

50376
1993
209

50376
1993
209

N° d'ordre 1109

THESE

Présentée à l'Université des Sciences et Technologies de Lille

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE
Spécialité : ELECTRONIQUE



par

Bertrand SPLINGART



**Elaboration par épitaxie par jets moléculaires de dopage
planare Silicium dans des couches de GaAs et GaAlAs.
Application à la réalisation de transistors
à effet de champ microondes**

Soutenue le 14 juin 1993 devant la commission d'examen.

Membres du jury : Mr E. CONSTANT
Mr Y. DRUELLE
Mr E. KOHN
Mr J. MASSIES
Mr L. RACZY
Mr P. PINARD
Mr D. STIEVENARD

Président
Directeur de thèse
Rapporteur
Rapporteur
Examineur
Examineur
Examineur



REMERCIEMENTS

Ce travail a été effectué au Département Hyperfréquences et Semi-conducteurs (DHS IEMN) de l'Université des Sciences et Technologies de Lille.

Je tiens à exprimer ma sincère gratitude à Monsieur le Professeur E. Constant et Monsieur le Professeur G. Salmer pour m'avoir accueilli au Laboratoire. Monsieur E. Constant me fait l'honneur de présider le jury, je l'en remercie.

J'adresse ma plus vive reconnaissance à Monsieur le Professeur Y. Druelle, qui a assuré la direction scientifique de ce travail. Son soutien amical et ses conseils m'ont aidé de façon déterminante.

Je remercie Monsieur J. Massies, Directeur de recherche au CNRS et Monsieur le Professeur Kohn de l'Université de Ulm d'avoir accepté de participer au jury et d'être rapporteurs de ce travail.

Je tiens également à remercier Monsieur le Professeur L. Raczy pour avoir accepté de participer à la commission d'examen.

Monsieur le Professeur P. Pinard et Monsieur D. Stievenard ont eu l'amabilité de venir examiner ce travail, je les en remercie sincèrement.

J'adresse également mes vives remerciements à Messieurs J.L. Lorriaux et J.L. Codron, ainsi qu'à Messieurs D. Théron et X. Wallart pour la sympathie et l'amitié qu'ils m'ont témoignées et pour les nombreuses et fructueuses discussions que nous avons eues.

Je tiens à remercier l'ensemble du personnel du laboratoire ayant participé à ce travail et en particulier Messieurs A. Leroy, B. Grimbert et Madame P. Legry de la Centrale de Technologie, ainsi que Mesdames S. Lepilliet, E. Delos et Monsieur E. Playez pour les mesures réalisées dans la Centrale de caractérisations.

J'exprime toute ma reconnaissance aux membres du LPM de Lyon parmi lesquels Madame C. Dubois pour les mesures par SIMS, ainsi qu'aux membres du LSPES de Lille parmi lesquels Mesdemoiselles D. Ferre et Z. Bougrioua pour les mesures sous champs magnétiques intenses.

Monsieur J.P. Dehorter a assuré la reprographie, je le remercie de son aimable coopération.

Enfin, je remercie de façon générale, tous les membres du laboratoire pour leur marque d'amitié.

SOMMAIRE

<u>INTRODUCTION</u>	p. 1
<u>CHAPITRE I</u>	
<u>I-I PRINCIPE DE LA CROISSANCE PAR EPITAXIE PAR JETS MOLECULAIRES</u>	p. 3
I-I-1 Généralités	p. 3
I-I-2 Description d'un système E.J.M	p. 4
I-I-3 Analyse par diffraction d'électrons (RHEED)	p. 6
I-I-4 Croissance de matériau dopés	p. 8
I-I-4-1 Choix des dopants	p. 8
I-I-4-2 Mécanisme du dopage volumique	p. 9
<u>I-II CARACTERISATION DES EPITAXIES</u>	p. 12
I-II-1 Caractérisation électrique	p. 13
I-II-1-1 Mesure par effet Hall à bas champ	p. 13
I-II-1-2 Mesure de la mobilité par magnéto-résistance	p. 14
I-II-1-3 Mesure par effet Hall à fort champ magnétique	p. 15
I-II-1-4 Mesure de la capacité d'une Schottky	p. 16
I-1-5 Mesure des pièges dans la structure (DLTS)	p. 17
I-II-2 Caractérisation physique des matériaux	p. 18
I-II-2-1 Interaction matière-matière	p. 19
1) Spectroscopie de masse d'ions secondaire	p. 19
2) Analyse à partir d'un faisceau électrique incident	p. 20
a) Cathodoluminescence	
b) EBIC	
c) Analyse Auger	

I-II-2-2 Interaction rayonnement-matière	p. 21
1) Photoluminescence	
2) Analyse de surface (XPS,UPS)	
3) Spectroscopie Raman	
4) Diffractions des rayons X	
<u>I-III CONCLUSION</u>	p. 23
<u>CHAPITRE II</u>	p. 29
<u>II-I REALISATION DU DOPAGE PLANAIRE SILICIUM EN E.J.M.</u>	
II-I-1 Principe	p. 29
II-I-2 Réalisation du dopage planaire par EJM	p. 29
<u>II-II CARACTERISATION PHYSIQUE DU PLAN DE DOPAGE</u>	
II-II-1 Etude du profil du plan de dopage	p. 31
II-II-2 Influence des paramètres de croissance	p. 33
II-II-2-1 Influence du flux de Silicium sur la géométrie du plan de dopage	p. 34
II-II-2-2 Influence de la vitesse de croissance	
II-II-3 Etude de l'incorporation du Silicium dans la couche	p. 35
II-II-4 Influence du plan de dopage sur la croissance	p. 36
<u>II-III CARACTERISATIONS ELECTRIQUES DU DOPAGE PLANAIRE</u>	
II-III-1 Choix des moyens de caractérisation	p. 39
II-III-1-1 Mesures par effet Hall	
II-III-1-2 Caractérisation par C(V)	
II-III-2 Résultats expérimentaux	p. 42
II-III-2-1 Dopage planaire dans le GaAs	
1) Mesure de la densité de porteurs	
a) Introduction	
b) Détermination par la mesure de C(V)	p. 43
- Comparaison entre les deux méthodes : bille de mercure et transistor	

- Coefficient d'activité électrique	
c) Mesure par effet Hall à bas champ	p. 45
- Variation du taux de dopage	
- Phénomène de compensation électrique	
- Evolution de la densité de Hall en fonction de la température	
2) Mesure de la mobilité des porteurs	p. 48
a) Mobilité des porteurs en fonction du taux de dopage	
b) Mobilité de Hall en fonction de la température	
3) Interprétation des résultats : approche théorique	p. 50
a) Simulation théorique du plan de dopage dans une couche de GaAs	
b) Utilisation combinée de la théorie et de l'expérience	
II-III-2-2 Cas du dopage planaire dans le GaAlAs	
1) Introduction	p. 55
2) Mesure de la densité et de la mobilité des porteurs	p. 57
a) Mesure par C(V)	p. 58
- Structure de la couche étudiée	
- Etude en fonction de la fréquence	
- Résultats du C(V)	
- Mesure de la mobilité par magnéto-résistance	
b) Mesure par effet Hall à bas champ	p. 63
- Etude en fonction de la température et de la lumière	
- Variation de la densité de Hall en fonction du champ magnétique	
- Effet de l'espaceur sur les mesures d'effet Hall	
- Effet de la densité du plan de dopage sur les mesures d'effet Hall	
c) Mesure par effet Hall à haut champ	p. 69
II-III-3 Etude des pièges dans une structure delta-GaAlAs/GaAs	
II-III-3-1 Présentation des structures	p. 71
II-III-3-2 Caractérisations électriques	p. 72
II-III-3-3 Résultats de DLTS	p. 73
<u>II-IV CONCLUSION</u>	p. 74

CHAPITRE III

III-I CAS DU MESFET GaAs

III-I-1 Réalisation et caractérisation du delta-FET p. 84

III-I-1-1 Introduction

III-I-1-2 Résultats expérimentaux

III-I-2 Comparaison pulse-dopage et delta-dopage p. 87

III-I-2-1 Introduction

III-I-2-2 Caractérisations des couches

III-I-2-3 Comparaisons des résultats de caractérisation statique

III-II CAS DU TRANSISTOR A HETEROJONCTION GaAlAs/GaAs

III-II-1 Rappel des structures et des résultats de caractérisation p. 90

III-I-1-1 Introduction

III-I-1-2 Caractérisations des épitaxies

III-II-2 Réalisation et caractérisation des HEMT à dopage planaire p. 92

III-II-2-1 Résultats expérimentaux

1) Caractérisation statique

2) Caractérisation dynamique

III-III CONCLUSION p. 95

CONCLUSION GENERALE

INTRODUCTION

L'amélioration des performances des composants semiconducteurs et plus particulièrement des transistors à effet de champ susceptibles de travailler dans le domaine des hyperfréquences a mis en évidence le besoin sans cesse croissant de réduire les dimensions géométriques du composant, d'une part, et d'imaginer de nouvelles structures en utilisant des matériaux aux caractéristiques électriques plus favorables d'autre part. L'épitaxie par jets moléculaires présente de ce point de vue des atouts incontestables. En effet, la croissance de couches alternées composées de matériaux III-V différents et d'épaisseurs faibles et facilement réalisable en EJM.

On peut ainsi contrôler des structures épitaxiées complexes utilisées tant dans le domaine des transistors à effet de champ que dans le domaine des composants à effet quantique. L'environnement ultra-vide de l'EJM favorise la réduction de l'effet des impuretés résiduelles dans les couches. A l'inverse, Il est possible de déposer volontairement et de manière contrôlée un très grand nombre d'impuretés donneurs ou accepteurs sur une épaisseur faible de matériau. Depuis quelques années, une nouvelle technique de dopage plan dans les matériaux est utilisée et est souvent appliquée aux structures composants.

C'est ce type de dopage très original qui constitue l'objet de ce travail présenté dans ce mémoire. Celui-ci s'articule autour de trois chapitres.

Dans le premier chapitre, nous rappelons le principe de l'épitaxie par jets moléculaires des matériaux III-V et les mécanismes du dopage homogène des couches. Nous rappelons ensuite les principales méthodes de caractérisation des matériaux tant du point de vue physique qu'électrique.

Le second chapitre est consacré à la réalisation du dopage plan et à sa caractérisation. Nous avons tout d'abord étudié une structure simple comprenant un dopage planaire dans une couche de GaAs. Fort de

l'expérience acquise, nous avons orienté ce travail vers les couches épitaxiées comprenant une hétérojonction GaAlAs/GaAs.

Le dernier chapitre concerne l'étude expérimentale des transistors à effet de champ de type MESFET et HEMT dont le canal actif contient un dopage planaire. Une étude comparative entre deux techniques de croissance du dopage planaire avec et sans arrêt de croissance est également présentée.

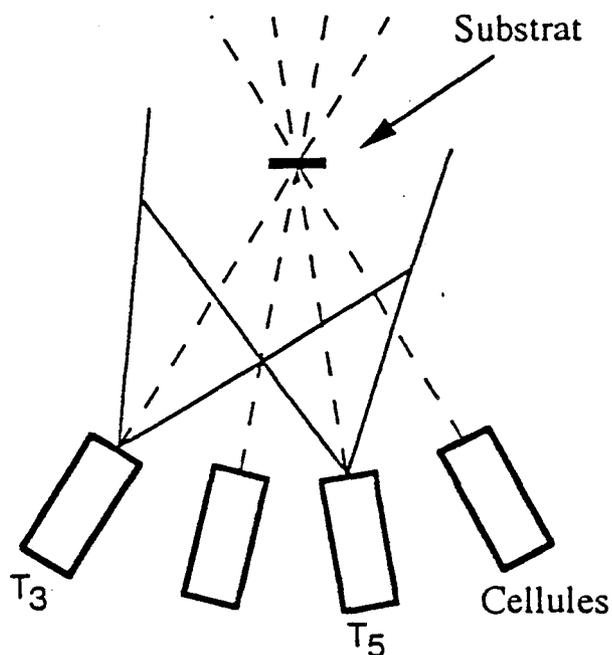


FIGURE I-1 : Schéma de principe d'un bâti d'épitaxie par jets moléculaires.

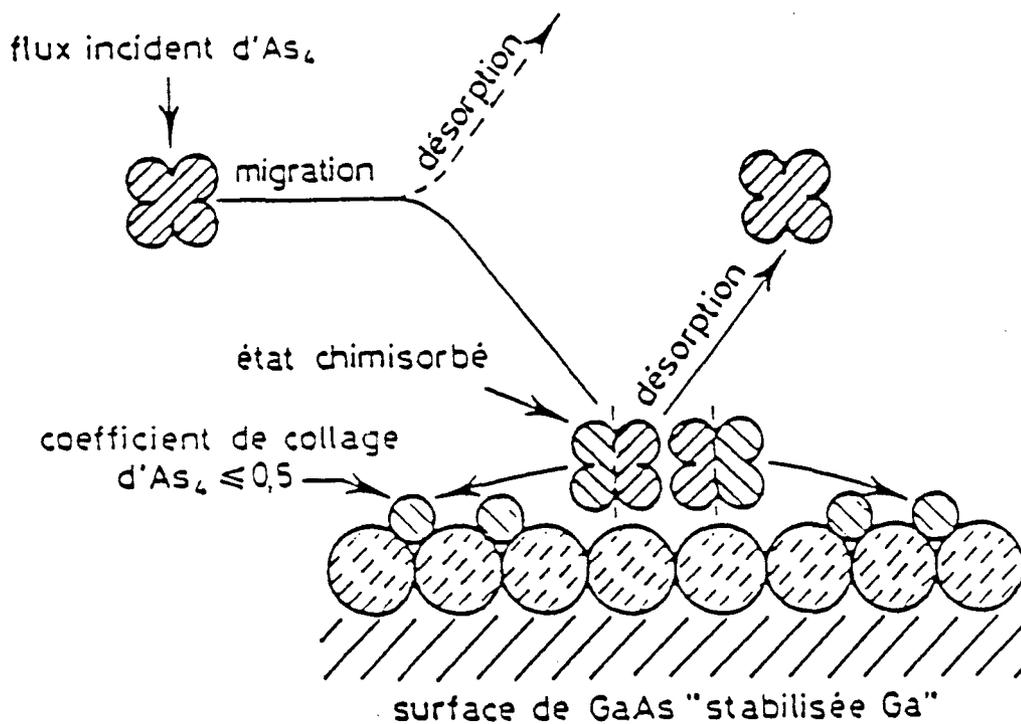


FIGURE I-2 : Mécanisme d'échange de la molécule d'As₄ sur une surface de GaAs "stabilisée Ga".

CHAPITRE I

Rappel sur la technique de croissance par jets moléculaires et sur les caractérisations des épitaxies

L'apparition des composants complexes comprenant plusieurs couches minces de matériaux différents, a nécessité le développement de techniques d'épitaxies capables de contrôler quasiment chaque monocouche déposée. La technique que nous avons utilisée au laboratoire est l' Epitaxie par Jets Moléculaires (EJM).

Nous rappelons dans la première partie de ce chapitre le principe de la croissance par jets moléculaires des matériaux III-V (Arséniure de Gallium et Arséniure de Gallium et d'Aluminium). Dans une seconde partie, nous rappelons les différentes techniques d'analyses des matériaux ainsi épitaxiés.

I-I Principe de la croissance par Epitaxie par Jets Moléculaires

I-I-1 Généralités

L'épitaxie par jets moléculaires consiste à produire, sous ultravide, des flux thermiques d'atomes ou de molécules dont l'interaction avec un substrat monocristallin entraîne une croissance régulière du matériau désiré. La densité des flux dans la chambre de croissance, soumise à ultravide avec une pression de l'ordre de 10^{-10} Torr, est suffisamment faible pour éviter les collisions des jets moléculaires entre-eux ou avec tout autres éléments résiduels

La croissance monocristalline des matériaux, dont le schéma de principe est donné sur la figure I-1, est obtenue sous certaines conditions. Dans le cas des matériaux III-V, la température du substrat (T_s) doit se situer entre la température de l'élément III (T_3) et la température de l'élément V (T_5) qui maintient une bonne stoechiométrie à la surface de l'épitaxie. La condition s'écrit :

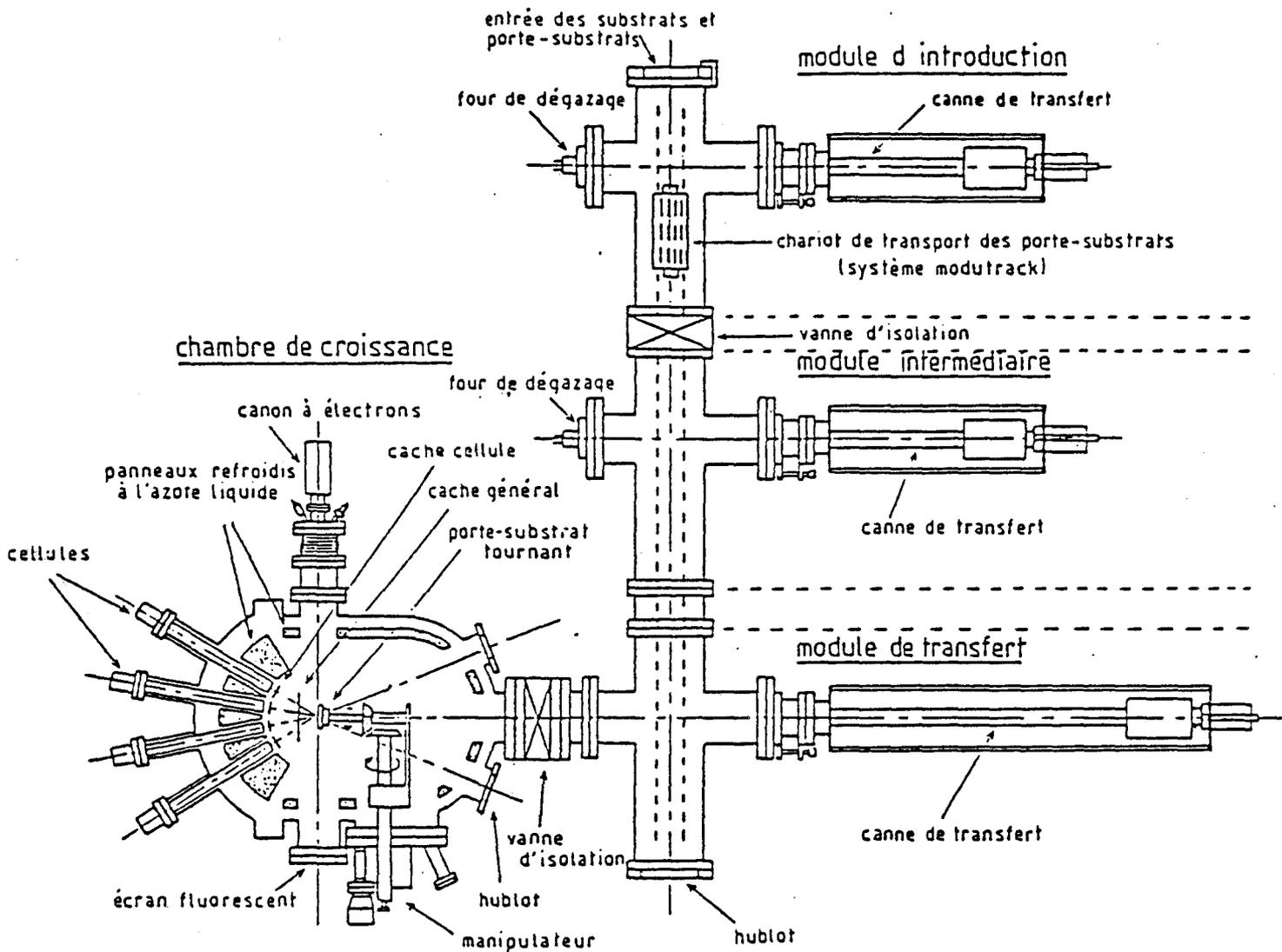


FIGURE I-3 : Schéma du système Riber 32P comportant la chambre de croissance et les modules de transfert.

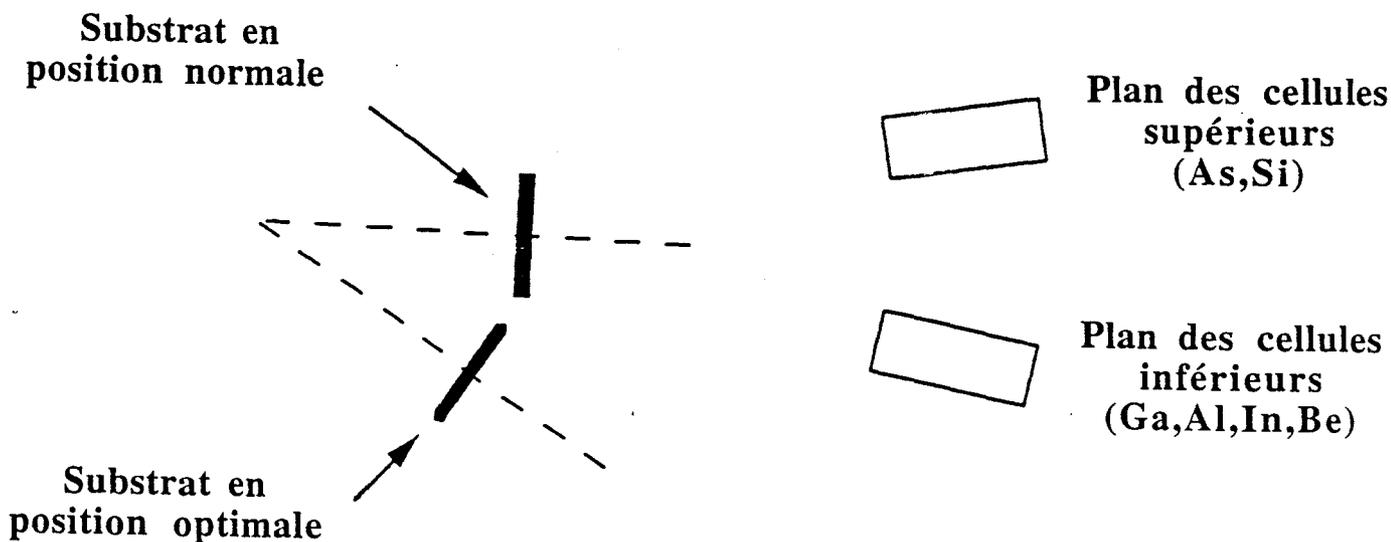


FIGURE I-4 : Schéma des différentes positions de croissance.

$$T5 < Ts < T3$$

Dans ces conditions le mécanisme de la croissance de GaAs, proposé par Foxon et Joyce [1], est schématisé sur la figure I-2.

Si la température du substrat (T_s) est telle que le coefficient de collage des éléments III est égal à 1, la vitesse de croissance ne dépend que des flux de ces éléments III. La stabilité et le contrôle précis de ces flux permettent de maîtriser la vitesse de croissance du matériau qui est typiquement comprise entre 0.1 et 10 $\mu\text{m/h}$. Une faible vitesse de croissance assure un contrôle d'épaisseur de couche très mince, de l'ordre d'une dizaine d'ångströms.

On obtient une variation abrupte de la composition des différentes couches par simple opération de coupure ou d'ouverture des flux thermiques. Ainsi l'EJM permet la croissance de structures multicouches complexes avec une qualité et une pureté cristalline difficilement égalable par les autres techniques [2].

L'épitaxie par jets moléculaires est une technique puissante pour l'étude et la production de films minces pour l'application dans le domaine des composants électroniques. Nous décrivons dans le paragraphe suivant le bâti d'épitaxie installé au laboratoire.

I-1-2 Description d'un système d'épitaxie par jets moléculaires

Le bâti utilisé est un système RIBER 32P constitué de 3 éléments principaux comme le montre le schéma de la figure I-3. on distingue la chambre de croissance où est réalisée l'épitaxie. Les cellules d'effusion contenant les matériaux sont orientées de façon à obtenir une bonne homogénéité de croissance sur des substrats de 1 pouce de diamètre en position normale aux différents flux.

Néanmoins, en modifiant la position du substrat dans les flux, comme il est indiqué sur la figure I-4, il est possible d'assurer une bonne homogénéité d'épaisseur des couches sur des substrats dont le diamètre peut atteindre 3 pouces. Pour notre part, nous avons réalisé les épitaxies dans les conditions optimales requises pour des substrats de 2 pouces.

Un bras manipulateur orientable contient, d'une part, le porte échantillon avec le four de chauffage et d'autre part, une jauge de type Bayart-Alpert pour mesurer les pressions équivalentes aux flux thermiques.

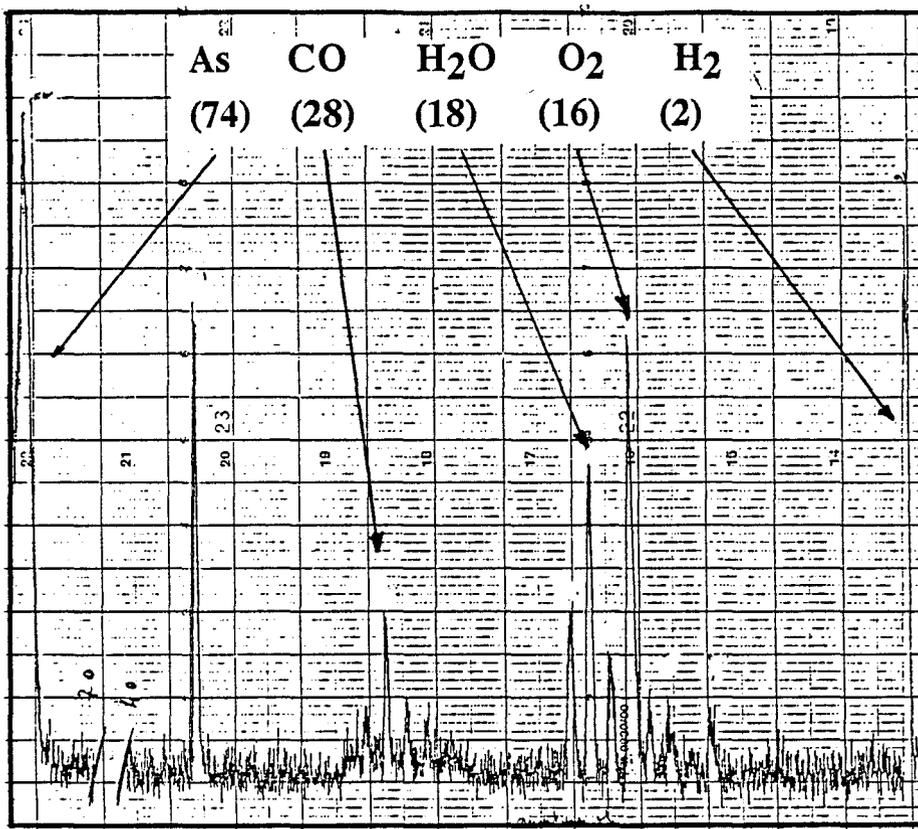
La pureté des produits source tels que le Gallium, l'Arsenic ou l'Aluminium est un facteur déterminant pour la qualité des épitaxies [3]. Ils sont généralement de pureté supérieure à 6N (99.9999%). La pureté du matériau épitaxié est en liaison directe avec la qualité du vide dans l'enceinte. Les produits source sont placés dans des creusets en Nitrure de Bore Pyrolytique (PBN), matériau très peu réactif et dégazant au dessus de 1200°C. Cette valeur constitue la température limite de chauffage d'une cellule d'effusion. Des conditions thermodynamiques montrent que la pression équivalente au flux varie suivant la loi:

$$\text{Log}P = \frac{A}{T} - B \quad (1)$$

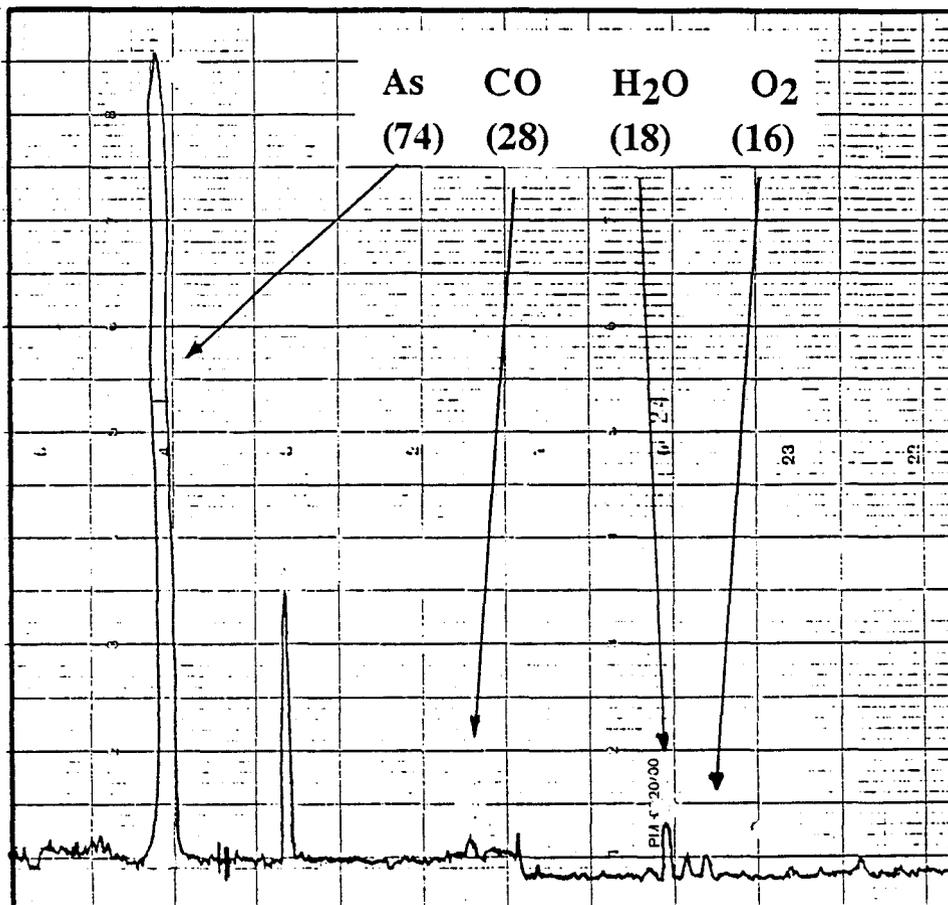
Le bâti d'épitage utilisé au laboratoire dispose de six cellules d'effusion contenant l'Arsenic, le Gallium, l'Aluminium, l'Indium et le Silicium. L'Arsenic est le matériau le plus consommé lors d'une campagne d'épitage. Pour éviter l'ouverture fréquente de l'enceinte ultravide, deux cellules d'effusion sont réservées pour cet élément.

Le système de pompage principal de la chambre d'épitage est une pompe ionique, à laquelle on peut ajouter une pompe cryogénique. Pour améliorer la qualité ultravide, des panneaux refroidis à l'azote liquide sont disposés autour de la chambre d'épitage. Une jauge Bayart-Alpert mesure la pression dans la chambre.

Les échantillons sont introduits dans le système par l'intermédiaire d'un sas d'entrée. Ils sont ensuite acheminés vers la chambre d'épitage par un chariot mobile. Dans ces conditions, la chambre d'épitage reste sous ultravide pendant l'introduction de l'échantillon. Un module de transfert, faisant office de volume tampon pour éviter une pollution possible de la chambre de croissance, est situé entre l'enceinte principale et le module d'introduction.



Après étuvage
Pch=6.10⁻⁸ torr



Après étuvage et
degazage des cellules
Pch=2.10⁻⁸ torr

Figure I-5: Spectres de masse relevés dans la chambre d'épitaxie.

L'un des atouts principaux de l'épitaxie par jets moléculaires est le fonctionnement sous ultravide de la chambre de croissance, qui permet la mise en oeuvre de méthodes d'analyses utilisant des faisceaux d'électrons ou d'ions. Un spectromètre de masse quadripolaire disposé dans la chambre d'épitaxie permet l'analyse des gaz résiduels. Cette mesure donne l'état du bâti à tout instant et notamment après ouverture de l'enceinte pour réparation ou rechargement des cellules d'effusion. La figure I-5 donne à titre d'exemple deux spectres de masse relevés dans la chambre d'épitaxie. On observe sur la figure b, une diminution de l'amplitude des pics des éléments résiduels, cette analyse des spectres de masse permet de donner un critère de qualité du bâti.

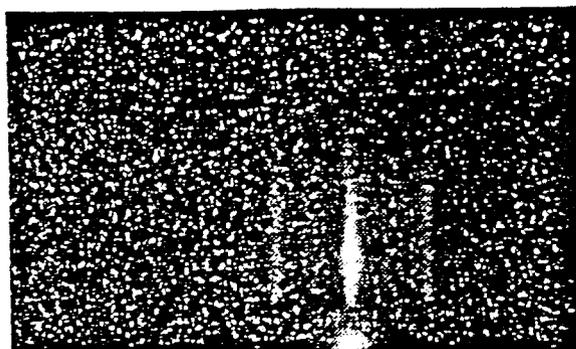
Le contrôle de la surface de l'épitaxie est effectué au moyen d'un dispositif de diffraction d'électrons [RHEED] que nous décrivons dans le paragraphe suivant.

I-1-3 Analyse par diffraction d'électrons [RHEED]

Un canon à électrons situé dans la chambre d'épitaxie émet un faisceau en incidence rasante sur l'échantillon à épitaxier. Les électrons résultant de la diffraction du faisceau incident sont projetés sur un écran fluorescent qui restitue une image du réseau d'atomes constituant la surface de l'échantillon. La figure I-6 est une image obtenue sur un échantillon de GaAs dans des conditions normales de croissance en mode " stabilisé Arsenic".

On observe un allongement des raies de diffraction ainsi que l'apparition des raies de surstructures $1/4$ et $1/2$ qui indique la bonne qualité de l'épitaxie réalisée. L'observation de la figure de RHEED avant le début de l'épitaxie renseigne sur l'évaporation de l'oxyde de Gallium présent à la surface du substrat [4].

Le refroidissement du substrat après croissance, fait apparaître une transition de reconstruction $(2 \times 4) \rightarrow c(4 \times 4)$ pour une température de substrat en fonction du flux d'Arсениc ($T_s = 530^\circ\text{C}$ pour $P_{\text{As}} = 1.10^{-5}$ Torr). La mesure des températures de transition permet d'étalonner le pyromètre infrarouge couramment utilisé durant la croissance pour contrôler la température du substrat.



Tache spéculaire

RHEED suivant l'axe [110]

FIGURE I-6 : Spectre de diffraction d'une surface de GaAs "stabilisée As".

