégradation d'une couche superficielle sont négligeables; mais on ne comprend pas bien pourquoi les mobilités obtenues sont supérieures à celles que l'on mesure sur des couches de même concentration en impureté active réalisées directement au dopage voulu par EJM. L'explication d'un tel phénomène réside sans doute dans le fait que suite à l'exposition au plasma d'hydrogène, il a été montré d'une part que les impuretés de type accepteur pouvaient être également neutralisées [ref.3], d'autre part que les hydrogènes pouvaient passiver d'autres types d'imperfections à l'origine de centres profonds; dans ces conditions, l'épitaxie hydrogénée peut présenter des taux de compensation plus faibles que l'épitaxie standard. Ces résultats méritent d'être soulignés puisqu'ils montrent d'une part que dans des bonnes conditions il est possible d'obtenir par hydrogénation des matériaux d'excellente qualité et d'autre part que, pour les paramètres utilisés, l'épaisseur de la couche superficielle amorphisée ou dégradée est certainement très inférieure à 1 micron.

Il reste maintenant à étudier les mêmes phénomènes dans des couches épitaxiées moins épaisses où l'influence d'une couche superficielle dégradée peut se révéler plus importante. Les résultats obtenus pour une épitaxie de 0,35 micron de même dopage initial que la précédente sont donnés dans le tableau I et comparés à ceux déduits de la

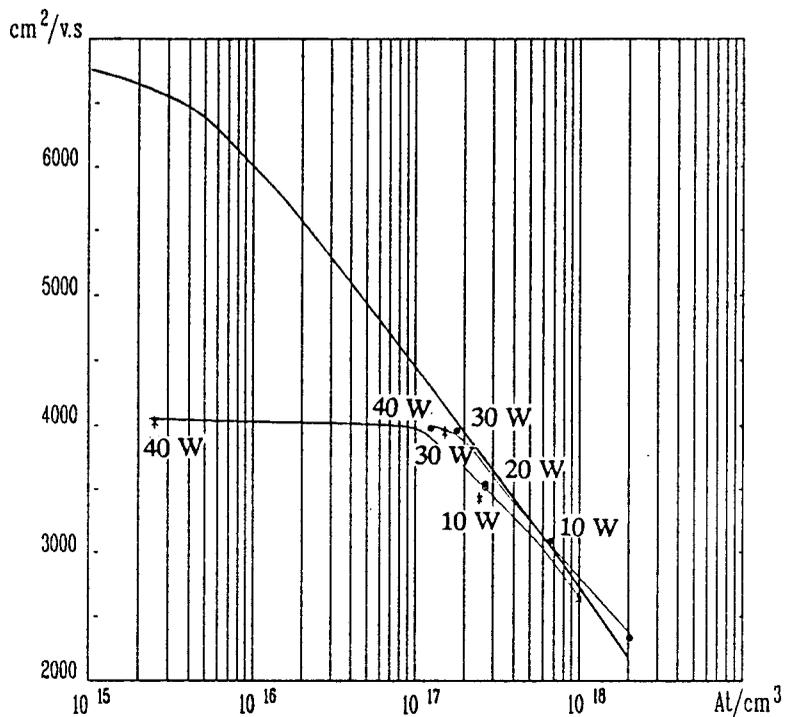


Figure III.2 : Evolution de la mobilité en fonction de la concentration en impureté ionisée dans l'AsGa dopé Si:

courbe expérimentale (bâti EJM du CHS)

points expérimentaux mesurés sur des échantillons hydrogénés :

- * (dopage initial: $10 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, épaisseur: $0,4 \mu\text{m}$)
(plasma: 15 mn, 220°C , puissance 10, 30, 40 W)
- (dopage initial: $20 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, épaisseur: $0,35 \mu\text{m}$)
(plasma: 15 mn, 220°C , puissance 10, 20, 30, 40 W)

		Epaisseur superficielle d'AsGa non dopé					
		0,6 μm	0,5 μm	0,4 μm	0,3 μm	0,2 μm	0,1 μm
avant plasma	N_{Hall}	19,6	19,6	19,6	19,6	19,6	19,6
	μ_{Hall}	2270	2270	2270	2260	2240	2120
après plasma	N_{Hall}	2,3	3,4	2,4	1,2	0,49	0,13
	μ_{Hall}	3800	3534	3665	3650	4460	6390

Tableau II : Caractéristiques électriques d'épitaxies d'AsGa (Si) deutérées

(Plasma : 30 W , 240°C , 20 mn)

courbe de référence sur la figure III.2. On constate que cette fois ci, les mobilités obtenues restent toujours égales ou légèrement inférieures à celles des épitaxies non hydrogénées de même dopage actif. Dans le cas où la puissance plasma utilisée est la plus élevée, la valeur de la mobilité mesurée est même largement inférieure à la "mobilité référence" et ce résultat semble indiquer que pour des épaisseurs de $0.35 \mu\text{m}$ et des puissances de plasma de 40 w, l'effet lié à la couche superficielle devient important et même prépondérant. Cette constatation est confirmée par une autre étude effectuée sur une épitaxie d'épaisseur voisine ($0,4 \mu\text{m}$) dont les résultats sont également reportés dans le tableau I et comparés à la courbe référence sur la figure III.2. Dans ce dernier cas; le dopage initial est plus faible et il est possible par neutralisation d'atteindre des concentrations en impuretés ionisées beaucoup moins élevées (2.10^{15}cm^{-3}); théoriquement on devrait obtenir des mobilités importantes de l'ordre de $6000 \text{cm}^2/\text{v.s}$; or c'est très loin d'être le cas d'après les données expérimentales et il est certain que dans ce cas la dégradation de l'épitaxie proche de la surface et peut être aussi d'autres phénomènes, dont nous parlerons ultérieurement, jouent un rôle important.

III.1.2 Essai de détermination de l'épaisseur de la couche superficielle dégradée à partir de l'étude de couches dopées enterrées.

Pour essayer de déterminer plus quantitativement l'importance de la zone superficielle, il est, à ce stade, possible de procéder autrement. Il suffit de partir de l'épitaxie comportant une couche dopée enterrée décrite dans le chapitre II. En l'absence de tout traitement, la couche épitaxiée fortement dopée (2.10^{18}cm^{-3}) se trouve à une distance de 0,6 micron de la surface et dans ces conditions, lors de l'exposition au plasma, la zone superficielle dégradée se forme certainement dans la partie non dopée et son influence sur les propriétés électriques de la couche après exposition au plasma est totalement négligeable. Il suffit donc pour déterminer l'épaisseur de la couche dégradée d'effectuer comme nous allons le montrer, la caractérisation expérimentale électrique des propriétés de la couche en diminuant successivement par attaque chimique l'épaisseur de la couche non dopée "de protection" avant son exposition au plasma.

Les résultats d'une telle étude sont reportés dans le tableau II, l'épaisseur de la couche non dopée de protection varie de sa valeur initiale jusqu'à 0,1 micron par palier de 0,1 micron. Pour chaque épaisseur, les conditions d'exposition au plasma sont identiques et des mesures d'effet hall [ref.4] permettent d'obtenir dans chaque cas la

Profils théoriques de concentration en impureté ionisée et en Deutérium d'épitaxies d'AsGa (Si) deutérées

conditions plasma (30 W, 240°C, 20 mn)

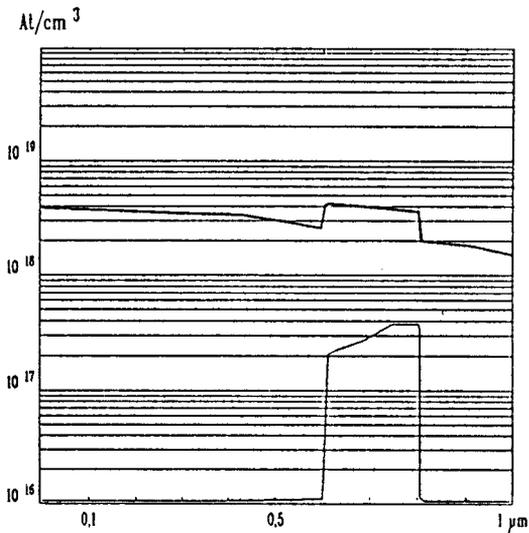


Figure III.3 : épitaxie de 0,2 μm initialement dopée à 2.10¹⁸ cm⁻³ enterrée sous 0,6 μm de NID

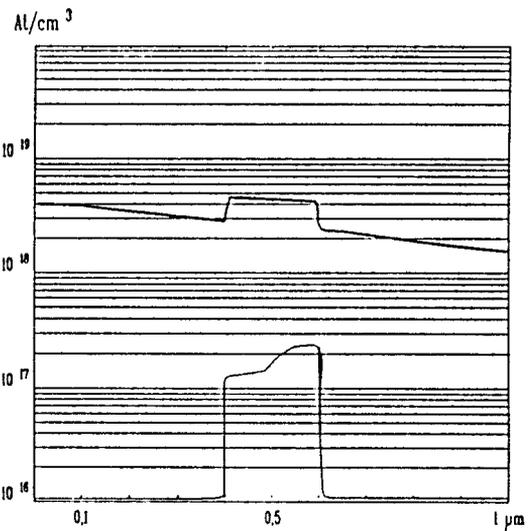


Figure III.4 : épitaxie de 0,2 μm initialement dopée à 2.10¹⁸ cm⁻³ enterrée sous 0,4 μm de NID

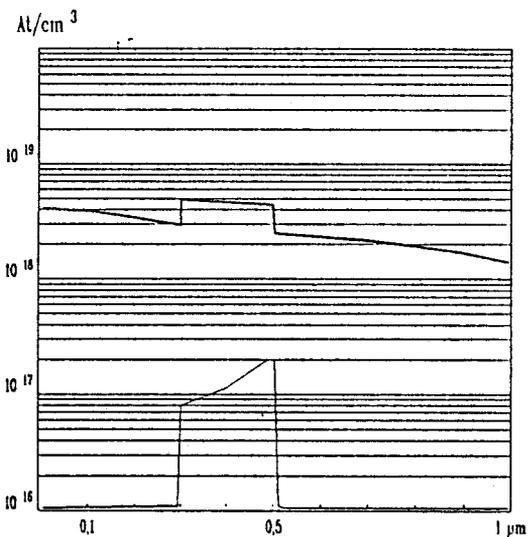


Figure III.5 : épitaxie de 0,2 μm initialement dopée à 2.10¹⁸ cm⁻³ enterrée sous 0,3 μm de NID

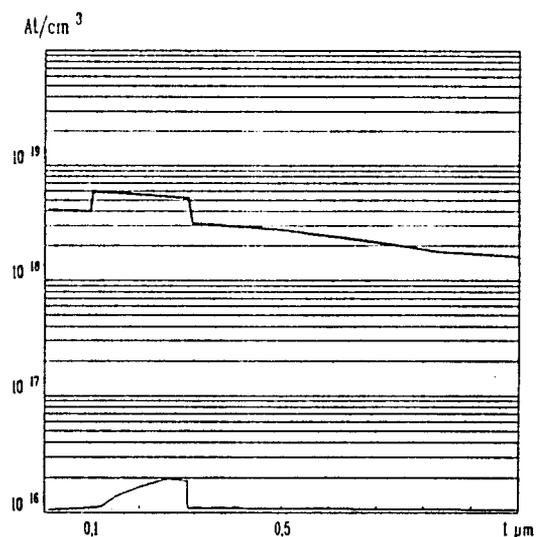


Figure III.6 : épitaxie de 0,2 μm initialement dopée à 2.10¹⁸ cm⁻³ enterrée sous 0,1 μm de NID

— Donneur ionisé
- - - Deutérium

mobilité et la concentration électronique (donc la concentration en impureté ionisée) de la couche dopée. Comme on pouvait le prévoir l'importance de la neutralisation des impuretés est généralement d'autant plus grande que l'épaisseur de la couche de protection est faible et cette constatation expérimentale est bien vérifiée par les résultats reportés dans les figures III.3, III.4, III.5, III.6 d'une simulation des phénomènes effectuée par le procédé de modélisation décrit dans le chapitre II. Pour étudier l'importance de la zone dégradée, il suffit maintenant de comparer les résultats obtenus en mobilité par exemple dans les deux cas extrêmes correspondants à une couche de protection d'épaisseur respectivement égale à 0,6 et 0,1 micron. La difficulté réside dans le fait que les caractéristiques finales obtenues dans la couche dopée enterrée sont très différentes puisque l'importance de la passivation dépend de l'épaisseur de la couche de protection. C'est pourquoi afin de multiplier les données expérimentales et d'être en mesure de faire une comparaison avec sensiblement les mêmes valeurs de dopages actifs, nous allons également utiliser les résultats expérimentaux (reportés tableau V et dont nous discuterons de façon plus détaillée ultérieurement) obtenus après recuits des deux épitaxies traitées et étudiées ici: en effet ce type d'opération permet de diminuer progressivement l'importance du phénomène de passivation et d'augmenter progressivement la concentration en impureté ionisée. L'ensemble des résultats obtenus dans ces deux conditions pour les couches semiconductrices comportant des couches de protection de respectivement 0.1 μm et 0.6 μm est reporté sur les figures III.7 et III.8 afin de les comparer à la courbe de référence décrivant l'évolution de μ avec Nd^+ . Le point important à souligner est que dans les deux cas on obtient systématiquement des mobilités après exposition au plasma (et recuit éventuel) plus élevées que celles obtenues avec des épitaxies réalisées directement sans hydrogénation. Cette constatation est capitale puisque d'une part elle confirme la très bonne qualité des épitaxies hydrogénées et d'autre part elle montre clairement que pour les conditions de plasma utilisées, l'épaisseur de la couche dégradée (si elle existe) doit rester très inférieure à 0,1 micron.

III.1.3 Etude de la reproductibilité des résultats obtenus

Les résultats que nous venons d'obtenir semblent très encourageants en ce qui concerne la réalisation de la couche active de HFET. Pourvu qu'on utilise des plasmas suffisamment froids (puissance d'excitation inférieure à 40 watt), des temps d'exposition inférieurs à 15 minutes et qu'on élimine dans la technologie utilisée quelques centaines

Evolution de la mobilité d'épitaxies d'AsGa dopé Si de type N deutérees puis recuites

- 1 : après plasma (30 W, 240°C, 20 mn)
- 2 : après recuit (280°C, 5 mn)
- 3 : après recuit (300°C, 5 mn)
- 4 : après recuit (300°C, 10 mn)

Courbe de référence (bâti EJM du CHS)

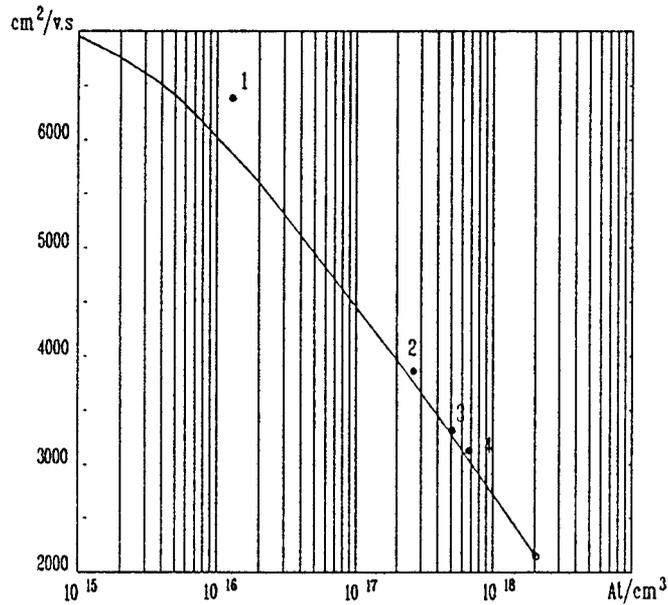


Figure III.7 : Mesures d'une couche enterrée
(0,1 μm d'AsGa NID, 0,2 μm d'AsGa (Si)
initialement dopée à 2.10¹⁸ At/cm³)

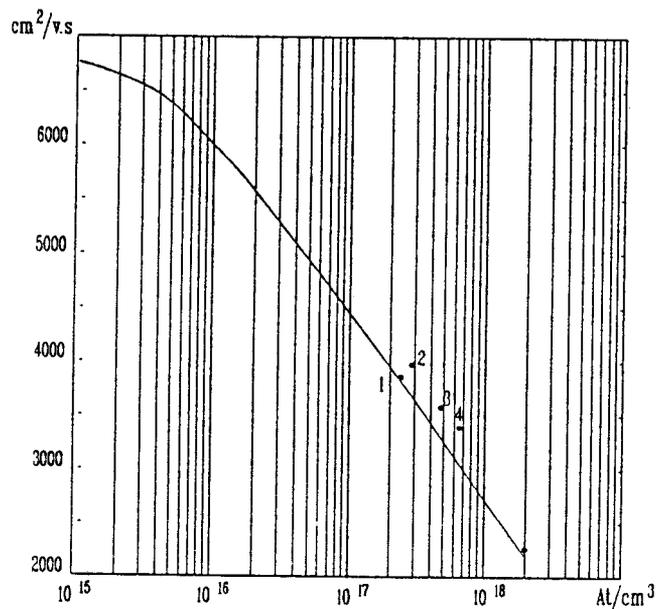


Figure III.8 : Mesures d'une couche enterrée
(0,6 μm d'AsGa NID, 0,2 μm d'AsGa (Si)
initialement dopée à 2.10¹⁸ At/cm³)

d'A de la couche semiconductrice hydrogénée, la couche active réalisée devrait être de très bonne qualité.

Il ne faut cependant pas dissimuler que ces résultats ont été obtenus dans des conditions optimales correspondant d'une part à des plasmas parfaitement contrôlés alimentés en gaz de très haute pureté et d'autre part à des couches semiconductrices de surface parfaitement nettoyée ne présentant pas de défauts majeurs. Dès que ces conditions ne sont pas complètement vérifiées, les résultats obtenus deviennent très peu reproductibles et généralement on constate une détérioration de la qualité (par exemple la mobilité) de l'épithaxie hydrogénée réalisée. Un examen approfondi des résultats que nous venons de présenter montre déjà une certaine dispersion des résultats (par exemple dans le tableau I); mais les anomalies observées peuvent être beaucoup plus importantes lorsque le plasma utilisé n'est pas "optimal". Cette constatation est illustrée dans les résultats reportés dans le tableau III où l'on note d'une part que les valeurs des mobilités obtenues après exposition à un plasma (qui dans l'expérience reportée n'était pas parfaitement opérationnel) sont moins élevées que les valeurs initiales et d'autre part que le phénomène de neutralisation obtenu est anormalement faible compte tenu des puissances du plasma et des temps d'exposition utilisés.

Pour obtenir des plasmas mieux contrôlés et surtout plus doux n'entraînant pas une dégradation du semiconducteur et une diminution corrélative de sa mobilité, on pourrait penser utiliser d'autre type de plasma tel que par exemple un plasma microonde. Malheureusement, quelques essais préliminaires effectués et dont les résultats sont reportés dans le tableau IV apparaissent peu encourageants, puisque les phénomènes de passivation observés se révèlent négligeables. Ceci est lié à la quasi absence de diffusion de l'hydrogène dans l'AsGa:Si (n^+) par cette technique. Il faut donc se résoudre à utiliser un plasma HF et dans ces conditions la réalisation de façon reproductible de HFET nécessitera un contrôle très stricte de la qualité et de la reproductibilité non seulement du plasma utilisé mais aussi de la surface du semiconducteur juste avant son exposition au plasma.

III.1.4 Etude expérimentale de la stabilité thermique du phénomène de passivation.

Cette caractéristique est évidemment essentielle puisqu'elle va déterminer la stabilité des performances électriques du transistor. Or nous avons vu dans le chapitre précédent que nos outils de modélisation montraient que le phénomène thermique de décomplexation devait être d'autant plus important que l'épithaxie traitée avait une faible

Tableau III : Caractéristiques électriques d'épitaxies d'AsGa (Si) hydrogénées dans de "mauvaises" conditions

paramètres initiaux		conditions exposition plasma	mesures après exposition
0,2 μm	N : $21 \cdot 10^{17}$ μ : 2160	P : 20 W t : 10 mn T : 215 °C	N : $17 \cdot 10^{17}$ μ : 1710
0,4 μm	N : $11 \cdot 10^{17}$ μ : 2620	P : 30 W t : 15 mn T : 230 °C	N : $6 \cdot 10^{17}$ μ : 2700
1,39 μm	N : $18 \cdot 10^{17}$ μ : 2650	P : 20 W t : 10 mn T : 215 °C	N : $18 \cdot 10^{17}$ μ : 1880

Tableau IV : Caractéristique électrique d'une épitaxie hydrogénée dans un plasma microonde

paramètres initiaux couche de 1 μm	conditions exposition plasma	mesures après exposition
N _{Hall} : $20 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ μ_{Hall} : $1915 \text{ cm}^2/\text{v.s}$	P : 60 W t : 60 mn T : 265 °C	N _{Hall} : $19,4 \cdot 10^{17}$ μ_{Hall} : 2700

Tableau V : Caractéristiques électriques d'échantillons deutérés (conditions identiques au tableau II) puis recuits

		Epaisseur superficielle d'AsGa NID					
		0,6 μm	0,5 μm	0,4 μm	0,3 μm	0,2 μm	0,1 μm
280 °C 5 mn	N _{Hall} μ	2,8 3970	3,8 3750	3,3 3841	3,1 3834	2,8 3811	2,6 3776
300 °C 5 mn	N _{Hall} μ	4,6 3585	5,2 3520	5,1 3501	5,3 3416	5,5 3310	5,1 3283
300 °C 10 mn	N _{Hall} μ	6,3 3380	6,4 3312	6,8 3300	6,97 3234	7,2 3154	7,1 3200

Tableau VI : Fraction de complexes neutres restant dans les échantillons (voir tableau III) après recuits

		épaisseur couche protectrice NID					
		0,6 μm	0,5 μm	0,4 μm	0,3 μm	0,2 μm	0,1 μm
280 °C 5 mn		0,97	0,97	0,95	0,9	0,88	0,87
300 °C 5 mn		0,87	0,88	0,84	0,78	0,74	0,74
300 °C 10 mn		0,77	0,8	0,74	0,68	0,65	0,64

épaisseur. Il reste donc à vérifier expérimentalement cette assertion qui risque de compliquer la réalisation des HFET puisque leur élaboration nécessite des couches épitaxiées peu épaisses.

Dans ce but, il suffit d'effectuer après exposition au plasma des recuits successifs sur les couches semiconductrices étudiées précédemment comportant une couche dopée enterrée et séparée de la surface par une couche non dopée de protection d'épaisseur décroissante. Si l'on reprend l'interprétation des phénomènes effectuée dans le chapitre II, lorsque la couche de protection est peu épaisse, les hydrogénés libérés lors de la dissociation d'un complexe peuvent sortir du semiconducteur sans se recomplexer, ce qui doit être moins le cas lorsque la couche de protection plus épaisse les éloignent de la surface. Dans ces conditions, le pourcentage de dissociation final observé à la fin du recuit (égal au rapport entre le nombre total de complexes dans l'échantillon après recuit et le nombre de complexes formés avant recuit) doit être d'autant plus élevé que la couche de protection est épaisse.