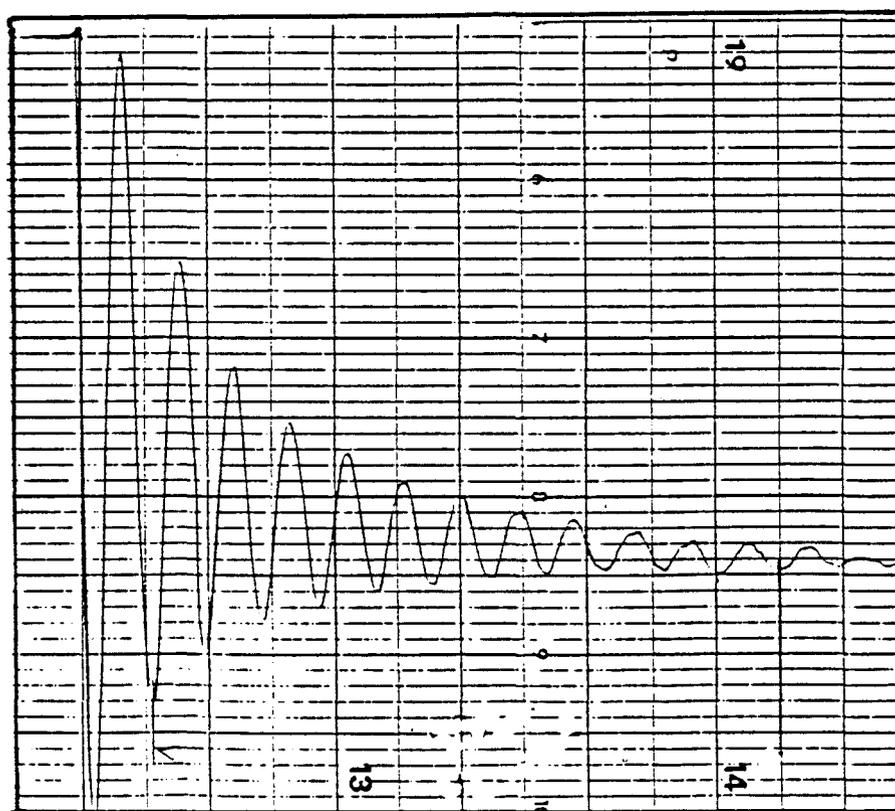


FIGURE I-7 : Variation de l'intensité de la tache spéculaire pendant la croissance d'une couche de GaAs.

L'observation du diagramme de diffraction n'est pas la seule utilisation possible du RHEED. La croissance bidimensionnelle des couches cristallines entraîne une variation au cours du temps de la réflectivité de la surface. En enregistrant l'intensité de la tache spéculaire pendant la croissance, on observe des oscillations atténuées dont la pseudopériode correspond au temps de croissance d'une monocouche du cristal [5][6].

L'observation d'une dizaine de périodes déclenchés après le transitoire du cache de la cellule est suffisante pour en déduire la vitesse de croissance des matériaux déposés. La figure I-7 montre l'enregistrement de la variation de l'intensité de la tache spéculaire pendant la croissance d'une couche de GaAs pour une vitesse de $0.56 \mu\text{m/h}$. Dans le cas de matériaux ternaires comme le GaAlAs la mesure de la vitesse de croissance de la couche d'une part, et celle du binaire correspondant (GaAs) d'autre part permet de calculer la composition en aluminium de l'épitaxie.

L'atténuation de l'intensité du signal à chaque période s'interprète par la croissance d'une nouvelle monocouche avant même que la dernière ne soit achevée. La surface devient une distribution de plusieurs couches atomiques incomplètes ce qui provoque une diminution de la réflectivité de la surface. Lors d'un arrêt de croissance, les atomes migrent à la surface de l'échantillon entraînant un réarrangement des monocouches. Le coefficient de réflexion de la surface se trouve amélioré [7].

L'amplitude et la régularité des oscillations de la tache spéculaire d'une part, et l'aptitude à la récupération de la réflectivité maximale après arrêt de croissance d'autre part, sont des paramètres qui définissent un excellent état de surface de l'épitaxie. Cette méthode in-situ d'utilisation aisée, est régulièrement employée pour caractériser la croissance des échantillons. Nous reviendrons sur ces mesures au chapitre II.

I-I-4 Croissance de matériaux dopés

I-I-4-1 Choix des dopants

Les cellules d'effusion placées sur le bâti d'épithaxie contiennent les sources solides relatives aux éléments III et V (Ga, Al, In et As). Deux cellules sont réservées pour les matériaux dopants de type P et de type N. Pour que les couches de matériau dopé ainsi réalisées présentent de bonnes caractéristiques électriques dans une large gamme de conditions de croissance, le choix des éléments dopants doit satisfaire un certain nombre de critères.

Le coefficient de collage de l'impureté dans la couche doit être égal à 1. Le rendement électrique de l'impureté incorporée doit être maximal c'est-à-dire qu'à un atome correspond un porteur libre possédant un niveau d'énergie léger dans la bande interdite du semi-conducteur. Pour conserver une bonne homogénéité de concentration dans les couches, la diffusion et la ségrégation des impuretés doivent être très faibles dans les conditions classiques d'utilisation des épithaxies.

Toutes ces conditions permettent d'obtenir et de contrôler un dopage volumique élevé sans dégradation de la structure cristalline. Plusieurs éléments tels que le Soufre, le Sélénium, l'Etain ou le Zinc ne répondent pas aux critères demandés dans le cas des épithaxies à base Arséniure de Gallium.

Pour un dopage de type N, on utilise habituellement le Silicium dans une plage de température allant de 800°C à 1100°C ce qui donne une gamme de densité de porteurs de 10^{15} à 5.10^{18} At/cm³. Nous reviendrons ultérieurement sur les caractéristiques particulières des dopages volumiques Silicium.

Le Béryllium est le matériau le plus souvent utilisé pour doper les couches de type P. Les inconvénients majeurs du Béryllium sont sa forte ségrégation observée à dopage élevé (10^{19} At/cm³) et la difficulté d'obtenir des sources très pures (maximum 5N). Des études encourageantes ont été entreprises au CNET Bagneux pour déterminer les potentialités du Carbone en

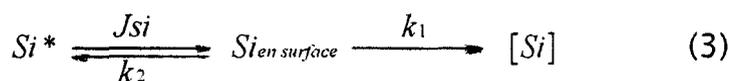
tant que dopant P [8]. Le problème majeur reste une fois de plus la pureté du carbone utilisé.

1-1-4-2 Mécanisme du dopage volumique.

Le dopage volumique est obtenu en ouvrant simultanément les caches des cellules des matériaux dopants et des cellules de Gallium et d'Arsenic. Les atomes de Silicium sont incorporés dans le matériau pendant la croissance. Le taux d'incorporation des atomes de Silicium résulte d'une compétition entre différents phénomènes : incorporation, désorption et accumulation. Si l'on néglige une ségrégation vers la surface de l'épitaxie, on peut écrire :

$$\frac{dC}{dt} = J_{Si} - k_1 C_n - k_2 C_m \quad (\text{At/cm}^2/\text{s}) \quad (2)$$

Avec C la concentration de Silicium en surface, J_{Si} le flux incident de Silicium, k_1 la constante d'équilibre d'incorporation, k_2 la constante d'équilibre de désorption et n,m les ordres de réactions suivantes :



Le temps de résidence (t) d'un atome sur la surface de l'échantillon est grand devant la vitesse de croissance d'une monocouche. En supposant que la ségrégation est faible, la probabilité d'incorporation de l'atome dans la couche sera alors élevée. Le temps de résidence t dépend surtout de la température du substrat, si cette température T_s augmente le temps t diminue entraînant une réduction de la probabilité d'incorporation. Il est possible de simplifier la relation précédente (2) en réduisant le nombre de paramètres qui interviennent. Le nombre d'impuretés incorporées par unité de volume s'exprime en fonction du flux de Silicium, c'est-à-dire en fonction de la température de la cellule d'effusion d'une part, et en fonction de la vitesse de croissance d'autre part. La concentration d'impuretés dans la couche épitaxiée s'exprime alors par la relation suivante:

$$[Si] = \alpha \frac{J_{Si}}{v_c} \quad (\text{At/cm}^3) \quad (4)$$

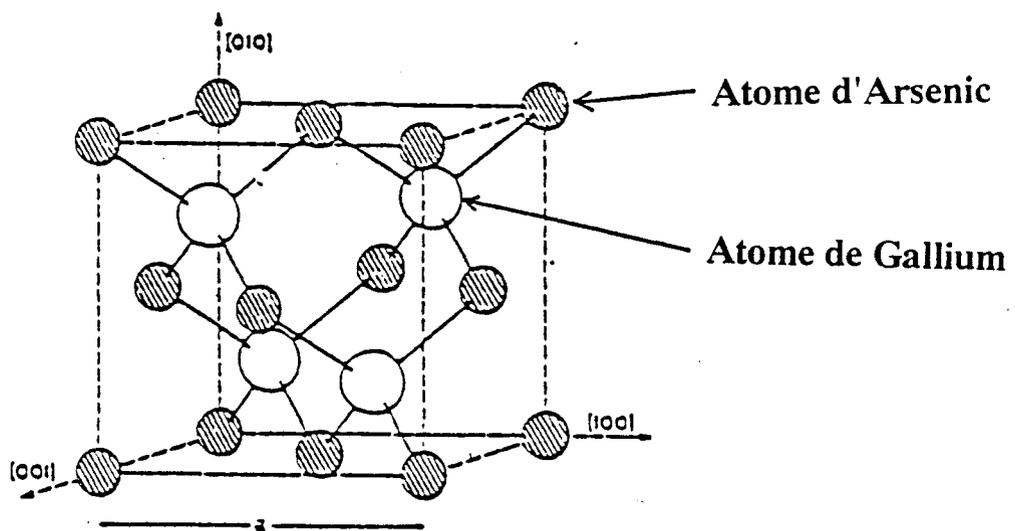


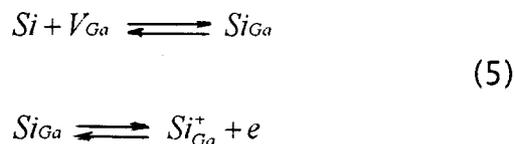
FIGURE I-8 : Structure cristalline de l'Arséniure de Gallium.

ou " α " est le coefficient de collage
 "J_{Si}" le flux de Silicium
 "v_c" la vitesse de croissance

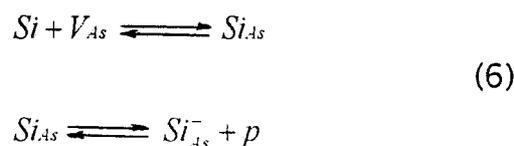
" α " est compris entre 0 et 1, il rend compte de tous les phénomènes mis en compétition à la surface de l'échantillon.

La pression de vapeur provenant de la sublimation du Silicium dans les conditions d'épitaxie du GaAs, est trop faible pour permettre la mesure avec précision du flux d'atomes émis par la cellule. Il devient alors difficile de déterminer les grandeurs énoncées dans la relation (4). Après avoir prospecté les aspects liés à la croissance de la couche uniformément dopée, nous allons nous intéresser aux problèmes liés à l'activation électrique de ces atomes de Silicium.

La structure cristalline de Arséniure de Gallium est de type Zinc - Blende (figure 1-8). Le Silicium, élément de la colonne IV du tableau de Mendeleiev, est une impureté amphotère. Dans le cas où il se place en site Gallium, les 4 liaisons avec les atomes Arsenic lui laisse un électron seul sur l'orbite de valence. Le Silicium se comporte alors comme une impureté de type donneur. On peut écrire la relation suivante :



Inversement, si le Silicium se place en site Arsenic, il lui manque un électron pour parfaire ces liaisons avec les atomes de Gallium, on obtient alors une impureté de type accepteur.



Par ailleurs, une lacune en atome dans la structure cristalline crée aussi des sites électroniquement actifs dont le signe dépend du site manquant. Une

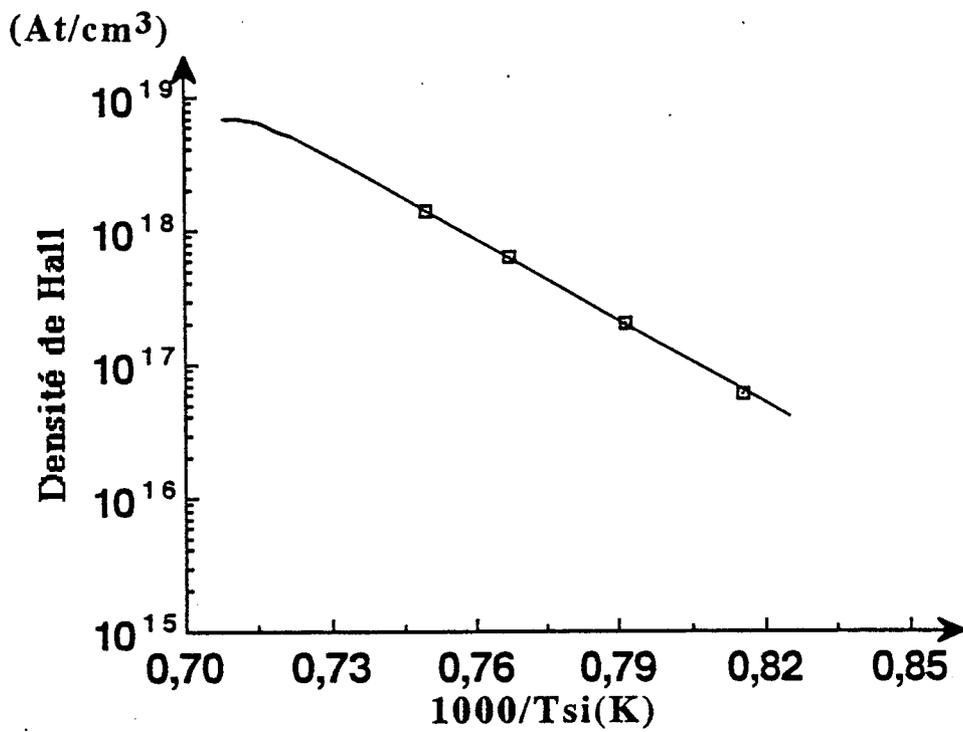


FIGURE I-9 : Concentration de porteurs libres en fonction de l'inverse de la température de la cellule de Silicium.

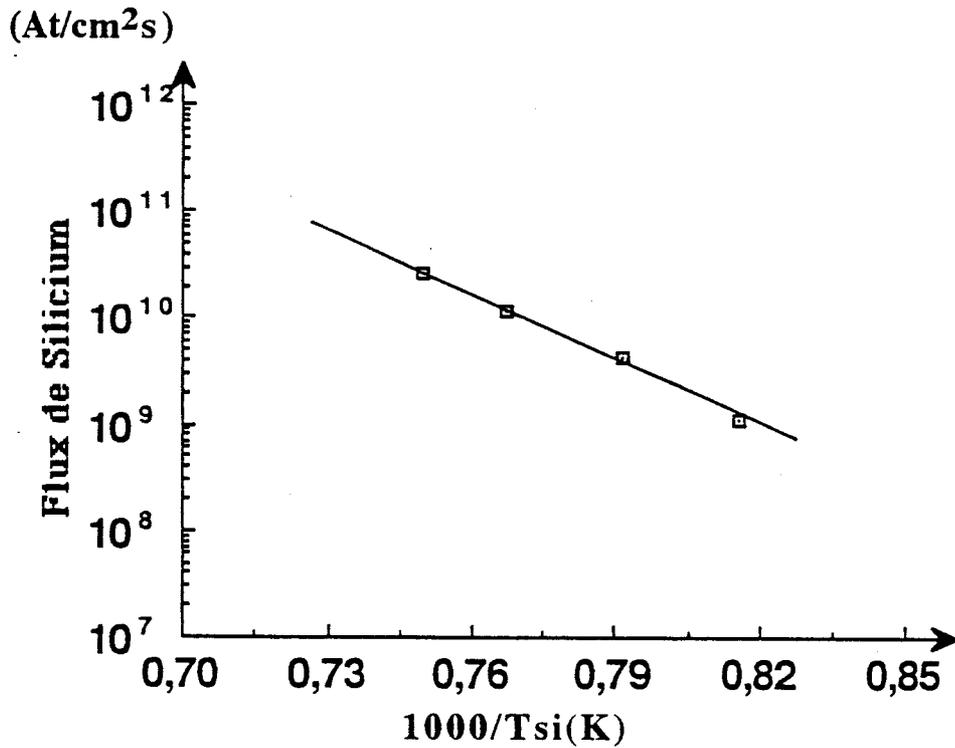
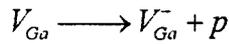
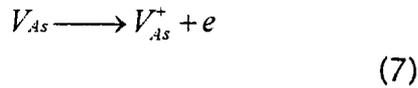


Figure I-10: Flux de Silicium déduit de la densité de Hall en fonction de l'inverse de la température de la cellule de Silicium. Calcule prenant en compte la vitesse de croissance.

lacune en site Arsenic donne un excédent électronique tandis qu'une lacune en site Gallium donne un trou.



Le bilan complet de ces réactions permet d'estimer la concentration des porteurs libres dans une couche dopée. Pour une couche de type N dopée par des atomes de Silicium, on obtient les concentrations suivantes :

$$\begin{aligned} Nd &= [Si_{Ga}] + [V_{As}] \\ Na &= [Si_{As}] + [V_{Ga}] \quad (\text{At/cm}^3) \quad (8) \\ n &= Nd - Na \end{aligned}$$

Les impuretés résiduelles nécessairement présentes dans le bâti sont aussi des éléments dopants des couches. Dans les conditions normales d'utilisation, les épitaxies de matériau GaAs non intentionnellement dopé sont de type p dû fait de la présence d'un très faible taux de carbone dans le bâti. De plus, des paires Silicium-Silicium électroniquement neutre peuvent s'insérer dans la structure cristalline du GaAs.

La mesure de la concentration de porteurs libres effectuée sur des couches épitaxiées montre une variation exponentielle de la concentration en fonction de l'inverse de la température de la cellule de Silicium dans une large gamme variante de 10^{15} à $5 \cdot 10^{18}$ At/cm³ :

$$\ln(Nd - Na) \approx \frac{1}{T} \quad (9)$$

Cette loi, semblable à celle des flux, permet de renforcer l'idée d'un coefficient de collage du Silicium égal à 1, c'est dans les limites inférieures et supérieures de cette courbe que les phénomènes auto compensation électriques prennent toutes leurs importances (figure I-9).

A faible dopage, la diminution du nombre de porteurs serait due à l'incorporation non négligeable de l'accepteur Carbone [9]. A fort dopage, le Silicium se placerait préférentiellement en site Arsenic créant comme nous l'avons vu des porteurs de type p [10][11][12]

La compensation aux dopages importants peut-être retardée en jouant sur 2 principaux paramètres de croissance [13] : soit la température du substrat, la plus faible possible, soit le rapport des flux le plus élevé.

A partir de la courbe donnant la variation de la densité de porteurs libres en fonction de l'inverse de la température et connaissant la vitesse de croissance pour chaque échantillon mesuré par effet Hall, nous pouvons estimer le flux d'atomes de Silicium en appliquant la relation (2). En supposant le coefficient de collage des impuretés dopantes égal à 1, nous présentons sur la figure I-10 le flux d'atomes de Silicium émis par la cellule d'effusion en fonction de l'inverse de la température.

Des caractérisations physiques et électriques sont nécessaires pour juger de la qualité des épitaxies ainsi réalisées. Nous rappelons dans la seconde partie de ce chapitre les principales méthodes utilisées.

I-II Caractérisation des épitaxies

Dans les couches semiconductrices épitaxiées comprenant un dopage homogène, la mobilité en fonction de la concentration des porteurs est un critère de qualité. Par ailleurs, dans le cas des structures composées de plusieurs couches de nature différente, il est nécessaire de pouvoir caractériser le profil de concentrations d'impuretés d'une part, et la composition d'alliage d'autre part, pour les matériaux ternaires.

Un grand nombre de techniques existent pour accéder à ces paramètres, certaines d'entre-elles sont couramment utilisées dans les semiconducteurs III-V. Nous rappelons dans cette partie le principe des techniques de caractérisations électriques puis de caractérisations physiques.

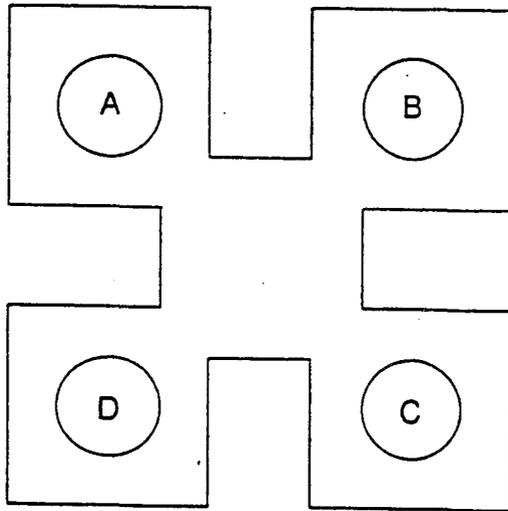


FIGURE I-11 : Géométrie d'un échantillon pour effet Hall.

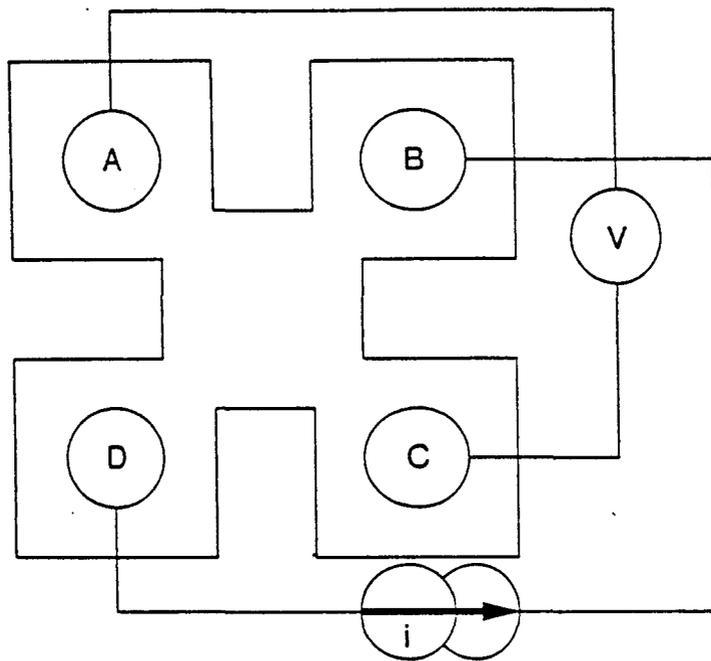


FIGURE I-12 : Schéma de connection pour la mesure de la résistance $R(BD,AC)$.

I-II-1 Caractérisations électriques

I-II-1-1 Mesure par effet Hall à bas champ

La méthode consiste à mesurer la résistivité électrique entre quatre contacts situés sur la couche épitaxiée à caractériser [14]. Il a été montré que l'influence des contacts devient négligeable si la géométrie de l'échantillon se présente sous la forme d'un trèfle (trèfle de Van der Pauw) comme le montre le schéma de la figure I-11. Dans ces conditions, la résistivité r de la couche épitaxiée s'écrit :

$$\rho = \frac{\pi d}{\ln 2} \left(\frac{R(AB,CD) + R(BC,DA)}{2} \right) \cdot f \left(\frac{R(AB,CD)}{R(BC,DA)} \right) \quad (\Omega \cdot \text{cm}) \quad (10)$$

ou $R(AB,CD)$ est défini comme étant le rapport de la tension mesurée entre les contacts D et C sur le courant injecté entre les contacts A et B. la fonction f représente un facteur de correction prenant en compte la dissymétrie possible des contacts. "d" est l'épaisseur active de l'échantillon.

Le principe de l'effet Hall s'applique dès que l'on place la surface du trèfle de Van der Pauw perpendiculairement à un champ magnétique B . La tension de Hall est proportionnelle au courant I :

$$V = R_H \frac{B}{d} I = \Delta R \cdot I \quad (\text{V}) \quad (11)$$

On détermine alors la constante de Hall R_H en mesurant la variation de la résistance $R(BD,AC)$ (figure I-12)

$$\Delta R(BD,AC) = R(BD,AC)_{B=0} - R(BD,AC)_{B \neq 0} \quad (\Omega) \quad (12)$$

la constante de Hall s'écrit :

$$R_H = \frac{\Delta R(BD,AC)}{B} \cdot d \cdot 10^4 \quad (\text{cm}^3/\text{C}) \quad (13)$$

et l'on déduit la mobilité de Hall

$$\mu_H = \frac{R_H}{\rho} \quad (\text{cm}^2 / \text{V} \cdot \text{s}) \quad (14)$$

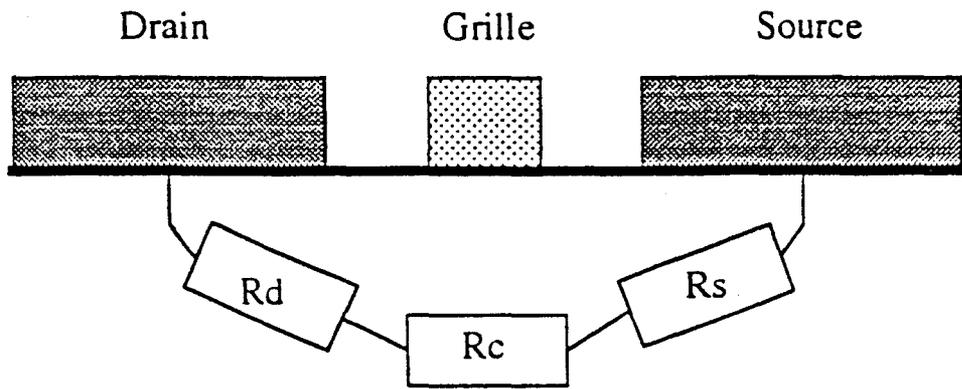


FIGURE I-13 : Principe de la magnétorésistance.

et la densité des porteurs :

$$n_H = \frac{1}{qR_H} \quad (\text{cm}^{-3}) \quad (15)$$

Il faut noter que la mesure de la mobilité des porteurs libres est indépendante de l'épaisseur de la couche épitaxiée. Pour le calcul de la constante de Hall R_H puis de la concentration de porteurs libres n_H , il faut tenir compte de l'épaisseur des zones désertées créées par les potentiels de surface et d'interface de la couche épitaxiée. Cette correction qui recalcule une épaisseur électrique est d'autant plus importante pour des échantillons comprenant un dopage volumique de type N inférieur à 10^{17} At/cm³ ou la zone de déplétion est du même ordre de grandeur que l'épaisseur de la couche dopée.

L'effet Hall mesuré par la méthode de Van der Pauw est un moyen de caractérisation simple et rapide pour des couches uniformes dopées en volume. Cette méthode est utilisée au laboratoire [15] pour déterminer la concentration d'impuretés de Si en fonction de la température de la cellule d'effusion dans une gamme allant de quelques 10^{15} at/cm³ à quelques 10^{18} at/cm³.

I-II-1-2 Mesure de la mobilité par magnéto-résistance

Le principe de cette mesure est basé sur la variation de la résistance du semiconducteur sous l'influence d'un champ magnétique perpendiculaire à sa surface (figure I-13). La résistance de l'échantillon s'exprime par la relation :

$$R_{avec\ B} = R_{sans\ B} (1 + \mu_0^2 B^2) \quad (V) \quad (16)$$

On détermine alors la mobilité moyenne (μ_m) de tous les porteurs libres dans la structure épitaxiée [16]. L'application de cette méthode au transistor à effet de champ à structure simple (type MESFET) permet d'obtenir le profil de mobilité moyenne et différentielle des porteurs dans le canal en faisant varier la tension appliquée sur la grille :

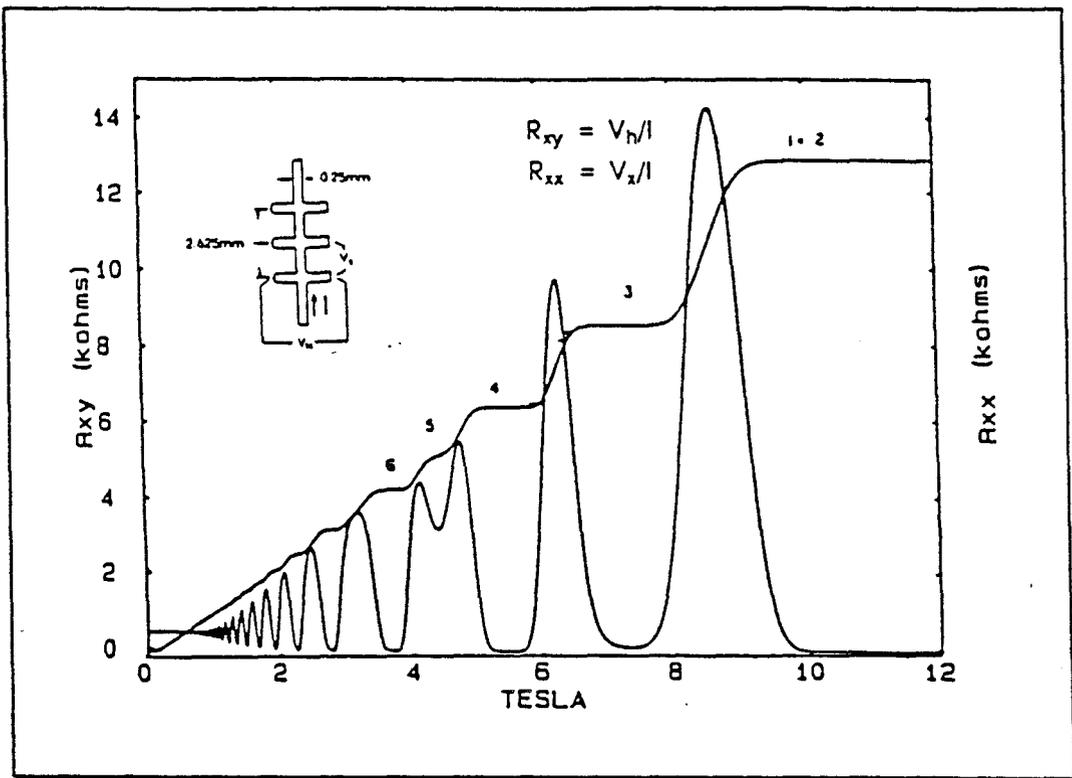


Figure I-14: Oscillations Shubnikov-de-Haas de période $1/B$ et les paliers d'effet Hall associés.

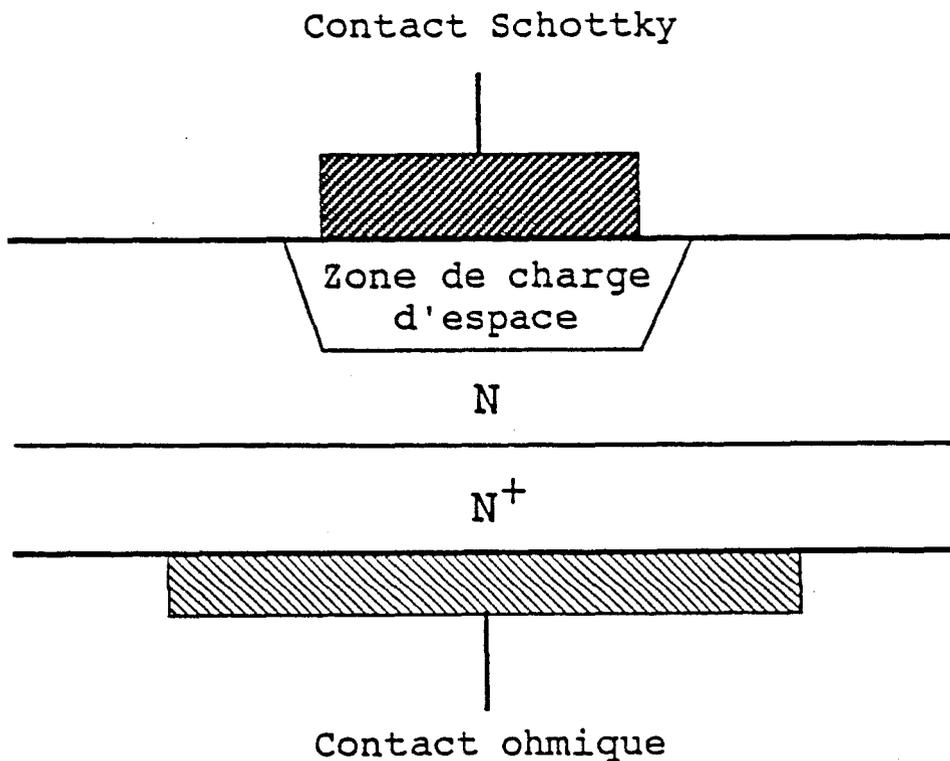


FIGURE I-15 : Structure de l'échantillon pour la mesure de la capacité d'une diode Schottky.

$$\mu_m = \sqrt{\frac{1}{B^2} \left(\frac{R_{DS}(B, Vg)}{R_{DS}(0, Vg)} - 1 \right)}$$

(cm² / V / s) (17)

$$\mu_d = \sqrt{\frac{1}{B^2} \left(\frac{d(1/R_{DS}(0, Vg))/dVg}{d(1/R_{DS}(B, Vg))/dVg} - 1 \right)}$$

Il faut toutefois tenir compte de la variation des résistances de contact des électrodes Drain et Source [17].

$$R_{ds}(0, V_{gs}) = R_s + R_d + R_c(V_{gs})$$

(Ω) (18)

$$R_{ds}(B, V_{gs}) = (R_s + R_d)(1 + \mu_1^2 B^2) + R_c(V_{gs})(1 + \mu_c^2(V_{gs}) B^2)$$

ou μ_1 représente la mobilité des porteurs dans les zones d'accès source-grille et grille-source et μ_c la mobilité des porteurs sous la grille.

I-II-1-3 Mesure par effet Hall à fort champ magnétique

La chute de tension aux bornes d'un échantillon est proportionnelle au courant injecté. Si l'on place une épitaxie dont la circulation du courant est limitée à une couche très mince dans un champ magnétique intense, la résistivité ne prend que des valeurs bien précises (figure I-14). Cette quantification dépend exclusivement des constantes fondamentales h (constante de Planck) et q (la charge électrique):

$$\rho = \frac{h}{iq^2} \quad (\Omega \cdot \text{cm}) \quad (19)$$

i = nombre de niveaux remplis

La mesure de la résistivité longitudinale en fonction du champ magnétique fait apparaître des oscillations Shubnikov-de-Haas de période $1/B$. La densité de porteurs est alors donnée par :

$$n_s = \frac{q}{h\Delta(\frac{1}{B})} \quad (\text{cm}^{-2}) \quad (20)$$

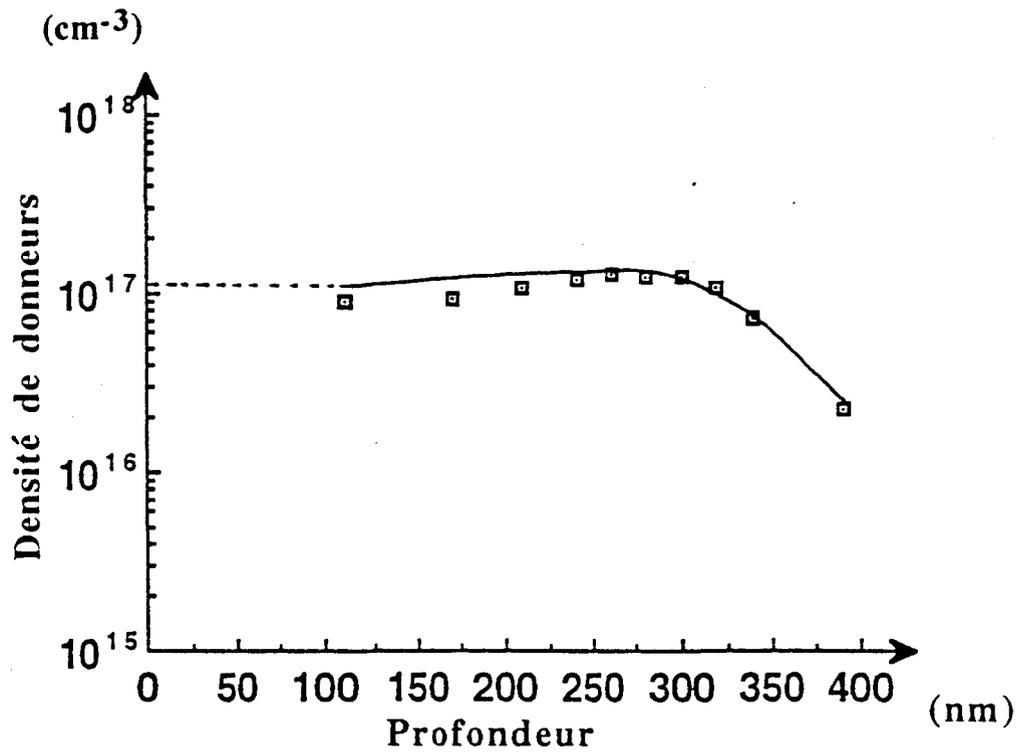


FIGURE I-16 : Densité de donneurs déduite de la mesure C(V) et fonction de la profondeur de la zone déplétée.

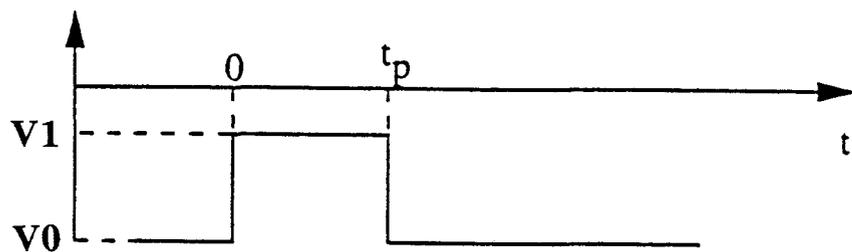


FIGURE I-17 : Séquences du potentiel appliqué sur la grille lors de la mesure DLTS.

Cette technique de caractérisation est applicable pour la détermination de la densité de porteurs libres d'un gaz bidimensionnel dans une structure HEMT [18].

I-II-1-4 Mesure de la capacité d'une Schottky

Cette technique consiste à mesurer en régime de petits signaux, l'évolution de la capacité de déplétion d'une diode schottky en fonction de la tension de polarisation [19]. La capacité de la zone de charge d'espace s'exprime par la relation :

$$C = \frac{\epsilon S}{x} \quad (\text{F}) \quad (21)$$

On peut en déduire l'évolution de la densité de concentration dans la couche en calculant la relation suivante :

$$N_d - N_a = \frac{C^3}{q\epsilon S^2} \left(\frac{dC}{dV}\right)^{-1} \quad (\text{cm}^{-3}) \quad (22)$$

La réalisation du contact Schottky nécessite des opérations technologiques mettant en oeuvre plusieurs niveaux de masquage. La structure de l'échantillon est représentée sur la figure I-15. La couche semiconductrice est épitaxiée sur substrat N+. Dans ce cas la mesure est faite perpendiculairement aux couches. Dans le cas d'un échantillon épitaxié sur substrat semi-isolant, la diode Schottky peut être réalisée de façon planaire par plaquage sous pression de deux gouttes de mercure sur la surface. Cette méthode dite de la bille de mercure est non destructive pour l'échantillon et ne nécessite aucune opération technologique [20]. Chaque interface mercure semi-conducteur constitue un contact schottky. La grande dissymétrie des surfaces de contacts est telle que seule la variation de capacité de la zone désertée liée au contact polarisé en inverse est pris en compte dans la mesure. Ce contact correspond à la plus petite surface. Nous présentons sur la figure I-16, le profil de concentration déduit du C(V) d'un échantillon étalon

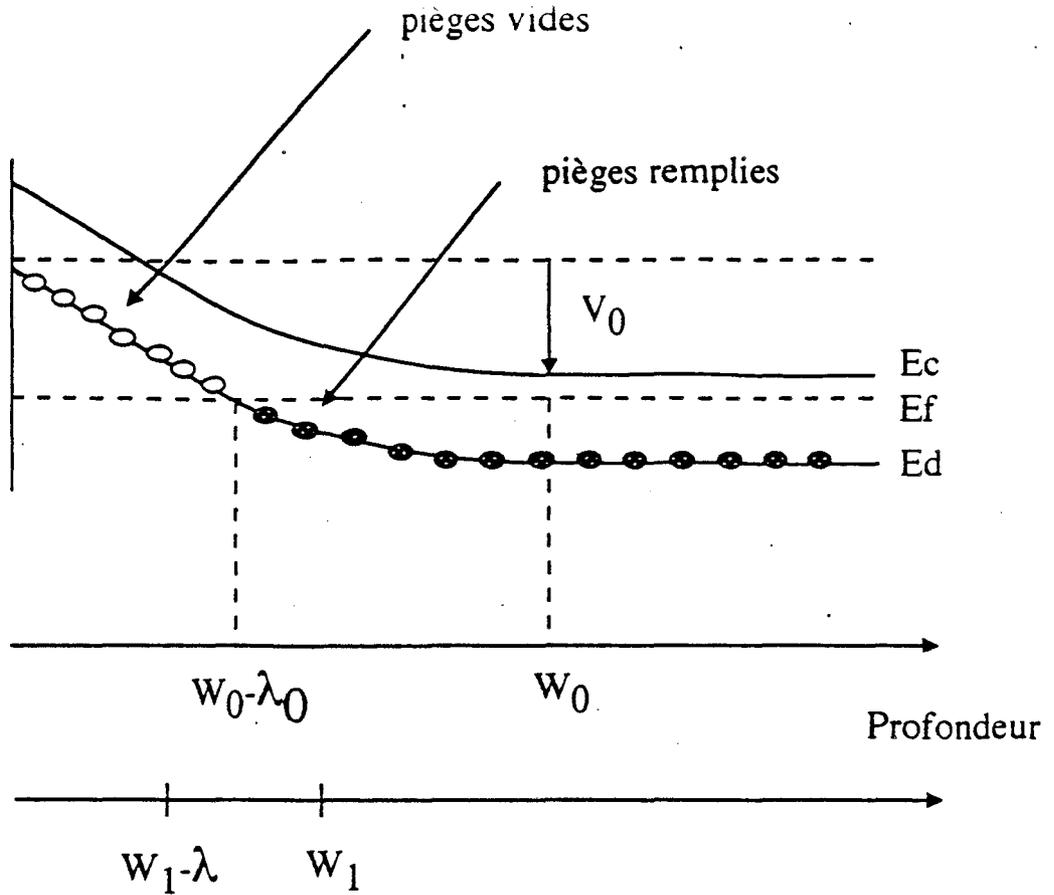


FIGURE I-18 : Evolution de la zone desertée lors de l'application des différentes tensions sur la grille.

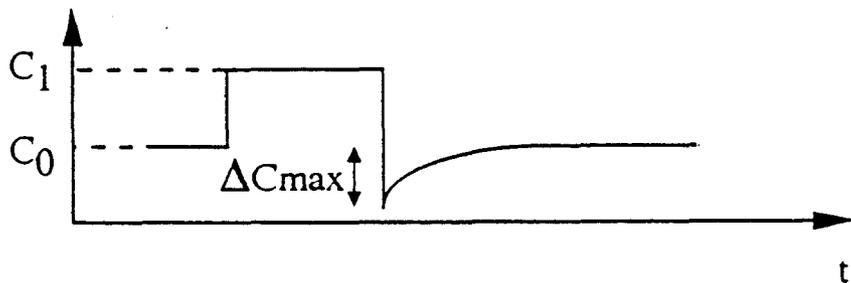


FIGURE I-19 : Transitoire de la capacité apparaissant lors des séquences de la tension appliquée.

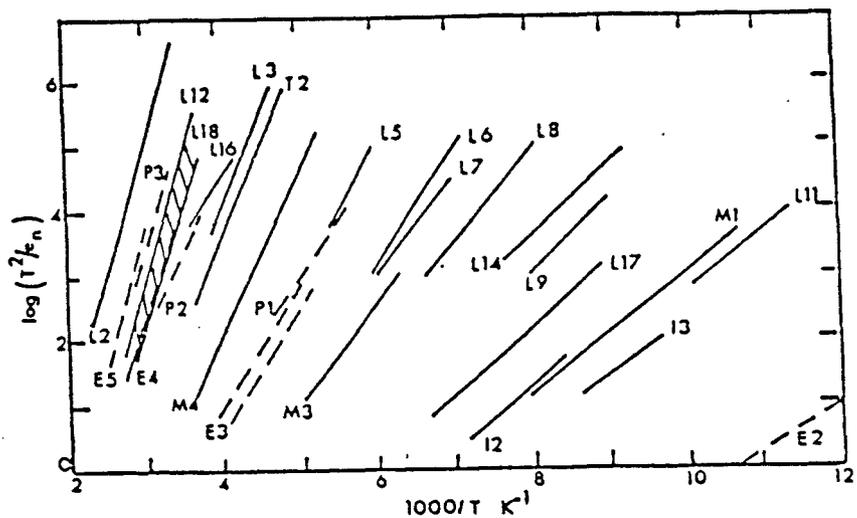


Figure I-20: Signature des différents pièges présents dans un semi-conducteur [22].

dont la structure est constituée d'un dopage volumique de densité mesurée par effet Hall égale à $1.10^{17} \text{ cm}^{-3}$. La résolution spatiale du C(V) est limitée par la longueur de Debye qui s'exprime par :

$$L_d = \sqrt{\frac{\epsilon k T}{q^2 N_d}} \quad (\text{m}) \quad (23)$$

La reconstitution du profil de dopage n'est pas correcte si l'épaisseur de la couche dopée vaut au moins $10 L_d$ et si le gradient de dopage ne varie pas lentement sur plusieurs longueurs L_d [21].

I-II-1-5 Mesure des pièges dans la structure (méthode de DLTS)

Les impuretés résiduelles introduites dans les couches au cours de l'épitaxie d'un matériau semi-conducteur ainsi que les défauts du réseau cristallin amoindrissent les propriétés électriques du matériau. Un défaut peut faire apparaître des niveaux énergétiques plus ou moins localisés dans la bande interdite du semi-conducteur qui ont pour effet de piéger les électrons libérés par les impuretés donneurs.

La DLTS (Deep Level Transient Spectroscopy) met en évidence et caractérise ces possibles pièges localisés dans la couche épitaxiée [22]. Elle utilise la mesure de capacité d'un contact schottky pour déterminer la transition entre le remplissage et le vidage des niveaux pièges par les électrons libres lors d'une variation de tension aux bornes. Les séquences de cette mesure sont présentées sur la figure I-17.

La diode Schottky est polarisée en inverse par une tension continue V_0 . La capacité de la zone désertée correspondante est égale à C_0 . Le niveau de piège E_d est vide dans une zone d'épaisseur $W_0 - \lambda_0$ à partir du contact où W_0 est la longueur de la zone désertée.

A l'instant $t=0$, on applique une tension plus grande V_1 pendant un temps t_p . La capacité mesurée augmente jusqu'à la valeur C_1 . La diminution de la zone désertée a pour effet d'augmenter le remplissage du niveau E_d .

Quand on applique de nouveau la tension V_0 , les électrons piégés vont le rester pendant un temps t . Pour conserver la neutralité électrique, la largeur de la zone désertée va s'étendre jusqu'à la valeur W_1 (figure I-18). Ceci

entraîne une capacité mesurée $C_0 - \Delta C_{\max}$ plus faible que C_0 . Les pièges vont alors se vider suivant un régime transitoire exponentiel de la forme :

$$\Delta C(t) = \Delta C_{\max} \exp(-e_n(t - t_n)) \quad (F) \quad (24)$$

" e_n " correspond au taux d'émission des électrons du piège. L'évolution de la capacité de la zone désertée en fonction de la tension appliquée est représentée sur la figure I-19. Une étude de ce transitoire en fonction de la température de l'échantillon permet de tracer la signature du piège :

$$\text{Log} \frac{T^2}{e_n} = f\left(\frac{1}{T}\right) \quad (25)$$

Cette fonction est une droite dont la pente détermine la différence d'énergie entre la bande de conduction et le niveau piège d'une part, et l'ordonner à l'origine donne la section de capture des électrons d'autre part. La figure I-20 répertorie les différents pièges dans un semi-conducteur.

Ces mesures renseignent sur l'activité électrique des impuretés dans les couches. Dans les paragraphes suivants nous rappelons les méthodes de caractérisations physiques les plus usuelles.

I-II-2 Caractérisation physique des matériaux

Parmi les caractérisations physiques disponibles, on peut considérer celles qui mettent en jeu la physique des interactions entre matière-matière d'une part et rayonnement-matière d'autre part. Le principe de ces caractérisations est l'analyse des particules émises par l'échantillon soumis à un faisceau incident.

Nous envisageons dans un premier paragraphe le cas d'un faisceau incident ionique et dans un autre paragraphe le cas d'un rayonnement électromagnétique.

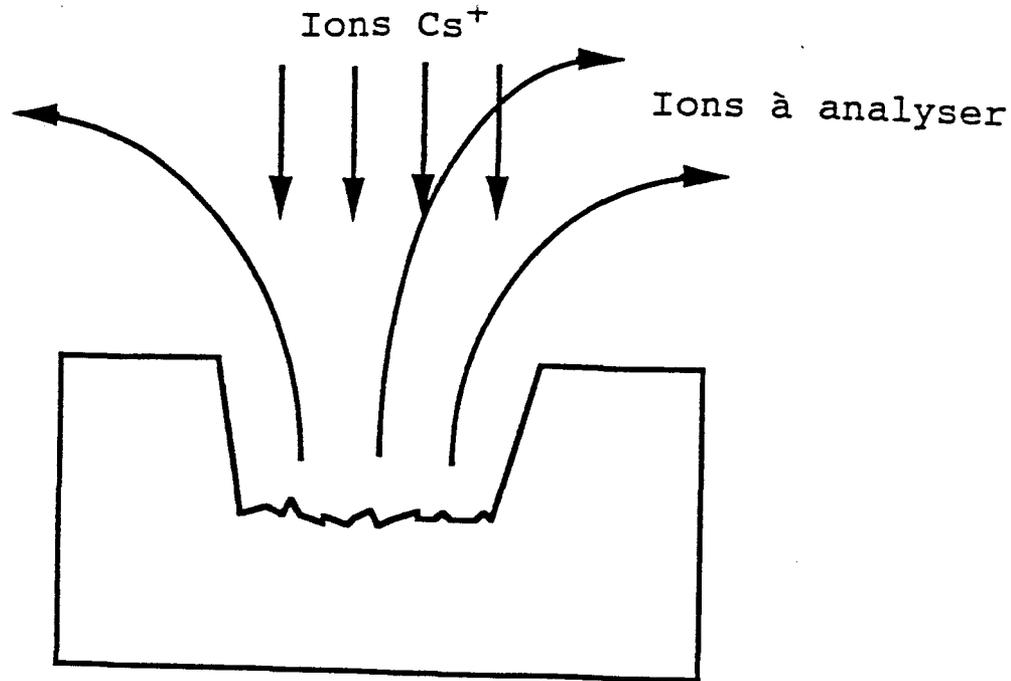


FIGURE I-21 : Schéma de principe de la spectroscopie de masse des ions secondaires (DLTS).

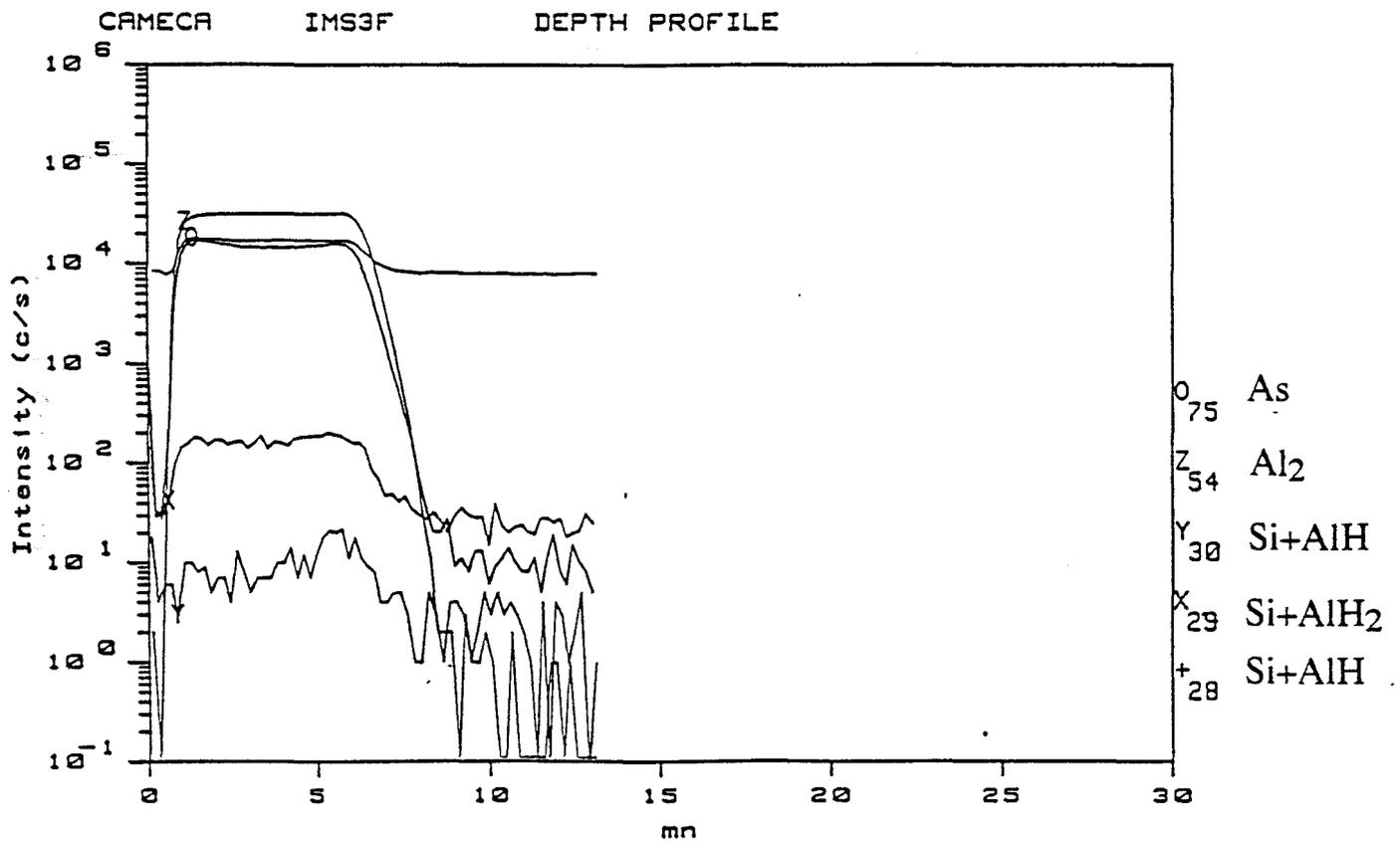


FIGURE I-22 : Profil d'Aluminium déduit de l'analyse SIMS.

I-II-2-1 Interaction matière-matière

1) Spectroscopie de masse d'ions secondaires

Le principe de l'analyse par Spectroscopie de Masse d'Ions Secondaire (SIMS) est représenté sur la figure I-21. L'analyse met en jeu un faisceau incident d'ions primaires (C_5^+ ou O_2^+) qui vient éroder la surface de l'échantillon. Les atomes ionisés ainsi arrachés sont analysés par un spectromètre de masse. Connaissant la vitesse d'érosion du faisceau incident, on peut déterminer le profil relatif de concentration dans l'échantillon d'un type d'élément choisi à priori selon sa masse.

La résolution spatiale est cependant limitée à cause de distorsions introduites par l'apparition d'une micro-rugosité dans le cratère dû aux effets de diffusions des ions incidents et par l'enfoncement des atomes à analyser par le faisceau primaire. Ces effets sont résumés sous le terme de "Missing effect". Ces pertes de résolutions sont d'autant plus importantes que l'épitaxie à étudier est épaisse puisque la durée d'attaque est plus longue [19].

Dans le cas des matériaux III-V, de bon profil sont obtenus pour des couches de 30 à 100 nm d'épaisseur. Dans le cas d'une étude quantitative de la concentration d'impuretés, un étalonnage préalable pour le type d'élément recherché est nécessaire.

Dans le cas d'un échantillon comprenant plusieurs couches de nature différente, par exemple une hétérojonction AlGaAs/GaAs, la vitesse d'attaque du faisceau incident varie selon le matériau. La conséquence de cet effet est une perturbation supplémentaire sur la résolution spatiale de la mesure. La figure I-22 montre le profil d'Aluminium dans une structure HEMT.

2) Analyse à partir d'un faisceau électrique incident

Plusieurs techniques de caractérisations de matériaux utilisent un faisceau d'électrons incident. Nous rappelons dans ce paragraphe trois méthodes d'analyse les plus couramment utilisées dans le cas des matériaux III-V. Notons que ces méthodes sont non destructives pour l'échantillon.

Electrons incidents

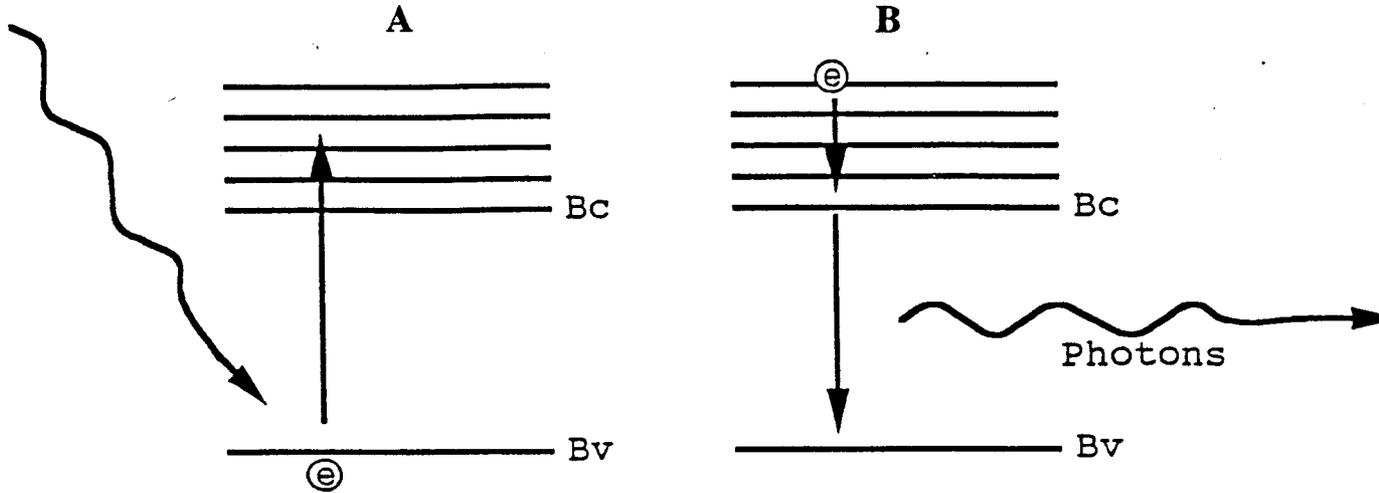


FIGURE I-23 : Principe de la cathodoluminescence.

Electrons incidents

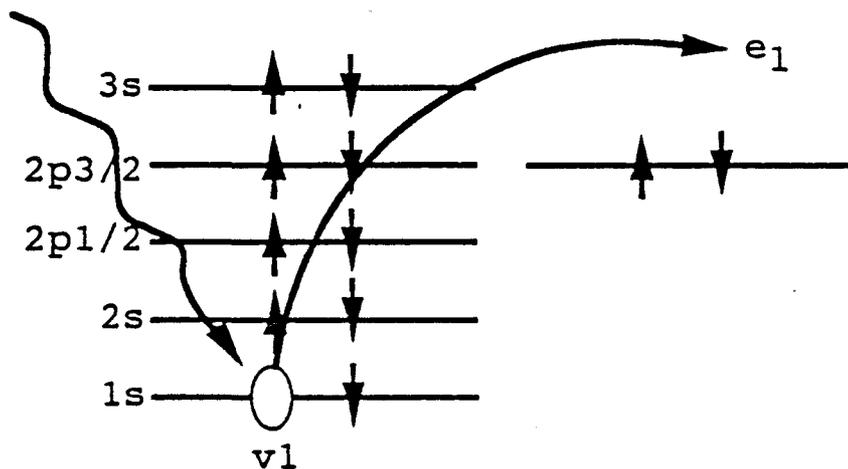


FIGURE I-24-a : Excitation d'un électron sur un niveau coeur d'un atome constituant l'échantillon.

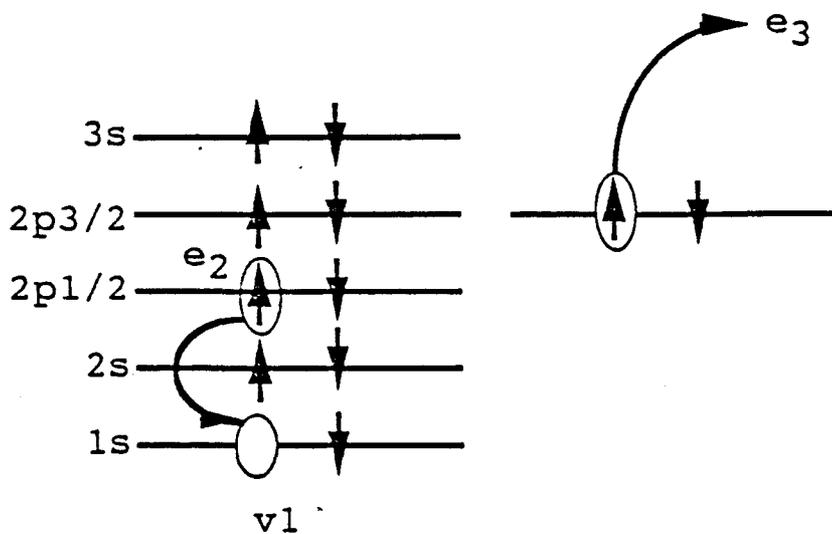


FIGURE I-24-b : Relaxation de système par émission d'un électron Auger..

a) Cathodoluminescence

La cathodoluminescence consiste à analyser les photons émis par l'échantillon soumis au faisceau électronique incident comme le montre la figure I-23-a. L'interaction d'un électron incident avec un électron de la bande de valence du cristal entraîne une excitation de l'électron vers les états de la bande de conduction. Après thermalisation l'électron revient à sa position d'origine avec émission d'un photon (figure I-23-b).

Cette mesure permet de mettre en évidence les défauts de la couche épitaxiée [23]. Si le faisceau incident est celui d'un microscope électronique à balayage on réalise une cartographie des défauts de l'échantillon en exploitant la variation du contraste de la photoluminescence.

b) EBIC

Pour cette mesure, il est nécessaire de réaliser une diode Schottky qui est polarisée en inverse. L'interaction du faisceau électronique crée des paires électrons - trous dans la zone désertée de la jonction qui sont alors soumis au champ électrique appliqué. Le déplacement de ces électrons induit un courant extérieur qu'il est facile de mesurer [24].

L'EBIC est la technique la plus utilisée pour déterminer la longueur de diffusion et la durée de vie des porteurs minoritaires suivant la profondeur de pénétration du faisceau incident et la distance entre la source d'électrons et la diode Schottky.

c) Analyse Auger

L'analyse des électrons Auger consiste à exciter les électrons des niveaux de coeur des atomes constituant l'échantillon comme dans le cas de la cathodoluminescence par un faisceau électronique de haute énergie [25]. Le mécanisme d'échange est schématisé sur la figure I-24-a et b.

Cette technique d'analyse qui peut être couplée à un bâti d'épitaxie est souvent utilisée pour étudier les états de surface des échantillons avant et après épitaxie.

Photons $h\nu_0$

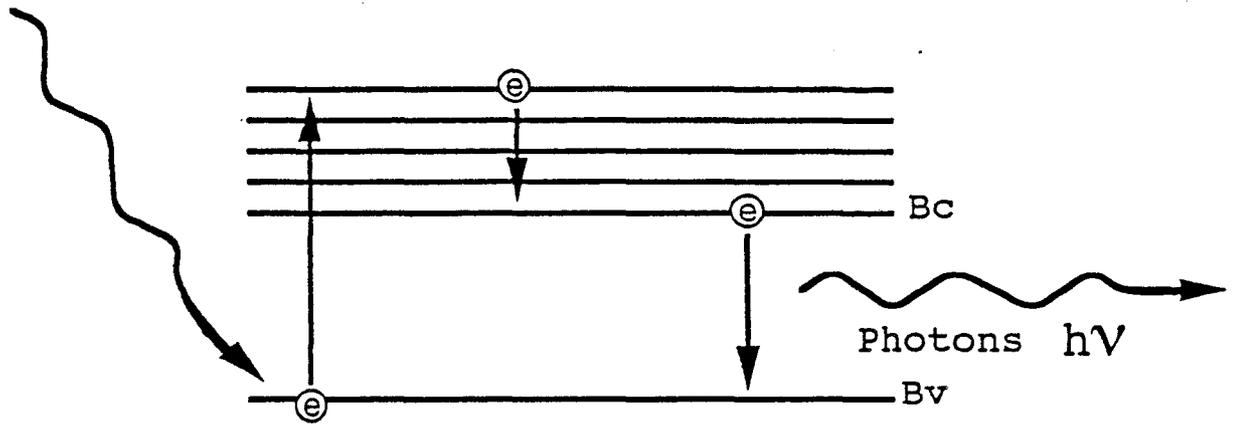


FIGURE I-25 : Principe de la photoluminescence.

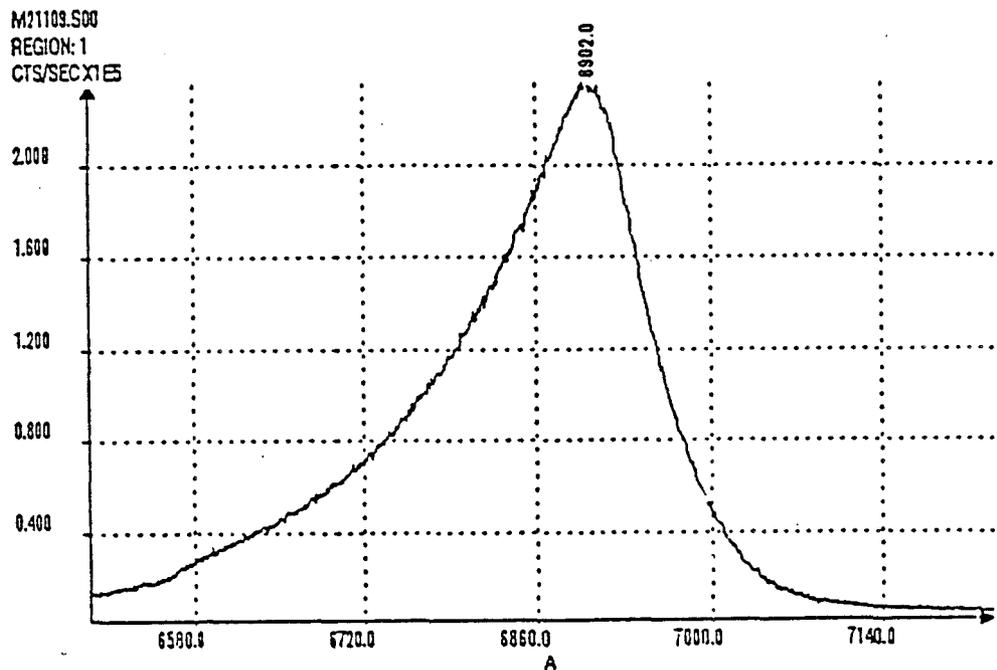


Figure I-26: Pic de photoluminescence obtenu sur un échantillon de GaAs à température ambiante.

L'électron de coeur (e1) ainsi éjecté laisse une place vacante (V1) qui va se déplacer vers les niveaux de valence de l'atome par transition des électrons des niveaux supérieurs (e2). Chaque transition s'accompagne de l'éjection d'un électron Auger (e3) dont l'énergie cinétique vérifie l'équation suivante :

$$E_{cin}(e_3) = E_I(1s) - E_I(2p_{1/2}) - E_I(2p_{3/2}) \quad (\text{eV}) \quad (26)$$

Cette énergie cinétique est caractéristique de l'atome ayant subi l'excitation. L'analyse énergétique des électrons Auger permet de détecter les éléments présents à la surface de l'épitaxie mais il faut noter que la probabilité de désexcitation par émission d'électrons Auger est inversement proportionnelle à la masse de l'atome. L'Arsenic, de masse 39, est l'élément dont les probabilités de désexcitation, soit par émission d'électron Auger soit par luminescence, sont identiques et égales à 0,5.

I-II-2-2 Interaction rayonnement-matière

1) Photoluminescence

L'échantillon est soumis à un faisceau laser. Les photons incidents d'énergie $h\nu_0$ excitent des électrons de la bande de valence vers la bande de conduction. Après thermalisation, les électrons reviennent à leur position initiale en émettant un photon d'énergie $h\nu$ comme le montre la figure I-25.

L'analyse spectrale des rayonnements émis permet d'accéder à l'énergie des différents niveaux. La finesse des raies reflète la qualité de la croissance cristalline (figure I-26). Cette analyse est primordiale dans l'étalonnage d'un bâti d'épitaxie pour déterminer, à travers la mesure du gap du semi-conducteur, d'une part à la qualité cristallographique de la couche et d'autre part la composition des matériaux ternaires [26].

2) Analyse de surface (XPS, UPS).