Pour vérifier cette assertion, la caractérisation expérimentale par effet hall des différents échantillons à couche dopée enterrée soumis à des recuits successifs a été effectuée. Les résultats d'une telle étude sont reportés dans le tableau V. Connaissant la concentration électronique et donc la concentration en impureté ionisée avant et après recuit, un calcul simple permet d'obtenir les valeurs expérimentales observées pour le pourcentage de dissociation. Comme nous l'avions prévu, on vérifie bien que ce rapport est d'autant plus faible que la couche de protection est peu épaisse (voir tableau VI).

Ce résultat n'est pas sans importance pour la réalisation du HFET. En effet si l'on examine les résultats obtenus dans des conditions se rapprochant de celles qui seront à peu près réalisées dans l'élaboration de ce composant (couche de protection de l'ordre de 0,1 micron), on remarque qu'après un recuit de 5 minutes à 280 °C, 13 % des complexes formés se sont dissociés.

Il faudra donc, dans le processus d'élaboration du composant, éviter après hydrogénation, les phases à haute température ou, si on ne peut pas complètement les éviter, les prévoir dans le calcul des paramètres correspondant à l'exposition au plasma d'hydrogène. Il faudra aussi, après réalisation, vérifier si la stabilité thermique des performances du composant final est compatible avec l'utilisation envisagée.

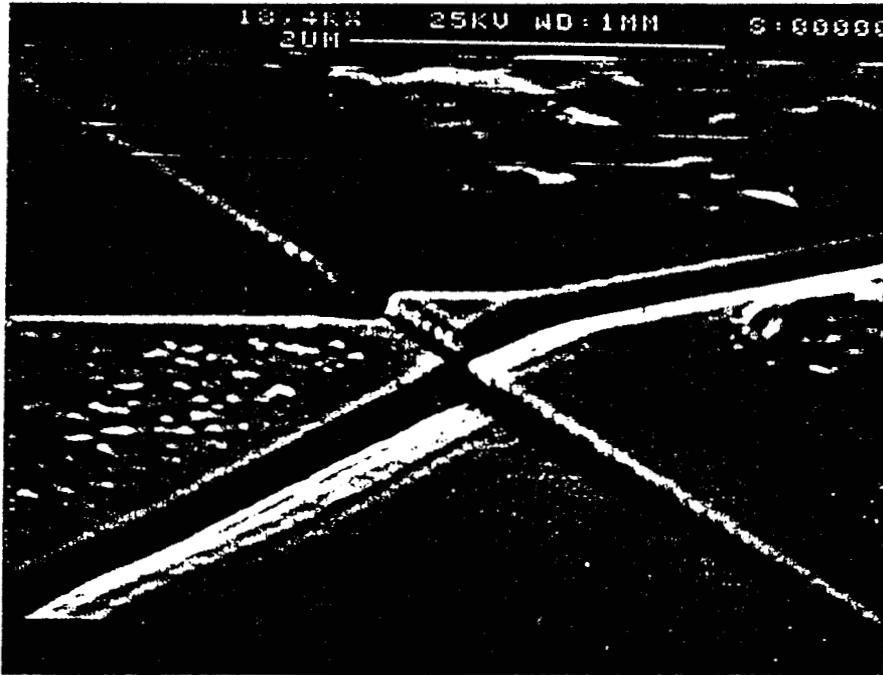
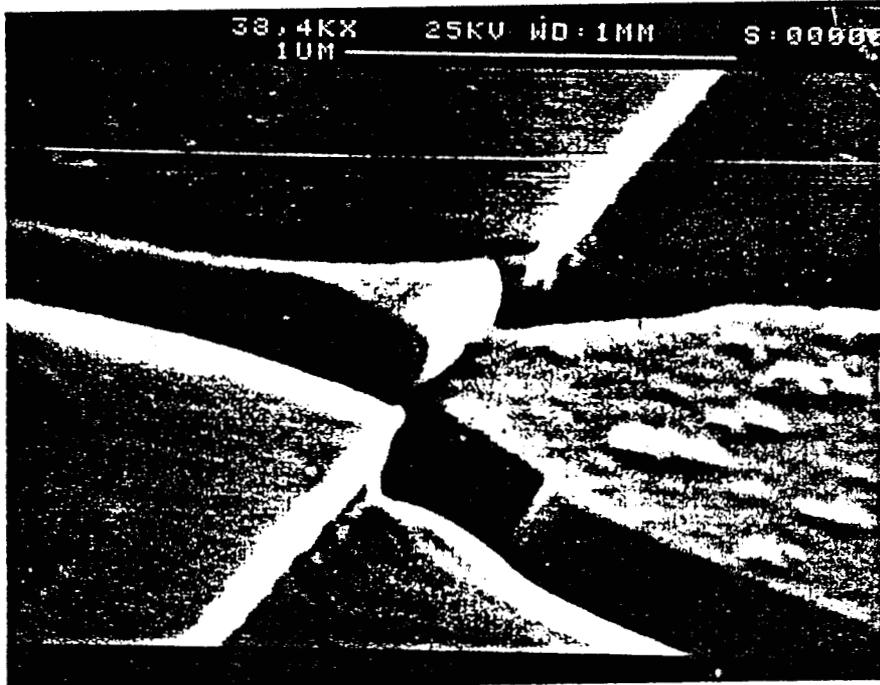


Figure III.9 : Problème fréquent dans les structures non planes: coupe de la grille au niveau de la descente du Mesa



III.1.5 Etude des possibilités d'isolation entre composant par passivation totale des couches épitaxiées

Nous avons résumé au premier chapitre les intérêts potentiels que pouvaient présenter le transistor hydrogéné. L'un des principaux est la possibilité de réaliser une structure complètement plane qui permet l'obtention de résistances d'accès faibles et la possibilité de réalisation d'une grille de longueur très faible, sans risque de coupure au niveau de la descente du MESA (Fig.III.9). Ceci permet donc d'améliorer le rendement de production.

La suppression du Mesa n'est possible qu'en réalisant entre les composants des zones parfaitement isolantes. Nous avons donc essayé d'obtenir ce résultat en exposant la couche semiconductrice à un plasma d'hydrogène, en espérant cumuler les effets de la neutralisation et la dégradation (souhaitable cette fois) des caractéristiques électriques de la couche (due à l'excès d'hydrogène à proximité de la surface).

Afin d'évaluer cette possibilité, la couche épitaxiée choisie est constituée de 0,2 micron d'AsGa (Si) initialement dopée à $2.10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Nous avons réalisé sur cette épitaxie des contacts ohmiques et mesuré les résistances intercomposant. Les zones qui correspondent aux composants (contacts ohmiques et zone active) étant alors recouvertes de 2000 Å de niture, nous avons exposé l'échantillon à un plasma d'hydrogène dans les conditions suivantes:

- puissance de 50 W
- température de 240°C
- durée d'exposition de 60 mn
- pression d'hydrogène de 1 mbar

La résistance carrée est passée de **150 Ohm** avant plasma à **15000-25000 Ohm** après plasma. Cette valeur n'est sans doute pas suffisante pour notre application et il faudra revoir les conditions au plasma: faut-il utiliser une température de la couche semiconductrice plus élevée ou un plasma d'énergie plus importante pour obtenir des résultats satisfaisants. Une étude complète reste à faire qui n'a pas été effectuée dans le cadre de ce travail. C'est pourquoi dans la suite, cette nouvelle technique d'isolation ne sera pas utilisée.

III.2 RECHERCHE DU MEILLEUR DIELECTRIQUE DE PROTECTION LORS DE L'EXPOSITION AU PLASMA D'HYDROGENE

Comme nous l'avons signalé dans l'introduction de ce chapitre, l'étape clef dans le nouvelle méthode d'élaboration du transistor est constituée par l'exposition localisée au plasma d'hydrogène de la zone très réduite de l'épitaxie sur laquelle on va déposer la grille. Dans ce but, on va déposer sur le composant en cours de réalisation une fine couche diélectrique de protection. Une gravure localisée permettra ensuite la détermination des zones du composant qui seront directement exposées au plasma et donc au flux d'hydrogène.

Pour réaliser cette opération, il faut disposer d'un diélectrique remplissant des conditions multiples. Il faut qu'il puisse être déposé facilement et de façon uniforme sur l'ensemble du composant en cours de réalisation (il est en effet essentiel pour ne pas trop perturber le plasma de recouvrir les parties métalliques constituées par les contacts ohmiques). Il faut qu'il puisse être gravé de façon localisée en utilisant des techniques de lithographie de haute résolution. Il faut enfin qu'il protège de façon efficace les zones recouvertes d'une éventuelle dégradation due au plasma et de la pénétration d'atomes d'hydrogène et à ce titre il doit être aussi inattaquable que possible au plasma et doit être imperméable aux atomes d'hydrogène.

Dans ce contexte, on peut passer en revue les différents diélectriques "disponibles" en technologie et qui pourraient convenir:

- La résine électrosensible PMMA facile à déposer à la tournette, que l'on peut attaquer de façon très localisée et avec une très grande précision (0,1 micron) après exposition aux électrons des zones à attaquer.

- Le polyimide facilement déposable à la tournette, de constante diélectrique peu élevée (c'est un avantage lorsqu'on laisse en place sur le composant fini le dépôt diélectrique).

- Le nitrure de bonne stabilité chimique que l'on peut déposer de façon très uniforme par plasma mais qui est un peu plus difficile à graver (utilisation de plasma de CF_4 attaquant légèrement le semiconducteur) et qui possède une constante diélectrique plus élevée.

matériau	épaisseur dépôt	condition plasma RF	épaisseur restante	perméabilité hydrogène
PMMA	4200 Å	P : 20 W t : 15 mn T : 220 °C	0 Å	---
Polyimide	6000 Å	P : 20 W t : 15 mn T : 220 °C	4600 Å	non
	5000 Å	P : 10 W t : 3 mn T : 230 °C	2500 Å	non
SiO ₂	2500 Å	P : 20 W t : 15 mn T : 220 °C	2300 Å	non
Si ₃ N ₄	1800 Å	P : 10/30/50 W t : 15 mn T : 220 °C	1750 Å	non

Tableau VII : Etudes de couches diélectriques exposées à un plasma d'hydrogène

- enfin la silice très stable également déposable et attaquable par plasma et de constante diélectrique un peu plus faible.

Pour effectuer un choix entre ces différents matériaux, nous avons donc procédé à des études expérimentales afin d'étudier leur résistance au plasma et leur degré de perméabilité aux atomes d'hydrogène. A cet effet, nous avons pour des plasmas d'hydrogène typiques, caractéristiques de ceux que l'on utilisera pour la réalisation de HFET, mesuré les différentes vitesses d'attaque lors d'une exposition des différents dépôts diélectriques au plasma. Par ailleurs pour déterminer le degré de perméabilité aux atomes d'hydrogène, nous avons exposé à un plasma de deutérium des échantillons semiconducteurs protégés sur une partie seulement de leur surface par le dépôt de diélectrique; la comparaison des profils SIMS de deutérium obtenus d'une part dans la partie protégée et d'autre part dans la partie non protégée permet de juger facilement si le diélectrique utilisé est imperméable aux atomes de deutérium.

Les résultats typiques obtenus dans de telles études sont reportés dans le tableau VII. Il apparaît que, si l'on exclut le PMMA trop facilement attaqué par le plasma, les trois autres diélectriques sont utilisables. Il faut cependant noter que, lorsque l'on utilise des plasmas trop énergétiques, la vitesse d'attaque du polyimide peut devenir trop importante et que dans ce cas, l'utilisation du nitrure ou de la silice semble plus propice.

CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons présenté l'ensemble des études expérimentales préliminaires qui se sont révélées nécessaires pour être en mesure de réaliser avec des chances suffisantes de succès des transistors à effet de champ hydrogénés.

Au terme de cette recherche expérimentale, il apparaît tout d'abord possible d'obtenir par hydrogénation des épitaxies très peu dégradées en surface, de très bonne qualité électrique et donc susceptibles de constituer la zone active d'un transistor à effet de champ; mais il faut souligner que l'obtention d'un tel résultat nécessite l'utilisation de plasma parfaitement contrôlé et de puissance d'excitation pas trop élevée (<40 W), et un nettoyage et un traitement particulièrement soignés de la surface de l'échantillon semiconducteur avant son exposition au plasma.

Par ailleurs, il apparaît que l'utilisation en microélectronique de ce type d'épithaxie hydrogénée est ou sera conditionnée largement par leur stabilité thermique limitée et c'est ainsi que nous avons pu montrer que pour les couches épithaxiées de faible épaisseur, une température de 280 °C constituait une limite qu'il ne fallait pas dépasser tant dans les processus technologiques utilisés après exposition au plasma que dans l'utilisation du composant fini.

Enfin, notre étude a montré que l'exposition localisée au plasma d'hydrogène peut se faire sans trop de problème en utilisant comme diélectrique de protection soit le polyimide, soit, pour les puissances de plasma plus importantes, le nitrure ou la silice.

Muni de toutes ces informations, il nous reste maintenant à réaliser pratiquement un transistor à effet de champ hydrogéné et c'est la description de l'élaboration de ce composant que nous allons présenter dans le prochain chapitre.

BIBLIOGRAPHIE CHAPITRE.III

- [1] A. Jalil, Thèse, Paris VI, (Juillet 1987)
- [2] A. Jalil, A.Heurtel, Y. Marfaing, J. Chevallier, à paraître 1989
- [3] J. Chevallier, B. Pajot, A. Jalil, R. Mostefaoui, M.C. Boissy, Mat. Res. Soc. Symp. Proc. 104, 337
- [4] C. Allet, Mémoire CNAM, Lille, (Mars 1987)

CHAPITRE IV

REALISATION ET CARACTERISATION DES HTEC

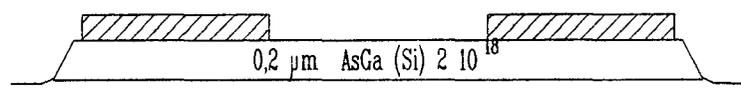
INTRODUCTION

Les études présentées dans les chapitres précédents nous ont permis d'une part de mieux connaître le phénomène de neutralisation, et d'autre part de résoudre certains problèmes technologiques. En tenant compte de ces résultats nous avons réalisé un premier hfet. Par la suite, grâce à l'évolution de la technologie utilisée au laboratoire, telle l'apparition d'un masqueur électronique permettant l'obtention de grilles submicroniques, nous avons pu optimiser la structure de ces transistors.

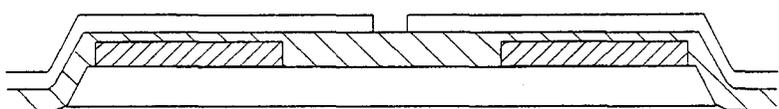
Nous allons décrire dans une première partie la technologie commune aux réalisations des Hfets. Puis nous présenterons les divers transistors dans leur ordre chronologique de réalisation. Nous pourrions donc dans chaque cas souligner les améliorations apportées à partir des performances obtenues. Nous proposerons aussi dans chaque cas une comparaison entre les résultats théoriques obtenus grâce au logiciel de simulation et les résultats expérimentaux.

Figure IV.1 : Déroulement général des étapes technologiques de la fabrication de HFET

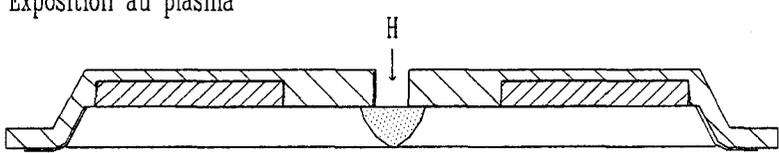
Mesa et depot des contacts ohmiques



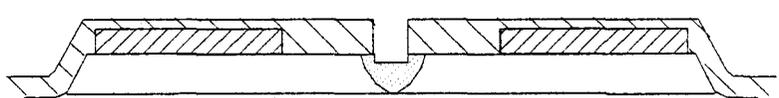
Lithographie et attaque du dielectrique



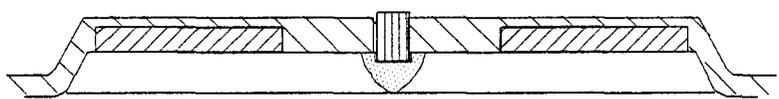
Exposition au plasma



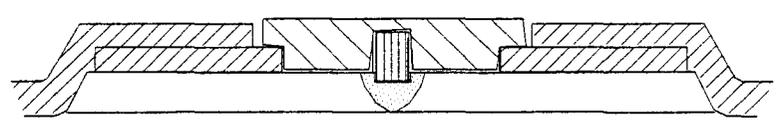
Recess



Depot de la grille



protection de la grille et depot des plots d'epaisseur



-  Contact ohmique et plots d'epaisseur
-  Dielectrique
-  Zone hydrogenee
-  PMMA
-  Grille

IV.1 DESCRIPTION DE LA TECHNOLOGIE

La Fig.IV.1 illustre le déroulement général des étapes technologiques de fabrication des Htecs:

Nous partons d'une couche d'AsGa fortement dopée au Si épitaxiée par jet moléculaire, la première manipulation consiste en l'isolement des composants. Il est obtenu par attaque des couches supérieures dopées : le Mesa. Suite à cette opération nous déposons les contacts ohmiques sur les zones fortement dopées. L'ensemble de la plaquette est alors recouverte de résine, dans laquelle on creuse, par un masquage approprié, un canal qui délimitera la zone de dopage plus faible. L'étape suivante est la neutralisation partielle des impuretés ionisées, obtenue par exposition de la plaquette au plasma d'hydrogène. Après la neutralisation, un recess (léger creusement de la zone où sera déposée la grille) est effectué par attaque chimique. La grille est alors déposée et est, ou non, recouverte de diélectrique. La dernière étape est le dépôt des plots d'épaissement qui permet la prise de contact électrique des composants.

Dans les paragraphes qui suivent nous détaillons les modifications apportées à chaque étape par rapport à la technologie classique utilisée au laboratoire.

IV.1.1 Détails particuliers de réalisation des transistors

IV.1.1.1 *La structure des couches utilisées pour la réalisation de HTECs*

Les épitaxies employées pour l'élaboration des composants sont réalisées par jet moléculaire et sont constituées d'une couche fortement dopée (environ $2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) très mince (en général $0.2 \mu\text{m}$) séparée du semi-isolant par une couche tampon NID (environ $1 \mu\text{m}$). Les caractéristiques (dopage et épaisseur) de la couche dopée sont choisies de manière à pouvoir, d'une part facilement obtenir, après la neutralisation par hydrogène, une concentration de porteurs de quelques 10^{17} cm^{-3} , tout en gardant des bonnes caractéristiques électriques, et d'autre part faciliter la réalisation du recess, qui est plus aisé à contrôler sur une faible épaisseur. Le but étant d'obtenir une couche active de caractéristiques électriques optimales.

IV.1.1.2 *Les étapes technologiques antérieures au plasma*

* Le MESA :

Cette étape a pour but l'isolation des composants, elle est généralement réalisée par attaque complète des zones supérieures dopées par usinage ionique ou par attaque chimique.

Une possibilité étudiée est la neutralisation complète de ces régions par exposition à un plasma d'hydrogène, dans des conditions fortement neutralisantes (50 W, 60 mn, 240°C), afin de les rendre complètement isolantes (Cf chap.III.2). Nous n'avons pas réalisé de composants par cette filière.

* La réalisation des contacts ohmiques

Les contacts ohmiques, déposés sur les zones fortement dopées, sont réalisés de la même façon que ceux d'un transistor réalisé sur épitaxie.

* La réalisation de la zone active

Cette étape est nécessaire pour délimiter la région qui après exposition au plasma d'hydrogène formera la zone active du transistor. Elle consiste donc en la protection des zones qui ne doivent pas être exposées (zones d'accès) par un matériau non perméable au plasma. La forme du canal creusé ainsi que la nature du diélectrique employé dépendent des performances recherchées pour le transistor.

Dans chacune des réalisations nous préciserons donc les caractéristiques particulières de cette étape.

IV.1.1.3 *L'exposition au plasma rf*

C'est un plasma d'hydrogène ou de deutérium indifféremment, les critères importants étant la pureté du gaz utilisé, et l'état de surface de la plaquette lors de l'exposition. L'optimisation des conditions expérimentales est détaillée dans le troisième chapitre. Les conditions types sont un compromis entre le taux de neutralisation et la qualité électrique du matériau, elles sont en général proches de:

- puissance de 20 W
- température de 220 °C
- durée d'exposition de 20 mn
- pression d'H₂ ou D₂ de 1 mbar

IV.1.1.4 Les étapes postérieures à la neutralisation

* Le recess:

Il n'a pas comme dans les filières classiques pour but d'ôter la couche N^+ de surface, mais d'ôter la couche de surface dans laquelle se sont accumulés les défauts, dus à la concentration importante d'hydrogène en surface, qui altèrent la conductivité de la zone active. Sa profondeur dépend donc des caractéristiques de la couche après plasma et de la tension de pincement désirée. Ce creusement est contrôlé par le courant maximal I_{dss} relevé sous pointes (ici intervient la modélisation). Sa longueur est délimitée, soit par le canal creusé dans le diélectrique pour l'exposition plasma (procédé C) Fig.IV.2, soit en utilisant une nouvelle lithographie (procédé A) Fig.IV.4, (ou procédé B) Fig.IV.3.

* La grille

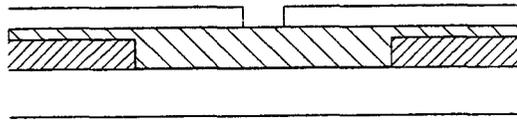
Le dépôt de grille nécessite, quand (procédé C) la longueur du recess est délimitée par l'ouverture du diélectrique, un nouveau masquage, et il faut en réalisant la lithographie s'efforcer d'obtenir un bon alignement par rapport à l'ouverture réalisée dans le diélectrique pour l'exposition au plasma. Mais nous verrons que cette condition n'est pas aussi critique à réaliser qu'on aurait pu le craindre dans la mesure où le procédé utilisé permet naturellement de réaliser une grille en T. Après le dépôt de la grille les conditions de recuits sont choisies de façon à éviter une réactivation thermique trop importante des complexes dans la zone active du transistor.

De ce fait les conditions de recuit de la métallisation de grille ne sont pas optimales et c'est pourquoi dès leur réalisation, nous encapsulons les grilles submicroniques sous une couche de nitrure [ref.1], pour éviter tout problème d'accrochage lors de l'étape délicate du lift-off des plots d'épaissement.

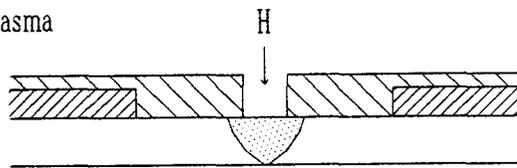
* Les plots d'épaissement

Le dépôt des plots d'épaissements constitue la dernière étape de la réalisation du composant. Il s'effectue après la gravure du diélectrique de protection.

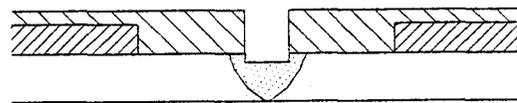
Lithographie et attaque du dielectrique



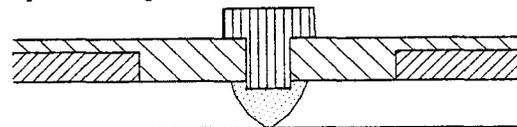
Exposition au plasma



Recess



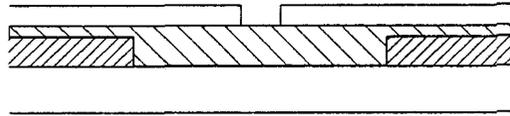
Lithographie et depot de la grille



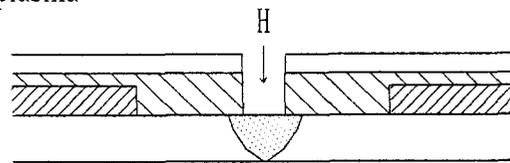
-  Contact ohmique
-  Nitrure
-  Zone hydrogenee
-  PMMA
-  Grille

Figure IV.2 : Technologie possible de réalisation de la grille (PROCEDE C)

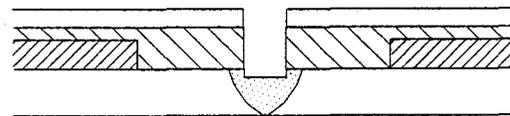
Lithographie et attaque du dielectrique



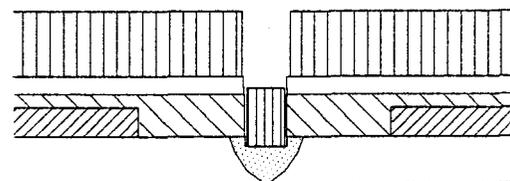
Exposition au plasma



Recess



Depot de la grille et lift-off

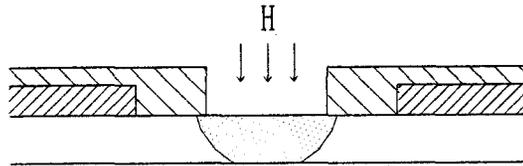


-  Contact ohmique
-  Polyimide
-  Zone hydrogenee
-  PMMA
-  Grille

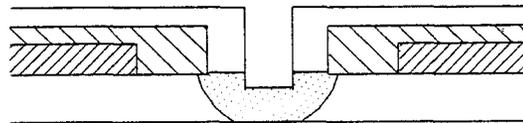
Figure IV.3 : Technologie possible de réalisation de la grille (PROCEDE B)

Figure IV.4 : Technologie possible de réalisation de la grille (PROCEDE A)

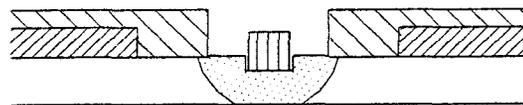
Lithographie, gravure du dielectrique et exposition au plasma



Lithographie et recess

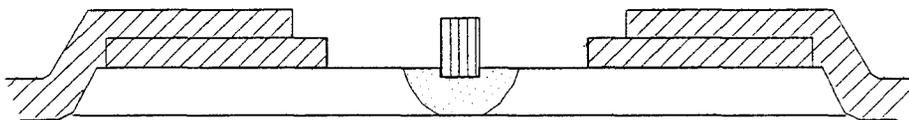


Depot de la grille



-  Contact ohmique
-  Polyimide
-  Zone hydrogenee
-  Resine
-  Grille

Figure IV.5 : Structure de la première réalisation du MESFET



-  Contact ohmique et plots d'epaisseurment
-  Zone hydrogenee
-  Grille

IV.2 PREMIERE REALISATION D'UN HFET

IV.2.1 Conception

* La technologie

Lors de cette première réalisation nous avons essentiellement voulu étudier la faisabilité du dispositif en visant des chances de réussite aussi grandes que possible. En conséquence la structure réalisée représentée sur la figure.IV.5 est très loin d'être optimisée. C'est ainsi qu'afin de permettre l'exposition de la couche semiconductrice au plasma d'hydrogène, nous avons dégagé un large canal ($2 \mu\text{m}$) dans le diélectrique. Celui-ci est du polyimide (résistant au plasma d'H peu énergétique) dans lequel, par masquage optique, on ouvre un canal par attaque au plasma d'air. Evidemment dans ce cas le procédé A (Fig.IV.3) est utilisé et une nouvelle lithographie est nécessaire pour délimiter la longueur du recess (environ $1 \mu\text{m}$), ce même masquage étant aussi utilisé pour le dépôt de la grille.

Pour obtenir la neutralisation partielle des donneurs ionisés de la couche active la plaquette chauffée à 225°C est exposé durant 10 mn à un plasma RF d'une puissance de 20 W sous atmosphère d'hydrogène, avec une pression de 1 mbar.

* Le masque

Le masque est composé de trois transistors de développement de grille de largeur 75 ,150 , 300 μm et d'une barrette de résistances formée de plots de 75 μm de large éloignés de 5, 10 et 20 μm

Les caractéristiques géométriques exactes des transistors sont:

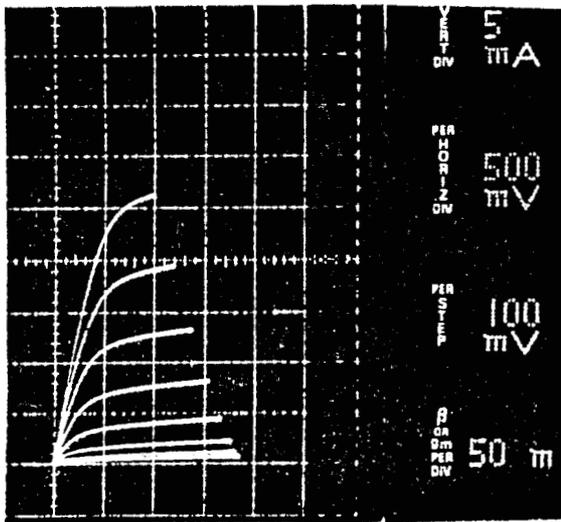
Distance Source-Drain : $4,5 \mu\text{m}$

Epaisseur de polyimide : 2000 Å

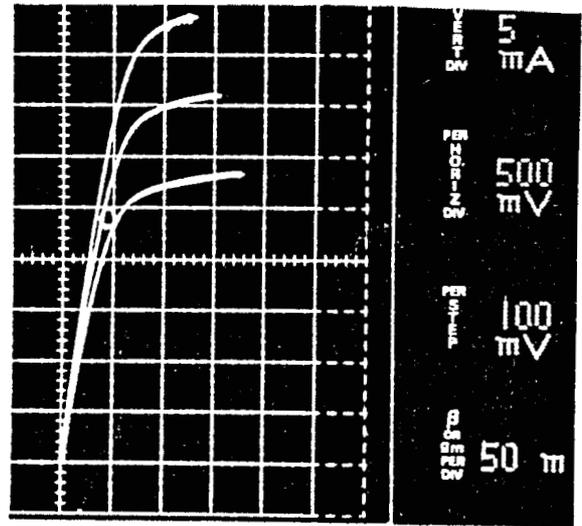
largeur du canal gravé dans le polyimide : $2 \mu\text{m}$

Profondeur du recess : $0,13 \mu\text{m}$

longueur de grille : $1,2 \mu\text{m}$



(a)



(b)

Figure IV.6 : Caractéristiques statiques du premier HFET ($L_g = 1,2 \mu\text{m}$, $Z = 300 \mu\text{m}$)

(a) $V_{gs} < 0$ (b) $V_{gs} > 0$

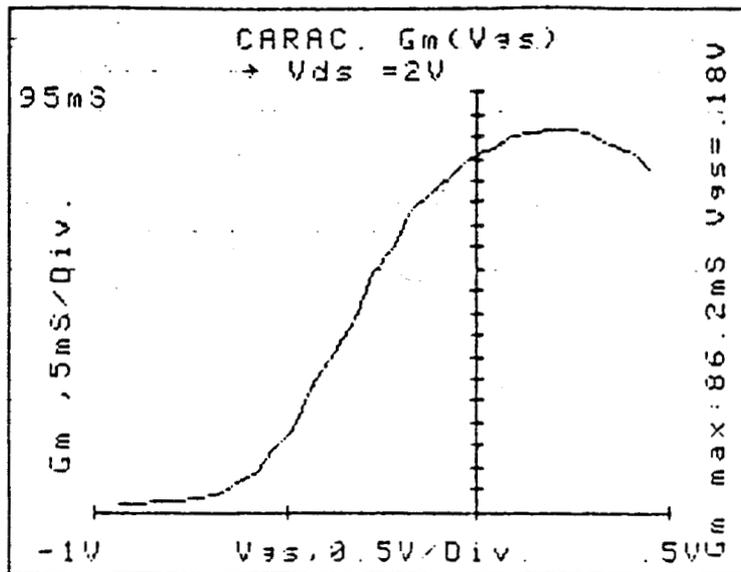


Figure IV.7 : Evolution de la transconductance en fonction de V_{gs} du HFET ($L_g = 1,2 \mu\text{m}$, $Z = 300 \mu\text{m}$)

IV.2.2 Caractéristiques statiques

IV.2.2.1 Mesures de $I(V)$

* La transconductance statique

Les caractéristiques obtenues sont illustrées Fig.IV.6. La transconductance, ramenée en mS/mm est tracée sur la Fig.IV.7, elle atteint sa valeur maximale en polarisation directe (290 ms/mm). Ce résultat est tout à fait remarquable pour une grille aussi longue ($L_g = 1,2 \mu\text{m}$).

* la détermination de V_b

Cette tension est obtenue par caractérisation du contact Schottky à partir des mesures de $I_{gs} = f(V_{gs})$, paramètres qui sont liés par la relation :

$$I_{gs} = A^* \cdot T^2 \cdot S \cdot \exp(-q \cdot V_b / kT) \cdot \exp(q V_{gs} / kT)$$

A^* : constante de Richardson

S : Surface de la grille ($S = L_g \cdot Z$)

La pente de la courbe $\text{Log}(I_{gs}) = f(V_{gs})$ nous donne le coefficient d'idéalité :

$$n = (q/kT) \cdot (dV/d(\text{Log}(I_{gs}))) = 1,53$$

En extrapolant la courbe $\text{Log}(I_{gs}) = f(V_{gs})$ à $V_{gs} = 0$ on détermine la tension de barrière :

$$V_b = (kT/q) \text{Log}((A^* \cdot T^2 \cdot S) / I_{s0}) = 0,56 \text{ V}$$

* La détermination des résistances d'accès

Les résistances indiquées sont ramenées à un développement de grille de 1 mm.

De la mesure de $V_{ds} = f(I_{gs})$ on déduit la somme $(R_s + R_i) = 0,9 \Omega$

La mesure de $V_{sd} = f(I_{gd})$ nous donne la somme $(R_d + R_i) = 1,8 \Omega$

La troisième équation permettant le calcul des résistances est fournie par la mesure de $R_{ds0} = f(V_{gs})$, qui nous donne la somme $(R_s + R_d) = 1,5 \Omega$

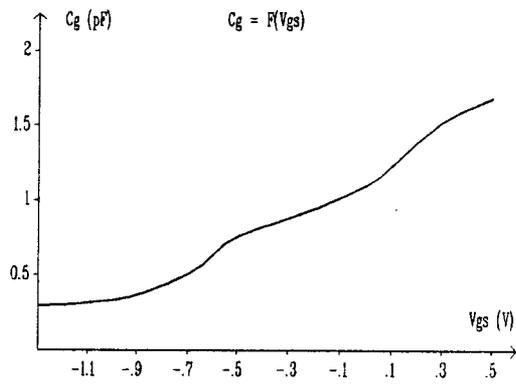


Figure IV.8 : Evolution de C_g en fonction de V_{gs} du HFET ($L_g = 1,2 \mu\text{m}$, $Z = 300 \mu\text{m}$)

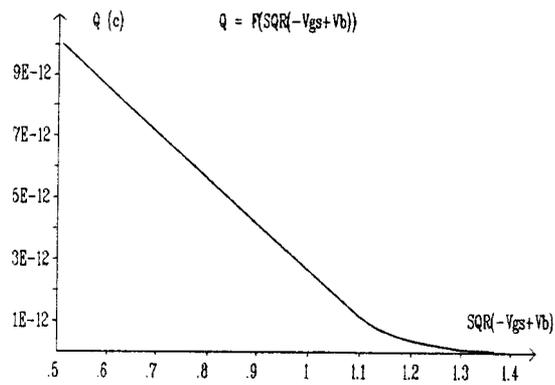


Figure IV.9 : Evolution de la quantité de charge stockée sous la grille en fonction de V_{gs}

On obtient donc la valeur des résistances d'accès par mm:

$$R_s = 0,3 \Omega \quad R_d = 1,2 \Omega \quad R_i = 0,6 \Omega$$

Ces valeurs encore relativement élevées sont sans doute dues à la largeur assez importante ($2 \mu\text{m}$) de la zone exposée au plasma et donc de la zone de dopage faible.

IV.2.2.2 Mesures de $C(V)$

* Détermination du dopage et du rapport L_g/a en supposant un dopage constant.

La mesure de C_g , en fonction du potentiel de grille appliqué (Fig.IV.8), V_{gs} nous permet d'accéder, par intégration, à la quantité de charge stockée sous la grille en fonction du potentiel de grille $Q = f(V_{gs})$ (Fig.IV.9). Son évolution doit vérifier la loi de Shockley :

$$Q(V_{gs}) = Q_0 \cdot [1 - ((V_b - V_{gs})/W_0)^{1/2}]$$

Connaissant V_b , il est possible de calculer :

- d'une part la quantité de charge totale stockée sous la grille Q_0 (pour $V_b - V_{gs} = 0$):

$$Q_0 = q \cdot Z \cdot a \cdot L_g \cdot N_d = 1,77 \cdot 10^{-12} \text{ C}$$

- d'autre part la tension nécessaire pour désertier entièrement la couche W_0 (donnée par l'intersection de la partie linéaire de la courbe $Q(V_{gs})$ avec l'axe des abscisses) :

$$W_0 = q \cdot (N_d \cdot a^2 / 2\epsilon) = 1,26 \text{ V}$$

Connaissant ces deux valeurs, on peut donc accéder à la grandeur: $L_g/a = Q_0 / (2 \cdot z \cdot \epsilon \cdot W_0)$. Puis connaissant la longueur de grille ($L_g = 1,2 \mu\text{m}$) et pour un dopage uniforme on déduit l'épaisseur de la couche active sous la grille (a) et son dopage moyen (N_d) :

$$a = 0,056 \mu\text{m}$$

et

$$N_d = (2 \cdot \epsilon \cdot W_0) / (q \cdot a^2) = 5,2 \cdot 10^{17} \text{ At/cm}^3$$

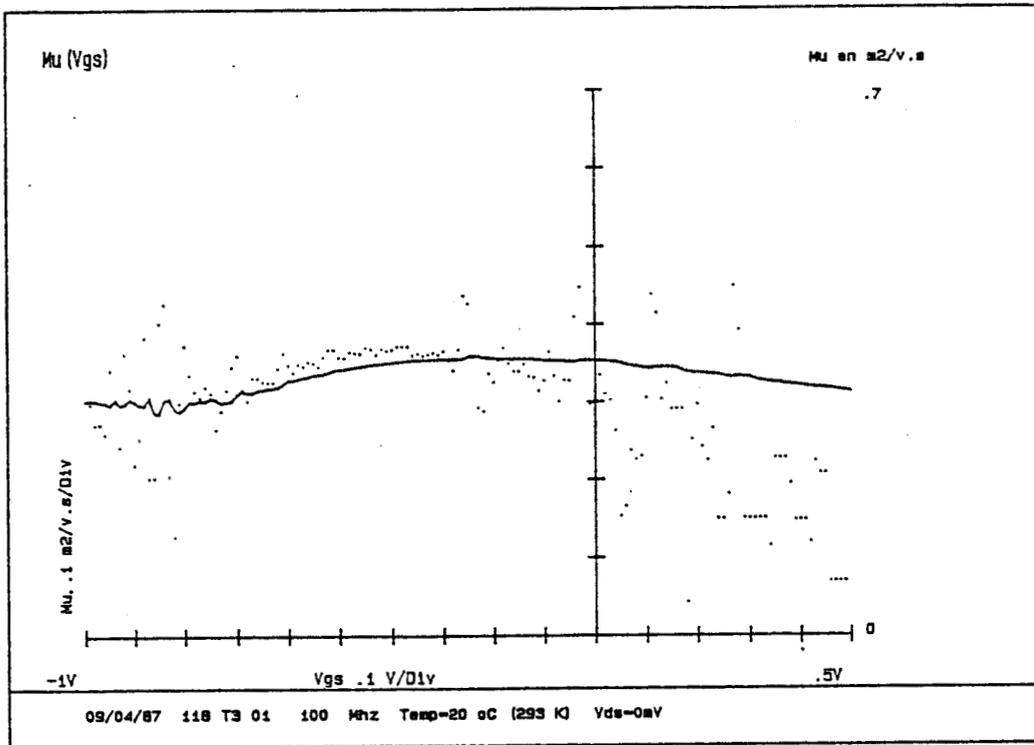
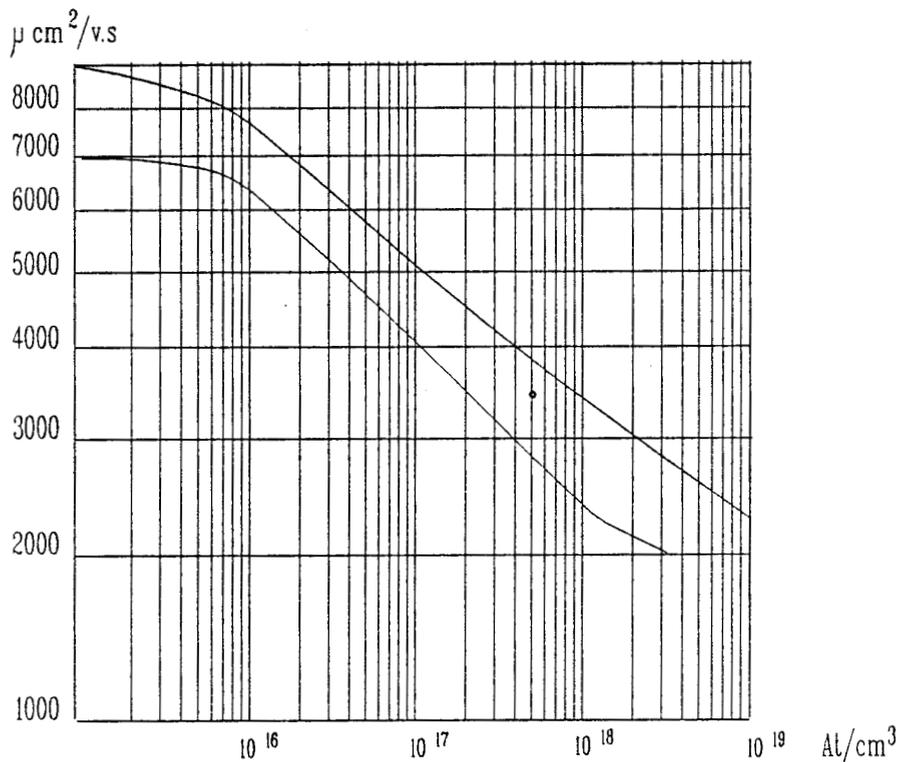


Figure IV.10 : Evolution de la mobilité différentielle et moyenne en fonction de V_{gs} du HFET ($L_g = 1,2 \mu\text{m}$, $Z = 300 \mu\text{m}$)

Figure IV.11 : Evolution de la mobilité de couches épitaxiées en fonction de leur dopage

- (a) Théorie
- (b) Mesures expérimentales sur épitaxies réalisées au laboratoire
- (c) point représentatif de l'épitaxie hydrogénée formant la zone active du HTEC



IV.2.2.3 Mesures de mobilité par magnétorésistance

La mobilité moyenne est déduite des mesures de la résistance source-drain R_{ds} avec et sans champ magnétique appliqué.[ref.2]
celle-ci est définie par :

$$R_{ds} = R_s + R_d + 1/G_0$$

Sans champ magnétique G_0 est définie par:

$$G_0 = (1/L_g^2) \cdot \int_{V_p}^{V_{gs}} \mu_d(V_{gs}) \cdot C(V_{gs}) \cdot dV_{gs}$$

Et, avec champ magnétique:

$$G_{0b} = (1/L_g^2) \cdot \int_{V_p}^{V_{gs}} (\mu_d(V_{gs}) / (1 + \mu_d^2(V_{gs}) \cdot B^2)) \cdot C(V_{gs}) \cdot dV_{gs}$$

L'évolution en fonction de V_{gs} de R_{ds} nous donne donc la valeur de la mobilité différentielle :

$$\mu_d = (1/B) \cdot [(dG_0/dG_{0b}) - 1]^{1/2}$$

La mobilité moyenne est alors calculée par:

$$\mu = (1/B) \cdot [(G_0/G_{0b}) - 1]^{1/2}$$

Remarque :

Les résultats obtenus pour μ_d et μ sont reportés Fig.IV.10. On note que la qualité électrique de la zone active est excellente puisqu'une mobilité de $3600 \text{ cm}^2/\text{v.s}$ est obtenue pour un dopage moyen de $5 \cdot 10^{17} \text{ At/cm}^3$, ce qui est un peu supérieur aux valeurs traditionnelles de la mobilité des couches natives directement réalisées par MBE (Fig.IV.11).