La couche est soumise à un faisceau électromagnétique qui diffère selon les domaines de fréquences. On utilise une source de rayons X dans le cas de l'XPS et une source de rayon ultraviolet pour l'UPS. Les électrons

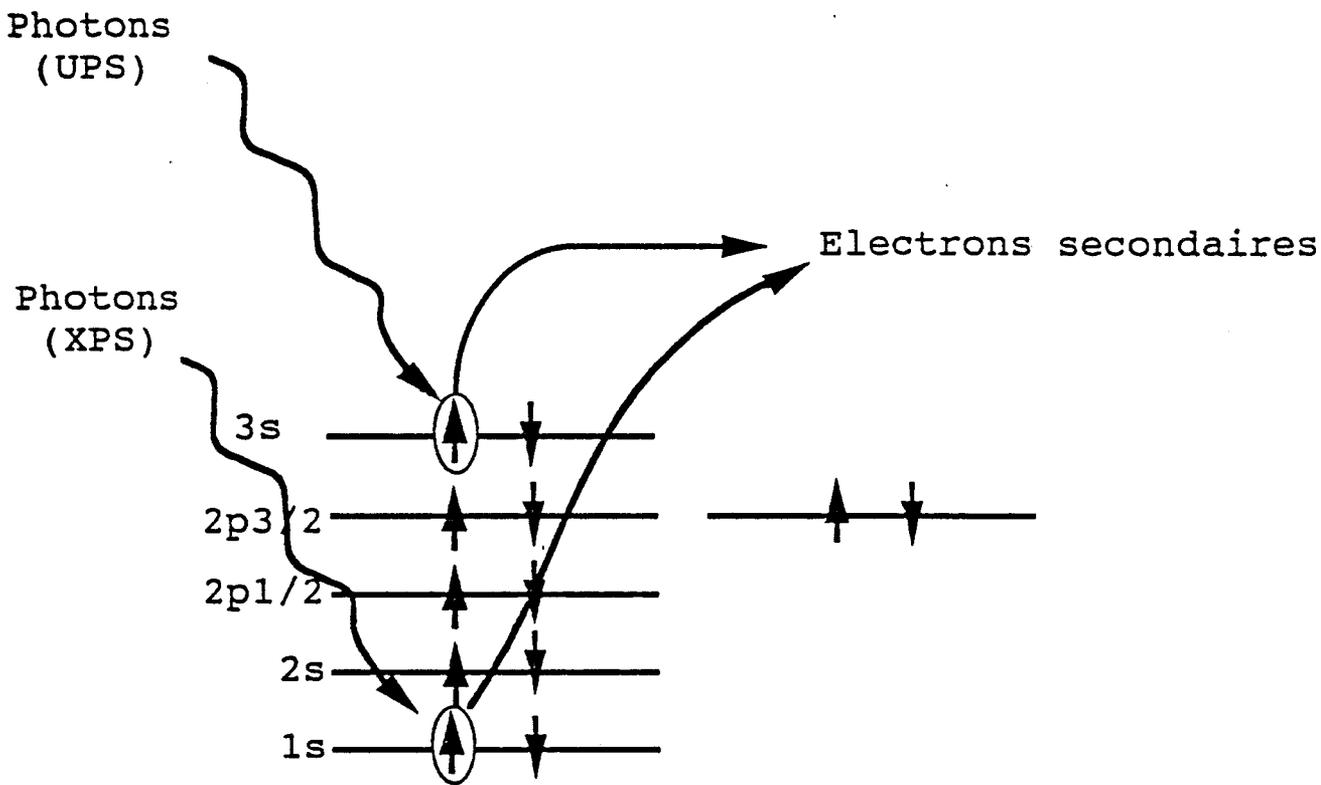


FIGURE I-27 : Principe de l'analyse par XPS et UPS.

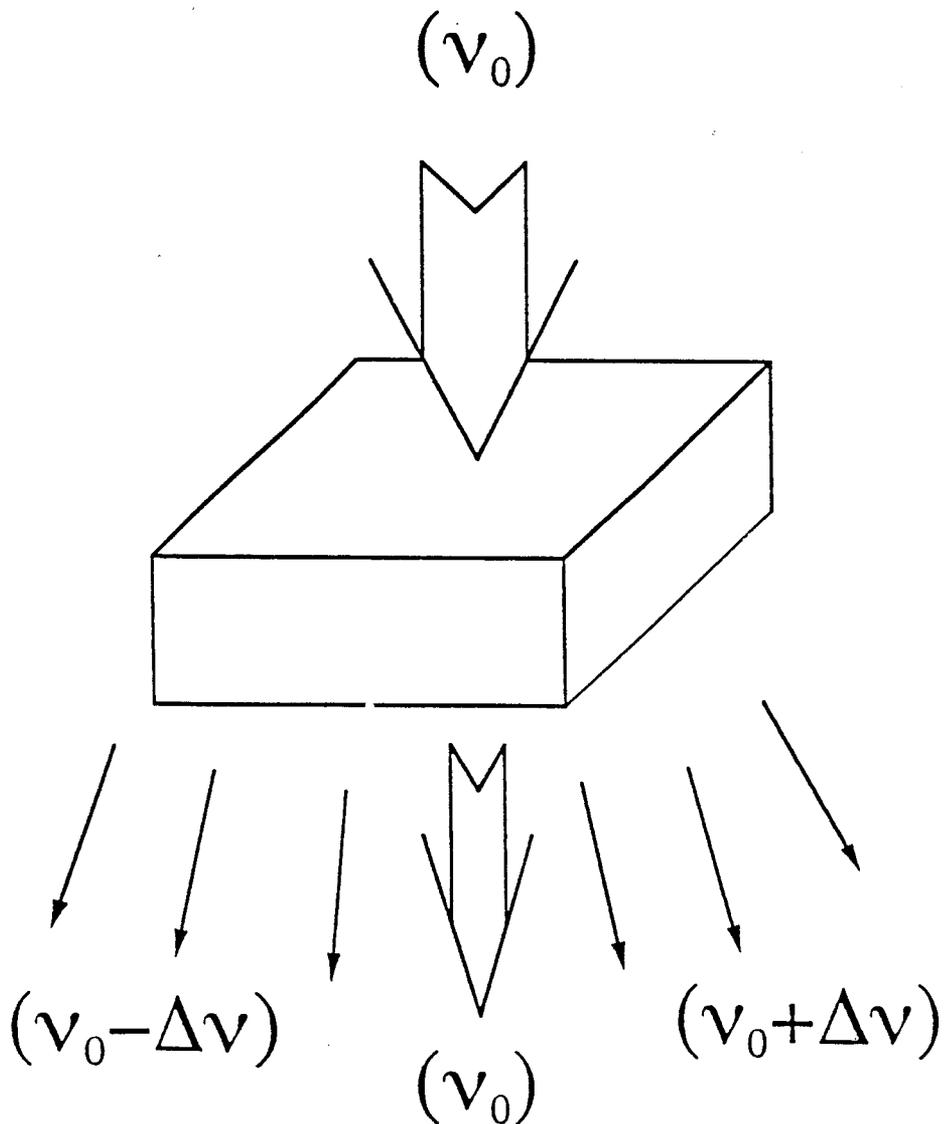


FIGURE I-28 : Schéma de principe de l'effet Raman.

secondaires arrachés aux atomes constituant l'échantillon sont collectés et analysés suivant leur énergie cinétique [25]. On obtient ainsi directement l'énergie que possédait l'électron dans la structure cristallographique (figure I-27).

En spectroscopie par rayons X (XPS), l'énergie des photons incidents permet d'atteindre les niveaux électroniques de coeur révélant la nature des éléments à la surface de l'épitaxie.

Dans le cas de la spectroscopie des électrons secondaires utilisant une source ultraviolet (UPS), l'énergie des photons incidents est plus faible. Ces photons, interagissent avec les électrons et forment les liaisons moléculaires ce qui permet d'analyser l'environnement chimique des atomes à la surface de l'échantillon.

3) Spectroscopie Raman

La diffusion Raman permet l'analyse des vibrations atomiques qui sont à l'origine des phonons optiques et acoustiques dans les cristaux [27]. Un faisceau de lumière monochromatique incident interagit par un processus de diffusion inélastique avec le système cristallin de l'échantillon et ressort avec une longueur d'onde légèrement décalée (figure I-28). La différence d'énergie entre le photon incident et le photon diffusé correspondant à la création ou à la disparition d'un phonon caractéristique du matériau analysé.

La diffusion Raman est une puissante technique de caractérisation des couches épitaxiées par EJM. Outre la détermination de la composition et du taux de dopage d'un échantillon, la spectroscopie Raman permet de mettre en évidence les perturbations du matériau comme par exemple la rugosité des interfaces, les contraintes du réseau cristallin ou une croissance désorientée [28].

4) Diffractions des rayons X

La diffraction des rayons X est la technique la plus précise pour aboutir à la mesure des paramètres de maille cristallographique d'un matériau épitaxié [29]. La réflexion des rayons X sur les plans réticulaires du cristal permet d'obtenir un spectre de raies en fonction de l'angle d'incidence entre le faisceau et la surface de l'échantillon. Comme le représente le schéma de la

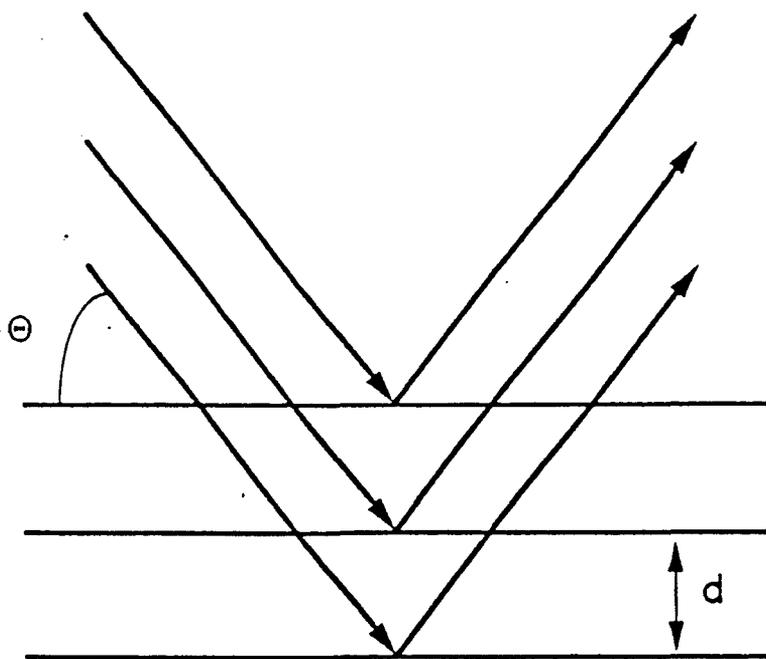


FIGURE I-29 : Principe de la diffraction d'un faisceau de rayon X incident sur les plans réticulaires du matériau.

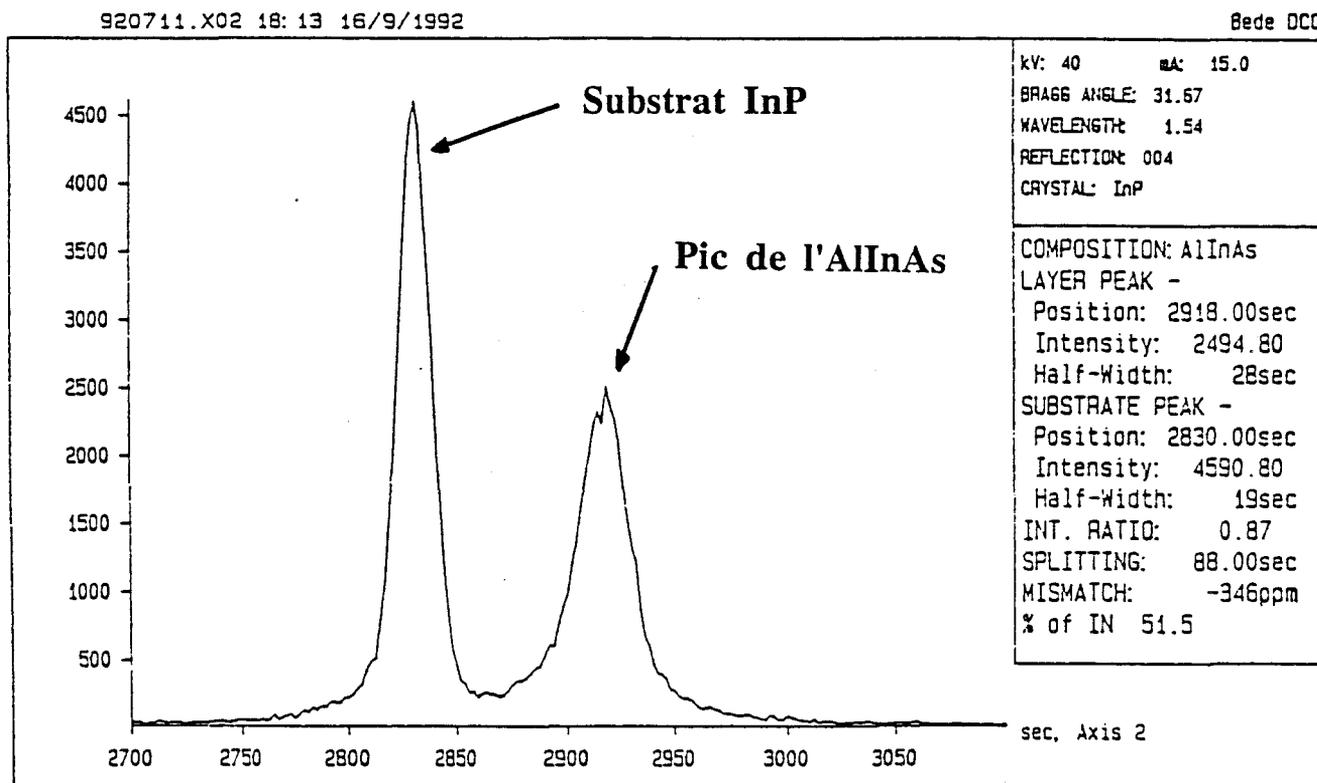


FIGURE I-30 : Spectre DDX obtenu sur un matériau AlInAs épitaxié sur un substrat InP.

figure I-29. Chaque raie est caractéristique d'une famille de plans réticulaires vérifiant la relation de Bragg:

$$2d \sin \theta = n\lambda \quad (27)$$

" θ " est l'angle d'incidence, "d" la distance séparant les plans diffractants, " λ " est la longueur d'onde du rayon X et "n" un nombre entier positif.

Une plus grande précision sur la détermination de "d" est obtenue en double diffraction X. Le faisceau émis vers l'échantillon à analyser résulte d'une première diffraction sur un cristal parfaitement pur afin de rendre le faisceau incident plus monochromatique et plus parallèle.

Les nouvelles structures étudiées pour réaliser les transistors à effet de champ microondes demandent des croissances intermittentes de plusieurs composés binaires ou ternaires (AlAs, GaAlAs, GaInAs, AlInAs,...). La mesure des paramètres de maille d'une couche devient primordial pour accéder à la composition des matériaux surtout lorsque le paramètre varie rapidement avec les différents matériaux constituant les hétérostructures (GaInAs, AlInAs). A titre d'exemple la figure I-30 montre un spectre obtenu en DDX pour un matériau AlInAs épitaxié sur un substrat InP.

I-III Conclusion

Dans ce chapitre nous avons rappelé le principe de l'épitaxie par jets moléculaires des matériaux III-V et, en particulier, les mécanismes de dopage homogènes des couches.

Nous avons ensuite rappelé les différentes méthodes de caractérisation couramment employées en EJM.

Ces mesures sont soit effectuées in-situ pendant la croissance, comme pour le RHEED, soit réalisées à posteriori à l'extérieur du bâti d'épitaxie. C'est le cas de la plupart des caractérisations physiques de la structure cristalline des couches, c'est également le cas des mesures électriques effectuées directement sur les couches n'ayant pas subi de procédés technologiques ou sur les composants.

Dans la suite de ce travail nous n'avons utilisé que les méthodes de caractérisation disponibles au laboratoire et les mieux adaptées à l'étude du dopage planaire Silicium dans le matériau GaAs et GaAlAs. C'est cette étude que nous présentons dans le chapitre suivant.

- [1] "Fundamental aspects of Molecular Beam Epitaxy"
Foxon et Joyce
Surf Sci 50 (1975)
- [2] "GaAs Molecular Beam Epitaxy"
Munoz-Yague session formation SFV
- [3] "Growth by MBE and characterization of high purity GaAs
and GaAlAs"
M. Heiblum
JAP 54(12) p. 6982 (1983)
- [4] "Surface studies by RHEED"
K. Ploog
Molecular beam epitaxy of III-V compounds (1979)
- [5] "Observation of transient behavior of GaAs MBE growth by
RHEED oscillation"
H Sugiura, M Kawashima and Y Horikooky
JJAP 25(12) (1986)
- [6] "Simultaneous observation of RHEED oscillations during
GaAs growth with modulated electron Beam"
H. Sugiura, M. Kawashima and Y. Horikoshy
JJAP 25(6) (1986)
- [7] "Dynamics of film growth of GaAs by MBE from RHEED
observations"
J.H. Neave and B.A. Joyce
Applied Physics A 31 (1983)
- [8] "Etude des dopants de type P pour l'épitaxie par jets
moléculaires des transistors bipolaires à hétérostructure
GaAs/GaAlAs"
N. Jourdan Thèse de Paris VII (1992)
- [9] "Effets de compensation dans des couches GaAs de haute
pureté dopée au Silicium"
M. Illiegems
- Saint Aygulf - (1983)
2ème séminaire EJM

- [10] "Si defect concentrations in heavy Si doped GaAs :
changes induit by annealing"
J.K. Kung
JAP 45 (10) p 4477 (1974)
- [11] "Mechanism of compensation in heavy Silicon-doped Gallium Arsenide
grown by MBE"
J. Naguire
APL 50(9) p 516 (1987)
- [12] "Silicon autocompensation in GaAs grown by MBE"
J.M. Ballingall
APL 59(10) p 3571 (1986)
- [13] "The effect of growth conditions on Si Incorporation in
MBE GaAs"
Y.G. Chai
APL 39(10) p 800 (1981)
- [14] "A method of Measuring specific resistivity and Hall
effect of Discs of arbitrary shape"
J.L. Van der Pauw
Philips Research Reports Vol 13 n°1 (1958)
- [15] "EJM de semi-conducteur III-V, automatisation du bâti et
caractérisation par mesure d'effet Hall
C. Allet
Mémoire CNAM Lille (1987)
- [16] "Détermination des caractéristiques de vitesse et de
mobilité à divers Températures par des méthodes de
magnéto-résistance"
A. Safrioui
DEA électronique Lille (1984)
- [17] "Propriétés physiques et performances potentielles des
composants submicroniques à effet de champ : structures
conventionnelle et à gaz d'électrons bidimensionnel"
A. Cappy
thèse n° 708 Lille (1986)

- [18] "Etude de Tegfets multicanaux"
D. Theron
thèse n° 816
Lausanne 1989
- [19] "Growth and characterisation of semiconductors"
R.A. Stradling . P.C. Klipstein . Adam Hilger (1991)
- [20] "Vacuum Operated Mercury probe for CV Plotting and
profiling"
A. Lederman
Solid Stat Technology . August 1981
- [21] "The influence of Debye length on the CV measurement of
Doping profiles"
W. Johnson and P. Panousis
IEEE vol 18 n° 10 (1971)
- [22] "Contribution à l'étude des défauts créer par irradiation
dans le GaAs type n"
D. Stievenard
Thèse de l'Institut supérieur d'électronique du Nord
- [23] "Caractérisation par cathodoluminescence de couche GaAs
épitaxiées et de leurs dislocations"
C. de Meersman
thèse n° 539 Lille
- [25] "Cours de Maîtrise physico-chimie"
- [26] "Photoluminescence of AlGaAs grown by molecular Beam
Epitaxy"
G. Wicks et Al
JAP 52 (9) p 5792
- [27] "Caractérisation structurale des superréseaux par
diffusion Raman"
B. Jusseran
Session Formation plestin les greves (1990)
- [28] "Etude des propriétés structurales de matériaux III-V par
microanalyse Raman"
M. Matrullo
DEA électronique Lille (1990)

- [29] "Structural studies of Epitaxial Layers By X-Ray
Diffraction"
M.C. Jancour
Session Formation plestin les greves (1990)

CHAPITRE II

Etude du dopage planaire dans les couches de GaAs et GaAlAs

II-I Réalisation du dopage planaire Silicium en EJM

II-I-1 Principe

Sur la surface d'un substrat d'Arseniure de Gallium d'orientation cristalline [100], On dénombre $6,5 \cdot 10^{14}$ sites de Gallium possibles par cm^2 . On obtient un plan de dopage par la substitution de quelques atomes de Gallium d'un plan [100] par des atomes de Silicium. Ces impuretés se trouvent alors en site donneur et libèrent des électrons de leur niveau supérieur. En théorie, le nombre maximal de porteurs pouvant être obtenu est égal au nombre de sites Gallium existant au niveau du plan de croissance.

Dans tout les cas, la densité de porteurs libres dans le plan de dopage sera proportionnelle au nombre d'impuretés Silicium arrivés à la surface de l'échantillon.

II-I-2 Réalisation du dopage planaire par EJM

Le temps de croissance d'une monocouche de GaAs est de l'ordre de la seconde dans les conditions standards d'épitaxie. La formation d'un dopage planaire, pendant la croissance sans couper le flux d'élément III, demanderait un flux d'atomes de Silicium beaucoup plus important que celui habituellement obtenu en EJM, pour réaliser les dopages volumiques homogènes. Cette limitation technologique nous oblige à réaliser un arrêt de croissance lors de la formation du plan pour permettre aux atomes de Silicium de s'incorporer sur une seule monocouche de matériau III-V. Le dopage planaire se fait donc après l'arrêt de croissance en coupant les flux

d'éléments III et en ouvrant le cache devant la cellule de Silicium. Le plan de dopage ainsi obtenu est appelé "delta- dopage".

R. Köhrbrück et al ont démontré dans le cas des interfaces GaAs/GaAlAs, qu'un arrêt de croissance augmente l'incorporation néfaste des impuretés résiduelles présentes dans le bâti d'épitaxie par jets moléculaires [1]. Pour minimiser le taux d'incorporation de ces impuretés, le flux de l'élément dopant doit être le plus grand possible afin de diminuer le temps d'arrêt de croissance pendant le dépôt de Silicium.

Une seconde technique de dopage élevé sur une épaisseur faible est appelée le "pulse dopage". Cette méthode représente un compromis entre le confinement des atomes de Silicium et le taux d'incorporation des impuretés résiduelles. En effet, il est possible de doper fortement une fine couche de GaAs, typiquement de 3 à 5 nm, sans arrêter la croissance du matériau initial. Dans ce cas, cette technique de dopage est comparable à celle utilisée pour obtenir des dopages volumiques homogènes.

Dans ce travail, nous avons plus particulièrement étudié la technique du plan de dopage Silicium. Cependant, une comparaison entre le "pulse-dopage" et le "delta-dopage", du point de vue des caractéristiques électriques des structures composants MESFET et HEMT, a été effectuée. Cette étude est abordée au 3ème chapitre.

Dans la suite de ce mémoire, la technique du delta-dopage est employée pour différentes conditions de croissance du GaAs ou GaAlAs, différent flux de l'élément dopant et différents temps d'ouverture de la cellule de Silicium. L'objectif de cette étude est d'une part la maîtrise de la densité de Silicium incorporée lors de l'épitaxie dans une gamme compatible avec les spécifications des composants microondes et d'autre part , de contrôler le positionnement et la géométrie du plan de dopage.

Afin de réaliser facilement et de manière reproductible, des épitaxies complexes pour leurs applications dans le domaine de l'électronique, il est indispensable d'étudier le dopage planaire Silicium à partir des conditions de croissance par jets moléculaires compatibles avec celles des structures pour composants microondes.

Il est nécessaire d'étudier dans une première étape la localisation physique des atomes de Silicium dans les couches épitaxiées, c'est l'objet du paragraphe suivant.

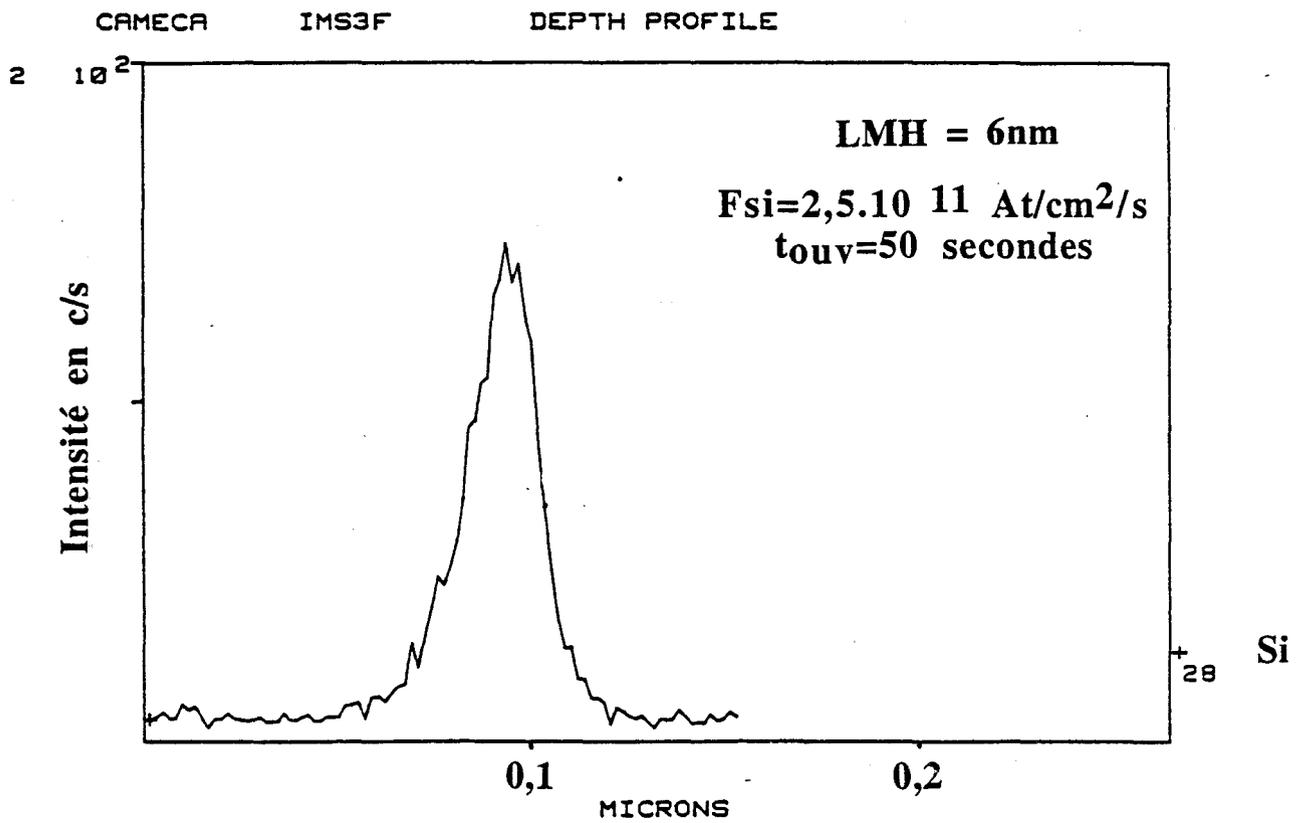


FIGURE II-1 : Profil de Silicium déduit du SIMS. Echantillon comportant un plan de dopage épitaxié dans le GaAs.

II-II Caractérisation physique du plan de dopage

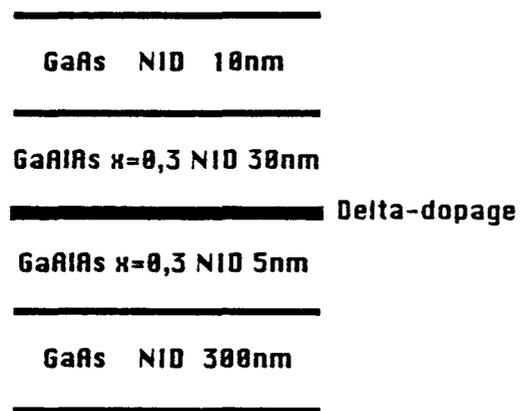
Par principe, le plan de dopage doit assurer une localisation précise et un très bon confinement des impuretés dopantes [2]. Une ségrégation ou une diffusion des atomes de Silicium dans les couches épitaxiées est donc néfaste. Une étude portant sur la localisation des atomes de Silicium dans la couche a donc été entreprise à partir d'analyses obtenues par SIMS. Les mesures ont été effectuées au Laboratoire de Physique des Matériaux de Lyon par Madame DUBOIS, sur un appareillage "CAMECA" utilisant un faisceau incident d'ions Césium. Nous présentons maintenant l'analyse des résultats que nous avons obtenus.

II-II-1 Etude du profil du plan de dopage

De nombreuses publications de ces dernières années traitent de la mesure par analyse SIMS de la largeur des plans de dopage Silicium dans les matériaux III-V [3][4]. Ces auteurs ont mis en évidence une perte de résolution sur la position réelle des atomes suivant l'énergie du faisceau incident et suivant la localisation du plan de dopage dans la couche épitaxiée. Cet effet d'élargissement qui ne permet pas d'aboutir au profil réel des atomes d'impuretés dans la couche, provient du "missing effect" inhérent à la technique d'analyse SIMS.

Pour effectuer les mesures au SIMS, nous avons épitaxié une couche GaAs non dopée sur substrat semi-isolant avec un dopage plan situé à 100 nm sous la surface de l'échantillon. La figure II-1 représente le profil d'atomes de Silicium relevé dans l'échantillon. La température de substrat pendant la croissance est égale à 580°C, le rapport de la pression d'Arsenic sur la pression de Gallium est de 15 et une vitesse de croissance de 1 $\mu\text{m}/\text{h}$. La cellule de Silicium est réglée pour un flux de $2.5 \cdot 10^{11}$ $\text{At}/\text{cm}^2/\text{s}$ déduit de la figure I-10. La durée d'ouverture de la cellule est de 50 secondes. Soulignons que le flux utilisé correspond à la zone où le dopage volumique s'autocompense comme nous l'avons indiqué au chapitre I.

La largeur à mi-hauteur apparente du pic de Silicium est de l'ordre de 6 nm. Cette mesure est dans la gamme des divers résultats publiés à ce



S.I.

Figure II-2 : Structure test pour analyse SIMS.

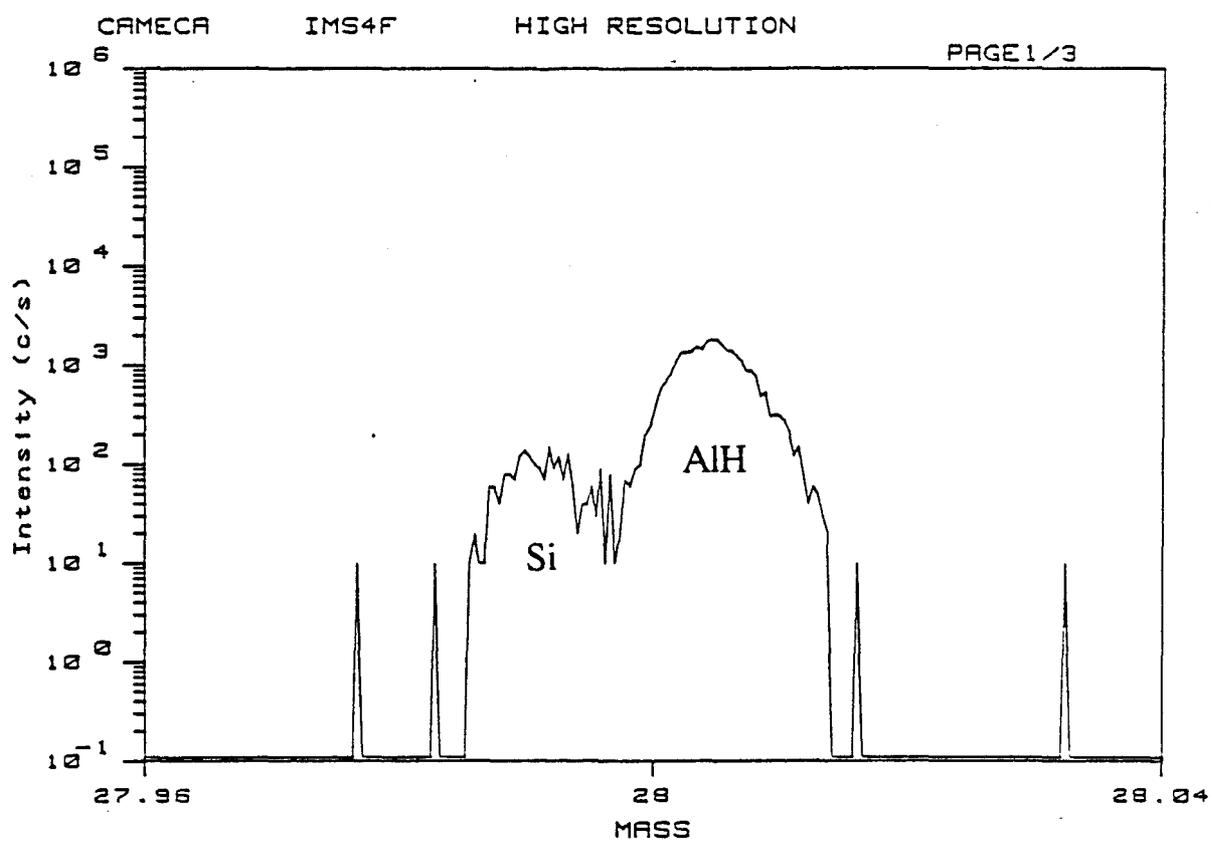


FIGURE II-3 : Spectre de masse obtenu par SIMS en régime haute résolution.

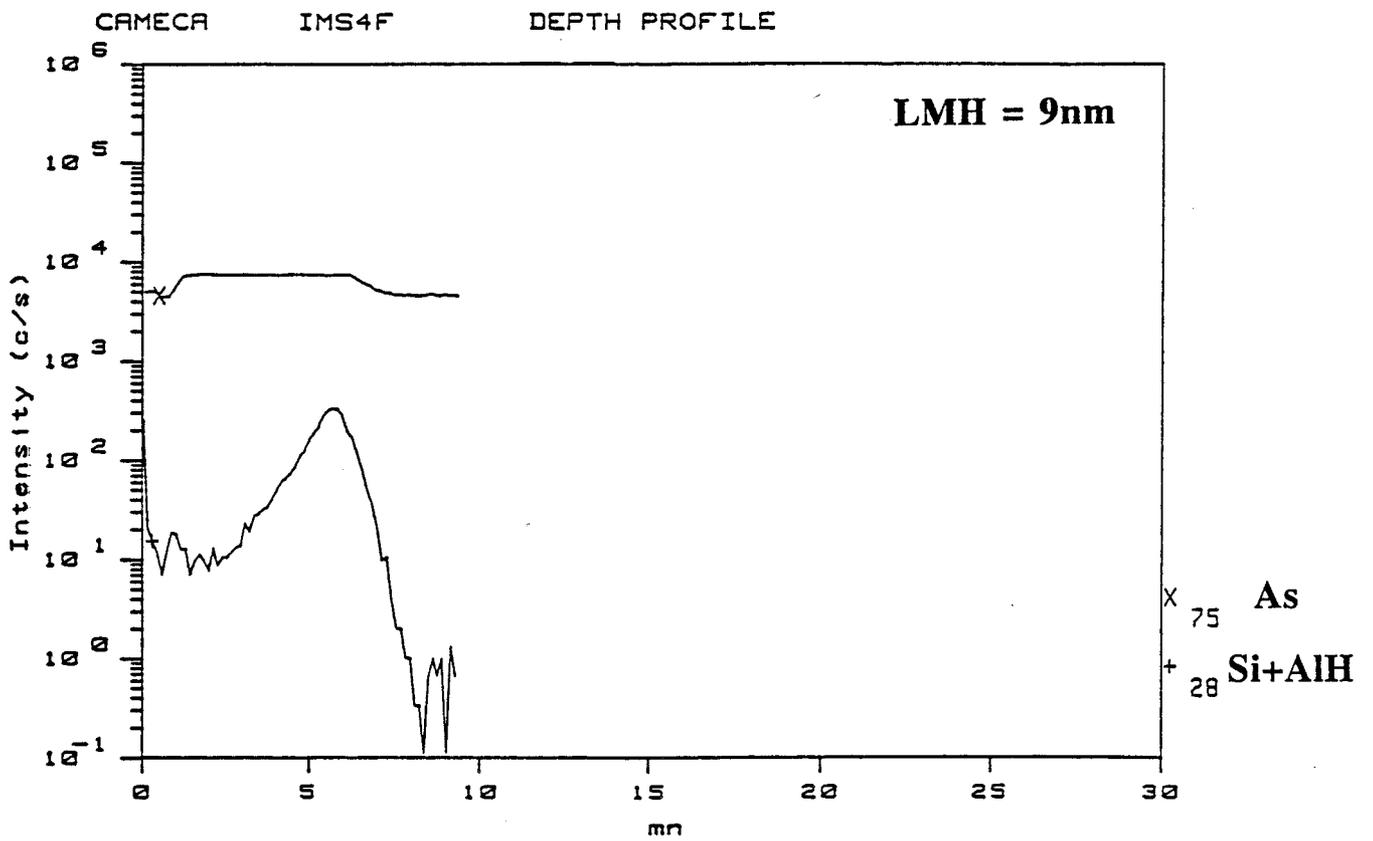


FIGURE II-4-a : Profil de Silicium déduit du SIMS. Echantillon comportant un plan de dopage épitaxié dans le GaAlAs. Echelle logarithmique.

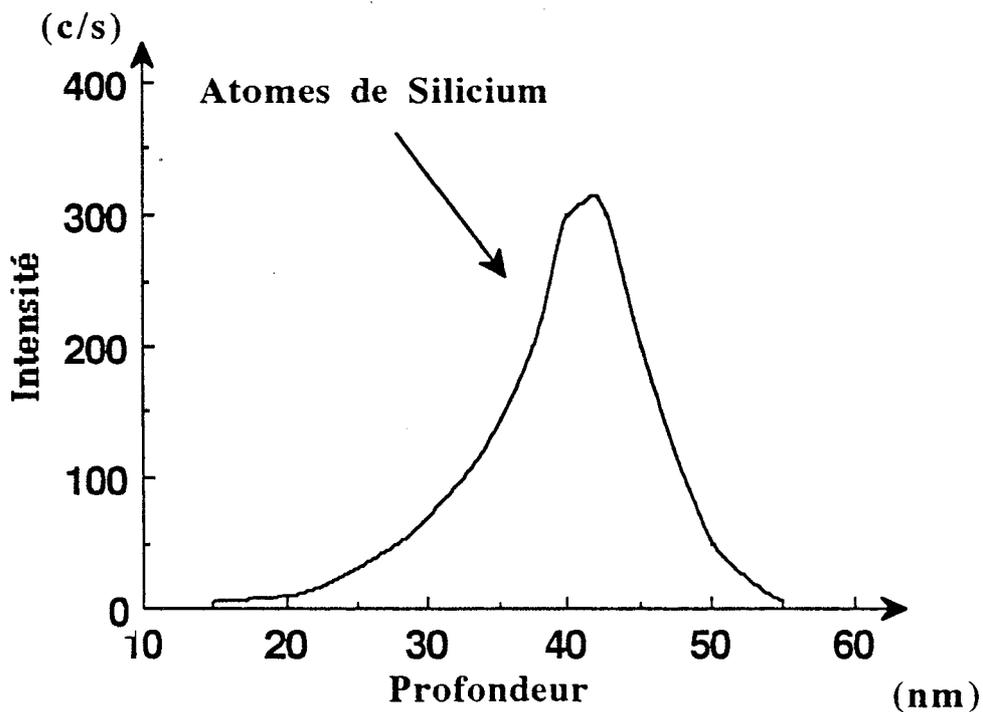


FIGURE II-4-b : Echantillon identique à la FIGURE II-4-a. Echelle linéaire.

jour [5][6]. Le maximum d'impureté est mesuré à 97 nm de la surface de l'échantillon alors que l'épaisseur épitaxiée prévue est de 100 nm. Cet écart peut être attribué à l'erreur sur la détermination de la vitesse d'érosion de la couche par le faisceau ionique incident, déduite à partir de la mesure de la profondeur du cratère après analyse.

La même étude a été effectuée dans le GaAlAs avec une composition d'AlAs de 30 %. La structure de l'échantillon est présentée sur la figure II-2. L'analyse des ions secondaires se fait en haute résolution pour différencier les ions provenant du Silicium avec ceux provenant de l'AlH dont la masse est proche de celle du Silicium (28) comme le montre la figure II-3.

La couche a été épitaxiée avec une température de substrat de 600°C, un rapport de la pression d'Arsenic sur les pressions des éléments III de 20 et une vitesse de croissance de GaAs de 0,7 $\mu\text{m/h}$. Le plan de dopage, placé à 4 nm de l'interface GaAlAs/GaAs, a été réalisé avec un temps d'ouverture de 20 secondes et une température de la cellule de silicium de 1150°C correspondant à un flux de $2.56 \cdot 10^{11} \text{ At/cm}^2/\text{s}$.

Le profil des ions Silicium dans la couche ainsi épitaxiée est présenté en échelle logarithmique sur la figure II-4-a.

La montée du signal que l'on observe près de la surface de l'échantillon n'est pas attribuée au Silicium mais à la molécule de CO dont la masse est également proche de celle du Silicium (28).

On peut remarquer aussi que le niveau du signal de part et d'autre du pic de Silicium n'a pas la même intensité. Cet écart important provient de l'influence de la molécule d'AlH même si l'analyse est faite en haute résolution.

Il est à noter également que la difficulté de localiser l'interface GaAlAs/GaAs ne permet pas de retrouver l'espacement de 4 nm séparant le plan de cette interface. Aucune conclusion ne peut donc être tirée sur une possible remontée du plan de dopage vers la surface de l'épitaxie.

L'échelle linéaire permet de mieux apprécier le profil de Silicium dans la couche comme le montre la figure II-4-b. La largeur à mi-hauteur du pic de Silicium est de 9 nm. Comme la vitesse d'érosion par le faisceau ionique incident est différente suivant le matériau à analyser entraînant une perte de résolution différente, il n'est guère possible de comparer les largeurs à mi-hauteur des pics dans les matériaux GaAs et GaAlAs. La

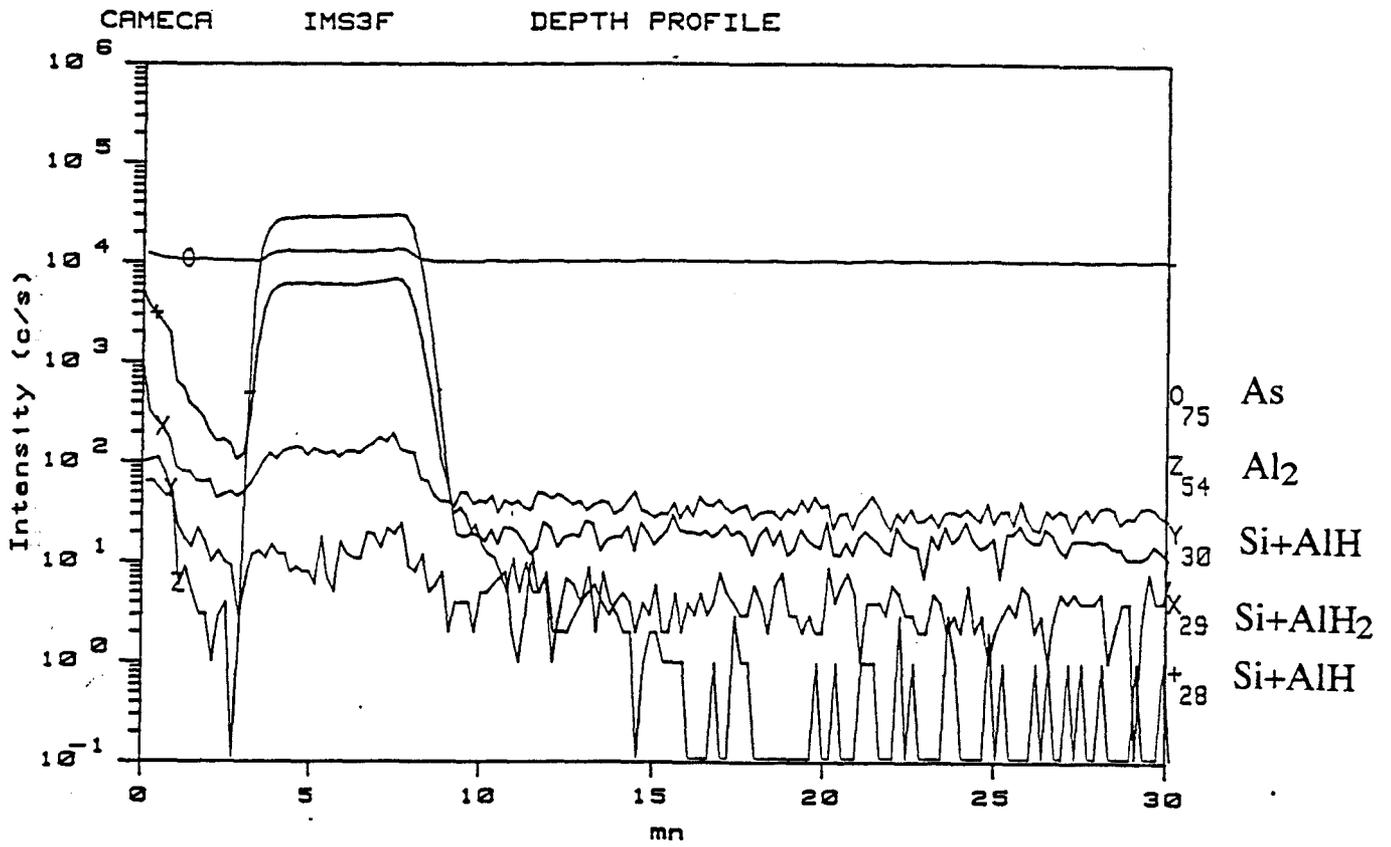


FIGURE II-5 : Profil SIMS d'une structure comportant une hétérostructure GaAlAs/GaAs.

	Matériau	Ts (°c)	P _{As} /P _{Ga}	Uc (µm/h)	nombre de Plan	Distance (nm)
Echantillon A	GaAs	580	15	0,7	1	
Echantillon B	GaAs	580	15	0,7	2	15
Echantillon C	GaAlAs	600	20	1	1	
Echantillon D	GaAlAs	600	20	1	2	15

TABLEAU II-1

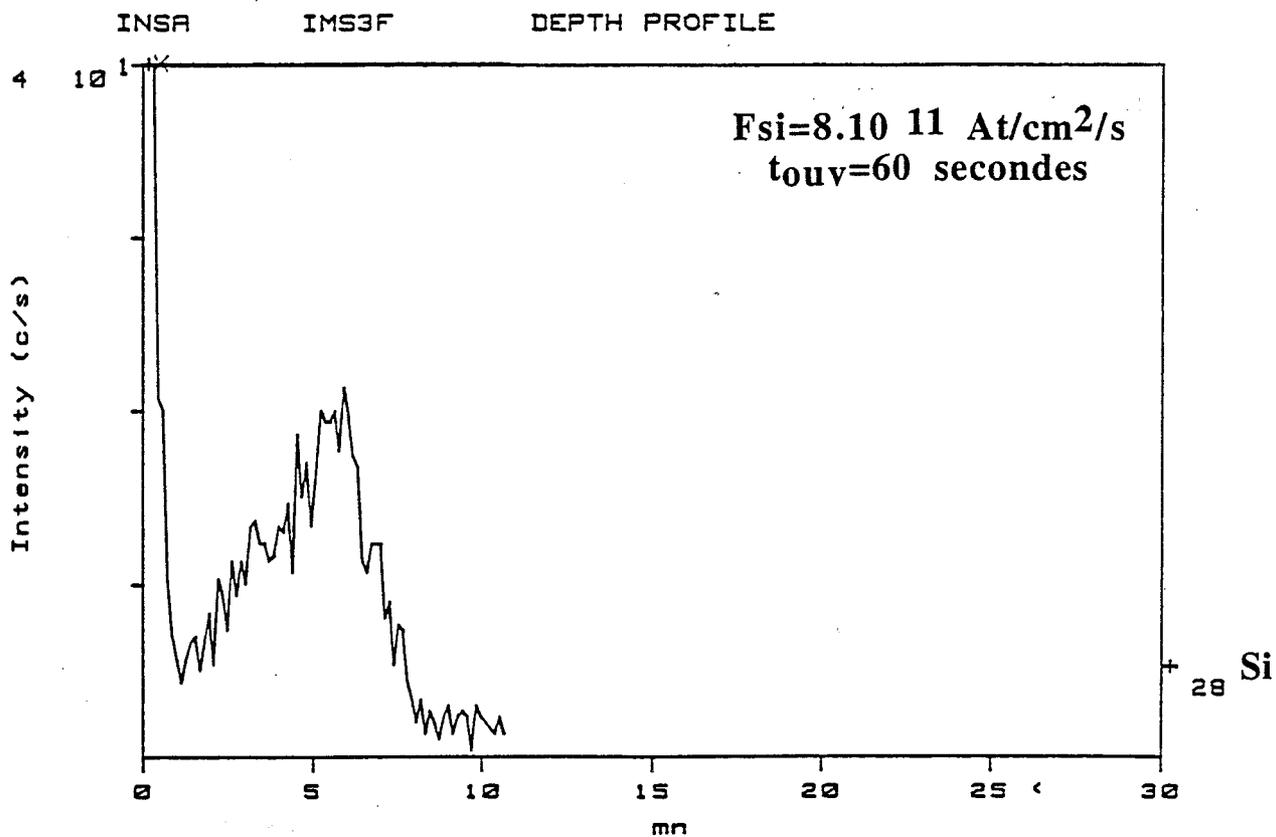


FIGURE II-6-a : Profil de Silicium déduit du SIMS. Plan de dopage épitaxié dans le GaAs à partir d'un flux de Silicium élevé.

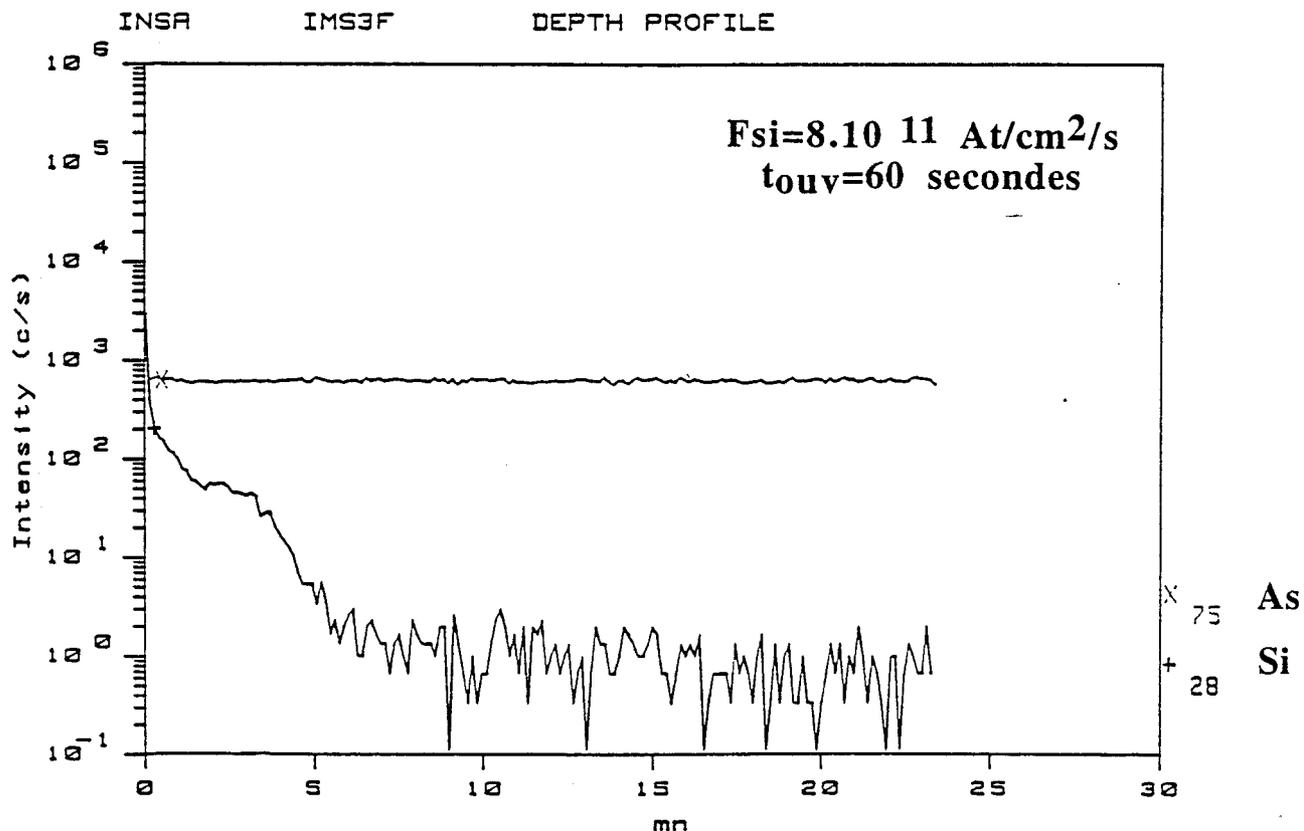


FIGURE II-6-b : Profil des atomes de Silicium d'un échantillon comprenant deux plans de dopage séparés de 15 nm.

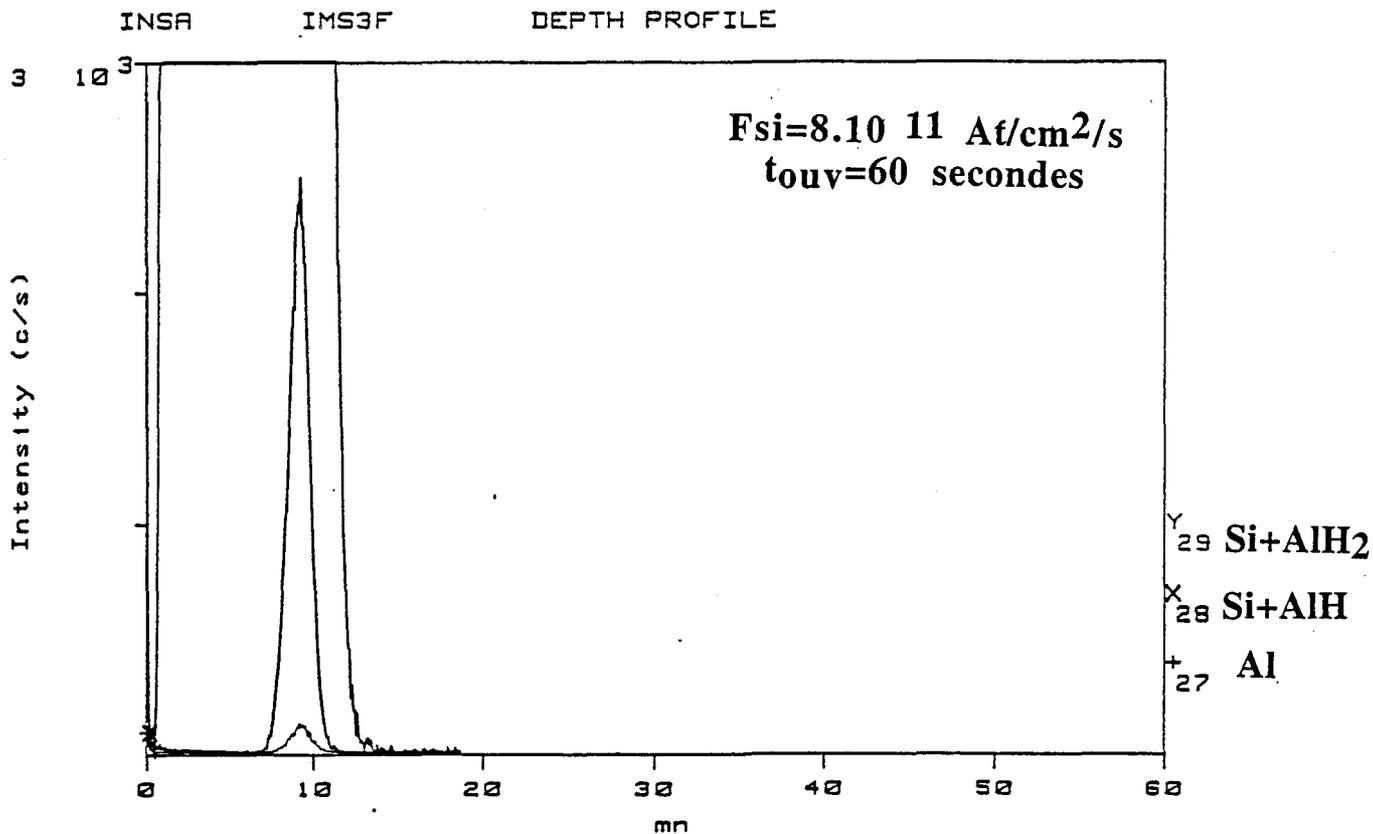


FIGURE II-7-a : Profil de Silicium déduit du SIMS. Plan de dopage épitaxié dans le GaAs à partir d'un flux de Silicium élevé.

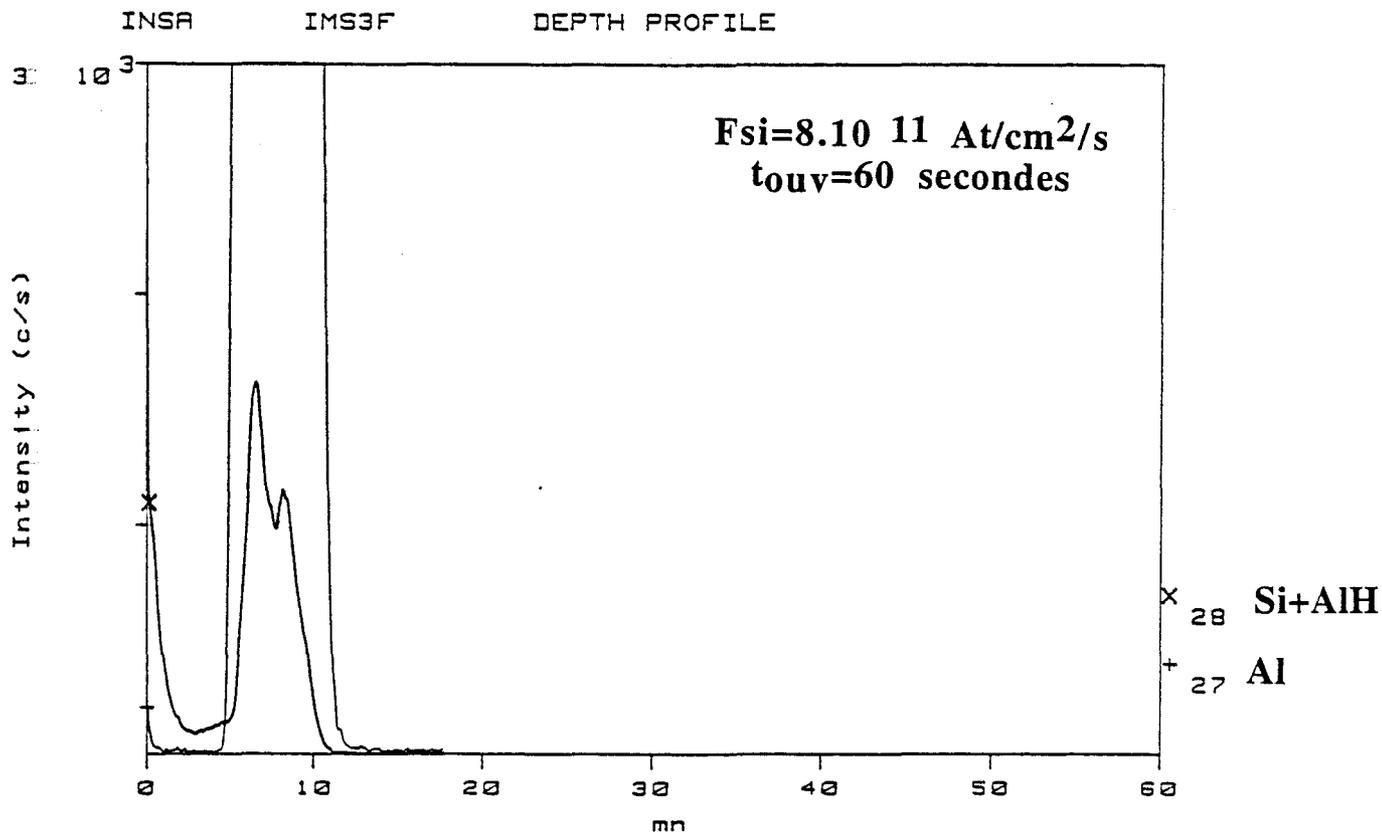


FIGURE II-7-b : Profil des atomes de Silicium d'un échantillon comprenant deux plans de dopage épitaxiés dans le GaAlAs.

différence entre les profils illustre bien l'effet de la variation de la vitesse d'attaque entre ces deux matériaux (figure II-5).

Nous avons, à travers l'analyse SIMS, vérifié le caractère confiné des atomes d'impuretés dans le plan de dopage aussi bien dans le matériau GaAs que dans le matériau GaAlAs. La partie suivante est consacrée à l'influence sur le profil du plan de dopage, des paramètres régissant la croissance des matériaux.

II-II-2 Influence des paramètres de croissance

II-II-2-1 Influence du flux de Silicium sur la géométrie du plan de dopage

La valeur du flux d'impuretés dopantes fixe le temps d'ouverture du cache devant la cellule de Silicium pour obtenir un plan de dopage de densité donnée. Soucieux de diminuer ce temps, nous avons réalisé des épitaxies comportant un ou deux plans de dopage formés avec un flux de Silicium maximal de 8.10^{11} at/cm²/s correspondant à une température de la cellule d'effusion de 1200° C. La structure de chaque échantillon et les conditions de croissance lors de l'épitanie sont résumées dans le tableau II-1. Le profil d'atomes de Silicium dans chacun des échantillons a été mesuré par analyse SIMS.

La figure II-6-a représente le profil obtenu pour l'échantillon A. On relève un pic de Silicium dont la largeur à mi-hauteur est égale à 32 nm. Cette largeur très importante est attribuée à un phénomène de ségrégation des atomes de Silicium plutôt qu'à une diffusion [7]. Cet effet est beaucoup plus marqué sur le profil de la figure II-6-b correspondant à l'échantillon B comprenant deux plans de dopage. Dans ce cas, les deux plans de dopage ne peuvent être localisés.

Ce phénomène de ségrégation des impuretés n'est pas aussi visible sur les profils des échantillons C et D où les plans sont situés dans une couche de GaAlAs. En effet, la représentation du profil des impuretés de la structure C correspondant à la figure II-7-a, indique une largeur à mi-hauteur du pic de Silicium de 7 nm. De plus, contrairement à l'échantillon B, les deux plans de dopage situés dans une couche de GaAlAs sont distincts sur le profil d'atomes de Silicium déduit de l'analyse SIMS (figure II-7-b).

	Matériau	Ts (°C)	P _{As} /P _{Ga}	Uc (µm/h)	Flux de Si (At/cm ² .s)
Echantillon A	GaAs	580	15	0,4	2,5.10 ¹¹
Echantillon B	GaAs	580	15	1	2,5.10 ¹¹

TABLEAU II-2

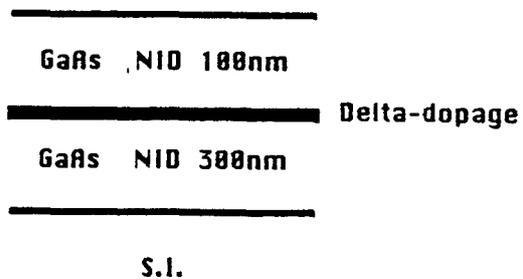


Figure II-8 : Structure test pour analyse SIMS.

Nous pouvons noter pour cette figure que le signal de la masse 28 entre la surface et le plan n° 2 est non nul. Cette constatation ne peut être expliquée par un effet d'appareillage, mais plutôt par un phénomène de ségrégation des atomes de Silicium lors de la croissance. Cette ségrégation dans le GaAlAs, dans les conditions de flux d'impuretés et de temps d'ouverture importants, semble plus faible que dans le matériau GaAs. Il faut toutefois noter que cet effet de migration des atomes de Silicium vers la surface dans un matériau GaAlAs n'est visible que sur la structure D comportant deux plans de dopage distants de 15 nm. Il est possible que le rapprochement de deux plans de densité importante modifie certains mécanismes d'incorporation entraînant cet effet de ségrégation.

Remarquons que la différence d'intensité des signaux de masse 28 entre un plan de dopage situé dans le GaAs et celui situé dans le GaAlAs provient de l'écart engendré par une analyse en haute résolution utilisée dans le cas des échantillons C et D pour différencier l'atome de Silicium et la molécule d'AlH.

II-II-2-2 Influence de la vitesse de croissance

Nous avons eu l'occasion de comparer les profils d'atomes de silicium déduits du SIMS de deux échantillons dont la structure et les conditions d'épitaxie sont identiques mais avec des vitesses de croissances différentes. La figure II-8 et le tableau II-2 résument la structure et les valeurs des paramètres de croissance lors de l'épitaxie pour les deux couches. Il est à noter que nous ne sommes plus dans les conditions de flux d'impuretés dopantes élevées.

Les résultats de l'analyse SIMS sur ces échantillons sont présentés sur les figures II-9 et II-10. Les largeurs à mi-hauteur mesurées sur ces pics de Silicium sont respectivement de 7,6 nm et 6 nm pour des vitesses de croissance de 0,4 et 1 $\mu\text{m}/\text{h}$. Cet écart de 1,6 nm va dans le bon sens, c'est-à-dire une largeur de pic plus faible pour une vitesse plus rapide.

En effet, la ségrégation est le fait que certains atomes de Silicium suivent la surface de croissance. Si cette surface se déplace plus rapidement, on peut s'attendre à une incorporation plus rapide des impuretés ségrégantes. Mais précisons que cet écart de 1,6 nm reste dans la gamme d'erreur de l'analyse SIMS, il faut donc être prudent sur la

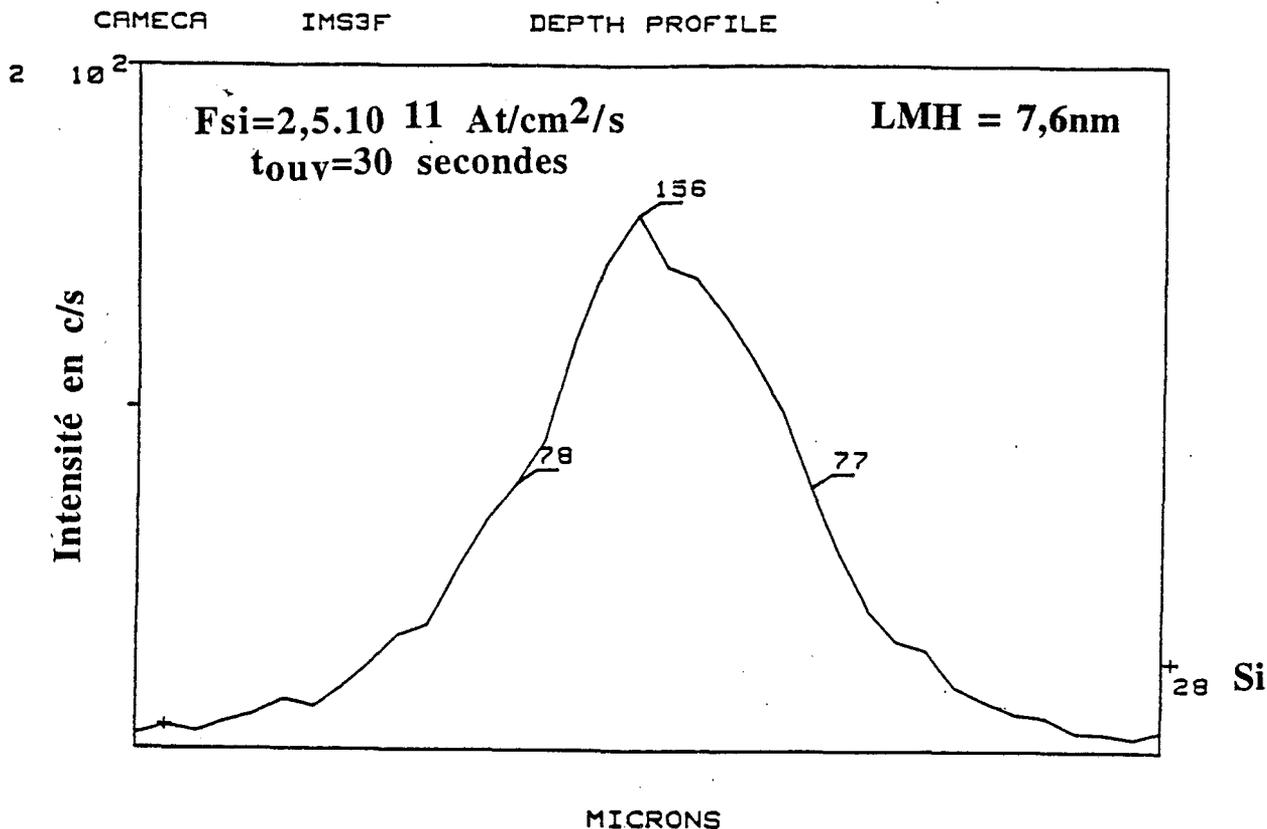


FIGURE II-9 : Profil de Silicium déduit du SIMS. Echantillon comportant un plan de dopage épitaxié dans le GaAs avec une vitesse de croissance de $0,4 \mu\text{m/h}$.