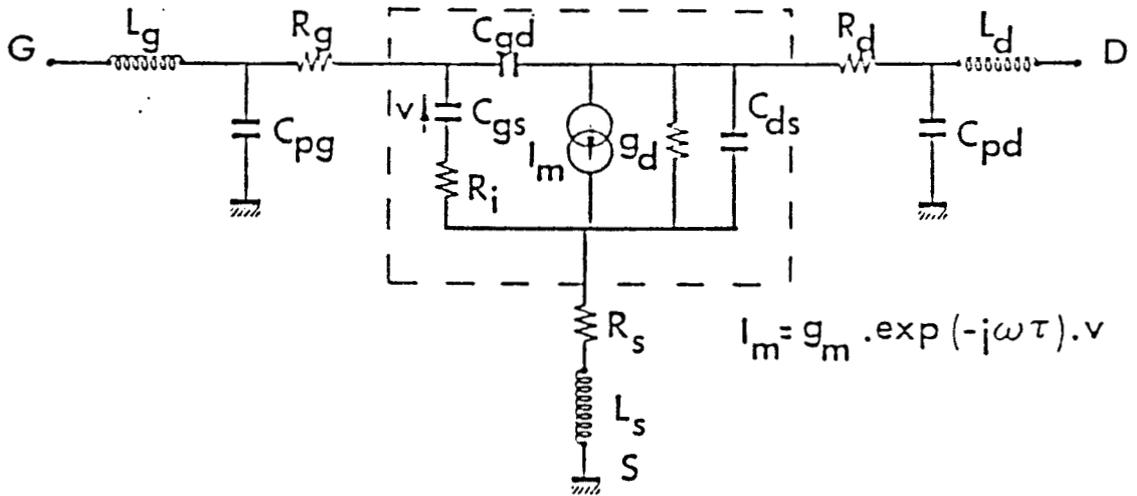


Figure IV.12 : Schéma équivalent petit signal utilisé au laboratoire

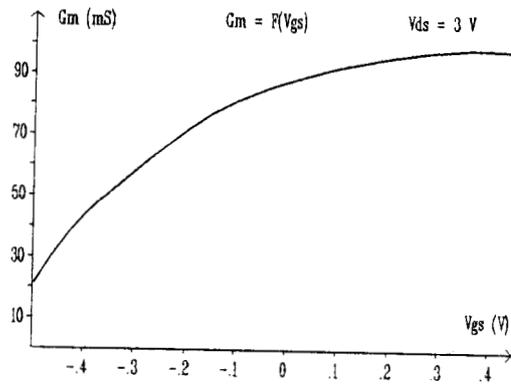


Figure IV.13 : Evolution de la transconductance en fonction de Vgs du HFET ($L_g = 1,2 \mu\text{m}$, $Z = 300 \mu\text{m}$)

IV.2.3 Performances hyperfréquences

IV.2.3.1 Détermination du schéma équivalent

Le schéma équivalent petit signal que nous utilisons au laboratoire est reporté Fig.IV.12 [ref 3]. Nous donnons ici les valeurs obtenues pour un transistor de largeur 300 μm .

* détermination des éléments d'accès

- les éléments série

Les éléments série sont les éléments inductifs (L_s , L_d , L_g) et les éléments résistifs (R_s , R_d , R_g) calculés à partir de la matrice Z_{ij} . Ces mesures s'effectuent en polarisant la grille en direct, avec une densité de courant grille importante, V_{ds} étant nul. Dans notre cas:

$$L_s = 0,04 \text{ nH} \quad L_d = 0,1 \text{ nH} \quad L_g = 0,09 \text{ nH}$$

Les résistances d'accès ramenées à un mm:

$$R_s = 0,3 \Omega \quad R_d = 1,2 \Omega$$

et la résistance de la grille (de 300 μm de large): $R_g = 2,1 \Omega$

- les éléments parallèles

Ce sont les capacités parasites (C_{pg} , C_{pd} , C_b) dues aux effets de bord des plots de grille et de drain. Elles sont déterminées en désertant complètement le canal ($V_{gs} < V_p$ et $V_{ds} = 0$), pour annuler la capacité intrinsèque du transistor. Elles sont en général très faibles, dans notre cas : $C_{pg} = 0,008 \text{ pF}$, $C_b = 0,07 \text{ pF}$.

* détermination des éléments intrinsèques

Ils sont extraits de la matrice admittance, elle même déduite, connaissant les éléments parasites, de la matrice de répartition S_{ij} .

La variation de la transconductance intrinsèque G_m en fonction de la tension grille source est reportée sur les courbes de la Fig.IV.13.

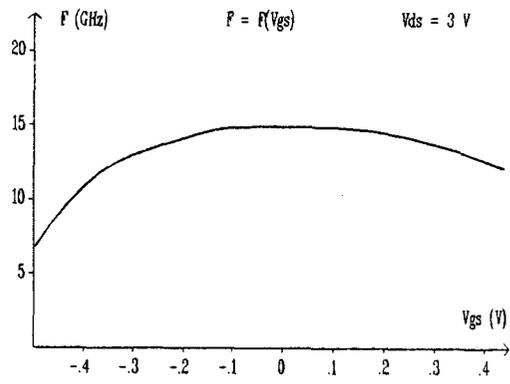


Figure IV.14 : Evolution de la fréquence de coupure du HTEC ($Z = 300 \mu\text{m}$, $L_g = 1,2 \mu\text{m}$)

Sur la fig.IV.14 on peut observer l'évolution, en fonction de la polarisation de grille, de la fréquence de coupure F_t définie par la relation:

$$F_t = G_m / (2.\pi.C_{gs})$$

qui atteint une valeur maximale de 15 GHz

IV.2.3.2 Gains hyperfréquences

Le schéma synoptique de mesures des différents gains est représenté Fig.IV.15. Nous ne donnons que les gains en puissance disponible.

-Le gain maximum disponible : Mag

C'est le gain en puissance disponible maximal obtenu en minimisant les pertes d'adaptation à l'entrée et la sortie ($M=N=1$). Celui-ci n'est défini que pour le transistor complètement stable, ce qui se traduit par un facteur de stabilité k supérieur à 1:

$$k = \frac{1 - |S_{11}|^2 - |S_{22}|^2 + |\text{Det}|^2}{2 \cdot |S_{12}| \cdot |S_{21}|} > 1$$

Dans ce cas ce gain est défini par:

$$\text{Mag} = [|S_{21}| / |S_{12}|] \cdot [k - (k^2 - 1)^{1/2}]$$

- Le gain stable maximum : MSG

Sa définition est la même que précédemment mais il est défini pour $k \leq 1$ (stabilité conditionnelle):

$$\text{Msg} = |S_{21}| / |S_{12}|$$

- Le gain unilatéral en puissance

Il est le plus élevé des gains disponibles d'un quadripôle actif. Ces conditions d'obtention sont une adaptation d'entrée et de sortie ($M=N=1$) plus une adaptation en contre réaction qui permet d'annuler le S_{12} global:

$$G_{tu} = \frac{(1/2) \cdot |S_{21}/S_{12} - 1|^2}{k \cdot |S_{21}/S_{12}| \cdot \text{Re}(S_{21}/S_{12})}$$

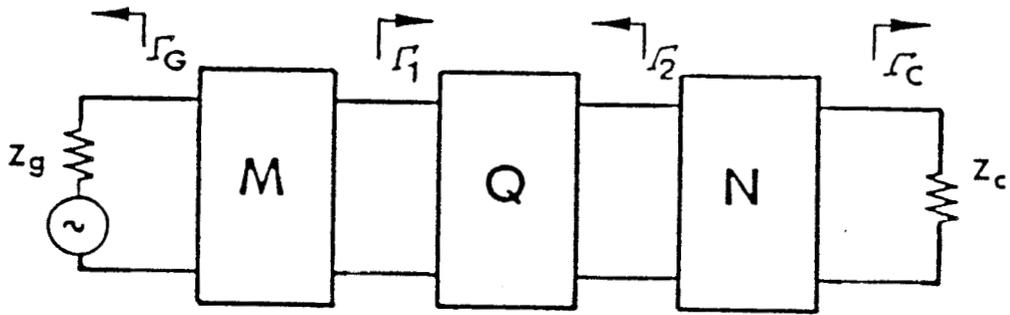
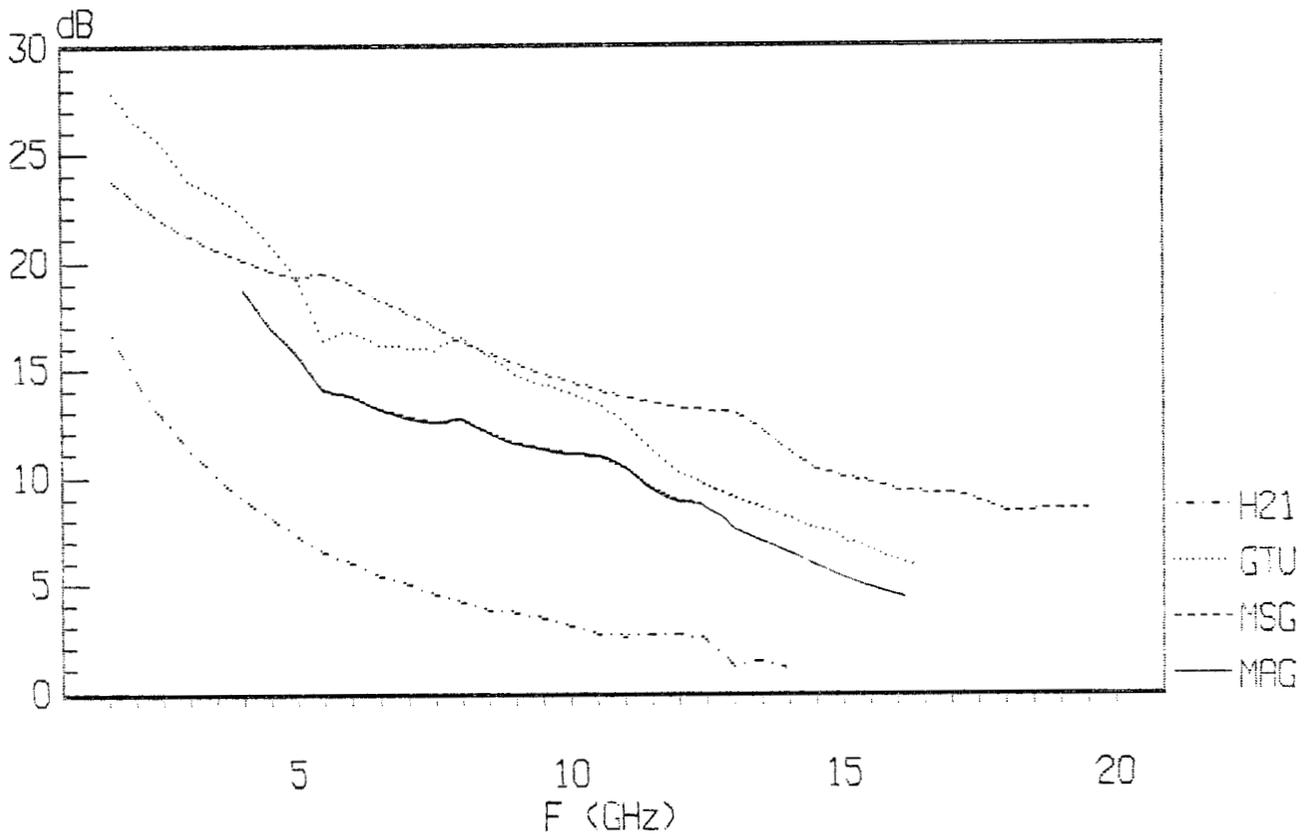


Figure IV.15 : Schéma synoptique de mesures des gains hyperfréquences

Figure IV.16 : Evolution fréquentielle des gains hyperfréquences du HTEC ($Z = 300 \mu\text{m}$, $L_g = 1,2 \mu\text{m}$)

$V_{gs} = 0,5 \text{ V}$ $V_{ds} = 3 \text{ V}$



- Le gain en courant de court-circuit $|H_{21}|$

Il est défini à partir des paramètres S_{ij} , donc en tenant compte des éléments extrinsèques par :

$$|H_{21}|^2 = \left| \frac{-2 \cdot S_{21}}{(1-S_{11}) \cdot (1+S_{22}) + S_{21} \cdot S_{12}} \right|$$

Dans ce cas sa fréquence de transition $|H_{21}| = 1$ est un peu inférieure à F_t .

Les évolutions en fonction de la fréquence de ces différents gains (Mag , Msg , Gtu , H_{21}) d'un transistor de développement de grille de $300 \mu\text{m}$ de grille sont reportées sur la Fig.IV.16.

IV.2.4 La stabilité thermique des composants

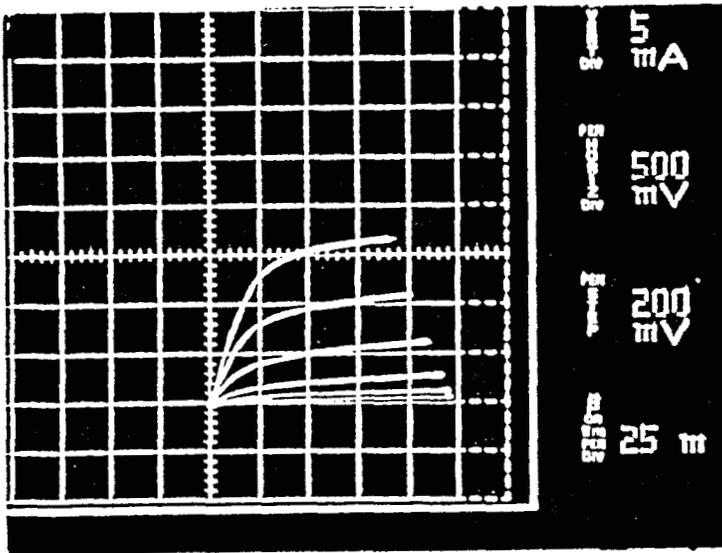
Lors des chapitre précédents, nous avons noté que, par suite de la dissociation des complexes formés, le manque de stabilité des caractéristiques électriques des couches hydrogénées pouvait poser quelques problèmes. C'est pourquoi, il nous a paru intéressant de réaliser cette étude. Les transistors sont soumis à une température de 150°C (sans polarisation), dans une étuve. Les mesures se sont toujours effectuées, sous pointes, à température ambiante.

La Fig.IV.17 présente les caractéristiques statiques d'un transistor (d'un développement de grille de $150 \mu\text{m}$) avant la mise en étuve et après 1000 h de traitement. On ne constate, pour ce transistor (comme pour les simples résistances, voir chap.V.2.1.1), aucune évolution des caractéristiques. Ce résultat montre que dans de nombreuses applications la stabilité thermique du composant doit être suffisante.

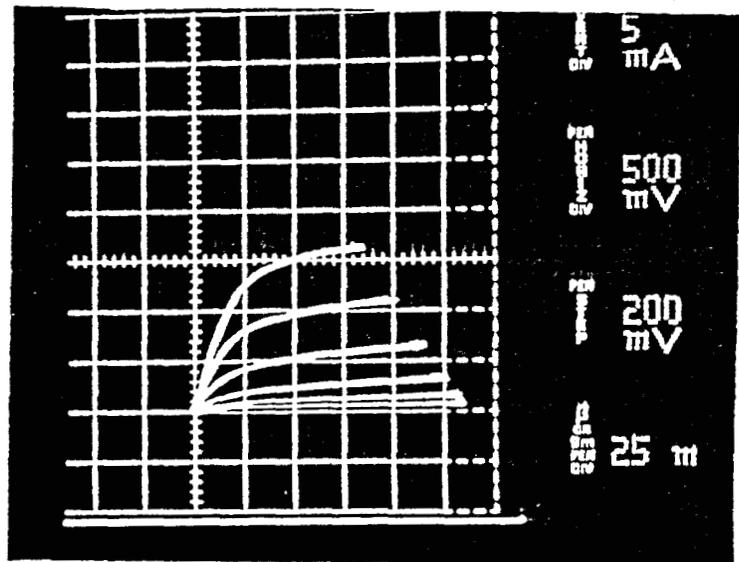
Figure IV.17: Etude de la stabilité thermique du HTEC

(a) Caractéristiques statiques avant le traitement thermique

(b) Après 45 jours dans une étuve à 150°C

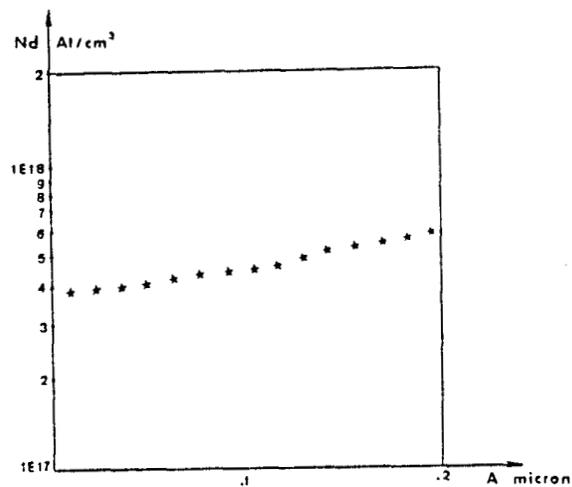


(a)



(b)

Figure IV.19: Profil d'impureté active obtenu par notre logiciel pour la couche active du HTEC



IV.2.5 Comparaison théorie-expérience

Il est maintenant intéressant de comparer les résultats expérimentaux obtenus à ceux déterminés à partir de nos deux logiciels: simulation du phénomène de neutralisation due à l'hydrogène, simulation des propriétés électriques du composant. Cette confrontation entre théorie et expérience est effectuée sur la Fig.IV.18, et l'on peut constater le bon accord obtenu. Nous devons noter que ces performances ont été obtenues avec le profil théorique de concentration en impureté active donné sur la Fig.IV.19. Les résistances d'accès que nous avons utilisées dans la simulation sont celles obtenues expérimentalement (mesures décrites dans le paragraphe (IV.2.2.1)).

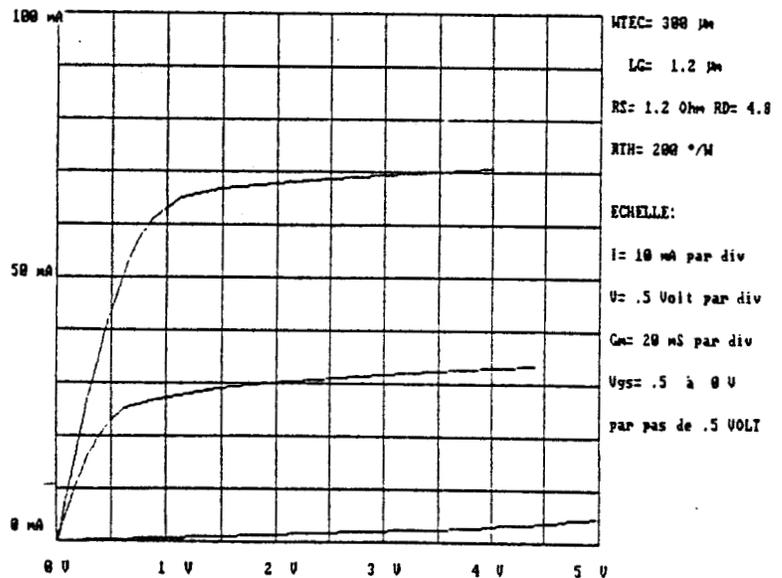
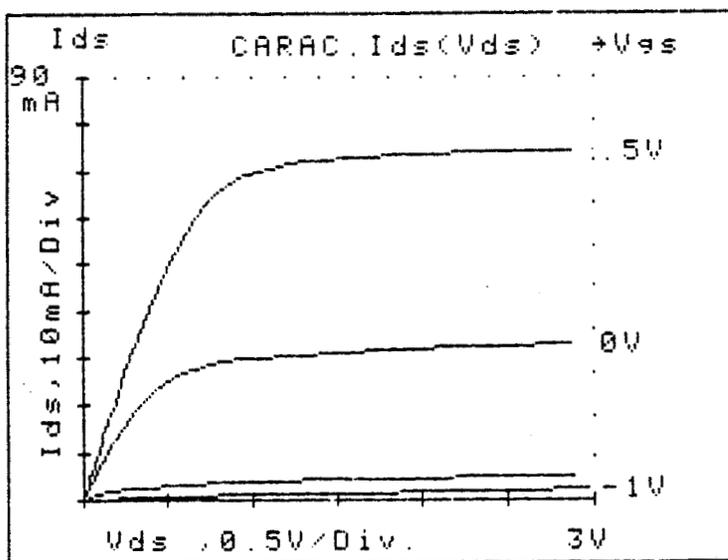


Figure IV.18 : Comparaison Théorie-expérience des performances statiques des HTEC

- (a) Mesures expérimentales
- (b) Résultats obtenus par notre logiciel

IV.3 REALISATION D'UN HFET A GRILLE SUBMICRONIQUE

Dans le paragraphe précédent nous avons pu constater d'une part la faisabilité du transistor hydrogéné et d'autre part les bonnes performances qu'il permet d'obtenir avec une grille micronique. Il paraît donc intéressant d'essayer, afin d'obtenir des performances encore plus "élevées" d'utiliser des grilles submicroniques.

IV.3.1 Conception

* technologie

L'obtention d'une fréquence de coupure élevée passe par la réalisation d'une grille submicronique et de résistances d'accès faibles. Le masquage électronique permet, dans notre cas l'obtention de ces deux conditions. En effet l'exposition au plasma d'hydrogène d'une région de largeur réduite (submicronique) permet l'obtention de zones d'accès de dopage élevé à proximité de la grille, donc de résistances d'accès faibles.

La structure du transistor est illustrée sur la figure.IV.20.

Pour ce faire le diélectrique, qui constitue la protection des zones d'accès, est formé par une couche de polyimide (résistant au plasma d'H) recouvert de PMMA (résine électrosensible). Par écriture directe au masqueur électronique, il est possible de réaliser une ouverture de longueur très faible dans le polyimide et de réaliser, après exposition au plasma, une zone de dopage plus faible à l'endroit où l'on va déposer la grille. Grâce à la même lithographie le recess et la grille peuvent ensuite être réalisés (procédé B) Fig.IV.3.

Pour neutraliser les donneurs ionisés de la couche active la plaquette chauffée à 220 °C a été exposée durant 10 mn à un plasma RF d'une puissance de 10 W sous une pression d'hydrogène de 1 mbar.