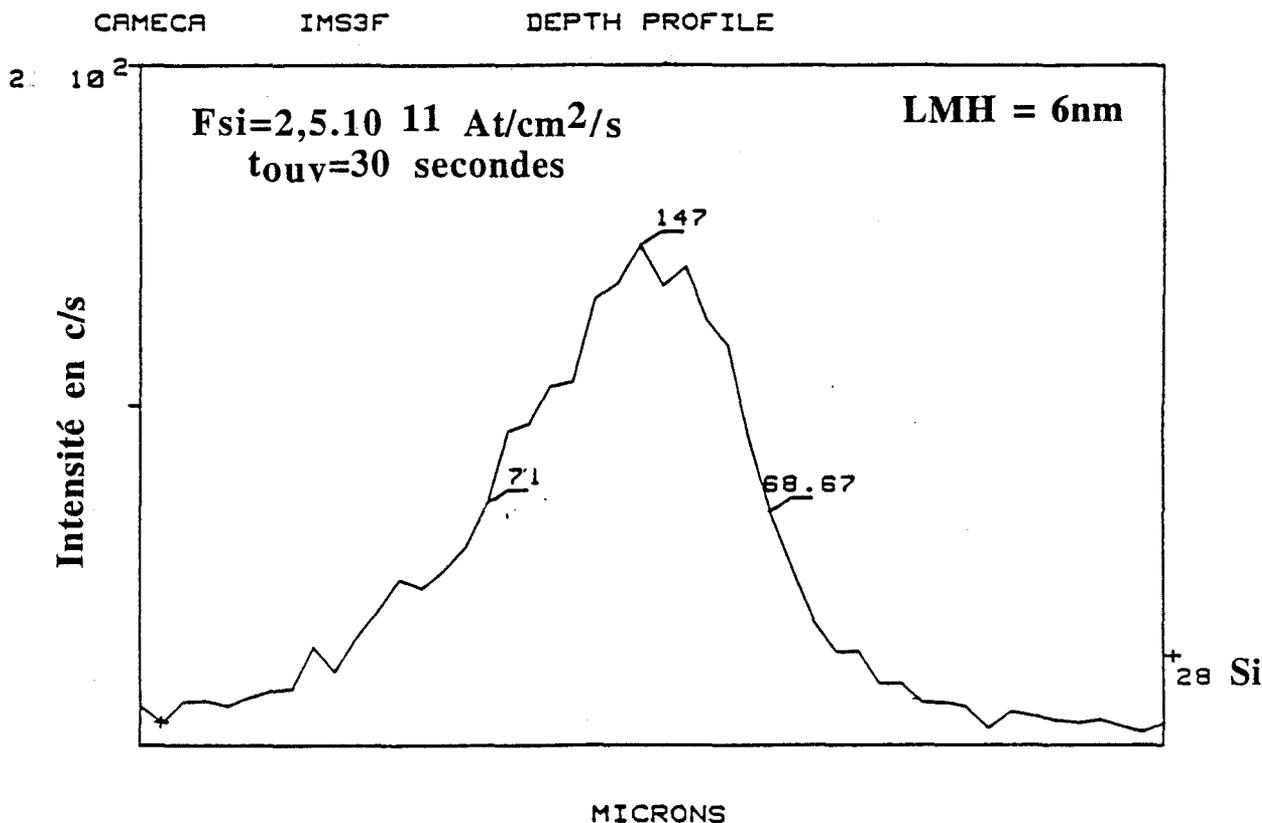


FIGURE II-10 : Profil de Silicium déduit du SIMS. Echantillon épitaxié avec une vitesse de croissance de $1 \mu\text{m/h}$.

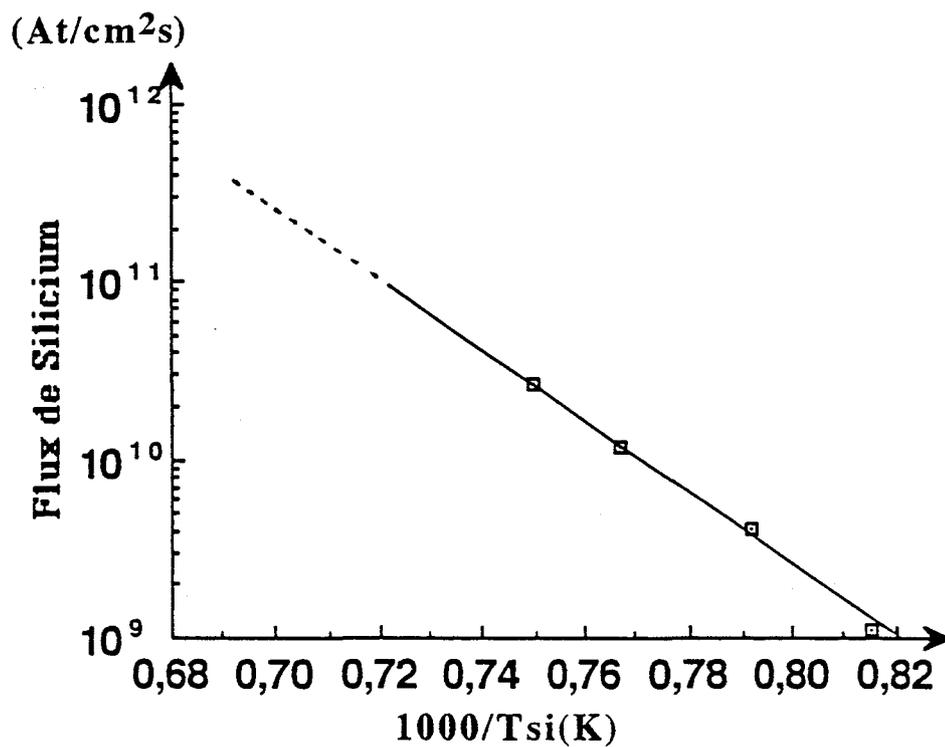


FIGURE II-11 : Flux émis par la cellule de Silicium en fonction de l'inverse de la température. Données déduites des mesures d'effet Hall sur des échantillons comportant un dopage volumique.

	GaAs nid 10nm
Delta-dopage	GaAlAs nid 7,5nm $x=0,3$
	GaAlAs nid 7,5nm $x=0,3$
Delta-dopage	GaAs nid 7,5nm
	GaAs nid 7,5nm
Delta-dopage	GaAlAs nid 7,5nm $x=0,3$
	GaAlAs nid 7,5nm $x=0,3$
Delta-dopage	GaAs nid 15nm
	GaAs nid 50nm
Delta-dopage	GaAs nid 50nm
	GaAs nid 50nm
Delta-dopage	GaAs nid 50nm
	Substrat S.I.

Figure II-12 : Structure test pour analyse SIMS.

	Matériau	Température du substrat (°C)	Flux de Silicium (At/cm ² s)
Plan 1	GaAs	500	$1,6 \cdot 10^{11}$
Plan 2	GaAs	580	$2,5 \cdot 10^{11}$
Plan 3	GaAs	580	$1,6 \cdot 10^{11}$
Plan 4	GaAs	580	$1,2 \cdot 10^{11}$
Plan 5	GaAlAs	580	$1,2 \cdot 10^{11}$
Plan 6	GaAs	580	$1,2 \cdot 10^{11}$
Plan 7	GaAlAs	580	$1,6 \cdot 10^{11}$

TABLEAU II-3

	Température de recuit (°C)	Temps de recuit (sec)
Echantillon 2	680	60
Echantillon 3	630	60
Echantillon 4	680	240

TABLEAU II-4

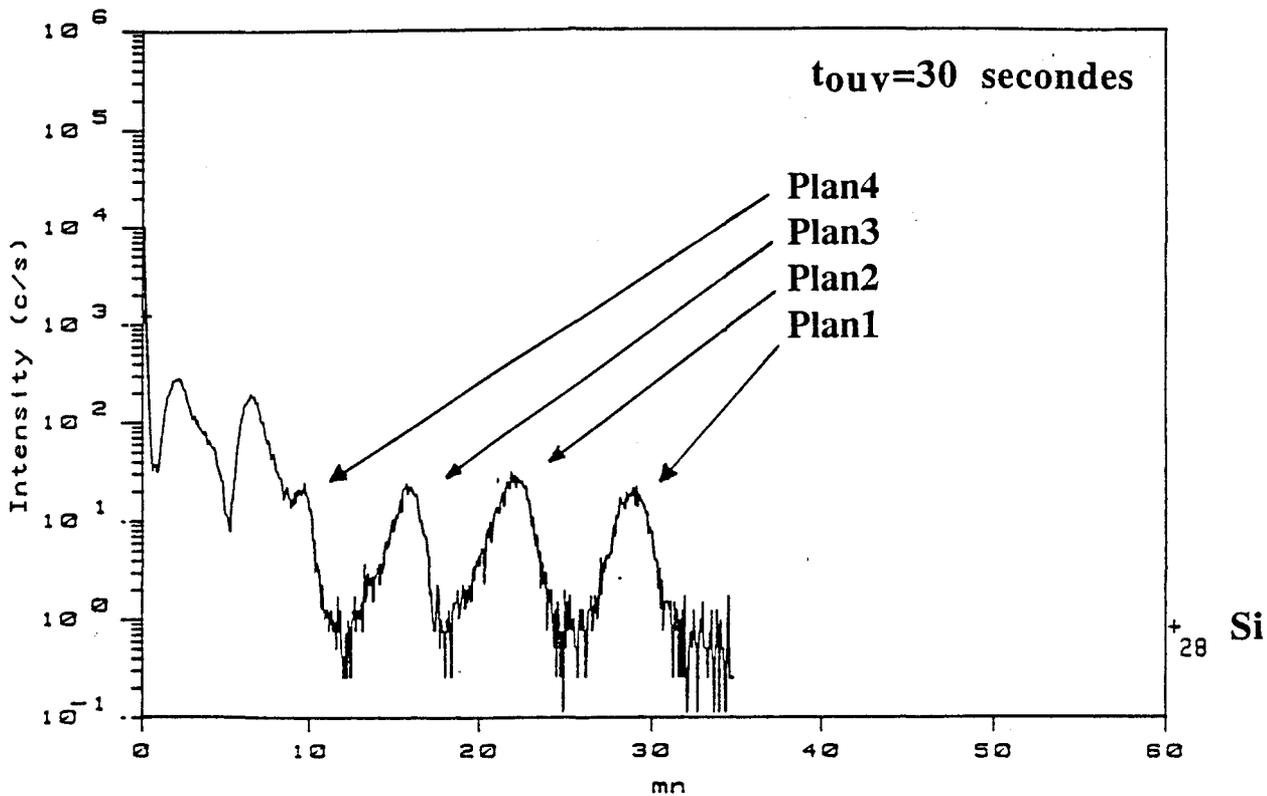
conclusion avancée. Le SIMS permet aussi d'accéder à l'analyse quantitative du nombre d'atomes de Silicium incorporé dans l'épitaxie. Nous nous proposons d'aborder cette étude dans le paragraphe suivant.

II-II-3 Etude de l'incorporation du Silicium dans la couche

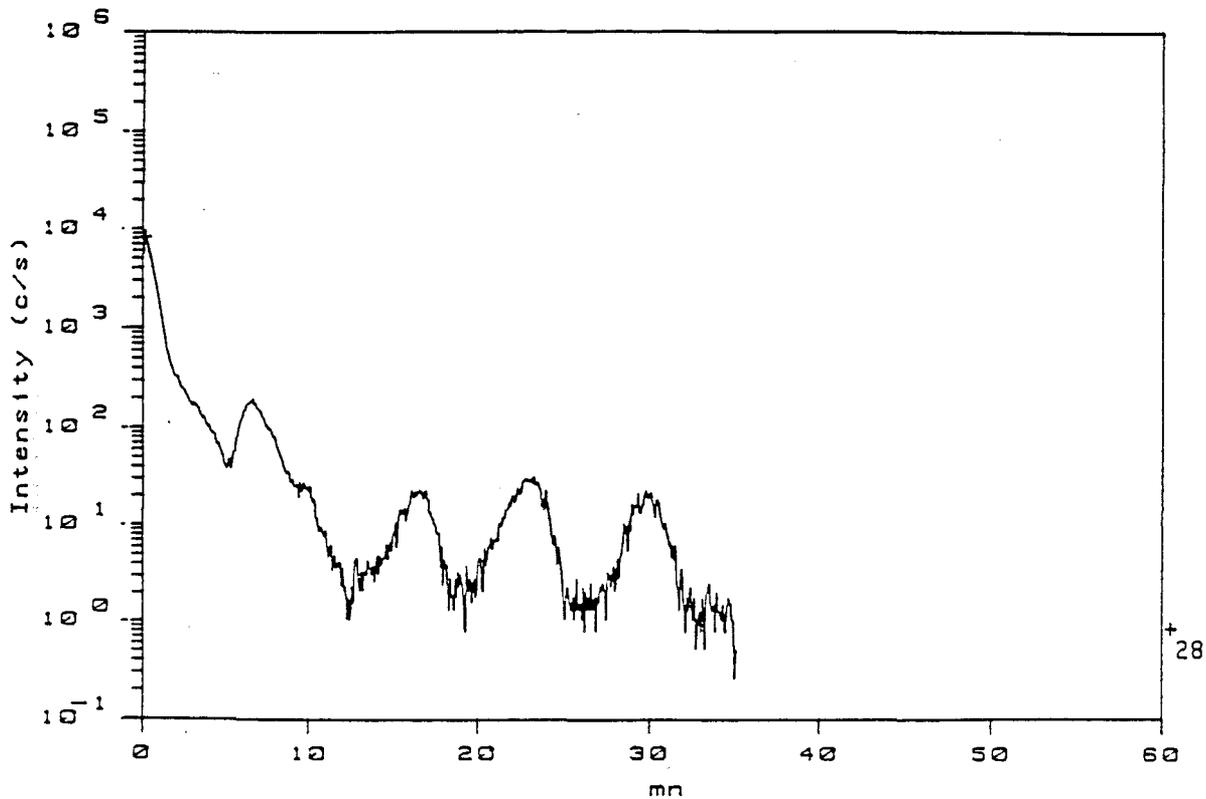
Comme nous l'avons fait remarquer dans le premier chapitre, le flux de Silicium émis par la cellule dans le cas de dopage volumique homogène de matériaux III-V est trop faible devant la pression régnante dans l'enceinte d'épitaxie, ce qui rend impossible la détermination du flux par la mesure de la pression équivalente à la jauge Bayard-Alpert placée en face des cellules dans le bâti. Nous avons calculé au chapitre I l'évolution du flux de Silicium émis par la cellule à partir des mesures de concentration de porteurs par effet Hall. Nous rappelons sur la figure II-11 l'évolution du flux de Si en fonction de l'inverse de la température de la cellule $1/T$.

L'extrapolation de cette droite vers les températures élevées permet d'approcher la valeur des flux de Silicium qui nous intéresse pour la formation des plans de dopage. Nous avons choisi, tout d'abord, un flux de $2,5 \cdot 10^{11}$ at/cm²/s pour une température de la cellule de Silicium de 1150°C.

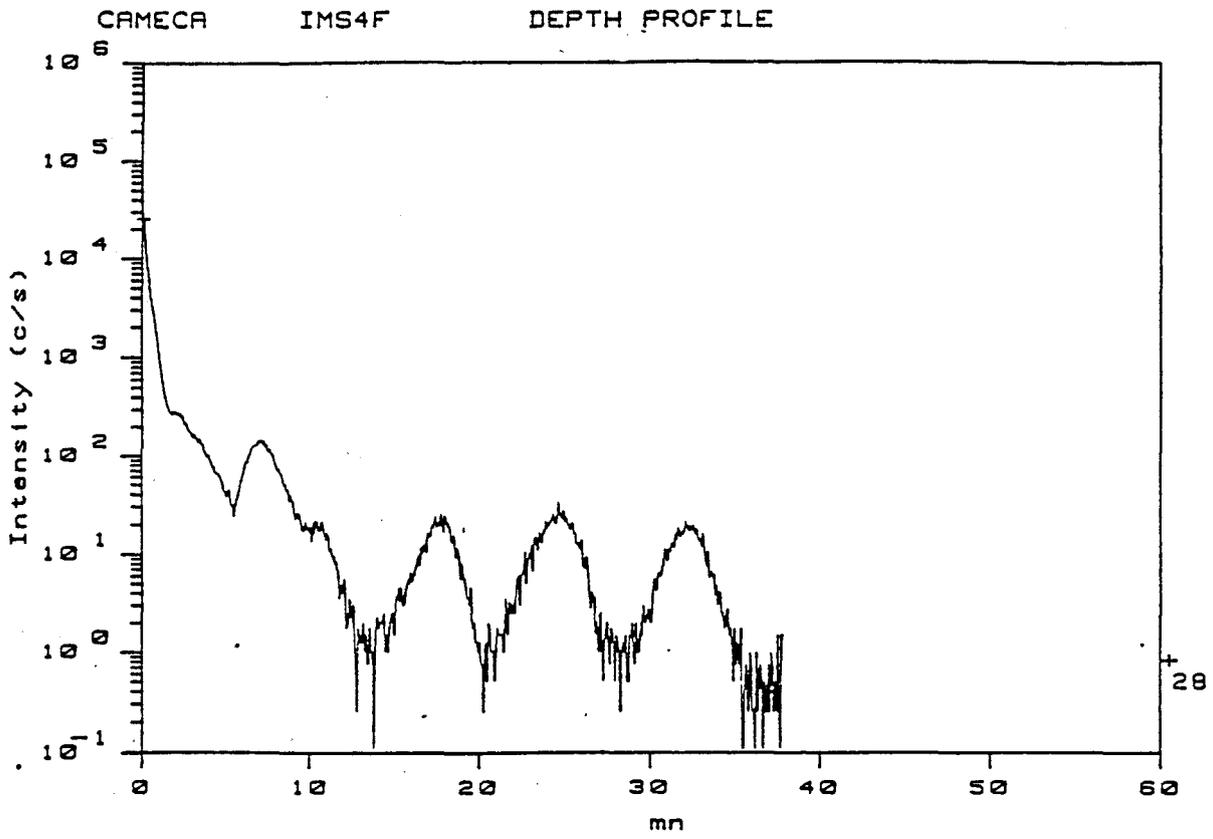
L'étape suivante concerne le coefficient d'incorporation des atomes de Silicium sur une surface de GaAs dans les conditions de formation du plan de dopage. Nous avons entrepris une étude quantitative à partir des mesures effectuées par analyse SIMS sur une structure épitaxiée présentée sur la figure II-12. Les différents flux de Silicium pour chaque plan de dopage sont résumés dans le tableau II-3. L'épitaxie réalisée sur un substrat de 2 pouces a été divisée en quatre parties pour étudier les problèmes de diffusion des atomes de Silicium dans les matériaux GaAs et GaAlAs. Trois des quatre morceaux de l'échantillon ont subi un traitement thermique dans un four de recuit rapide dont chaque séquence est reportée dans le tableau II-4. La mesure de l'incorporation des atomes de Silicium dans une couche de GaAs a donc été effectuée à partir de quatre profils SIMS présentés sur la figure II-13. Nous assimilerons les pics d'impuretés dopantes à des triangles dont on calcule l'aire. Dans le cadre de cette étude, nous prendrons en compte les quatre plans déposés dans la



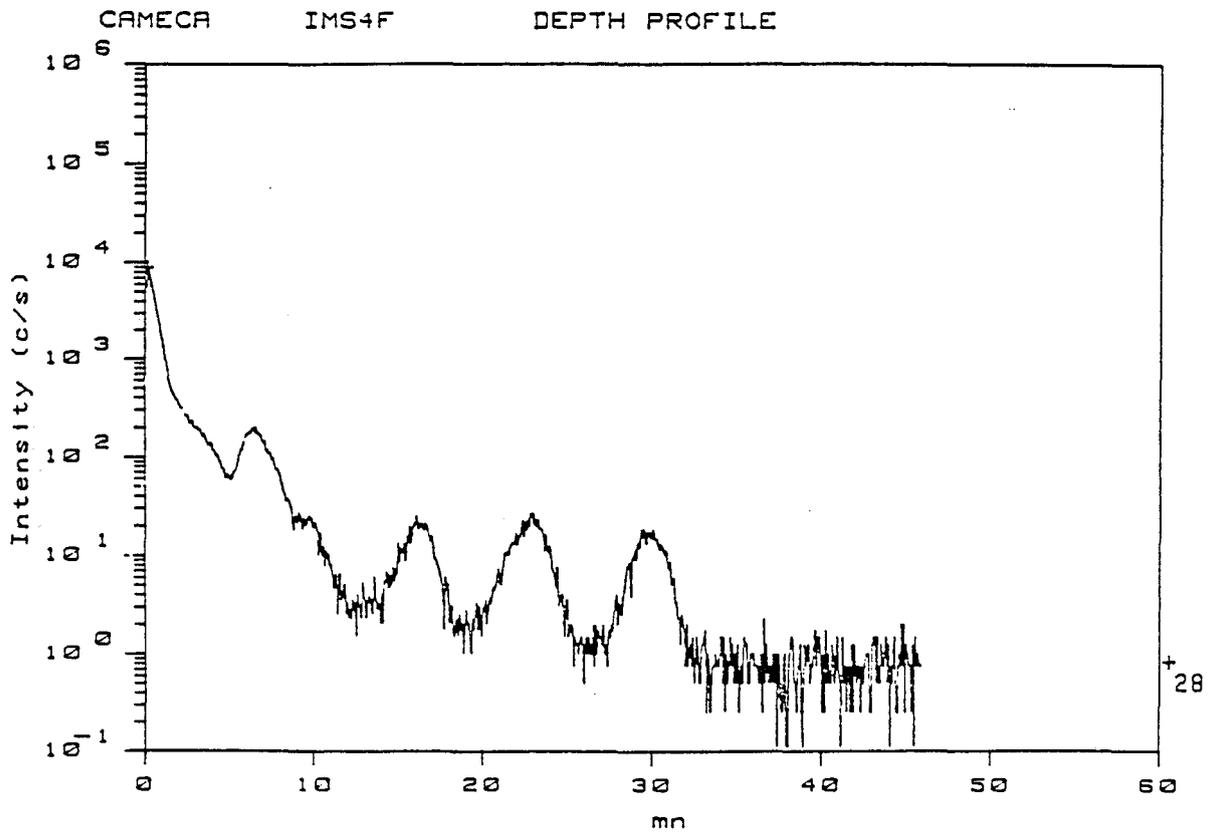
Echantillon 1



Echantillon 2



Echantillon 3



Echantillon 4

FIGURE II-13 : Profil de Silicium déduit du SIMS.

	plan 1 (10^{12}cm^{-2})	plan 2 (10^{12}cm^{-2})	plan 3 (10^{12}cm^{-2})	plan 4 (10^{12}cm^{-2})
Echantillon 1	4	6,66	4,5	3,88
Echantillon 2	5,5	8,2	5,5	non mesurable
Echantillon 3	5,25	8,76	5,9	non mesurable
Echantillon 4	4,83	7,1	4,75	non mesurable
Moyenne	4,89	7,68	5,2	3,88

TABLEAU II-5

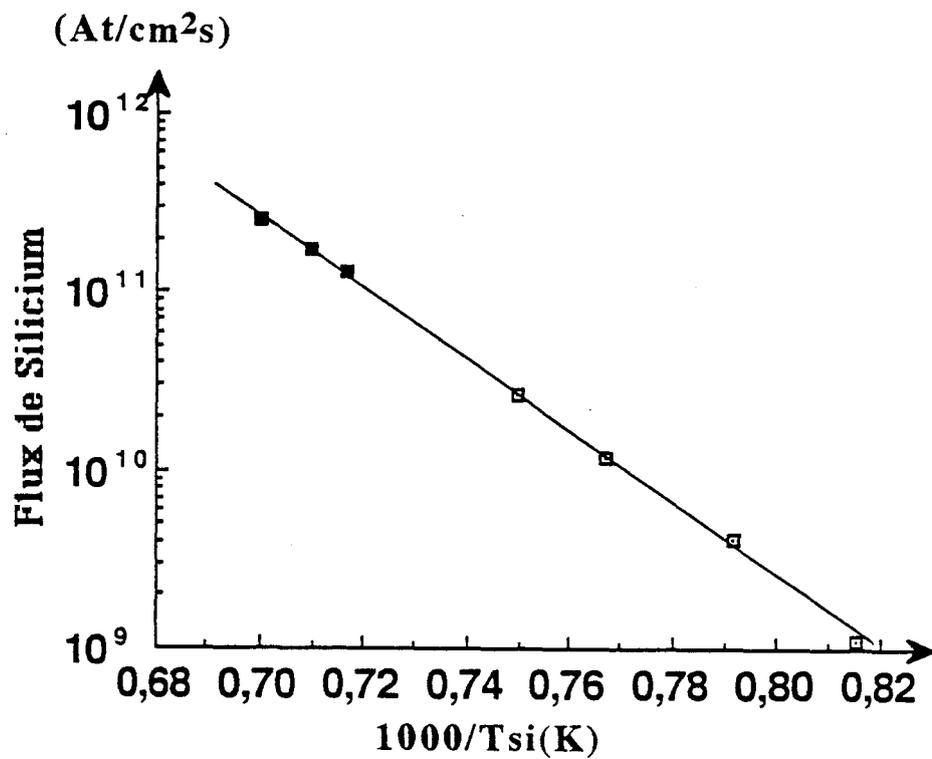


FIGURE II-14 : Flux de Silicium en fonction de l'inverse de la température de la cellule d'effusion. Les carrés noirs représentent l'intégration des pics d'impuretés dopantes déduite de l'analyse SIMS.

première couche de GaAs. Il faut préciser que l'intensité du signal mesuré au SIMS est étalonnée en atomes / cm² à partir de la mesure par effet Hall de la concentration de porteurs libres d'un dopage volumique.

Le tableau II-5 présente les résultats du calcul d'intégration des quatre plans pour chaque échantillon. Nous avons reporté dans la ligne 5 le nombre moyen d'atomes de Silicium obtenus. Nous remarquons un écart significatif entre les résultats relatifs au premier et au troisième plan de dopage dont la différence essentielle est la température du substrat lors de la croissance. Nous attribuons cette différence d'une part aux erreurs de mesure lors de l'intégration et d'autre part aux erreurs engendrées par l'analyse SIMS. En effet, le nombre d'atomes de Silicium calculé pour le pic n° 1 du premier échantillon est faible, ce qui entraîne une diminution de la moyenne des quatre mesures.

Nous présentons sur la figure II-14 le nombre d'atomes de Silicium incorporés en fonction de l'inverse de la température de la cellule d'effusion. Le bon accord entre les flux calculés à partir de la mesure électrique du dopage volumique et ceux déterminés par analyse quantitative du SIMS, permet de conclure sur un coefficient de collage des atomes de Silicium sur une surface de GaAs égale à 1.

L'étude suivante porte sur l'influence du plan de dopage Silicium sur la reprise de croissance. En effet, une incorporation élevée d'atomes d'impuretés à la surface de l'épitaxie peut perturber le redémarrage de la croissance.

II-II-4 Influence du plan de dopage sur la croissance

Un moyen efficace de contrôler la qualité de la croissance plan par plan d'une épitaxie obtenue par jets moléculaires est l'observation de la figure de diffraction des électrons de haute énergie émis vers la surface de l'échantillon (Rheed). D'autre part, la mesure de l'évolution de l'intensité lumineuse de la tache spéculaire pendant l'épitaxie rend compte du caractère bidimensionnel de la croissance.

Direction de la croissance

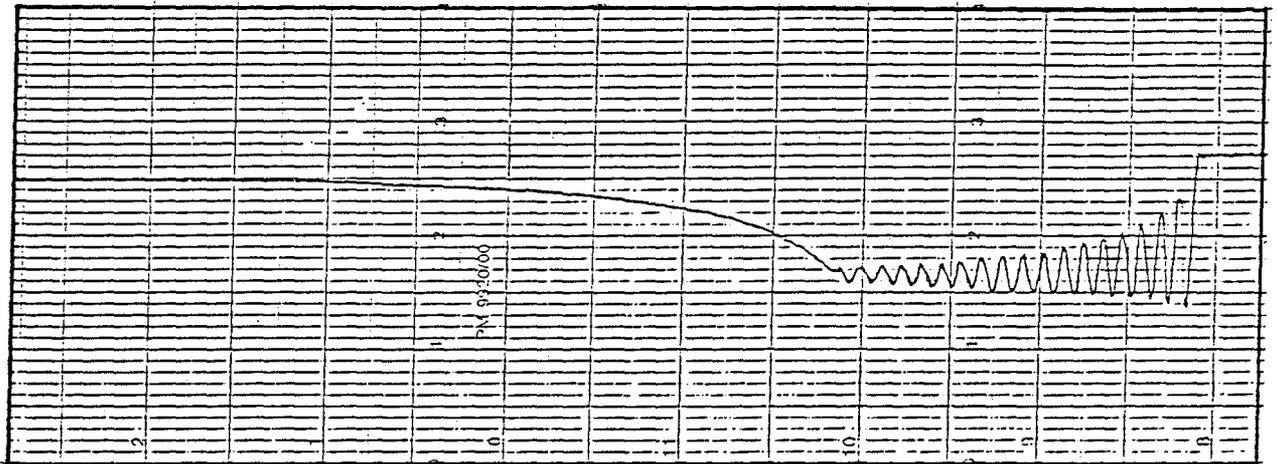


FIGURE II-15 : Oscillations RHEED d'une couche de GaAs.

Direction de la croissance

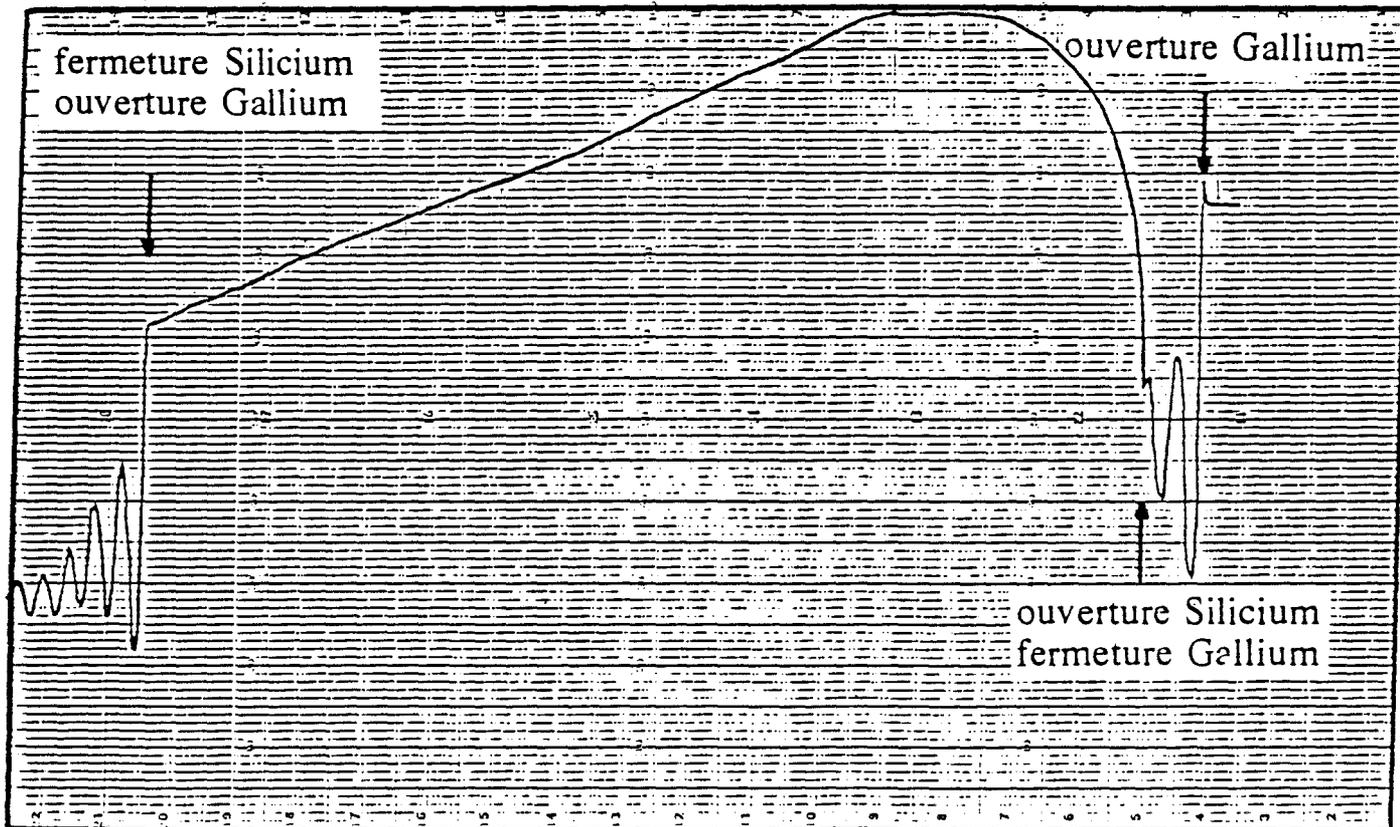


FIGURE II-16 : Oscillations RHEED d'un dopage planaire dans le GaAs.