* La structure géométrique du masque

Le masque utilisé est constitué de transistors de développement de grille de 150 μm , dont les caractéristiques géométriques sont:

Distance source-drain : 2 μm
 Epaisseur diélectrique (polyimide + PMMA): 1500 Å
 Largeur du canal creuse dans la résine : 0,5 μm

(a)

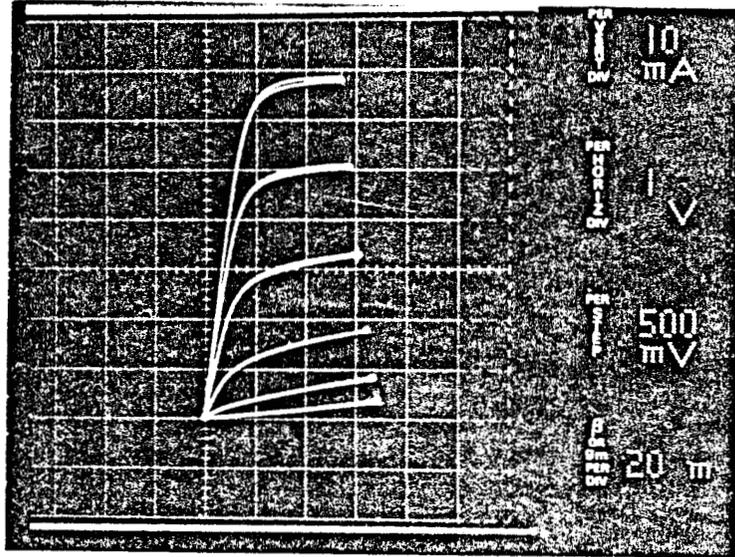
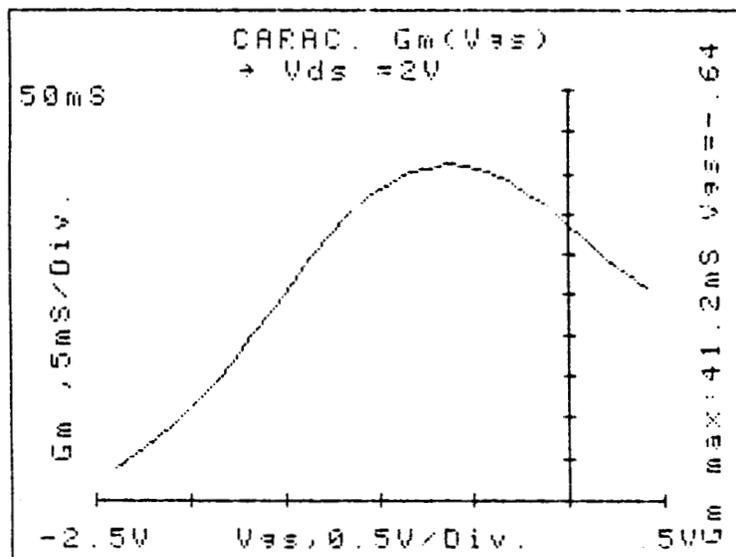


Figure IV.21 : Caractéristiques statiques du HTEC ($L_g = 0,55 \mu\text{m}$; $Z = 150 \mu\text{m}$) à $V_{gs} < 0$

(a) Evolution du courant I_{ds} en fonction de V_{ds}

(b) Evolution de la transconductance en fonction de V_{gs}

(b)



Largeur du recess (sensiblement identique à la largeur de la zone exposée au plasma) : $0,5 \mu\text{m}$
 Profondeur du recess : $0,14 \mu\text{m}$
 Longueur de grille (masque électronique): $0,55 \mu\text{m}$
 (élargissement du à la sous gravure du polyimide)

IV.3.2 Caractéristiques statiques et basse fréquence

Le réseau de caractéristiques statiques $I_{ds}(V_{ds})$ est reporté sur la figure IV.21.

- * La transconductance statique maximale, obtenue pour une polarisation de grille directe, s'élève à 320 mS/mm . On constate bien une amélioration de la transconductance par rapport à la réalisation précédente.
- * La tension de barrière du contact Schottky est égale à: $V_b = 0,53 \text{ V}$, avec un facteur d'idéalité $n = 1,64$.
- * Les résistances d'accès (pour un développement de grille de 1 mm) sont :

$$R_s = 0,33 \Omega \quad R_d = 0,48 \Omega \quad R_i = 0,2 \Omega$$

Dans la réalisation précédente la somme ($R_s + R_d$) était environ deux fois plus importante, en diminuant la largeur du canal exposé, nous avons bien minimisé, comme nous l'espérions, les résistances d'accès.

- * Les mesures de $C(V)$ donnent une charge totale stockée sous la grille égale à:

$$Q_0 = 7 \cdot 10^{13} \text{ C}$$

La tension nécessaire pour désertter la zone active sous la grille est de:

$$W_0 = 2,4 \text{ V}$$

donc connaissant $L_g = 0,55 \mu\text{m}$, on peut déduire l'épaisseur de la zone active a et son dopage N_d :

$$a = 0,058 \mu\text{m} \quad \text{et} \quad N_d = 8,5 \cdot 10^{17} \text{ At/cm}^3$$

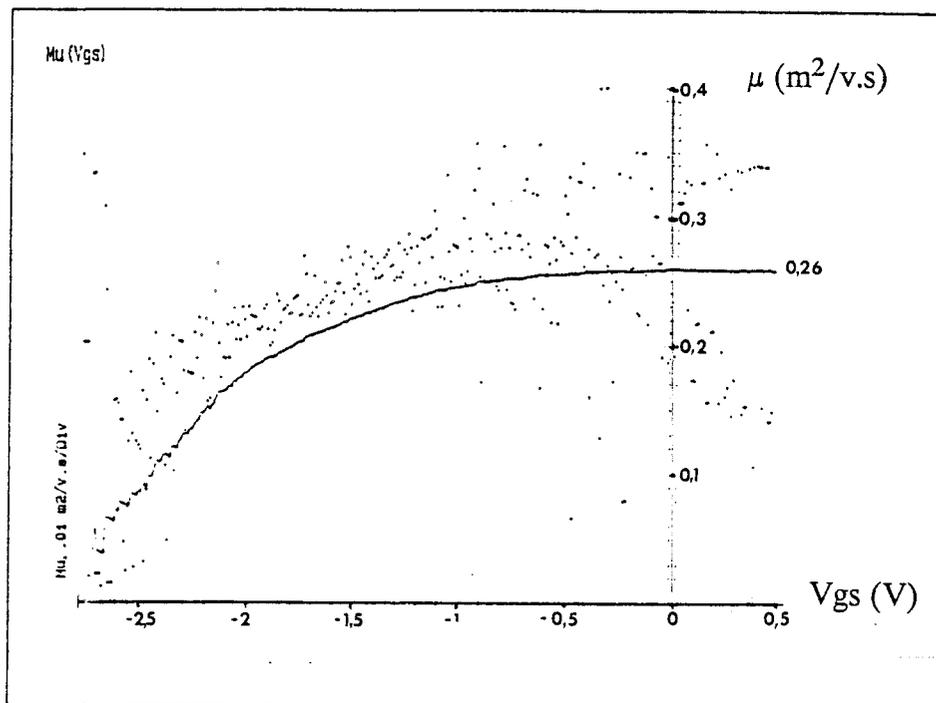


Figure IV.22 : Evolution de la mobilité (μ_d et μ) de la zone active, du HTEC à grille submicronique, en fonction de V_{gs} , déduite de mesures de magnétorésistance

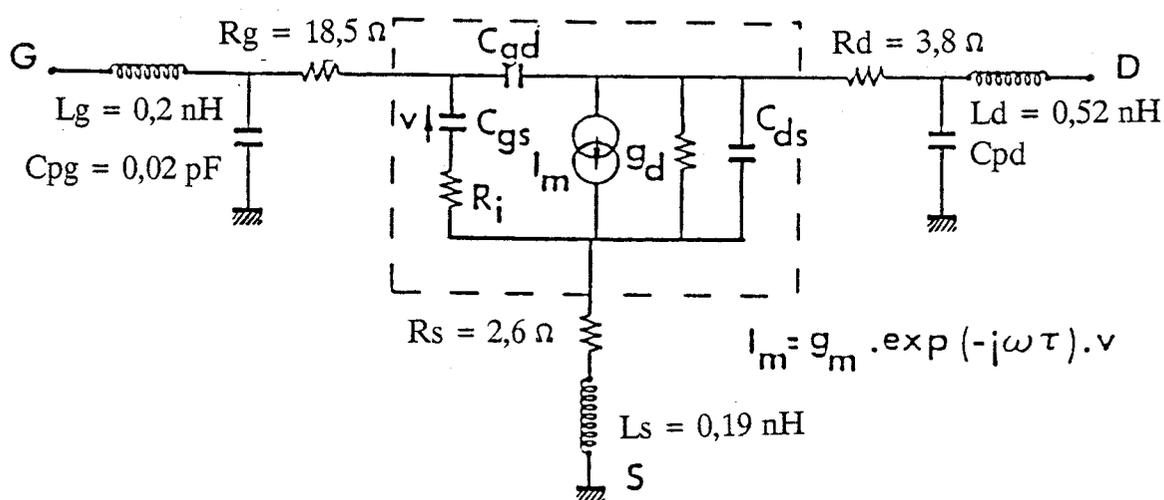


Figure IV.23 : Valeur des éléments extrinsèques du HTEC à grille submicronique

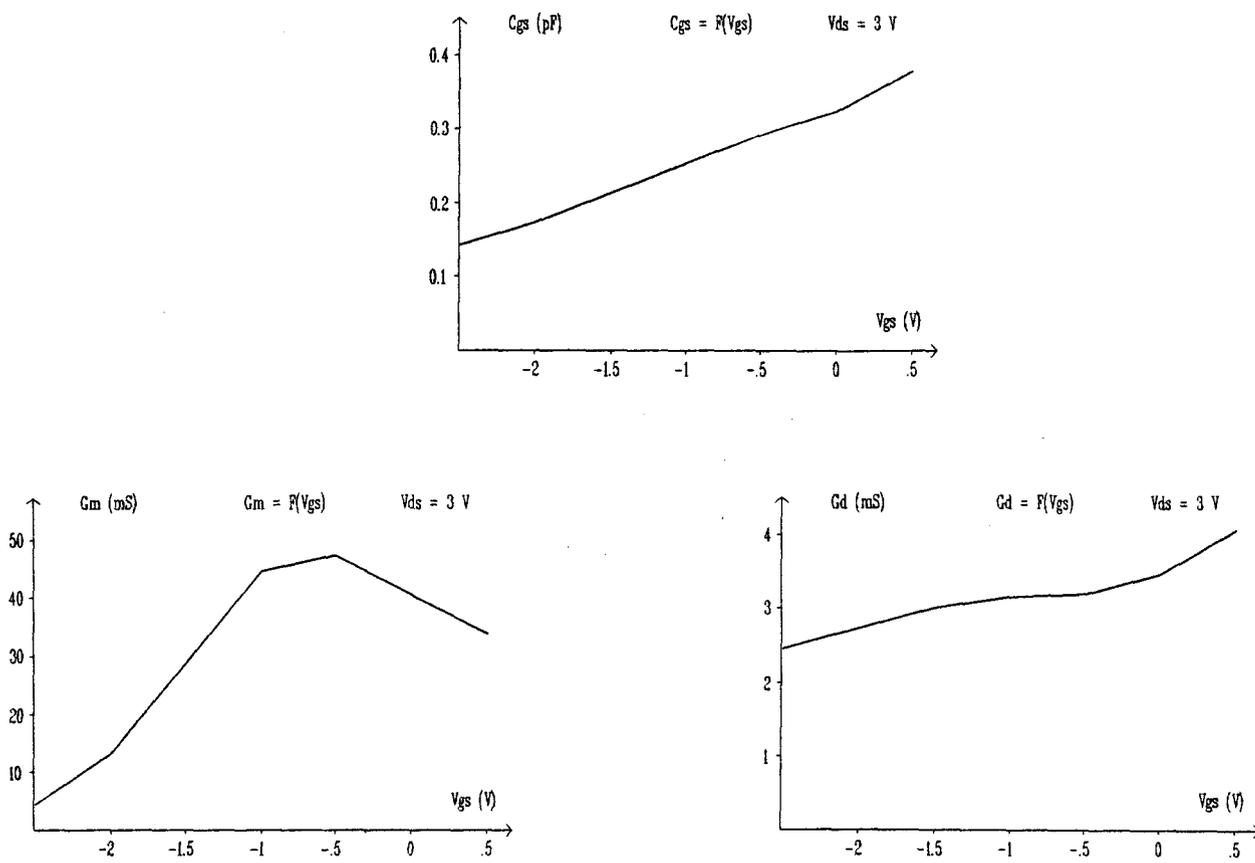


Figure IV.24 : Evolution des principaux paramètres intrinsèques du HTEC à grille submicronique en fonction de V_{gs}

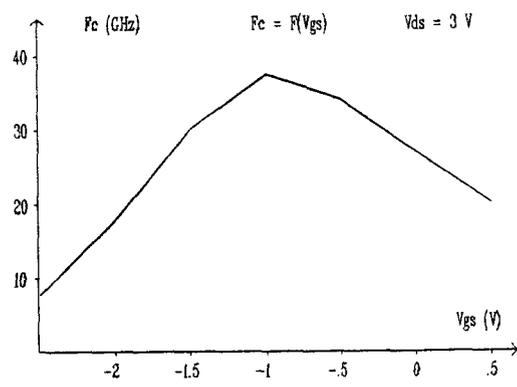


Figure IV.25 : Evolution de la fréquence de coupure en fonction de V_{gs} ($L_g = 0,55 \mu\text{m}$)

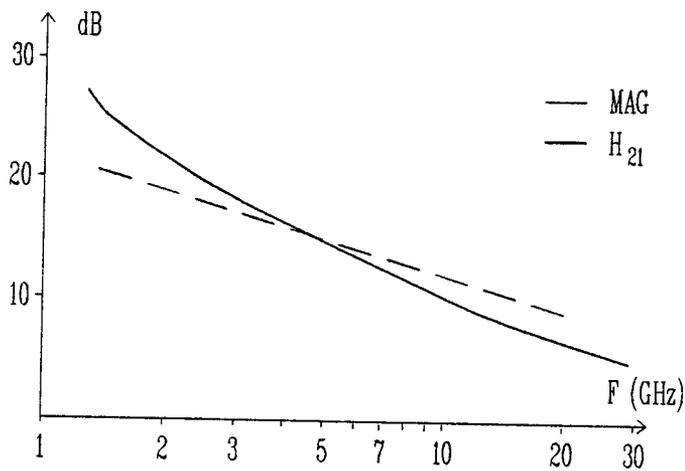


Figure IV.26 : Evolution des gains hyperfréquences du transistor de longueur de grille $0,55 \mu\text{m}$ et de largeur $150 \mu\text{m}$ en fonction de la fréquence

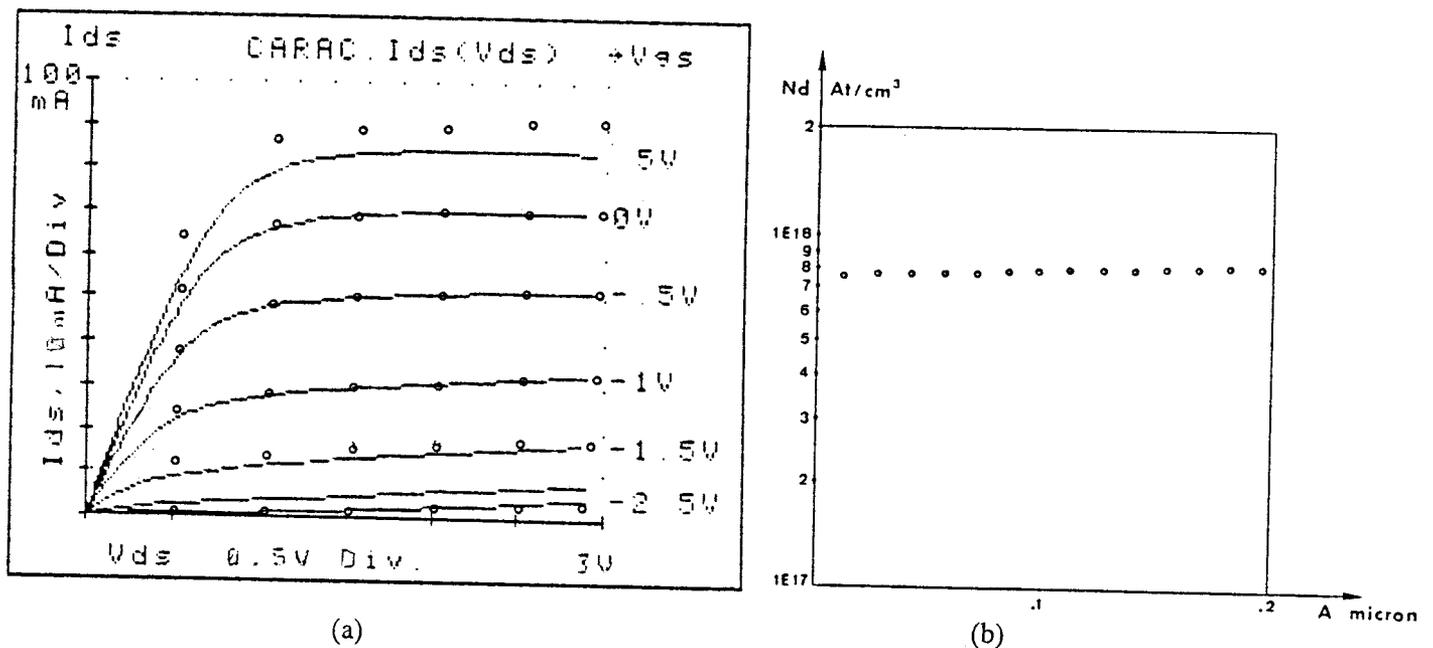


Figure IV.27 : Comparaison théorie expérience:

- (a) caractéristiques statiques expérimentales
points théoriques obtenus par notre logiciel
- (b) profil théorique d'impureté active de la zone située sous la grille

Ce dopage est assez important, mais grâce aux caractéristiques du profil de dopage actif dues à la neutralisation, nous n'avons pas eu de problème de claquage prématuré des composants.

* Mesures de magnéto-résistance :

L'évolution de la mobilité en fonction de V_{gs} est reportée sur la Fig.IV.22. La mobilité moyenne mesurée est de $2600 \text{ cm}^2/\text{v.s}$. Cette valeur de mobilité, pour un dopage estimé de $8,5 \cdot 10^{17} \text{ At}/\text{cm}^3$ est tout à fait correcte. Elle ne diffère que très peu de la mobilité moyenne obtenue pour une couche qui aurait naturellement ce dopage, mais il faut remarquer que le taux de neutralisation est très faible

IV.3.3 Mesures hyperfréquences

* Détermination du schéma équivalent petit signal

Elle a été effectuée à partir des paramètres S du transistor. La valeur des paramètres extrinsèques d'un composant de largeur $150 \mu\text{m}$ est indiquée sur le schéma (Fig.IV.23). On remarque la valeur anormalement élevée de la résistance de grille $R_g = 18 \Omega$ (pour un développement de grille de $150 \mu\text{m}$) qui résulte de la faible longueur de la grille ($0,55 \mu\text{m}$), et d'une technologie qui n'est pas encore tout à fait optimisée. L'évolution des principaux paramètres intrinsèques est tracée en fonction de la polarisation de grille sur les courbes de la Fig.IV.24.

La diminution de la longueur de grille conduit bien à une augmentation de la fréquence de coupure, puisque, comme l'indique la Fig.IV.25, on atteint une fréquence de coupure maximale de 36 GHz ($L_g = 0,55 \mu\text{m}$).

* L'évolution fréquentielle des gains hyperfréquences disponibles (Mag , Msg , Gtu , H_{21}) est reportée sur la Fig.IV.26.

IV.3.4 Comparaison théorie-expérience

Le réseau de caractéristiques statiques obtenu par notre logiciel est comparé sur la Figure.IV.27.a aux résultats expérimentaux. Le profil de concentration en impureté active grâce auquel on a obtenu ce résultat est reporté Figure IV.27.b.

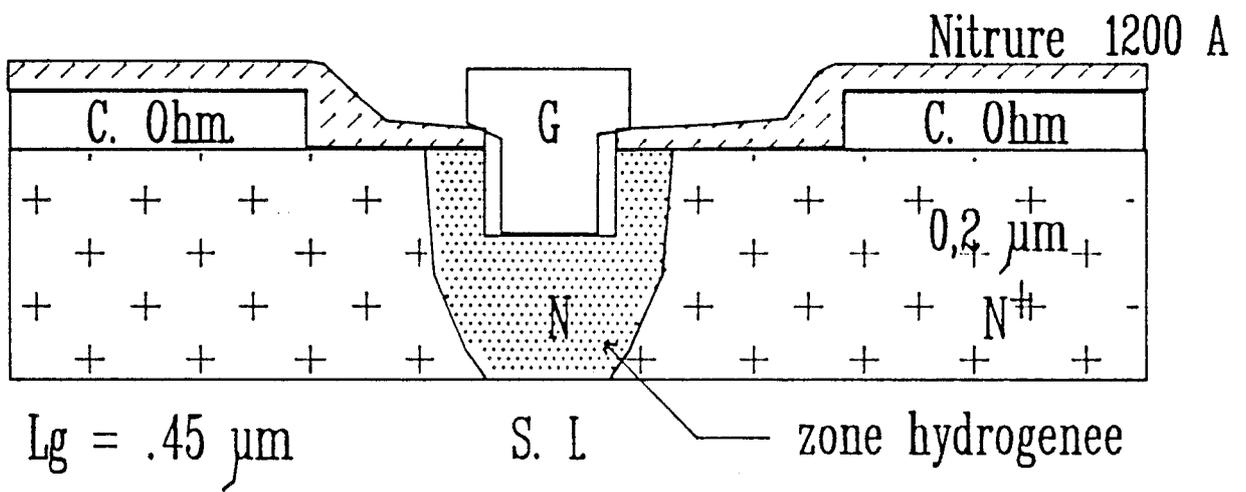


Figure IV.28 : Structure du HTEC à grille en T

IV.4 REALISATION D'UN HFET A GRILLE EN T SUBMICRONIQUE

IV.4.1 La conception

L'obtention d'un transistor à grille submicronique performant en hyperfréquence passe par la réalisation de grille submicronique aussi peu résistive que possible. Pour ce faire on utilise des grilles en T, le pied de grille formant le contact schottky avec le semiconducteur est largement submicronique, mais l'élargissement de la métallisation de grille à partir d'une certaine hauteur permet l'obtention d'une résistance de grille faible.

* La technologie

La structure de l'épitaxie utilisée pour cette réalisation est identique aux deux précédentes, mais la procédure de réalisation, (procédé C) Fig.IV.4, est différente.

Le point important à noter pour cette réalisation est que le diélectrique utilisé pour la protection des zones d'accès au plasma d'hydrogène est aussi utilisé pour le support de la métallisation formant le T de la grille (Fig.IV.28). Le choix du diélectrique résulte donc d'un compromis entre sa constante diélectrique (pour l'obtention de faibles capacités), sa stabilité et sa résistance au plasma d'hydrogène. Dans ces conditions le nitrure est préféré au polyimide. Mais le choix des épaisseurs de diélectrique est délicat car:

- d'une part l'épaisseur de nitrure doit être suffisante pour minimiser les capacités existant entre la grille et les régions fortement dopées.

- d'autre part cette épaisseur est limitée car, la résine PMMA étant attaquée environ deux fois plus vite que le Si_3N_4 , il faut pouvoir creuser un canal dans le nitrure sans trop attaquer le nitrure situé de part et d'autre.

Afin de permettre la neutralisation des impuretés, la plaquette chauffée à 242 °C a été exposée durant 15 mn à un plasma de deutérium d'une puissance rf de 20 W.

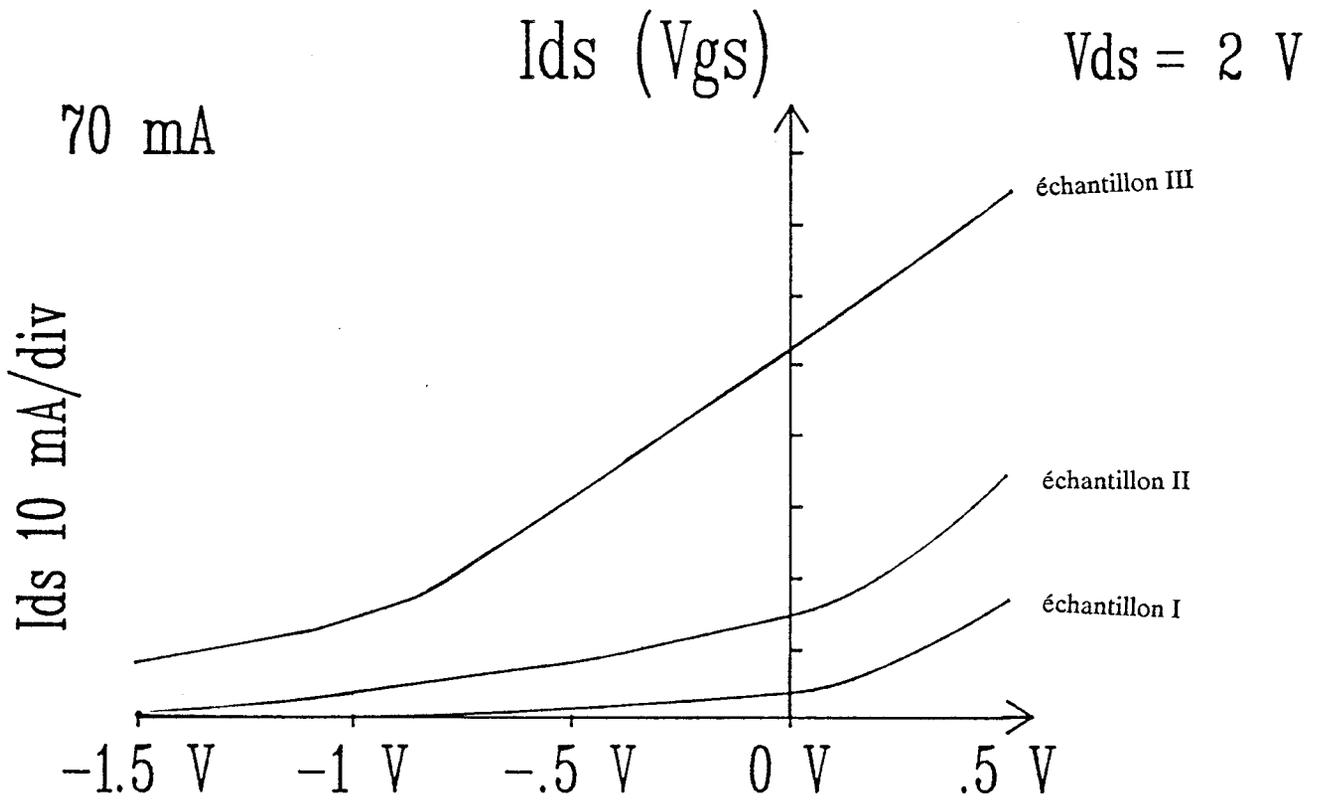


Figure IV.29 : Evolution du courant I_{ds} en fonction de la tension V_{gs} pour trois HTEC ($Z = 90 \mu\text{m}$, $L_g = 0,7 \mu\text{m}$) ayant subits des recuits différents:

- (I) 150 s à 250°C
- (II) 300 s à 250°C
- (III) 600 s à 250°C

* Le masque

Ses avantages résultent de:

- Sa géométrie permettant la caractérisation sous pointes hyperfréquences (Cascade [ref.4]).
- L'utilisation de deux grilles en parallèle de façon à diminuer la résistance de grille hyperfréquence.

Ce masque comprend deux transistors de largeurs identiques ($90 \mu\text{m}$) mais de distances source-drain différentes ($2,5 \mu\text{m}$ et $3,5 \mu\text{m}$), et d'un transistor test permettant la mesure statique sous pointe (pour le contrôle technologique).

Les caractéristiques géométriques des transistors sont:

Distance S-D :	$2,5 \mu\text{m}$	$3,5 \mu\text{m}$
Epais. nitrure:	1200 Å	1200 Å
Largeur canal :	$0,5 \mu\text{m}$	$0,7 \mu\text{m}$
prof. recess :	$0,1 \mu\text{m}$	$0,1 \mu\text{m}$
Longueur du pied grille :	$0,5 \mu\text{m}$	$0,7 \mu\text{m}$
longueur du sommet de grille:	$0,7 \mu\text{m}$	$1 \mu\text{m}$

Remarque :

Afin d'obtenir des séries de transistors de caractéristiques variées, et d'être en mesure avec la même réalisation technologique d'étudier des échantillons caractérisés par des profils de concentration en impureté active différents, des morceaux de la plaquette ont été soumis à des recuits différents. (effectués dans le four à lampe sous azote hydrogéné) :

- Plaquette I: $250 \text{ }^\circ\text{C}$; 150 s
- Plaquette II : $250 \text{ }^\circ\text{C}$; 300 s
- Plaquette III : $250 \text{ }^\circ\text{C}$; 600 s

On peut constater l'importance de la réactivation thermique, en observant l'évolution du courant I_{ds} en fonction de la polarisation de grille représentée sur la fig.IV.29 pour les plaquettes I,II,III. La forte augmentation observée du taux de porteur libre est sans doute due à la faible épaisseur de la zone neutralisée sous la grille qui

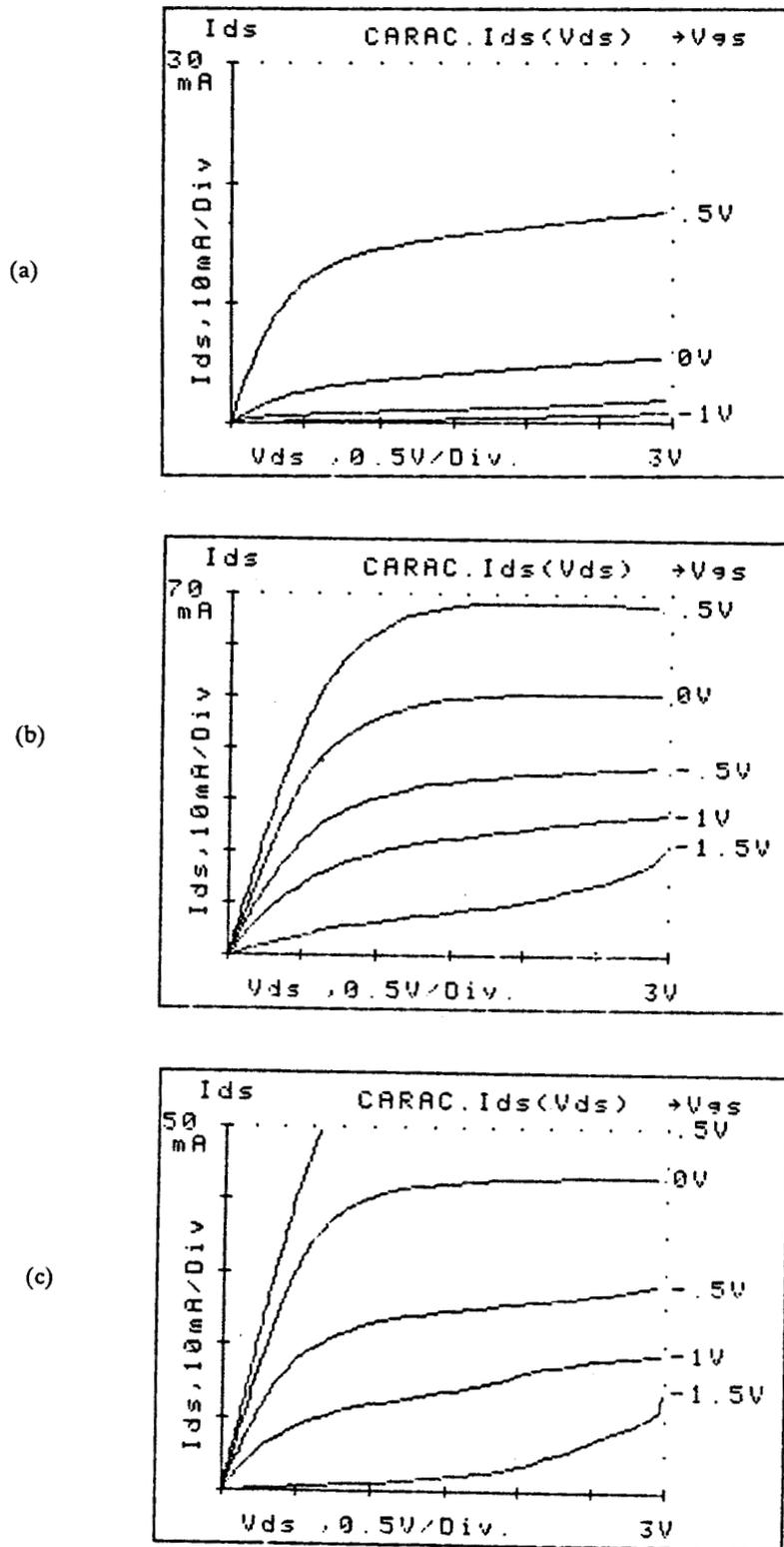


Figure IV.30 : Evolution du réseau de caractéristiques statiques ($I_{ds} = F(V_{gs})$) du HTEC à grille en T ($Z = 90 \mu\text{m}$, $L_g = 0,7 \mu\text{m}$)

- (a) échantillon I
- (b) échantillon II
- (c) échantillon III

permet une exodiffusion rapide des hydrogènes, et qui donc entraîne un taux de recomplexation très faible.

IV.4.2 Les performances statiques et hyperfréquences

* Les caractéristiques statiques :

L'évolution du courant de drain en fonction de la tension de grille pour les différents échantillons est reportée sur la Fig.IV.29.

On constate une amélioration de la linéarité de commande quand le transistor est fortement recuit. Le réseau de caractéristiques $I_{ds} = F(V_{ds})$ est représenté sur les figures IV.30.a,b,c pour respectivement les échantillons I,II,III. On peut noter les bonnes performances de l'échantillon le plus recuit (n°III) pour lequel on obtient, avec un courant de drain de 670 mA/mm (Fig.IV.30.c), une transconductance statique de plus de 425 ms/mm.

Dans le tableau I sont regroupés les paramètres déduits de mesures statiques : Les grandeurs dépendants de la largeur du composant sont donnés pour un développement de grille de 1 mm, ils correspondent à des composants de longueur de grille de 0,7 μm . Malheureusement, nous n'avons pu obtenir de résultats pour les grilles plus fines, en effet les grilles courtes étaient presque toutes en circuit ouvert.

Néanmoins, les performances obtenues sont supérieures à celles correspondantes aux réalisations ultérieures, cette augmentation provient sans doute des améliorations de la structure du transistor, mais aussi de l'absence de traitement après leur réalisation (découpe, connexion et mise en boîtier) puisque toutes les caractéristiques ont été mesurées sous pointes hyperfréquences.

Les différents recuits, qui à cause de la réactivation thermique augmentent la concentration de donneurs actifs donc de porteurs libres, nous permettent de constater la diminution des résistances d'accès et l'augmentation de la transconductance lors de l'augmentation du dopage de la couche active et des zones d'accès proches de la grille.

* Les paramètres dynamiques

Ceux-ci sont regroupés dans le tableau II. (Elles sont reportées pour un transistor de largeur 1 mm).

	n° I	n° II	n° III
V_b (V)	0,57	0,53	0,52
R_s (Ω/mm)	0,5	0,27	0,2
R_d (Ω/mm)	0,7	0,54	0,5
R_i (Ω/mm)	0,45	0,23	0,27
G_m (mS. mm)	360	400	425

Tableau I : Performances statiques des HTEC I,II,III

Tableau II : Performances dynamiques des HTEc I, II, III

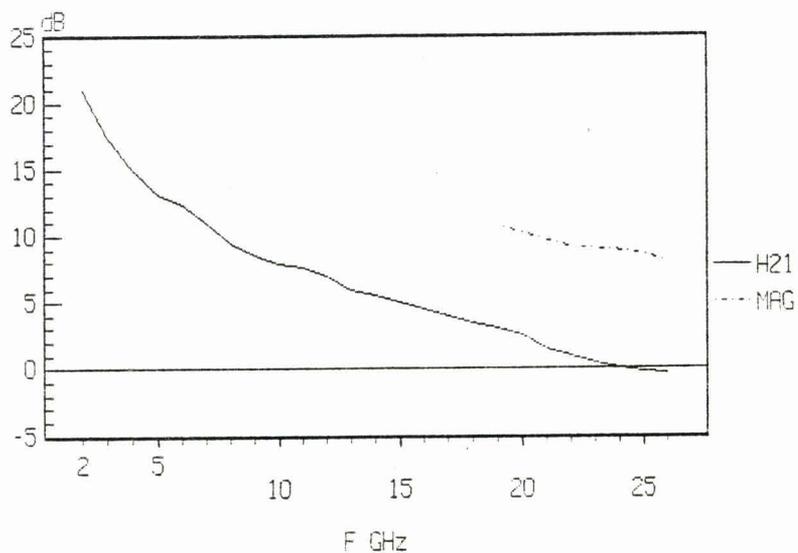
	n° I	n° II	n° III
R_g (Ω)	4,7	8	5,5
C_{gs} (pF. mm)	2,1	1,5	1,6
C_{gd} (pF. mm)	0,24	0,32	0,4
G_d (mS. mm)	23	24	19
G_m (mS. mm)	490	415	385
F_c (GHz)	26,3	29,5	27

La résistance de grille est donnée pour une grille d'une longueur de 90 μm

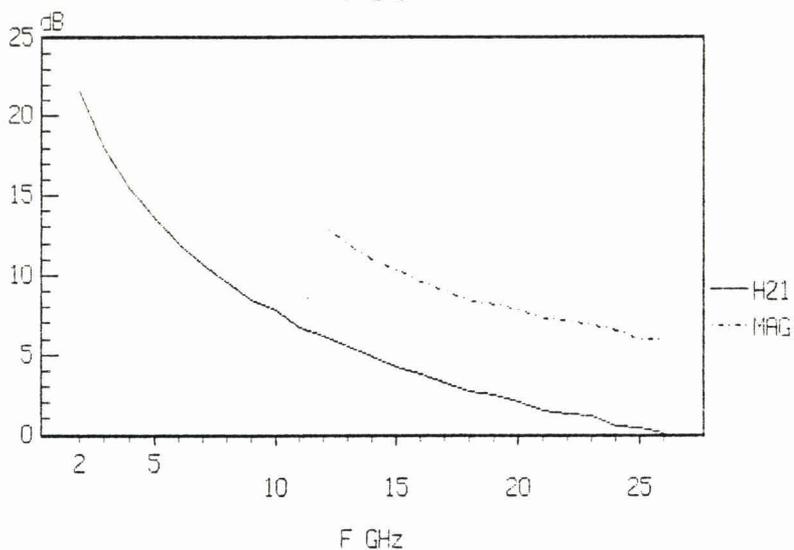
On peut constater que, grâce à sa structure en T, la résistance de grille a bien été diminuée, puisque sa valeur est comparable à la résistance de grille obtenue lors de la première opération avec une longueur de grille de $1 \mu\text{m}$ (voir IV.2).

* Les gains disponibles hyperfréquences sont tracés sur les courbes 31.a pour l'échantillon n°I, 31.b pour l'échantillon n°II, et 31.c pour l'échantillon n°III. L'obtention pour la structure n°III de MAG de l'ordre de 9 dB à 26 GHz montre que les composants réalisés, de longueur de grille de $0,7 \mu\text{m}$, sont performants.

(a) échantillon I



(b) échantillon II



(c) échantillon III

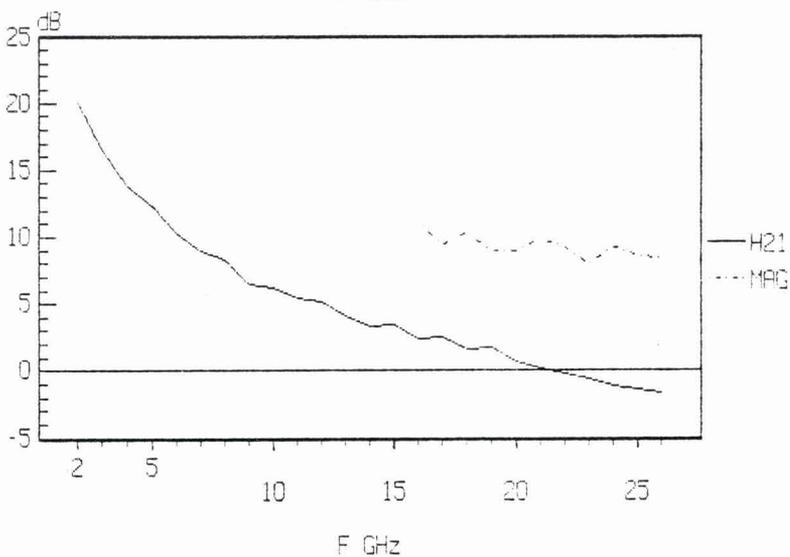


Figure IV.31 : Evolution fréquentielle des gains hyperfréquences du HTEC à grille en T ($Z = 90 \mu\text{m}$, $L_g = 0,7 \mu\text{m}$)

CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons démontré la faisabilité du MESFET AsGa réalisé à partir de l'hydrogénation de couches épitaxiées semiconductrices. Les caractéristiques obtenues sont très encourageantes. En effet, bien que leur technologie ne soit pas optimum, les performances sont déjà comparables et même dans certains cas supérieures à celles des Mesfets AsGa réalisés par d'autre filière.

Mais, pour conclure au devenir en microélectronique du procédé, un travail important reste à réaliser pour optimiser la technologie et étudier de façon plus approfondie les composants réalisés. Actuellement, les résultats obtenus ne sont pas très reproductibles. En effet nous rappelons que lors de leur réalisation les échantillons sont manipulés hors de la salle blanche (étape de neutralisation). L'état de surface à cet instant est donc tout à fait discutable, or nous avons conclu au troisième chapitre à l'importance, pour la neutralisation des épitaxies, des conditions du plasma et des états de surface des échantillons. La dispersion des résultats peut donc facilement s'expliquer.

Des conclusions définitives sur le devenir de ce nouveau procédé nécessitent donc des recherches plus approfondies sur le MESFET hydrogéné (reproductibilité, rendement de fabrication, domaine d'application des composants réalisés).

BIBLIOGRAPHIE CHAPITRE.IV

- [1] M. Céran, Mémoire CNAM, Lille (Decembre 1988)
- [2] J.R. Sites, H.H. Wieder, IEEE TED, vol ED 27, n°12, (Decembre 1980)
- [3] G. Dambrine, A. Cappy, F. Héliodore, E. Playez, IEE MTT, vol 36, n°7, (Juillet 1980)
- [4] G. Dambrine Thèse, Lille, (Mars 1989)

CHAPITRE V

PERSPECTIVES

INTRODUCTION

Dans ce chapitre nous présentons le début d'une étude très générale entreprise au laboratoire sur les possibilités d'application en technologie microélectronique de l'hydrogénation de couches semiconductrices. Cette étude n'est actuellement qu'une ébauche et les résultats donnés ne seront que très partiels.

Les perspectives d'application de ce nouveau procédé découlent directement des propriétés présentées par les matériaux semiconducteurs hydrogénés. Celles ci ne sont pas encore parfaitement connues et nous nous limiterons aux cas des deux matériaux actuellement les plus étudiés, l'AsGa et le GaAlAs, matériaux dont les applications en microélectronique sont particulièrement nombreuses.

En premier lieu nous nous sommes donc intéressés à l'introduction de l'hydrogénation dans la réalisation de transistors à hétérostructure, et plus particulièrement du MISFET. Constitué d'une hétérojonction AsGa (NID) /AlGaAs (NID), il est difficile d'obtenir sur ce composant des résistances d'accès et de contact faibles. La neutralisation dans l'AlGaAs pouvant être beaucoup plus importante que dans l'AsGa, il est possible en partant d'une couche n, d'obtenir après passivation une couche extrêmement peu dopée, de plus les centres DX sont très fortement passivés par l'hydrogène atomique. On peut donc espérer réaliser un MISFET, de bonne qualité, dont les zones d'accès et les contacts ohmiques seraient peu résistifs.

Par ailleurs une autre piste possible consiste à utiliser le phénomène de dissociation thermique des complexes formés entre l'hydrogène et les atomes donneurs. Lorsque la technologie est terminée il n'y a généralement plus de réglage possible. Or ce n'est pas le cas de composants ou de circuits réalisés à partir d'épitaxies hydrogénées. Par chauffage éventuellement localisé de la couche semiconductrice, il est possible de modifier à volonté le dopage de la couche active et cette possibilité ouvre peut être des voies nouvelles en microélectronique, que nous avons voulu très sommairement explorer à la fin de ce chapitre.

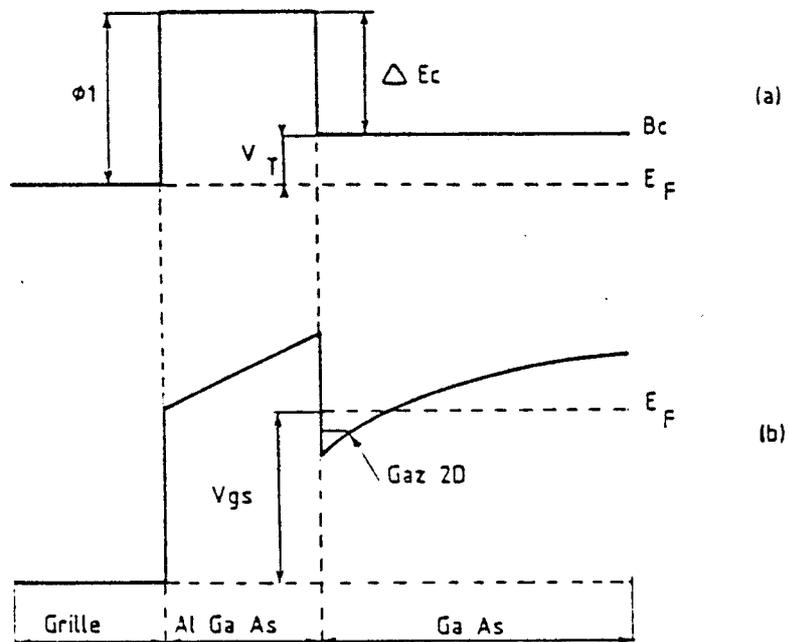


Figure V.1 : Schéma de bande d'un MISFET, (a) $V_{gs}=0$, (b) $V_{gs} > V_t$

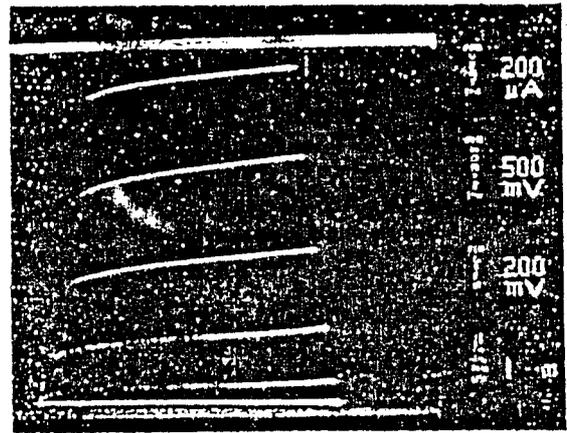
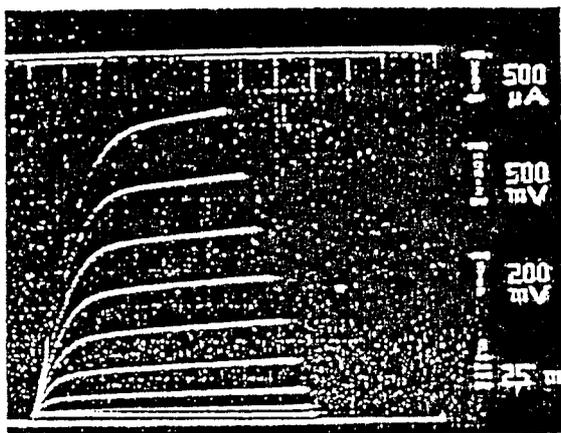


Figure V.2 : Performances statiques de MISFET réalisés au LEP en technologie d'implantation autoalignée. (a) $L_g = 0,9 \mu\text{m}$, (b) $L_g = 1,4 \mu\text{m}$ ($Z = 10 \mu\text{m}$)

V.1 REALISATION D'UN MISFET PAR VOIE HYDROGENEE

Le fonctionnement du MISFET repose sur l'utilisation d'une hétérostructure AlGaAs (NID) / GaAs (NID) qui permet l'accumulation de charges très mobiles dans le puits de potentiel situé dans le GaAs. La charge présente dans ce puits étant modulée par la variation de la tension appliquée sur la grille.