Sens de défilement

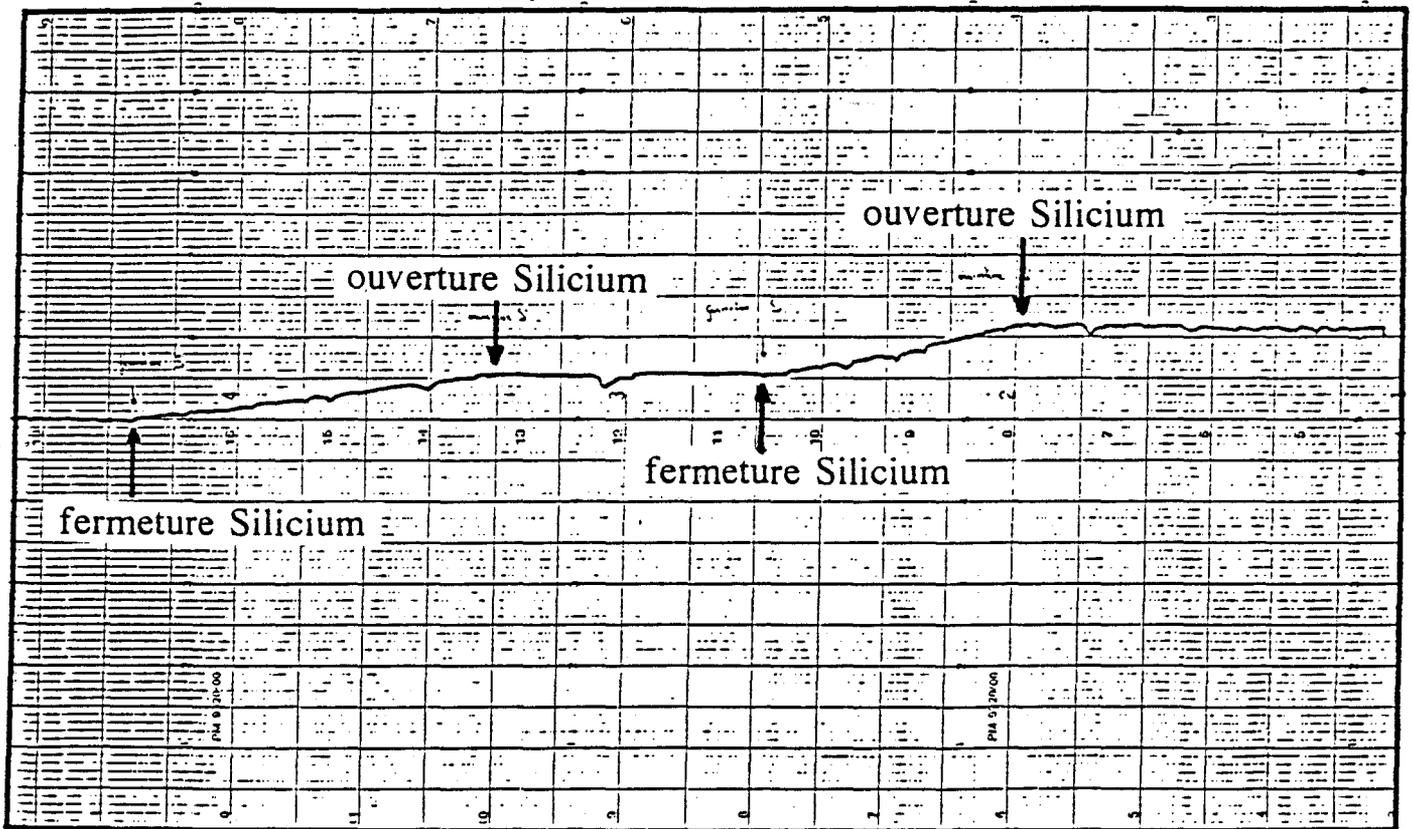


FIGURE II-17 : Séquences d'ouvertures et de fermetures du cache devant la cellule de Silicium.

Direction de la croissance

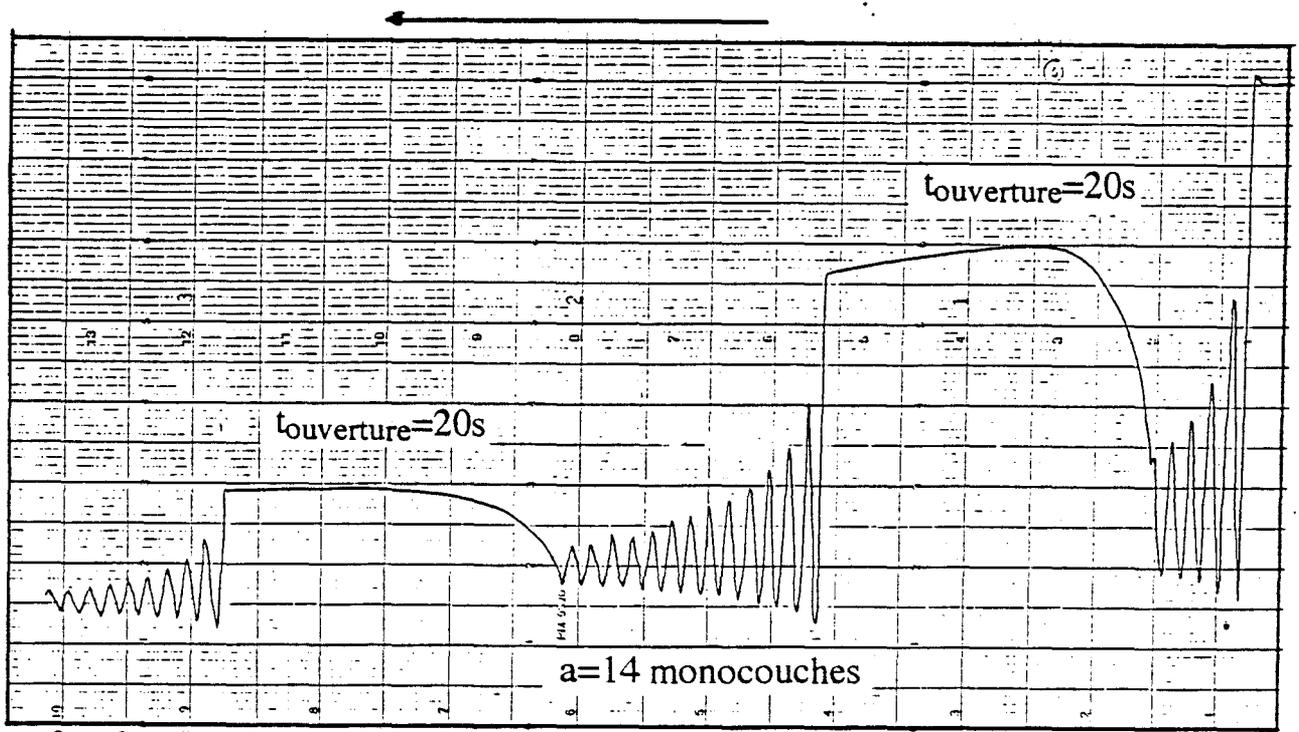


FIGURE II-18 : Oscillations RHEED où l'on observe la formation de deux plans de dopage de 20 secondes.

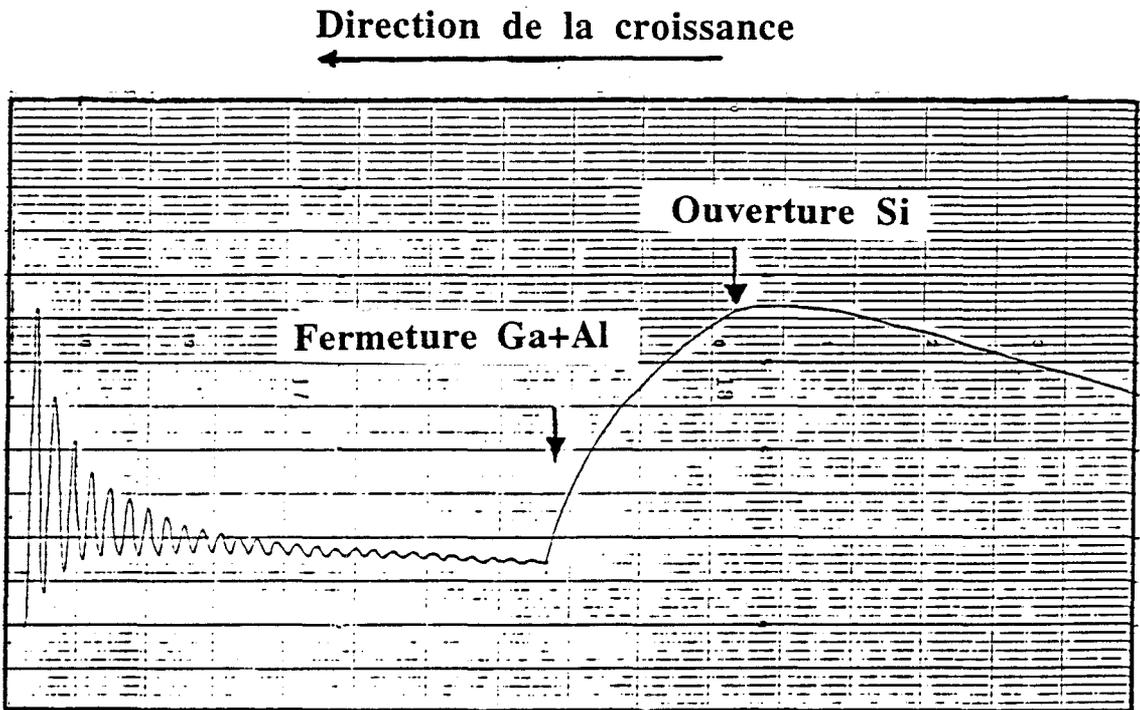


Figure II-19: Oscillations RHEED d'un dopage planaire dans le GaAlAs.

Nous avons utilisé cette méthode pour déterminer l'effet d'un plan de dopage sur la croissance d'une couche de GaAs.

Compte tenu du bâti Riber, le substrat est en position normale à l'axe des cellules d'effusion pour permettre la mesure du Rheed. Le flux de Silicium est estimé à $5 \cdot 10^{11}$ At/cm²/s ce qui nous place dans les conditions de ségrégation des atomes d'impuretés.

Nous présentons sur la figure II-15 les oscillations Rheed d'un départ de croissance de GaAs suivie d'une fermeture du cache de Gallium entraînant un arrêt de croissance. Nous observons une bonne remontée de l'intensité de la tache spéculaire jusqu'à son niveau de départ. La forme générale de ce spectre est conforme à ceux que l'on peut trouver dans les diverses publications [8][9]. La même expérience a été renouvelée avec une ouverture du cache de la cellule de Silicium lors de l'arrêt de croissance. Les variations de l'intensité du signal ainsi enregistrées sont présentées sur la figure II-16. La comparaison de ce spectre avec celui de la figure II-15 met en évidence une diminution anormale de l'intensité de la tache spéculaire lors de l'incorporation des atomes de Silicium.

La chute d'intensité ne provient pas d'éléments perturbateurs annexes comme par exemple le rayonnement du creuset de la cellule de Silicium ou le champ magnétique et électrique parasites. En effet, l'intensité du signal ne revient jamais à son niveau de départ lors d'émissions successives d'atomes de Silicium vers la surface de GaAs stabilisée Arsenic comme le montre la figure II-17. On peut expliquer cette perte d'intensité par la dégradation de l'état de surface entraînant une diminution du coefficient de réflectivité de la surface.

Cependant, la reprise de croissance ne semble pas affecter comme le montre le spectre de la figure II-18 où l'on observe une bonne reprise des oscillations après les deux plans de dopage de $9 \cdot 10^{12}$ cm⁻². Cette constatation est intéressante à noter pour l'étude des dopages intenses que nous verrons dans le chapitre III.

La même étude a été réalisée à partir d'une surface de GaAlAs dont le taux d'aluminium est de 30 %. On constate sur la figure II-19 la même chute d'intensité de la tache spéculaire lors de la formation du plan de

Direction de la croissance
←

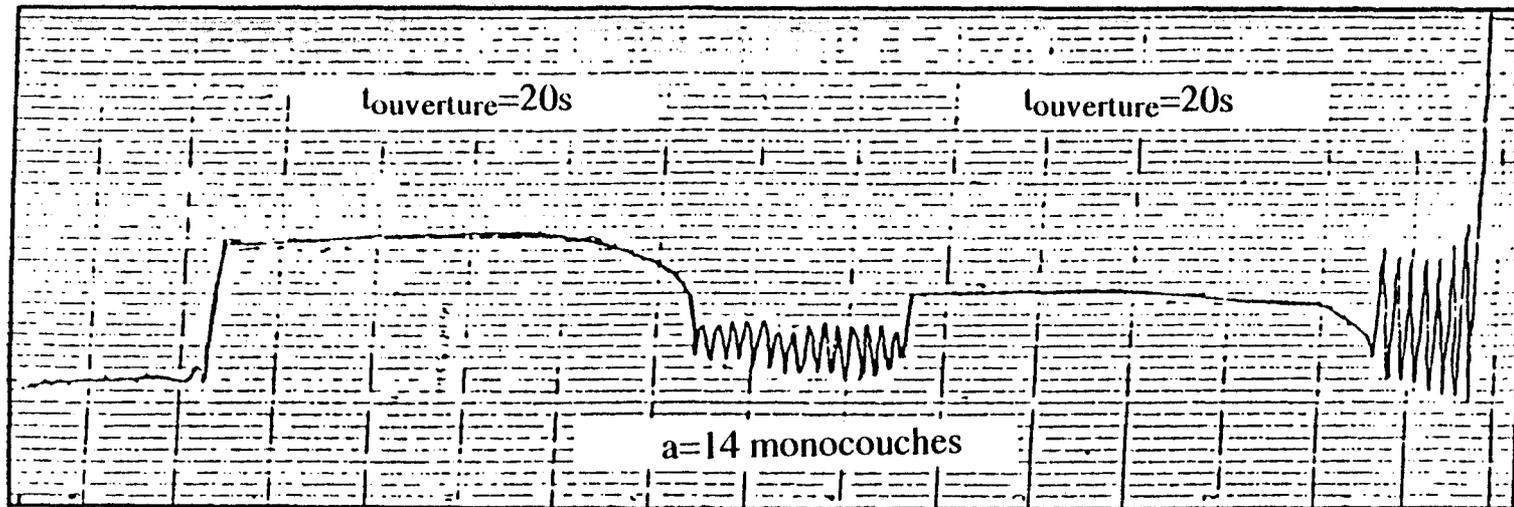


FIGURE II-20

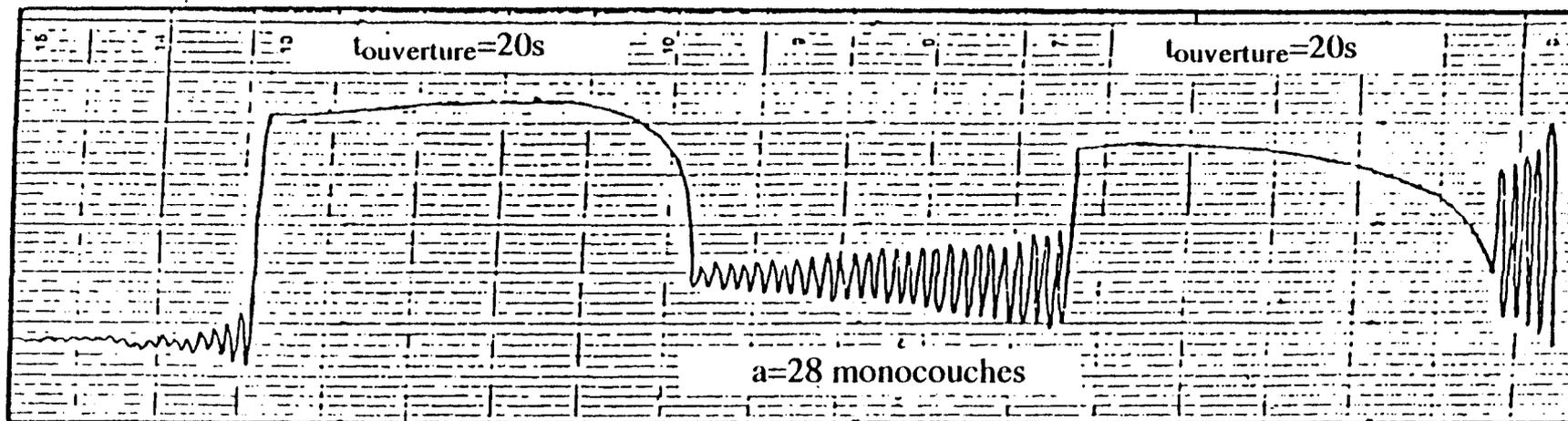


FIGURE II-21

Oscillations RHEED d'une croissance de deux dopages planaires dont le temps d'ouverture du cache de Silicium est égal à 20 secondes.

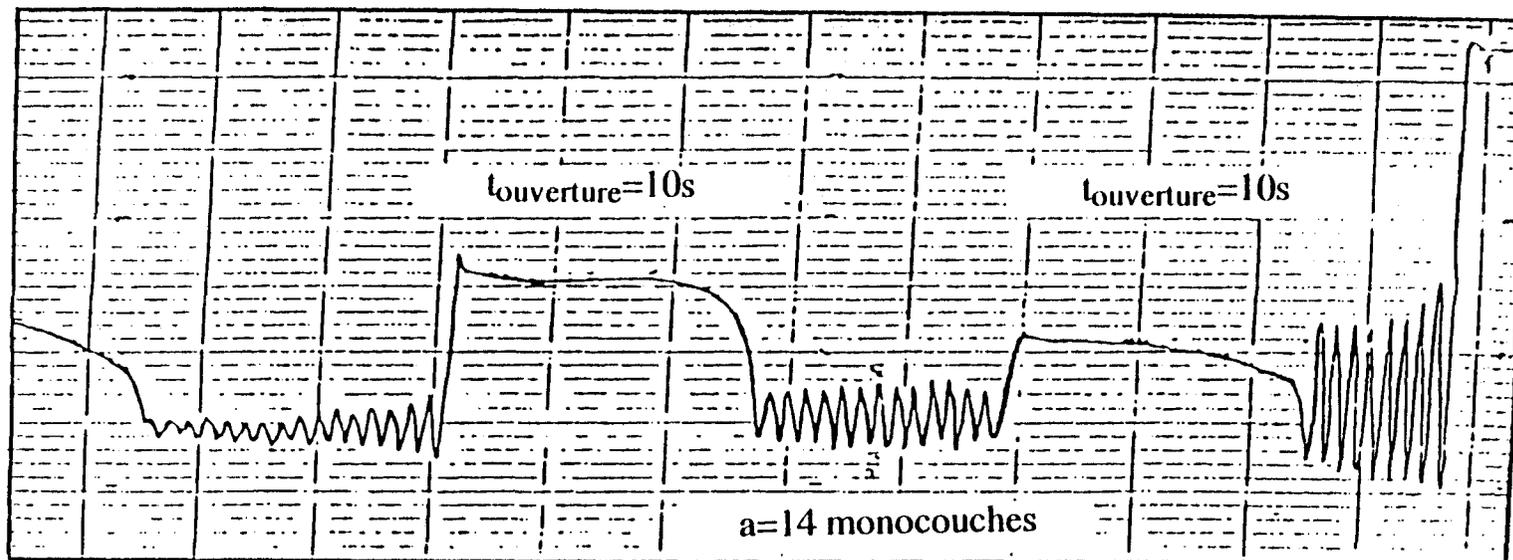


FIGURE II-22 : Oscillations RHEED d'une croissance de deux dopages planaires dont le temps d'ouverture du cache de Silicium est égal à 10 secondes.

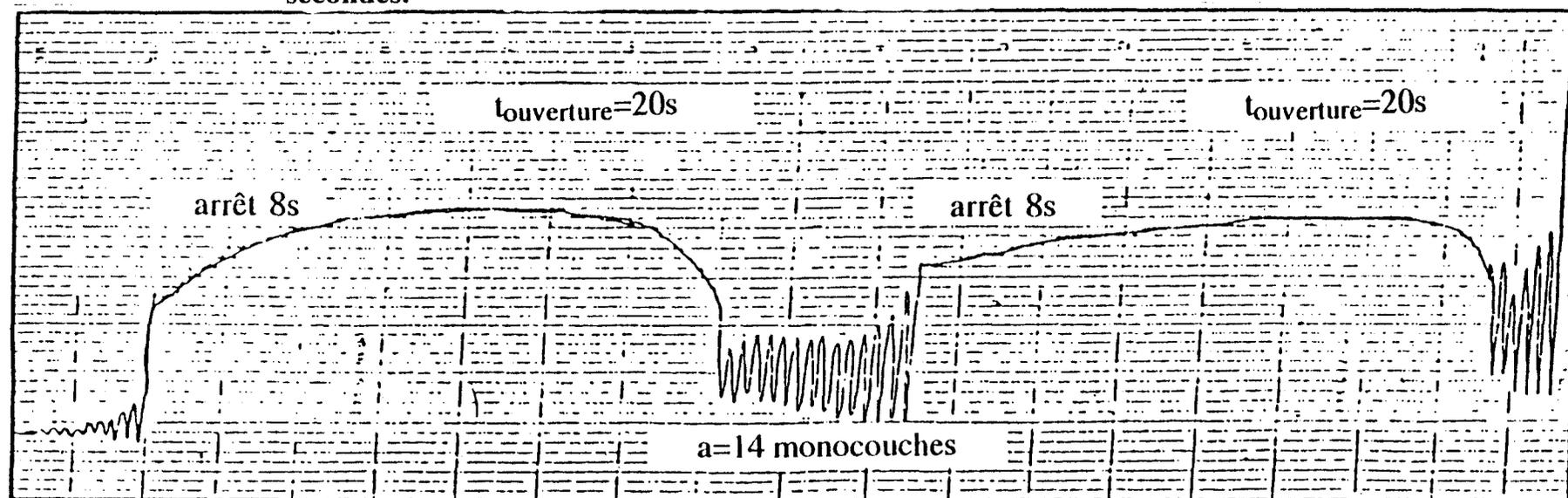


FIGURE II-23 : Oscillations RHEED obtenues à partir d'une croissance de deux dopages planaires, un temps d'attente de 8 secondes est effectué après la fermeture du cache de Silicium.

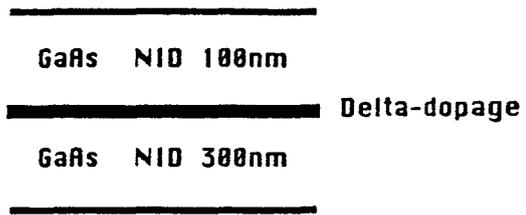


Figure II-24 : Structure test pour mesures de mobilité par effet Hall

dopage. Contrairement au GaAs, aucune oscillation n'apparaît lors de la reprise de croissance du GaAlAs après la formation de deux plans de dopage séparés de 3,8 nm (figure II-20). Cet effet est lié à une dégradation trop importante de l'état de surface de l'épitaxie ne permettant pas une reprise bidimensionnelle de la croissance.

L'augmentation de l'épaisseur de la couche séparant les deux plans de dopage permet cependant de retrouver de bonnes oscillations mais il est à noter que l'intensité globale du signal diminue, démontrant encore l'effet de dégradation de l'état de surface (figure II-21). Nous avons montré, par analyse SIMS, la faible ségrégation des atomes de silicium dans une couche de GaAlAs dans des conditions de flux d'impuretés élevés. Le rapprochement excessif de deux plans de dopage peut par contre créer une accumulation importante d'atomes de Silicium perturbant la surface et ne permettant pas une bonne reprise de croissance.

Si l'on diminue le temps de formation du plan de dopage, en réduisant ainsi le nombre d'atomes de Silicium pouvant s'accumuler en surface, tout en gardant la couche de GaAlAs séparant les deux arrêts de croissance à 3,8 nm, nous retrouvons une bonne reprise de croissance comme le montre la figure II-22.

L'effet d'accumulation des atomes de Silicium à la surface de l'épitaxie peut être diminué par un temps d'arrêt entre la fermeture du cache de la cellule de Silicium et l'ouverture de ceux des éléments III. Nous présentons sur la figure II-23 le spectre Rheed comprenant les diverses séquences avec un temps de formation du plan de dopage de 20 secondes et un arrêt supplémentaire de 8 secondes. Les oscillations Rheed réapparaissent sous-entendant une réévaporation ou une incorporation par diffusion des atomes de Silicium accumulés, permettant d'améliorer l'état de surface. Il faut noter que toutes ces constatations sont visibles dans le cas de flux de silicium très supérieurs à ceux utilisés pour réaliser les structures de composants.

II-III Caractérisations électriques du dopage planaire

II-III-1 Choix des moyens de caractérisation

Deux méthodes distinctes ont été utilisées pour déterminer les densités de charges électriques d'un dopage planaire déposé dans une couche épitaxiée. D'une part, on mesure la quantité de porteurs et leur mobilité en utilisant l'effet Hall et d'autre part, on calcule la densité de charge à partir de la variation de la capacité d'une diode Schottky en fonction de la tension appliquée. Le principe de ces méthodes de caractérisation est rappelé dans le premier chapitre, cependant l'emploi de ces techniques dans le cas d'un dopage plan où les porteurs sont très confinés, nécessite des considérations particulières qu'il est nécessaire de développer.

II-III-1-1 Mesures par effet Hall

Les résultats d'analyse au SIMS que nous avons présentés dans la première partie de ce chapitre ont confirmé une structure planaire des atomes de Silicium déposés dans les couches. Nous pouvons ainsi exprimer la densité de porteurs libres, calculée à partir de la constante de Hall, en densité surfacique. Il faut remarquer que la qualité des contacts ohmiques du trèfle de Van der Pauw est fortement liée à l'épaisseur a_0 de la couche non intentionnellement dopée située entre le plan de Silicium et la surface. Dans le cas d'une structure à dopage plan dans le GaAs, l'épaisseur a_0 est fixée à 100 nm pour tous les échantillons réalisés (figure II-24).

Nous avons également mesuré les structures à hétérojonction GaAlAs/GaAs avec un plan de dopage dans la couche de GaAlAs, dans ce cas, compte tenu du matériau GaAlAs, nous avons limité l'épaisseur a_0 à 40 nm afin de réduire la résistance des contacts ohmiques. Il faut noter que la densité de Hall mesurée sur la structure à hétérojonction et la mobilité moyenne correspondante résultent de la contribution simultanée du gaz 2D situé à l'interface GaAlAs/GaAs d'une part, et du dopage planaire d'autre part.

II-III-1-2 Caractérisation par C(V)

Les caractéristiques C(V) des structures à plan de dopage Silicium ont été obtenues principalement par la méthode de la bille de Mercure. Comme nous l'avons décrit au chapitre I, un contact Schottky est réalisé directement sur la surface de l'épithaxie au moyen d'une goutte de mercure maintenu sous pression. Il s'est révélé très rapidement que la surface de contact du mercure sur l'échantillon est difficilement reproductible.

Par le principe même de la bille de mercure, l'état de surface de l'échantillon intervient de façon non négligeable sur la qualité de l'interface métal-semiconducteur. Les défauts à la surface de la couche épithaxiée, et l'état de vieillissement du mercure entraînent des variations de l'aire du contact Schottky. La détermination de la densité des donneurs dans le plan de dopage reste possible mais il est nécessaire d'estimer les dimensions de la surface du contact Schottky. Dans le cas du dopage plan, on peut lever l'indétermination en considérant l'épaisseur de la zone désertée à polarisation nulle et en l'approchant à la couche non dopée comprise entre le contact et le plan de Silicium. L'épaisseur de cette zone est connue à partir des conditions expérimentales de l'épithaxie. La surface électrique du contact mercure s'exprime alors par :

$$S_{\text{Mercure}} = \frac{C_0 a_0}{\epsilon} \quad (\text{m}^2) \quad (28)$$

avec "a₀" l'épaisseur séparant le plan de dopage et la surface de l'échantillon.

"C₀" capacité mesurée à une tension de polarisation nulle.

Cette approche est d'autant plus vraie si la capacité C₀ varie peu autour d'une tension de commande voisine de zéro. La densité de donneurs se calcule à partir de la relation suivante :

$$N_d = \frac{1}{qS} \int_0^{V_{00}} C(V) dV \quad (\text{cm}^2) \quad W_{00} = V_p + V_b \quad (\text{V}) \quad (29)$$

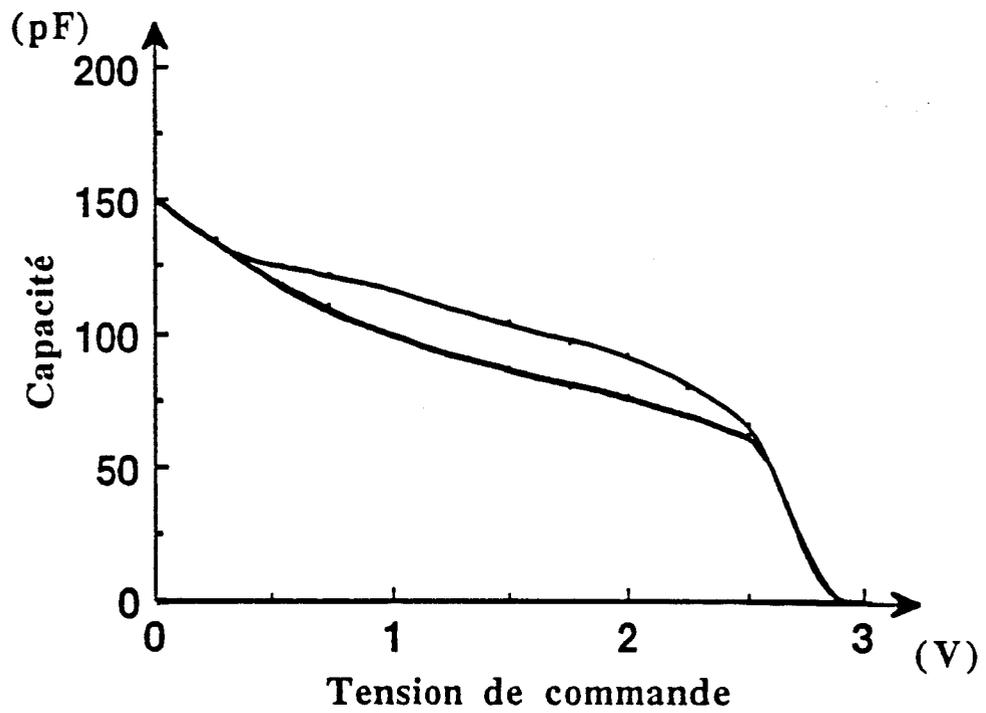


FIGURE II-25 : Courbes $C(V)$ obtenues par la bille de mercure sur deux appareillages identiques et à partir de la même couche épitaxiée.

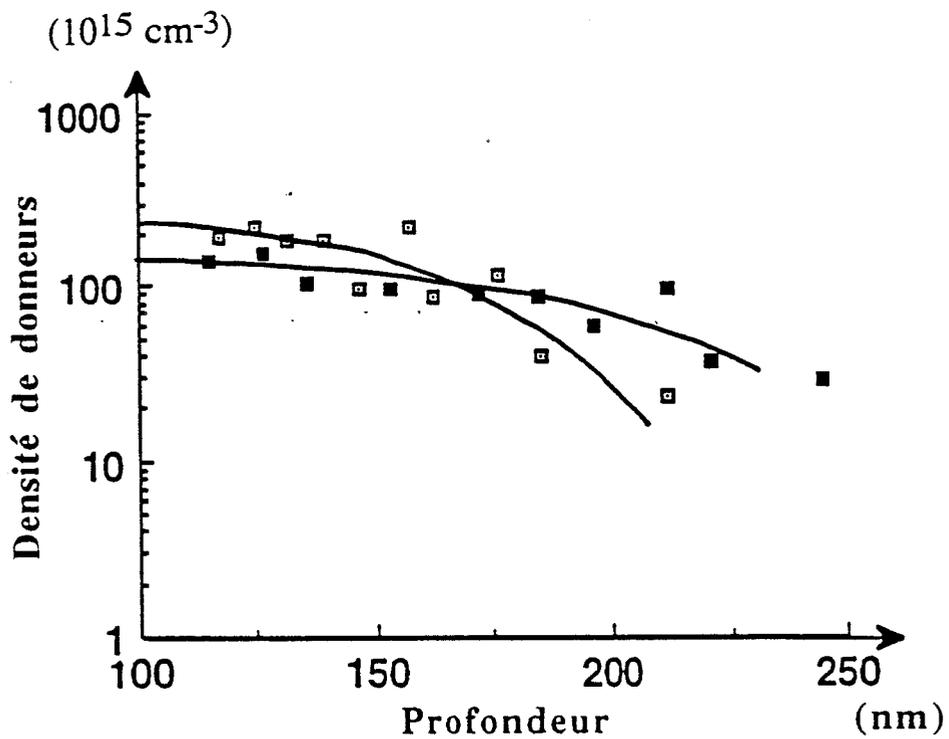


FIGURE II-26 : Profils de dopage déduits du $C(V)$.

ou W_{00} est la tension de pincement intrinsèque de la structure, V_p la tension de pincement mesurée et V_b la tension de built-in fixée à 0,7V. Remarquons que si l'échantillon a subi une attaque chimique de sa couche supérieure, l'incertitude sur l'estimation de l'épaisseur a_0 augmente rendant ainsi impossible une étude quantitative par cette méthode.

D'autre part, on peut exprimer la densité de porteurs dans le plan, à partir de la mesure de la tension de pincement de la structure. En effet, à partir de l'équation de Poisson nous pouvons écrire :

$$N_d = \frac{\epsilon W_{00}}{q \left(a_0 + \frac{x}{2} \right)} \quad (\text{cm}^{-2}) \quad (30)$$

Avec x l'épaisseur supposée du plan de dopage. Contrairement à la première méthode, le grand avantage de ce calcul est son indépendance vis-à-vis de la surface effective du contact Schottky et de sa variation.

Il était important de vérifier sur une épitaxie, comportant un dopage volumique, la similitude des mesures effectuées sur deux appareillages identiques. La figure II-25 présente deux mesures de $C(V)$ obtenues pour un même échantillon. nous avons réglé la pression de plaquage pour obtenir la même valeur de capacité à polarisation nulle sur les deux courbes. On obtient deux mesures différentes pour des tensions de commande variant entre $V=0$ et la tension de pincement.

L'écart observé peut provenir de causes multiples, comme par exemple l'augmentation de la couche d'oxyde à la surface de l'échantillon, le vieillissement de l'épitaxie ou la qualité du mercure. C'est pourquoi, nous avons toujours effectué les mesures de $C(V)$, le plus rapidement possible après l'épitaxie. Les profils de dopage présentés sur la figure II-26 illustrent les erreurs liées aux mesures de $C(V)$.

Il faut cependant noter que nous avons mesuré les mêmes tensions de pincement sur chacun des deux bancs de mesure, ce qui montre une meilleure validité pour la deuxième méthode de détermination de la densité N_d , en s'affranchissant de la surface de l'échantillon.

GaAs NID 100nm

Delta-dopage

GaAs NID 300nm

S.I.

FIGURE II-27

Nous donnons dans la suite de ce chapitre, les résultats que nous avons obtenus sur la densité et sur la mobilité des porteurs d'un plan de dopage dans une couche de GaAs et de GaAlAs.

II-III-2 Résultats expérimentaux

II-III-2-1 Dopage planaire dans le GaAs

Nous verrons tout d'abord la détermination de la densité de porteurs libres à partir des mesures d'effet Hall et de C(V). La seconde partie sera consacrée à la mobilité des électrons dans le plan de dopage, suivie d'une approche théorique sur les résultats obtenus.

1) Mesure de la densité de porteurs

a) Introduction

De nombreuses publications traitent des mesures effectuées par effet Hall et par C(V) sur des structures comprenant un plan de dopage dans le GaAs [10][11][12]. S. Sasa et al ont déterminé un coefficient d'activation électrique et un coefficient de collage des atomes de Silicium dans le plan égaux à l'unité jusqu'à une densité de dopage équivalente à $3 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$. Une compensation due aux atomes de Silicium placés en site Gallium apparaissant au-dessus de cette valeur. Quelques années plus tard, Gillman et al ont publié des mesures d'effet Hall montrant ce phénomène de compensation pour des densités de porteurs supérieures à $2,7 \cdot 10^{13} \text{ At/cm}^2$ [13]. Compte tenu de ces deux résultats différents, il faut être prudent sur les hypothèses et sur les conclusions que nous devons émettre pour expliquer les mesures que nous avons effectuées sur nos échantillons.