Les deux avantages principaux de ce composant sont donc d'une part l'absence de centres DX dans l'AlGaAs NID, donc pas d'anormalité de fonctionnement à basse température, et d'autre part l'uniformité des tensions seuils qui ne dépendent que des propriétés des matériaux utilisés (Fig.V.1), et non plus de leurs concentrations en impureté comme dans les HEMTs.

Une des caractéristiques du fonctionnement du MISFET est l'importance du courant grille-source, du aux électrons qui ayant acquis une énergie voisine de V_{Ec} sont passés dans la couche d'AlGaAs, et donc collectés par la grille. Ce phénomène a pour effet l'apparition d'une résistance différentielle négative, qui peut être utilisée dans certaines applications, notamment pour la réalisation d'oscillateurs hyperfréquences.

Mais les problèmes technologiques inhérents à cette structure sont importants, il est en effet très difficile de réaliser ce composant avec de faibles résistances d'accès. Les meilleurs résultats sont obtenus en technologie d'implantation auto-alignée (Fig.V.2) [ref.1]. Mais on retrouve dans ce cas les défauts de cette filière: une grille réfractaire donc très résistive et un matériau implanté (constituant les zones d'accès) qui n'a pas des qualités électriques d'épitaxies dopées en cours de croissance.

L'utilisation de la filière hydrogène est possible car la neutralisation des donneurs et des centres profonds dans l'AlGaAs peut être très importante (voir CHAP I.2.2). De ce fait on peut imaginer la réalisation d'un MISFET à partir d'épitaxies très dopées (Fig.V.3), il est donc possible d'obtenir de bons contacts ohmiques, et de faibles résistances d'accès. Puis après un masquage, qui permet la protection des zones d'accès, l'échantillon est exposé au plasma d'hydrogène pour former la zone très peu dopée sur laquelle la grille peut être déposée.

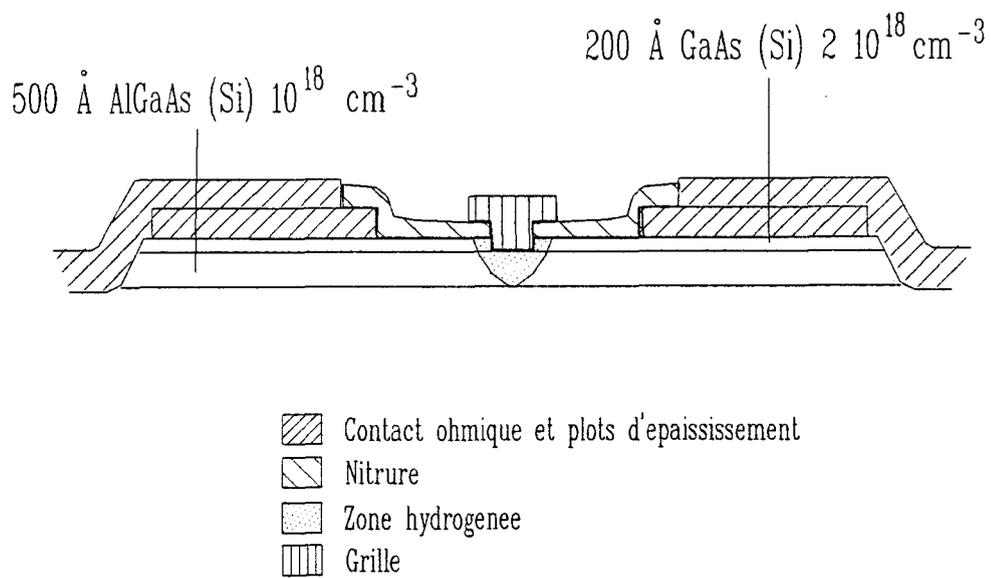


Figure V.3 : Structure du MISFET réalisé sur une épitaxie hydrogénée

V.1.1 Conception et technologie du H-MISFET

* La couche

Elle est constituée d'une couche de 5000 Å de GaAs NID, déposée sur un substrat semi-isolant d'AsGa, sur laquelle on fait croître une couche de 500 Å d'AlGaAs ($x = 0,35$) dopé Si à 10^{18} At/cm³, puis 200 Å de GaAs dopé Si à 2.10^{18} At/cm³.

* La technologie

Après le creusement des couches supérieures dopées (AsGa (Si) et AlAsGa (Si)), qui permet l'isolation électrique des composants, les contacts ohmiques sont déposés et recouverts d'une couche de nitrure. Un canal creusé dans ce diélectrique permet le dégagement de la zone qui constituera la zone active du MISFET, l'échantillon est alors exposé au plasma d'hydrogène dans des conditions plus neutralisantes que pour le MESFET. Après l'hydrogénation, un léger recess (200 Å) est creusé et la grille est déposée.

La couche protectrice est réalisée par une couche de 1200 Å de nitrure recouverte de résine électrosensible (PMMA) permettant un masquage électronique.

* Le plasma

L'échantillon, porté à une température de 220°C, est exposé durant 30 mn à un plasma RF de deutérium d'une puissance de 30 W.

* Le masque

Il est constitué de deux transistors pouvant être caractérisés sous pointes hyperfréquences, et d'un transistor de test permettant le contrôle en cours de réalisation technologique.

Les caractéristiques géométriques exactes sont:

Largeur des transistors 90 μm

distance source drain 2,6 μm et 3,6 μm

longueur du canal 0,8 μm et 1 μm

longueur de la grille 0,8 μm et 1 μm

Figure V.4 : Performances statiques du MISFET hydrogéné ($L_g = 0,8 \mu\text{m}$, $Z = 90 \mu\text{m}$)

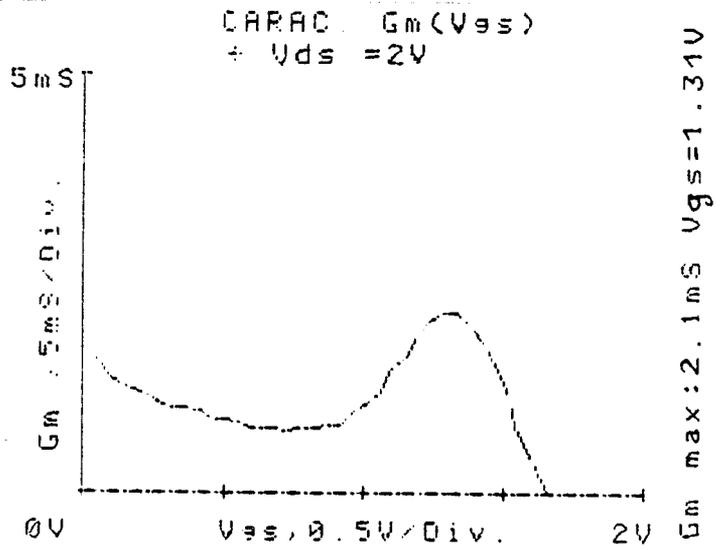
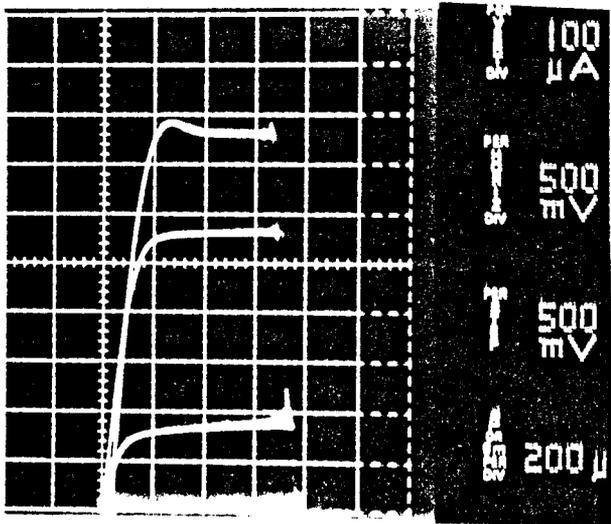
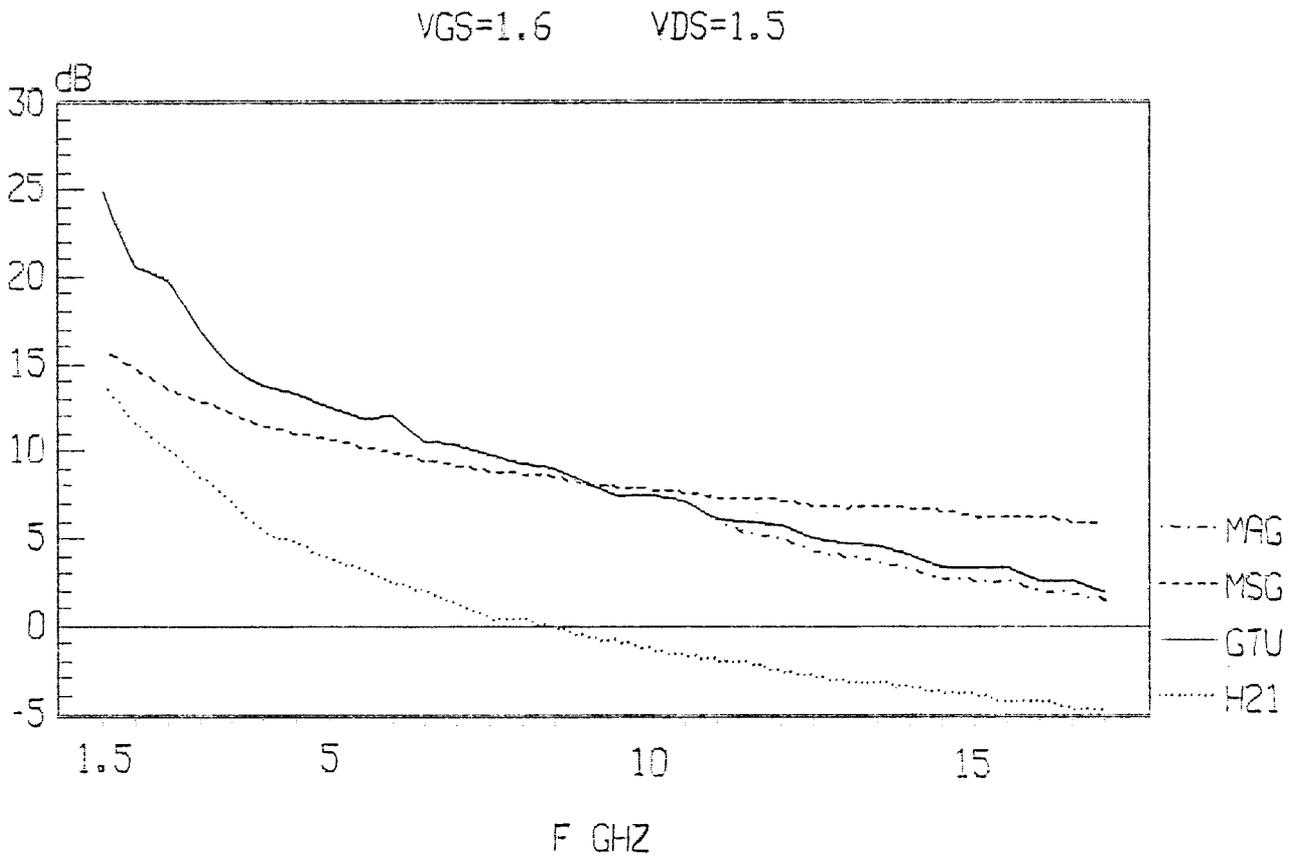


Figure V.5 : Evolution du courant I_{ds} en fonction de V_{gs} du HMISFET ($Z = 90 \mu\text{m}$, $L_g = 0,8 \mu\text{m}$)

Figure V.6 : Evolution fréquentielle des gains hyperfréquences du MISFET hydrogéné



V.1.2 Caractérisation du H-MISFET

V.1.2.1 *Caractérisation statique*

Les caractéristiques statiques sont reportées sur la fig.V.4. On peut remarquer l'existence d'une résistance différentielle négative pour des fortes polarisations de grille (+2 V). La tension de pincement est de l'ordre de +0,4 V. La transconductance maximale atteint 25 mS/mm pour $V_{gs} = +1,3$ V. Sur certains transistors le courant maximal I_{ds} atteint 3 mA (Fig.V.5).

Le point le plus intéressant est la bonne homogénéité des tensions de pincement sur les différents transistors testés, en effet l'écart mesuré est inférieur à 0,1 V.

Les valeurs des résistances, pour un transistor de 90 μm de longueur, sont de l'ordre de:

$$R_s = 20 \Omega \text{ et } R_d = 40 \Omega \text{ et } R_i = 40 \Omega$$

Ces performances très modestes, sont peut-être imputables à une diffusion latérale non négligeable des hydrogènes durant l'exposition plasma. En effet, compte tenu de la durée et de la température de la plaquette durant l'exposition, la profondeur de pénétration est d'environ 0,2 μm . Le canal fortement neutralisé est donc d'environ 1,5 μm pour une grille de 1 μm , et l'on peut supposer que sur 0,2 μm de part et d'autre la neutralisation est non négligeable. Le dopage actif assez faible de part et d'autre du canal non dopé pourrait donc être la cause des résistances d'accès importantes et de la faible valeur du courant et de la transconductance.

V.1.2.2 *Caractérisation hyperfréquence*

Les gains hyperfréquences sont reportés sur la Fig.V.6. L'observation de H21 nous donne une fréquence de coupure extrinsèque de 7,5 GHz, ce qui est bien sûr une performance très modeste qui s'explique bien par la valeur élevée des résistances d'accès. Notons qu'il ne s'agit ici que d'une tout première réalisation absolument non optimisée et que des améliorations très sensibles du procédé doivent pouvoir être trouvées.

V.1.2.3 *Les améliorations possibles*

Elles sont de deux types:

- un meilleur choix des caractéristiques de l'épitaxie
- l'amélioration de la technologie, notamment de la géométrie des masques déterminant les zones de protection au plasma, et des caractéristiques du plasma d'hydrogène.

Le point important est d'augmenter le courant drain source et de diminuer les résistances d'accès. Pour remplir ces objectifs, on pourrait modifier les caractéristiques de l'épitaxie et les dopages des diverses couches, le dopage de l'AlGaAs, qui est à 10^{18} cm^{-3} , pourrait être augmenté à $2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, et celui la couche supérieure d'AsGa augmenté à $3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Par ailleurs le taux d'aluminium de 0,35 est un peu faible et pourrait donc passer à 0,45, ce qui d'ailleurs permet une neutralisation plus importante puisque les centres DX sont plus facilement passivés que les niveaux donneurs légers [ref.2].

D'autre part il faudrait diminuer à $0,5 \mu\text{m}$, ou mieux $0,2$ à $0,3 \mu\text{m}$, la longueur du canal exposé au plasma, en effet la diffusion latérale, pour les temps d'expositions au plasma choisis, n'est pas négligeable (de l'ordre de $0,5 \mu\text{m}$ pour 30 mn à 220°C).

Tableau I : Evolution temporelle de la résistance et du courant d'échantillons exposés à 150°C

	avant plasma	après plasma	120 H 150 °C	500 H 150 °C	1000 H 150 °C	2000 H 150 °C
R Ω	6,5	36	31	31	30,5	31,4
I mA	200	16,5	18	18	18,3	18,1

V.2 ETUDE DU PHENOMENE DE REACTIVATION THERMIQUE

Nous voulons dans ce paragraphe évaluer les possibilités de modifier par réactivation thermique les caractéristiques de composants discrets réalisés sur une couche hydrogénée. L'objectif pourrait par exemple être l'utilisation de cet effet pour effectuer un réglage local d'éléments d'un circuit intégré.

V.2.1 Etude sur des éléments discrets

V.2.1.1 Recuit thermique de résistances

* Evolution de la valeur de résistances portées à 150°C

Nous avons étudié l'évolution de la résistance d'une vingtaine d'échantillons laissés dans une étuve à 150°C. Nous avons donc régulièrement effectué des mesures sous pointes, à température ambiante, les résultats sont reportés dans le tableau I.

On constate qu'après une première étape, appelée déverminage, tout à fait expliquée par la stabilisation des paramètres technologiques, l'évolution est extrêmement faible, voire négligeable. La limite en température (150°C) imposée durant les étapes technologiques est donc tout à fait justifiée.

* Réglage thermique de la valeur d'une résistance

L'évolution de la valeur de résistances portées à différentes températures a été étudiée sur trois séries de résistances de différentes valeurs.

En premier lieu une résistance (résistance carrée de 150 Ω) réalisée sur une épitaxie de 0,15 μm d'AsGa dopé Si à $2 \cdot 10^{18}$ At/cm³, hydrogénée (230°C, 3mn, 10 W) puis recuite 35 mn à 300°C puis 35 mn à 350°C sous azote hydrogéné. (Echantillon 1)

En second lieu une résistance de 50 Ω réalisée sur une épitaxie constituée de 0,46 μm d'AsGa dopé Si à $1,5 \cdot 10^{18}$, hydrogénée et recuite dans les mêmes conditions que précédemment. (Echantillon 2)

Enfin une résistance réalisée sur une épitaxie constituée de 0,2 μm d'AsGA dopé Si à 210^{18} At/cm³, deutérée (15 mn, 220°C, 15 W), dont on a retiré une couche

	avant plasma	après plasma	35 mn 300 °C	35 mn + 320 °C
ech. 1 R_{\square} Ω	150	2500	500	400
ech. 2 R_{\square} Ω	50	150	105	80

Tableau II : Evolution de la résistance carrée de deux échantillons après divers traitements

	avant plasma	après plasma	REC N°1	REC N°2
ech. 1 R_{\square} Ω	150	2500	500	400
ech. 3 R_{\square} Ω	195	2500	500	237

Tableau III : Evolution de la résistance carrée de deux échantillons après divers traitements

	avant plasma	après plasma	5 mn 250 °C	5 mn 260 °C	5 mn 270 °C	5 mn 280 °C	5 mn 290 °C	5 mn 300 °C	5 mn 310 °C
ech. 3 R_{\square} Ω	195	2500	1136	970	900	500	315	260	237

Tableau IV : Evolution de la résistance carrée d'un échantillon deutéré puis recuit
à différentes températures

superficielle de $0,12 \mu\text{m}$ après l'exposition au plasma pour obtenir une couche semiconductrice dopée de $0,08 \mu\text{m}$. Notons que la résistance initiale, avant le traitement plasma, de la couche épaisse de $0,08 \mu\text{m}$ est égale à $195 \Omega/$. Les recuits ont été effectués dans un four à lampe sous azote hydrogéné. (Echantillon 3)

* Dans le tableau II on peut comparer l'évolution de la résistance carrée des échantillons 1 et 2, hydrogénés et recuits dans des conditions identiques, les résultats obtenus montrent clairement l'importance de l'épaisseur de l'échantillon sur le taux de neutralisation et par la suite sur le taux de réactivation thermique résultant d'un recuit identique. Plus la couche hydrogénée est épaisse, plus faible est le pourcentage de dissociation des complexes formés. Cependant dans les deux cas, on devrait après un recuit important, retrouver les paramètres électriques initiaux, or ce n'est pas du tout le cas (tableau II).

* Dans le tableau III on compare les résistances des échantillons 1 et 3. Les paramètres électriques avant et après plasma sont comparables, mais le comportement après recuit est tout à fait différent d'une plaquette à l'autre. En effet dans le premier cas pour retrouver une résistance carrée de 500Ω il a fallu chauffer l'échantillon 35 mn à 300°C , alors que dans l'autre 5 mn à 280°C ont été suffisantes. De plus le retour aux conditions initiales est possible pour le troisième échantillon par un recuit de 5 mn à 310°C , alors qu'après un nouveau recuit de 35 mn à 320°C de l'échant. n°1 on en est encore assez loin.

Ces constatations ont deux explications:

-d'une part la différence d'épaisseur des deux échantillons (l'échantillon n°1 est deux fois plus épais que l'échantillon n°3, et il est de ce fait plus stable thermiquement)

-d'autre part la différence de qualité électrique après plasma des deux échantillons. En effet le troisième échantillon (dont la couche supérieure, dans laquelle auraient pu se trouver des défauts, avait été attaquée après l'exposition au plasma) présente des caractéristiques électriques très bonnes, en effet on a déduit par la simulation un dopage de $8 \cdot 10^{16} \text{ At/cm}^3$ pour une mobilité de $3900 \text{ cm}^2/\text{v.s}$. Les électrons libérés lors de la réactivation des donneurs ionisés dans l'échantillon n° 3 sont donc très mobiles, la résistance décroît donc très vite. Alors que pour l'échantillon n°1, les électrons sont freinés par les nombreux défauts créés lors de l'exposition plasma.

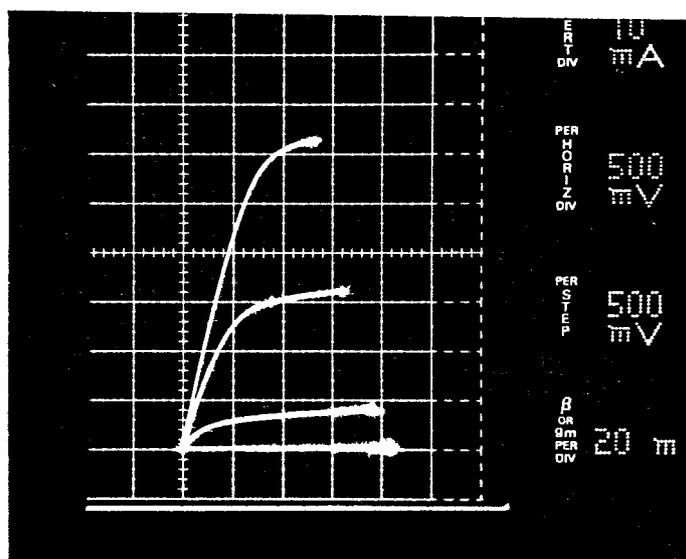
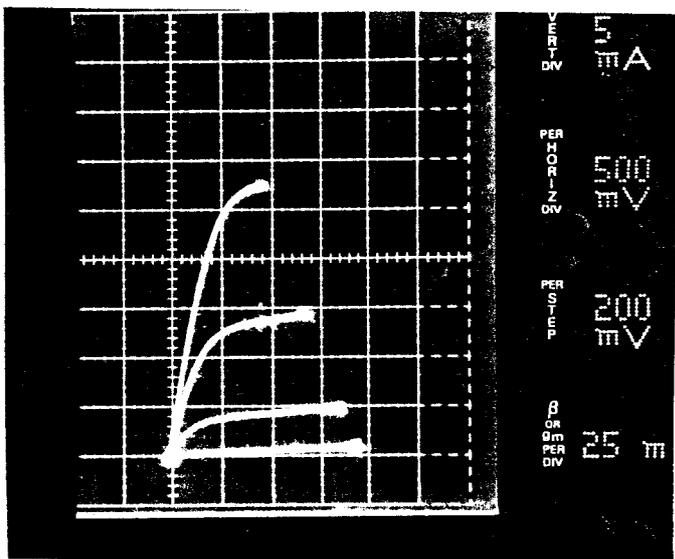
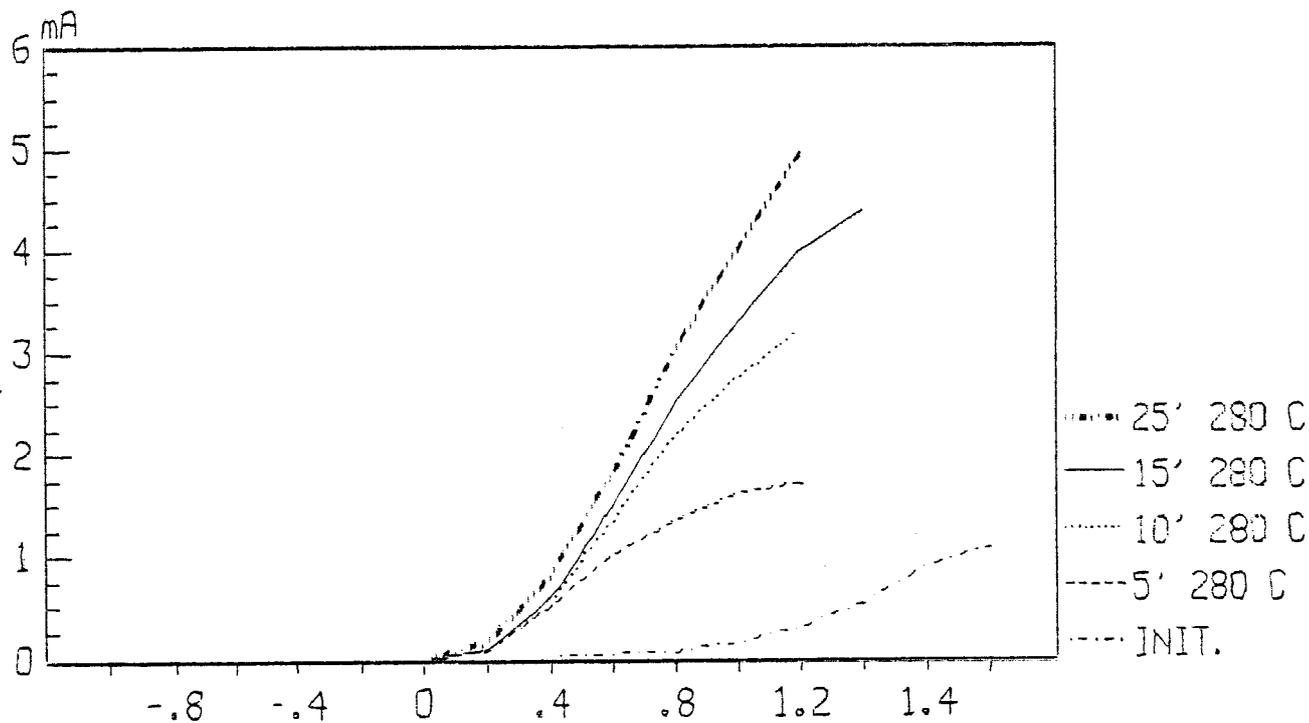


Figure V.7 : Evolution de la tension de pincement d'un HTEC ($Z = 300 \mu\text{m}$, $L_g = 1,2 \mu\text{m}$) en fonction de la température
Recuit : 5 mn , 320 °C

Figure V.8 : Evolution, pour différents recuits, du courant I_{ds} du MISFET hydrogéné ($Z = 90 \mu\text{m}$, $L_g = 0,8 \mu\text{m}$)

$$I_{DS} = F(V_{GS})$$

$$V_{DS} = 1 \text{ V}$$



* Enfin dans le tableau IV on donne la valeur de la résistance carrée de l'échantillon 3, après des recuits de l'échantillon à des températures différentes.

On peut donc conclure, d'après ces résultats, qu'un réglage assez fin des caractéristiques d'une résistance discrète est tout à fait possible si deux conditions sont respectées:

- l'obtention de bonnes caractéristiques électriques après l'exposition au plasma. Pour ce faire les conditions du plasma ainsi que l'état de surface de la plaquette doivent être bien contrôlés.

- des conditions de recuits qui tiennent compte de l'épaisseur de la couche hydrogénée.

V.2.1.2 Recuit thermique de transistors

* MESFET

L'évolution, suite à un recuit, des caractéristiques d'un transistor hydrogéné est illustrée sur la figure V.7. On constate une augmentation du courant I_{ds} de 28 mA à 63 mA, accompagnée d'une diminution de la tension de pincement de -0,6 V à -1,5 V, et d'une légère diminution de la transconductance de 72 mS à 62 mS. Cette constatation montre qu'il est parfaitement possible de régler la tension de pincement d'un MESFET AsGa hydrogéné par des recuits de caractéristiques contrôlées.

* MISFET

L'évolution du courant I_{ds} en fonction de V_{gs} , à V_{ds} maintenu constant à 1 V, pour différents recuits est illustrée sur la Fig.V.8. On constate une diminution de la tension de pincement de 0,4 V à 0 V, accompagnée d'une augmentation du courant I_{ds} de 1 mA à 5 mA. Mais dans ce cas la transconductance est augmentée de 20 mS/mm à 55 mS/mm.

En fait, en effectuant les différents recuits successifs, il est possible de passer progressivement et à volonté d'un fonctionnement de type MISFET à un fonctionnement de type TEGFET (Fig.V.9), cette constatation montre un autre intérêt éventuel possible du procédé utilisé.

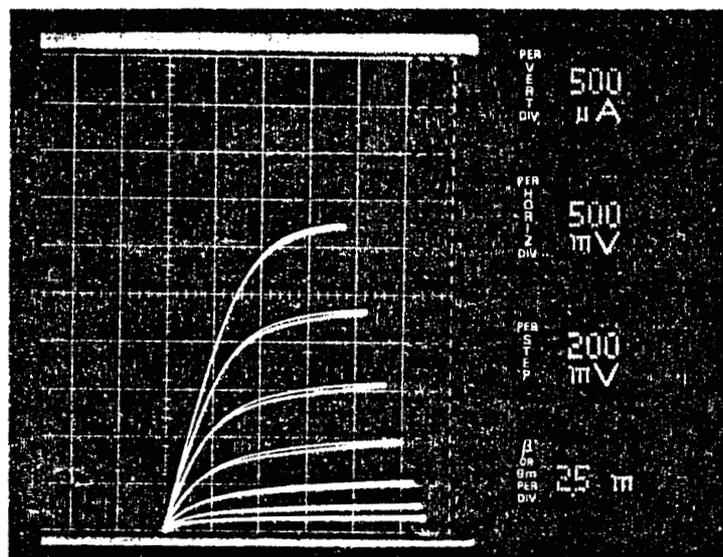
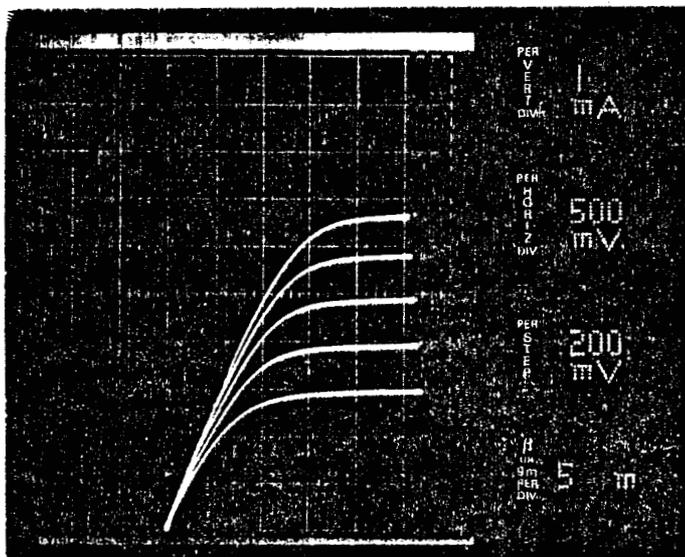


Figure V.9 : Caractéristiques statiques d'un MISFET hydrogéné ($Z = 90 \mu\text{m}$, $L_g = 0,8 \mu\text{m}$)
 recuit 40 mn à 280°C
 (a) $V_{gs} > 0$; (b) $V_{gs} < 0$

V.2.2 Perspectives d'utilisation du phénomène de réactivation

De façon générale il devrait permettre de modifier à volonté après technologie les caractéristiques de composants ou de circuits réalisés sur couches hydrogénées.

On peut envisager deux cas limites:

* Le premier correspond à l'application de recuits peu importants et bien contrôlés pour régler:

- soit la tension de pincement ou le type de fonctionnement (normalement passant ou normalement non passant pour un MESFET AsGa, TEGFET ou MISFET pour des transistors AlGaAs/GaAs).

- soit la valeur de résistance intégrée AsGa dans les circuits monolithiques.

* Le second correspond à l'application de recuits de plus longues durées et à des températures plus élevées pour connecter ou non, par l'intermédiaire de résistances hydrogénées (de résistances négligeables lorsqu'elles seraient recuites), certains éléments d'un circuit prédéfini.

Au vue des résultats très partiels décrits dans ce chapitre, une des difficultés majeures consistera en une maîtrise suffisante des paramètres régissant les effets que l'on veut utiliser (état de surface, qualité du plasma) ainsi que dans la possibilité d'utiliser des recuits localisés.

BIBLIOGRAPHIE CHAPITRE.V

[1] T. Aguila, Thèse, Toulouse, (Mai 1989)

[2] R. Mostefaoui, J.Chevallier, A. Jalil, J.C. Pesant, C.W. Tu, R.F. Kopf, J. Appl. Phys. Lett. 50, p.921 (1988)

CONCLUSION GENERALE

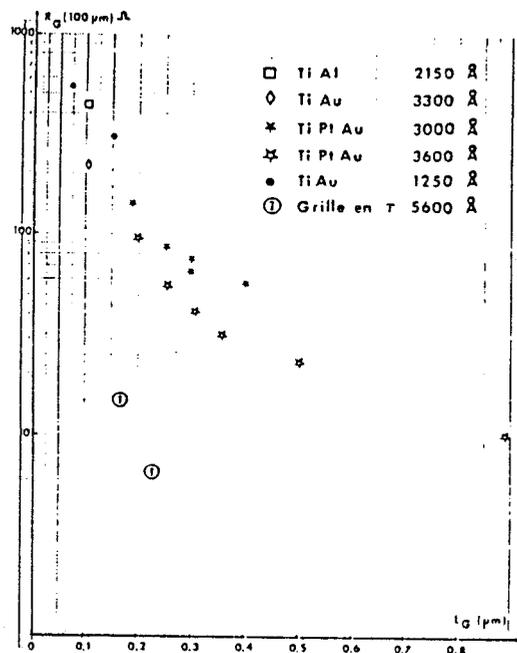
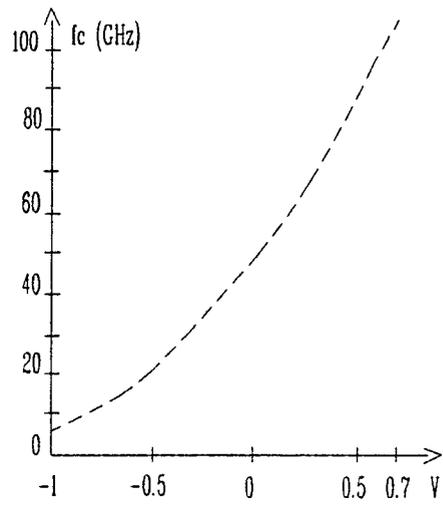
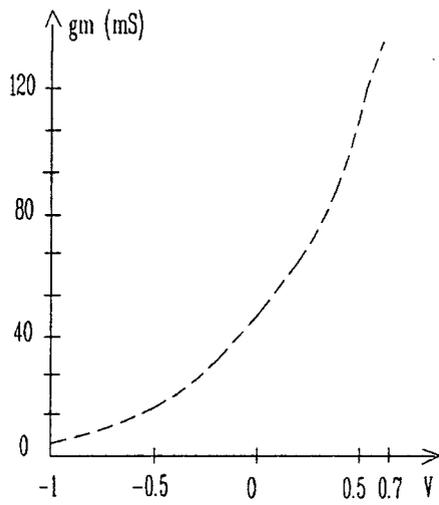
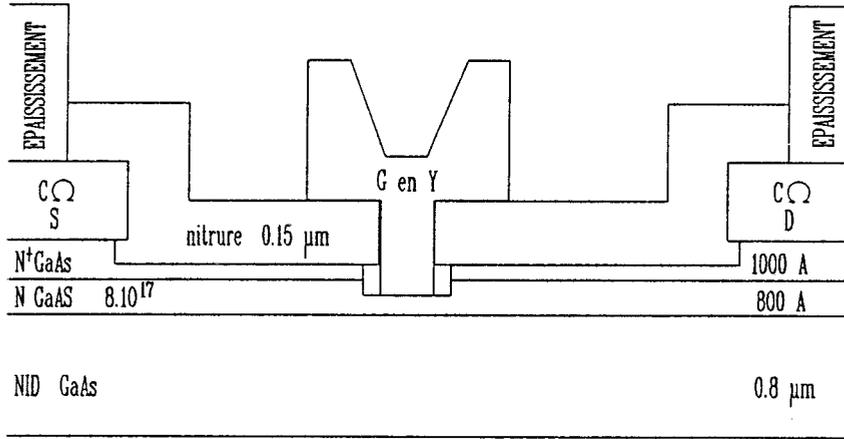
Le but de ce travail était d'étudier la possibilité de réaliser un transistor à effet de champ AsGa à grille Schottky à partir de couches épitaxiées hydrogénées par exposition intentionnelle à un plasma d'hydrogène.

Pour mener à bien un tel objectif, une étude préliminaire importante a dû être effectuée. C'est ainsi qu'il nous a fallu d'une part construire les outils théoriques nécessaires à la conception du dispositif en mettant en oeuvre une méthode originale de type Monte Carlo permettant la détermination des phénomènes de diffusion, de neutralisation d'impureté et de dissociation thermique des complexes formés dans une couche semiconductrice soumise à un plasma d'hydrogène et d'autre part concevoir les méthodes de calcul des propriétés électriques du transistor à effet de champ élaboré sur couche hydrogénée. Il nous a fallu également étudier d'une part plus particulièrement les caractéristiques électriques des couches hydrogénées de faibles épaisseurs nécessaires à la réalisation du composant et redéfinir d'autre part tout le cursus technologique d'élaboration du transistor en tenant compte de l'étape supplémentaire d'exposition au plasma et de la stabilité thermique limitée des couches semiconductrices hydrogénées.

Forts des résultats obtenus, nous avons alors pu réaliser les premiers transistors à effet de champ hydrogénés (HFET ou HTEC). Après quelques itérations, les résultats obtenus avec une technologie encore loin d'être optimisée se révèlent fort encourageants puisque pour une longueur de grille de $0,7 \mu\text{m}$ des transconductances supérieures à 400 mS/mm des fréquences de coupure de l'ordre de 30 GHz et des MAG à 26 GHz voisins de 10 dB ont été mesurés. Un des problèmes importants qui se posait était la stabilité thermique des composants ainsi réalisés et sur ce point, il a été montré qu'en dessous d'une température de 150°C , les caractéristiques électriques du composant n'évoluent pas dans le temps.

Compte tenu de ces résultats probants, il nous a paru intéressant d'aller plus loin et d'étudier d'autres perspectives d'utilisation de couches semiconductrices hydrogénées. Deux pistes ont été suivies. La première consistait à essayer de réaliser par la même technique des MISFET GaAlAs/GaAs et dans ce domaine, si les résultats obtenus sont, faute d'une technologie bien maîtrisée, très modestes, il semble y avoir une possibilité qui mérite d'être explorée de façon plus approfondie. Enfin la possibilité d'ajuster après technologie les propriétés de composants ou de circuits réalisés sur une couche

Figure 1 : Structure et performances d'un transistor à grille en T réalisé au CHS



Valeur de la résistance R_G d'une grille de $100 \mu\text{m}$ en fonction de la longueur de grille L_G (pour divers types de métallisation)

hydrogénée semble une autre piste intéressante. Les résultats obtenus dans ce travail montrent en effet que par des recuits successifs on peut régler à volonté la valeur de résistances intégrées AsGa, la tension de pincement de transistor ou encore son mode de fonctionnement.

Au terme de ce travail, quels sont finalement les perspectives d'application du nouveau procédé étudié pour réaliser les composants. Dans le cadre limité et préliminaire de l'étude effectuée, il semble prématuré de conclure définitivement.

Néanmoins, il faut de nouveau souligner l'intérêt du MESFET à couches actives hydrogénées. Les résultats décrits dans ce travail concernent des composants HFET réalisés pour l'essentiel en 1987-88, par notre centrale de technologie, en utilisant des méthodes de lithographie électronique très peu optimisées. A l'époque ce type de composant présentait des performances assez largement supérieures à ceux réalisés au laboratoire en utilisant la filière technologique classique. Cependant en utilisant récemment le processus de réalisation de grilles en T submicroniques sur couches diélectriques, décrit dans ce travail, des résultats spectaculaires ont été obtenus tant dans l'obtention de très faibles résistances de grilles qu'au niveau des transconductances et des fréquences de coupure présentées par des MESFET GaAs classiques (Fig.1). Il est probable que l'utilisation de couches hydrogénées auraient permis d'obtenir des performances encore plus élevées et il paraît donc important de continuer dans cette voie. Dans ce domaine l'effort doit porter sur l'obtention de grilles largement submicroniques, l'utilisation de dopages initiaux plus élevés et surtout dans une meilleure maîtrise de l'ensemble des processus technologiques y compris les conditions d'exposition au plasma d'hydrogène. Ce n'est qu'à ce prix qu'il sera possible d'évaluer définitivement l'importance de la zone perturbée créée au voisinage de la surface semiconductrice. Par ailleurs, il reste à étudier de façon plus approfondie la stabilité thermique des composants réalisés en utilisant éventuellement une couche de protection pour retarder le départ des hydrogènes décomplexés.

Mais à côté de cette voie pleine de promesse, d'autres perspectives apparaissent séduisantes. Les travaux effectués à Bellevue ont montré que l'introduction d'hydrogène permettait une neutralisation importante des niveaux donneurs et des défauts dans le GaAlAs et il reste à exploiter, beaucoup plus que nous ne l'avons fait dans le cadre limité de ce travail, cette possibilité. Les applications de l'hydrogénation pour réaliser des composants performants de type TEGFET, MISFET, SISFET sont potentiellement nombreuses, mais il faudrait maintenant les préciser et étudier de façon plus détaillée les procédés les plus prometteurs.

Conclusion.3

Par ailleurs les résultats obtenus dans ce travail montrent qu'il est possible après la réalisation technologique des composants de modifier à volonté leurs caractéristiques en effectuant des recuits à température relativement faible (typiquement 300°C). Cette possibilité peut ouvrir des perspectives intéressantes pour le réglage final des composants et des circuits monolithiques, mais bien entendu, ici encore des études plus complètes sont nécessaires pour se prononcer définitivement sur l'intérêt pratique du procédé.

En résumé si quelques résultats intéressants ont été obtenus dans ce travail, nous espérons surtout qu'il permettra d'ouvrir peu à peu une voie nouvelle dans la réalisation et l'optimisation des composants et circuits sur semiconducteurs III-V.

BIBLIOGRAPHIE CONCLUSION

[1] J. Vambreersch, P. Godts, E. Constant, I. Vallin, Annales des télécommunications, (1989) à paraître

L'exposition d'AsGa dopé Si de type n à un plasma RF d'hydrogène, provoque une forte diminution de concentration en électron libre. Cet effet qui s'accompagne d'une augmentation de la mobilité électronique s'explique par la neutralisation des donneurs actifs. Ce phénomène, utilisé de façon très localisée dans une épitaxie fortement dopée, permet de réaliser des transistors à effet de champ (HTEC) de résistances d'accès faibles, caractérisés par une concentration en impureté peu élevée au voisinage immédiat de la grille. Nous présentons ici la mise au point de ce nouveau procédé de fabrication de transistors ainsi que leurs performances. Dans le but d'optimiser ceux-ci nous avons conçu un modèle de type Monte Carlo de la diffusion et de la complexation de l'hydrogène dans l'AsGa, qui couplé à un second logiciel permet de prédéterminer les caractéristiques électriques du HTEC. Suite à la caractérisation des épitaxies hydrogénées, nous avons réalisé un premier transistor qui avec une grille d'une longueur de 1,2 micron présente une transconductance de 300 mS/mm et une fréquence de coupure de 15 GHz. Puis en optimisant la technologie, conditions de plasma, masquage électronique, utilisation d'une grille en T, nous avons obtenu un transistor qui avec une longueur de grille de 0,7 micron, offre une transconductance de 420 mS/mm et une fréquence de coupure de 30 GHz. Parallèlement à ces études nous avons étendu l'utilisation de ce procédé aux transistors à hétérostructure, en réalisant un H-MISFET, qui a démontré la faisabilité de ce type de composant. Une autre voie a été étudiée qui utilise la propriété de réactivation thermique des complexes neutres: le changement possible, après technologie, des performances électriques de composants actifs ou passifs réalisés sur épitaxie hydrogénée.