A. Zrenner a démontré par des analyses en effet Hall à haut champ, le caractère quantifié du plan de dopage [14]. La localisation d'un grand nombre de donneurs créant un puit de potentiel en forme de v où se forme plusieurs niveaux d'énergie peuplés par des électrons libres. Cet effet de quantification peut intervenir dans les mesures effectuées par effet Hall et

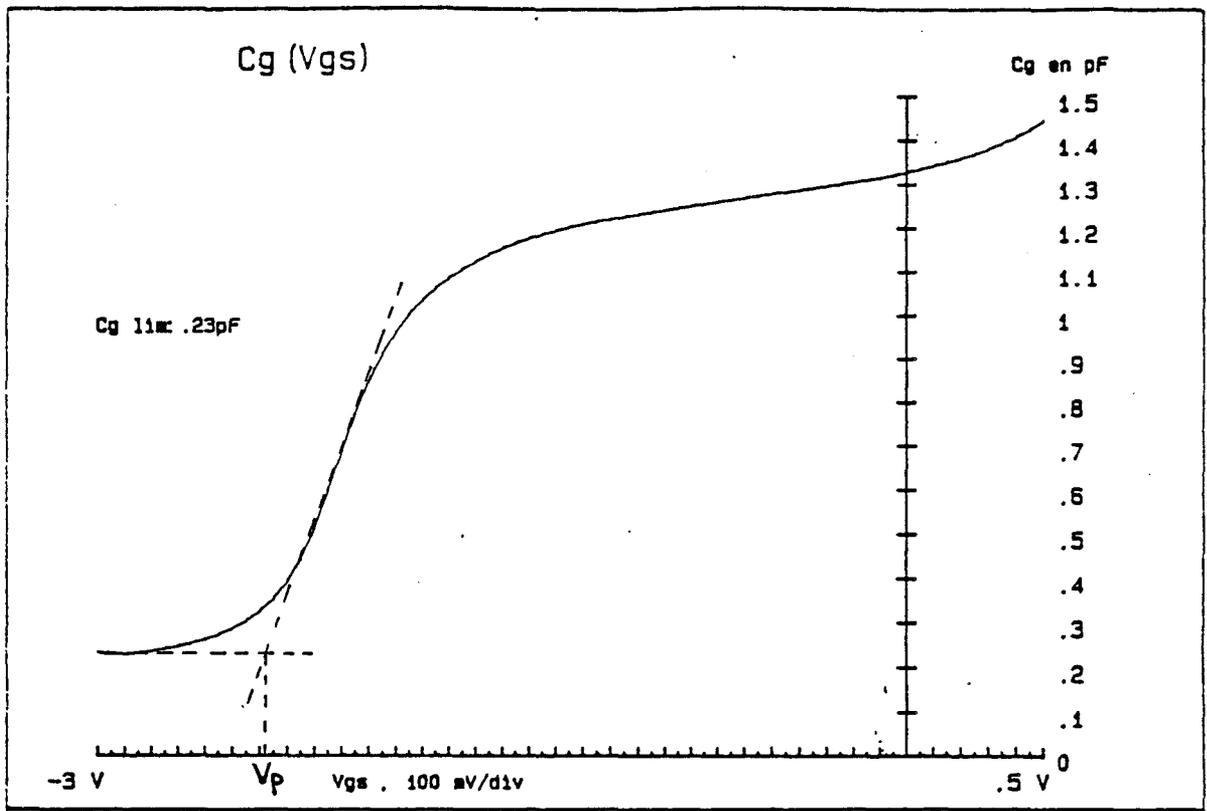


FIGURE II-27-a : Courbe $C(V)$ d'une structure MESFET à dopage planaire mesurée sur un transistor à effet de champ.

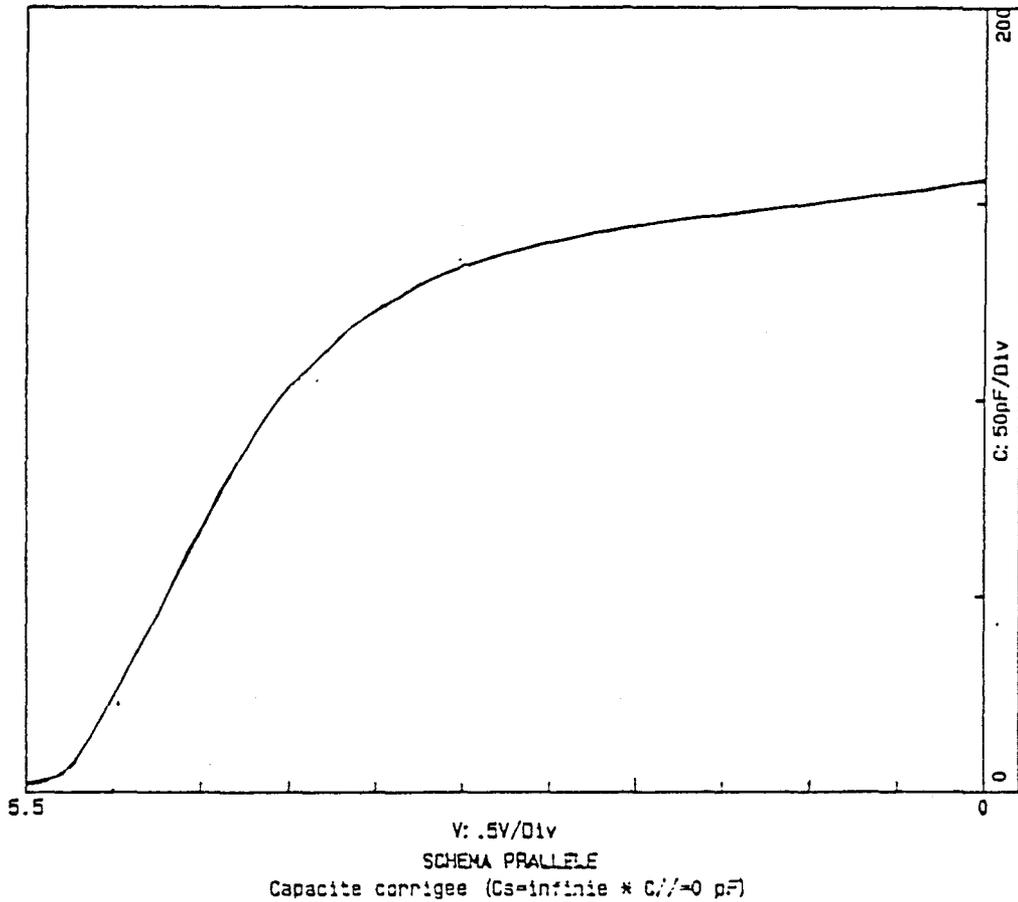


FIGURE II-27-b : Courbe $C(V)$ d'une structure MESFET à dopage planaire mesurée à partir de la méthode de la bille de mercure.

par C(V), nous verrons son influence dans l'approche théorique que nous traitons à la fin de cette partie.

b) Détermination par la mesure de C(V)

Pour traiter la validité de la méthode utilisant la bille de mercure, nous avons comparé les résultats avec ceux obtenus sur un transistor à effet de champ réalisé à partir de la même épitaxie. La seconde partie sera consacrée à la détermination d'un coefficient d'activité électrique des atomes de Silicium dans un plan de dopage. La structure de la couche analysée, présentée sur la figure II-27, comprend un plan de dopage dont la densité d'atomes de silicium déduit du flux est égale à $4 \cdot 10^{12}$ At/cm². L'épaisseur séparant la surface de l'échantillon du plan de dopage est de 100 nm. Les conditions de croissance du matériau GaAs sont résumés ci-dessous:

une température de substrat de 580°C, un rapport de pression d'Arsenic sur la pression du Gallium de 15 et une vitesse de croissance de 0,7 µm/h.

- Comparaison entre les deux méthodes: bille de Mercure et transistor

Dans le cas de la mesure C(V) par la bille de Mercure, l'échantillon ne subit aucun traitement thermique ou chimique. Par contre, lors du procédé technologique, une attaque chimique est effectuée sur le canal du transistor avant le dépôt de la grille. La distance entre l'interface métal semi-conducteur et le plan de dopage n'est alors plus connue avec certitude. Nous déterminons cette épaisseur à partir de la capacité mesurée à une tension de commande nulle.

La grille a une longueur de 5 µm et une largeur de 90µm. La surface résultante est grande, afin de minimiser les effets de bord. Les résultats sont présentés sur les figures II-27-a et b. Les variations de

Densité de porteurs (10^{12}cm^{-2})							
Bille de mercure				Composant			
Intégration		équation de poisson		Intégration		équation de poisson	
$Ug=0$	$Ug=0,5$	$Ug=0$	$Ug=0,5$	$Ug=0$	$Ug=0,5$	$Ug=0$	$Ug=0,5$
2,85	3,2	3,6	3,95	2,9	3,65	3,3	4

TABLEAU II-6

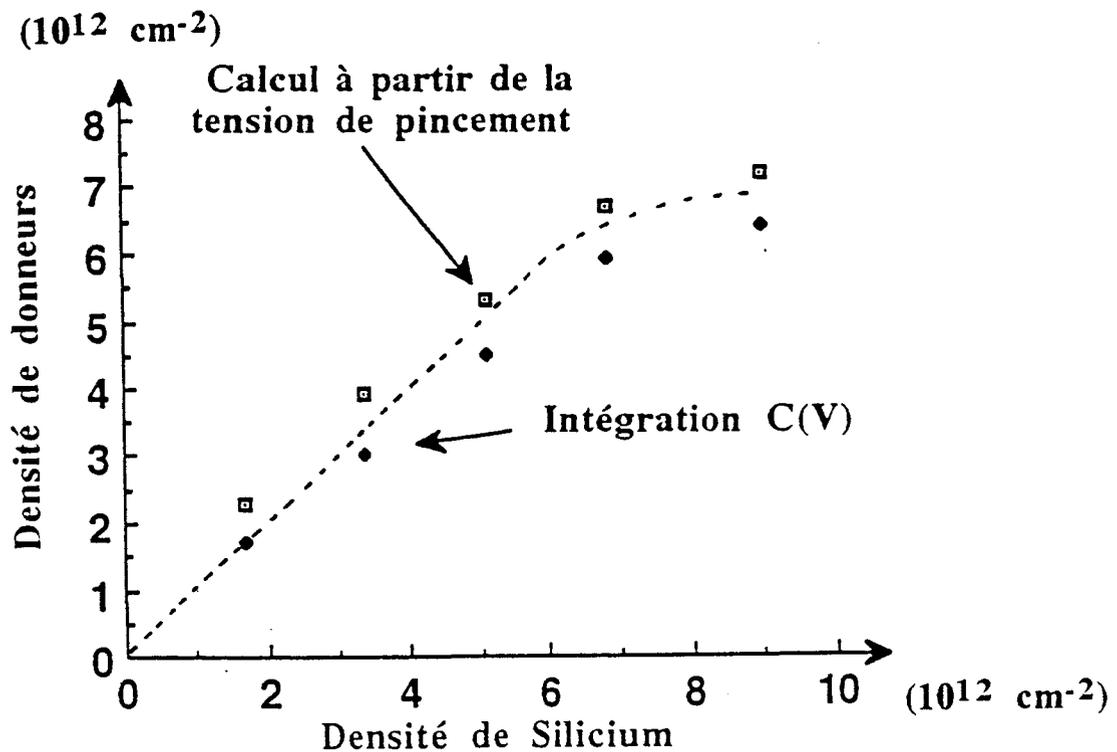


FIGURE II-28 : Densité de donneurs déduites de C(V) en fonction de densité de Silicium incorporée dans le plan de dopage.

capacité sont identiques pour les deux courbes et il est à noter que les plateaux obtenus sont caractéristiques d'une couche dont le canal est un plan de dopage.

Les densités de donneurs, déterminées en intégrant la courbe $C(V)$ et en utilisant l'équation de Poisson au pincement, sont résumées dans le tableau II-6 pour deux tensions de commande $V_g=0$ et $V_g=+0,5.V$ Les résultats obtenus à partir de la bille de mercure et à partir du composant sont proches, l'écart entre les valeurs étant attribué aux erreurs sur la détermination de la surface effective du contact Schottky et sur l'épaisseur séparant le plan de dopage de la surface de la couche. Les mêmes erreurs sont reproduites dans la détermination de la densité de donneurs à partir des deux méthodes de calcul.

La valeur de la densité de porteurs libres mesurée encadre de façon correcte le dopage visé lors de l'épitaxie. Après avoir validé les mesures effectuées par la bille de mercure, nous allons déterminer le coefficient d'activité électrique pour différents échantillons.

-Coefficient d'activité électrique

Nous avons réalisé plusieurs épitaxies comportant un plan de dopage dont la densité d'atomes de Silicium incorporés a été fixée à partir du temps d'ouverture de la cellule de dopant en maintenant le flux d'impuretés constant à $1,7.10^{11}$ At/cm²/s. La figure II-28 montre la densité maximale de donneurs ionisés déterminée à partir des mesures $C(V)$ par les deux méthodes de calcul en fonction du dopage visé. Le coefficient d'activité électrique, représenté par la pente de la courbe, est égal à 1 jusqu'à une densité de 7.10^{12} cm⁻². La saturation de la densité de donneurs n'est pas un effet de compensation puisqu'elle n'est pas visible dans le cas des mesures par effet Hall comme nous le verrons dans la partie suivante.

Nous attribuons cette saturation à la limite de validation de la mesure de $C(V)$. En effet, compte tenu des densités de porteurs présentes dans l'échantillon, la tension nécessaire pour faire varier les charges est trop élevée, ce qui rend impossible la mesure. Nous voyons là une

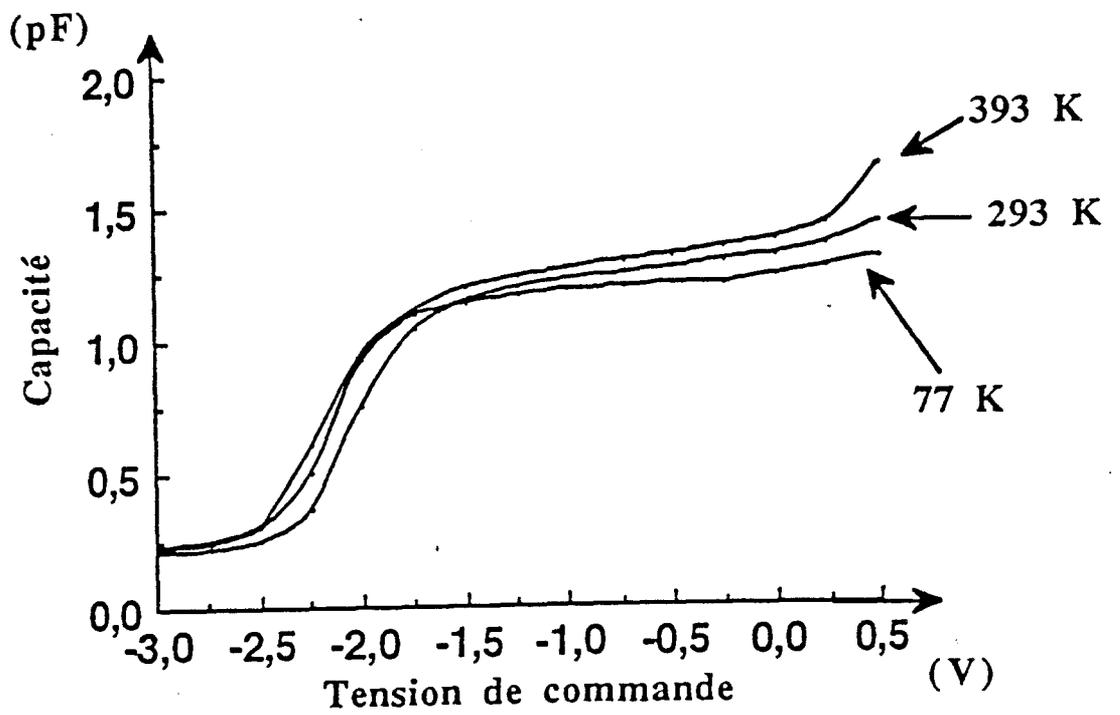


FIGURE II-29 : Profils $C(V)$ d'une structure GaAs à plan de dopage en fonction de la température de mesure.

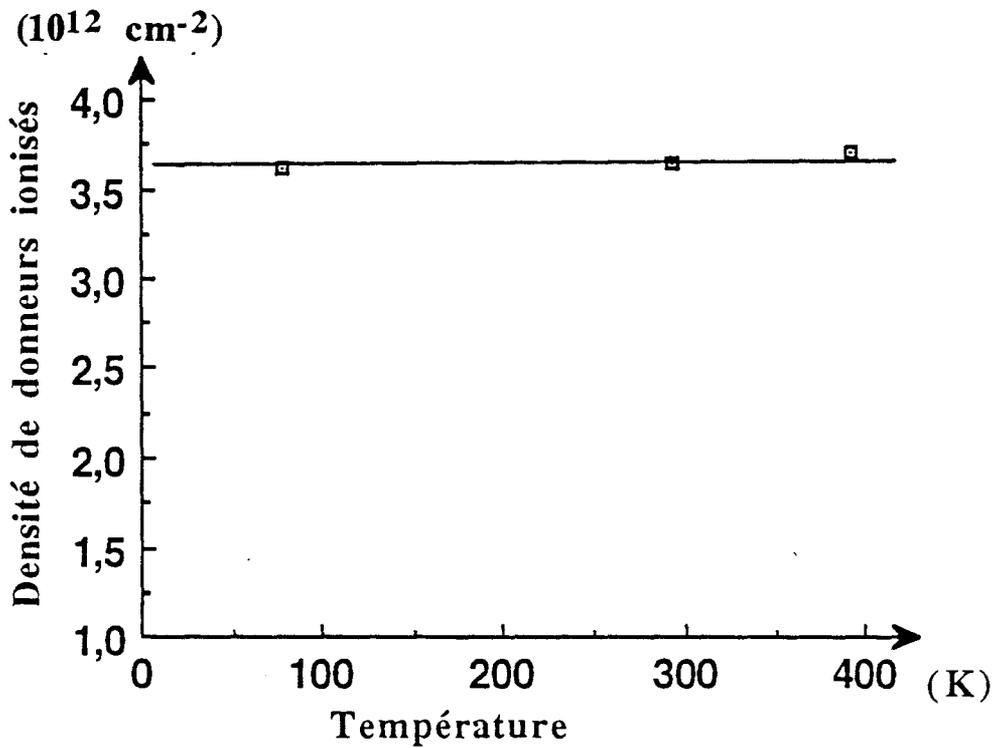


FIGURE II-30 : Densité de donneurs déduites de $C(V)$ en fonction de la température de mesure.

limitation à l'utilisation de la bille de mercure pour une tension de commande au-dessus de 6 V.

Il faut noter que l'écart entre les densités calculées par les deux méthodes reste constant et égal à $8.10^{11} \text{ cm}^{-2}$. L'intégration du C(V) sous-évaluant la valeur réelle du dopage. Cette constatation entraîne l'impossibilité de différencier deux plans de dopage dont la densité de porteurs ne varie pas de façon significative. Dans la suite de ce mémoire, les densités de donneurs obtenues seront calculées à partir de l'intégration des mesures de la capacité.

Nous avons relevé les C(V) d'un composant en fonction de la température de la cellule de mesure. Les courbes sont présentées sur la figure II-29. la faible variation de la tension de pincement est liée aux variations thermiques de la tension de Built-in. Nous avons tracé la densité de donneurs calculée par intégration du C(V) en fonction de la température de mesure pour montrer qu'il n'y a pas d'activation thermique du plan de dopage (figure II-30).

Nous allons maintenant présenter les résultats des mesures effectuées par effet Hall à bas champ.

c) Mesure par effet Hall à bas champ

La première partie est consacrée à la mesure de la densité de Hall en fonction de la densité d'atomes de Silicium incorporée dans la couche épitaxiée. La variation de la concentration du plan est obtenue en faisant varier soit le temps d'ouverture de la cellule à flux de Silicium constant, soit en faisant varier le flux et en maintenant un temps d'ouverture constant. A partir de cette étude, nous mettrons en évidence un phénomène de compensation qui fera l'objet d'un second paragraphe. Les mesures par effet Hall en fonction de la température seront abordées dans la troisième partie.

-Variation du taux de dopage

La structure des échantillons étudiés est identique à celle décrite pour les mesures de C(V). L'emploi d'une structure particulière pour la mesure par effet Hall telle que la croissance de plans successifs identiques

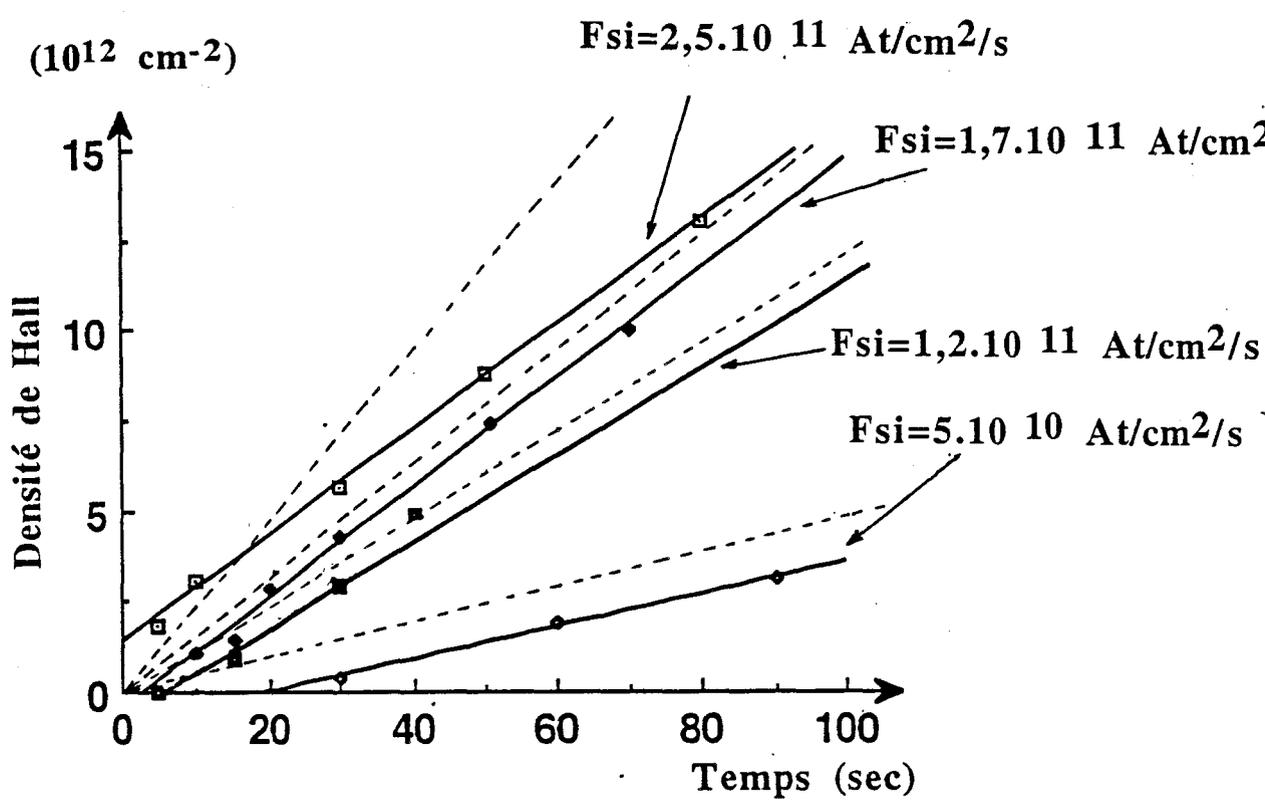


FIGURE II-31 : Densité de Hall mesurée à 300 K en fonction du temps d'ouverture du cache devant la cellule et en fonction de différents flux de Silicium.

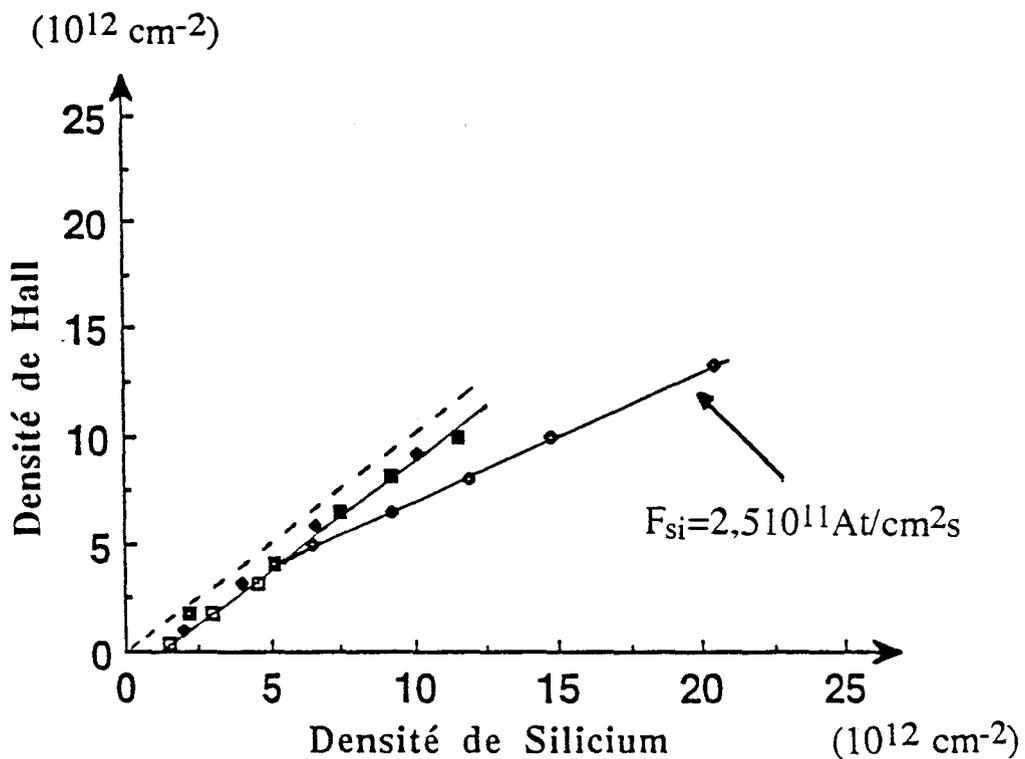


Figure II-32: Densité de Hall déduite de la mesure à 300 K en fonction de la densité de Silicium incorporée dans le dopage planaire et en fonction du flux d'impuretés dopantes.

pour diminuer les erreurs dues à la déplétion de surface, ne nous a pas paru nécessaire. En effet, des phénomènes physiques supplémentaires peuvent apparaître dans une structure multiplans et de par là même masquer ou modifier certaines propriétés spécifiques à un seul plan de dopage Silicium.

Nous avons fixé quatre valeurs de flux de Silicium comprises entre 5 et $25 \cdot 10^{10}$ At/cm²/s. Le temps d'ouverture du cache devant la cellule de dopant a été calculé pour obtenir des densités d'atomes de Silicium incorporées ne dépassant pas $1,5 \cdot 10^{13}$ At/cm².

Les mesures par effet Hall sont présentées sur la figure II-31 en fonction du temps de formation du plan de dopage, elles ont été relevées à température ambiante. Les droites en traits pointillés représentent la densité d'atomes de Silicium incorporés dans la couche de GaAs épitaxiée. Nous voyons clairement que la densité de Hall mesurée se situe toujours en-dessous du dopage visé dans le plan de dopage. De plus, pour un temps d'ouverture faible, la mesure de la densité de porteurs par effet Hall est nulle. Une translation de $1 \cdot 10^{12}$ At/cm² de tous les points expérimentaux permettrait de les confondre avec les droites représentatives du flux incorporé.

Ce décalage semble important pour provenir de la seule contribution du potentiel de surface. Il est communément admis que la tension de surface se situe à une valeur proche de 0,5 V. Pour la structure étudiée, un rapide calcul indique une déplétion de 4 à $5 \cdot 10^{11}$ cm⁻². Le piègeage d'une partie des porteurs libres à la surface de l'échantillon est une hypothèse possible qui permet d'équilibrer le nombre d'électrons libres et la densité de Silicium incorporée dans le plan de dopage. Ce piègeage serait lié à l'état de surface fortement perturbée par la technique de sablage employée pour réaliser le trèfle de Van der Pauw. Nous verrons dans la partie 3 la contribution possible de la quantification du plan sur les mesures d'effet Hall.

Il faut noter que nous n'avons remarqué aucune anisotropie de densité ou de mobilité de Hall suivant les différentes directions cristallines.

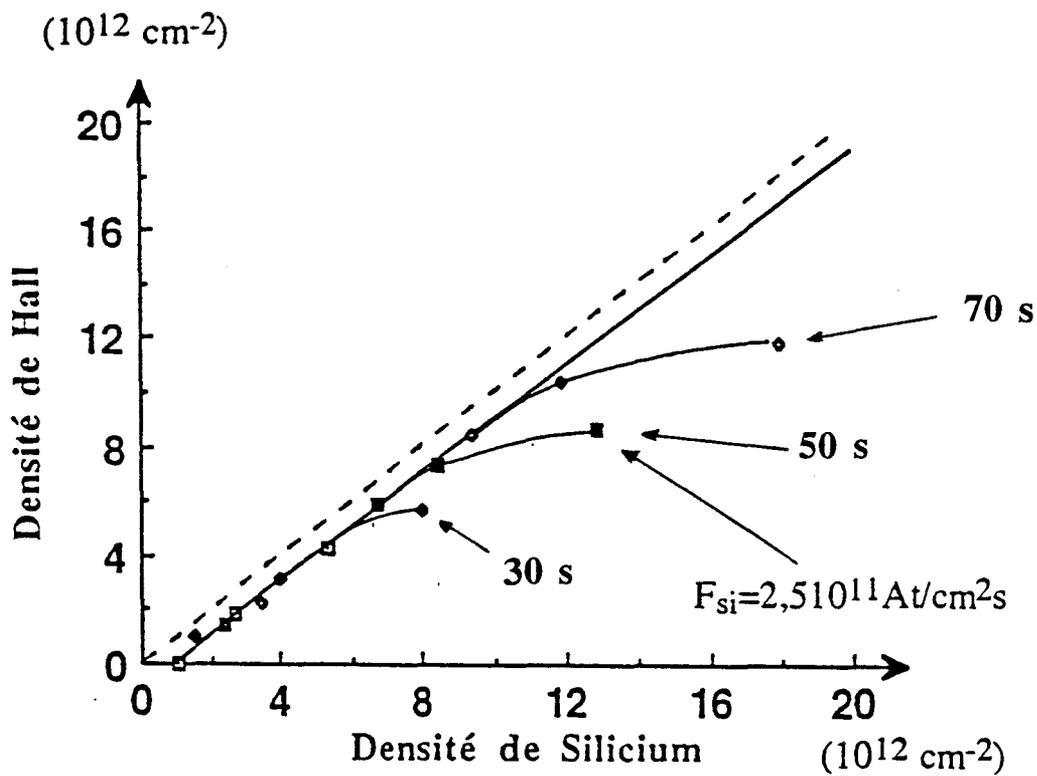


Figure II-33: Densité de Hall déduite de la mesure à 300 K en fonction de la densité de Silicium incorporée dans le dopage planaire et en fonction du temps d'ouverture de la cellule.

Flux de Silicium = $1,7 \cdot 10^{12} \text{ At/cm}^2/\text{s}$		
n_h à 300K (10^{12}cm^{-2})	n_h à 77K (10^{12}cm^{-2})	variation (%)
1,05	1,21	17
2,84	3,2	11,25
4,29	4,7	8,5
5,85	6,24	6
Flux de Silicium = $5 \cdot 10^{10} \text{ At/cm}^2/\text{s}$		
n_h à 300K (10^{12}cm^{-2})	n_h à 77K (10^{12}cm^{-2})	variation (%)
0,98	1,2	18
2,5	2,77	9,7
4,95	5,1	3

TABEAU II-7

- Phénomène de compensation électrique

Nous avons représenté sur la figure II-32 la densité de Hall en fonction du dopage visé dans le plan pour les différents flux d'atomes de Silicium. La droite en pointillé montre l'égalité entre le nombre de porteurs obtenu par effet Hall et le nombre d'impuretés incorporées. Pour les flux de Silicium compris entre 5 et $17 \cdot 10^{10}$ At/cm²/s, les mesures s'alignent sur une droite de pente égale à 1. Si nous augmentons la concentration dans le plan de $2 \cdot 10^{12}$ At/cm², nous augmentons dans les mêmes proportions la densité de Hall. Comme nous l'avons déjà remarqué à partir des mesures C(V), les coefficients d'incorporation et d'activation électrique sont égaux à 1. Par contre, pour un flux de dopants de $2,56 \cdot 10^{11}$ At/cm²/s, l'écart entre la densité de Hall et le dopage visé augmente avec la quantité de Silicium incorporée dans le plan de dopage. Il semblerait donc qu'un phénomène de compensation apparaît pour les flux élevés.

Nous avons tracé sur la figure II-33, la densité de Hall en fonction du dopage visé pour des temps d'ouverture de la cellule de Silicium différents, on note le début de la saturation pour un flux de $1,7 \cdot 10^{11}$ At/cm²/s. Ce flux donnerait un dopage volumique de $8,5 \cdot 10^{18}$ cm⁻³ pour une vitesse de croissance de GaAs égale à 0,7 μm/h. Cette valeur limite est comparable à celle obtenue dans les dopages volumiques [15].

La compensation des plans de dopage a déjà été mise en évidence pour des densités d'atomes de Silicium incorporés supérieures à $1,5 \cdot 10^{13}$ At/cm². Les impuretés dopantes arrivant sur la surface de l'épitaxie se placent en site Arsenic neutralisant électriquement celles placées en sites Gallium [16]. Dans notre cas, un flux supérieur à $1,7 \cdot 10^{11}$ At/cm²/s entraîne une compensation même à faible densité d'atomes de Silicium.

L'atome de Silicium arrivant sur la surface de l'épitaxie, se déplace pour trouver un site Gallium vacant. Si le nombre de Silicium se déplaçant à la surface est en excès, la probabilité pour qu'un atome se place en site Gallium diminue. Inversement la probabilité pour que l'atome de Silicium se place en site Arsenic augmente ce qui entraîne le phénomène de compensation électrique.

Le prochain paragraphe est consacré aux variations de la densité de porteurs mesurée par effet Hall en fonction de la température de mesure .

- Evolution de la densité de Hall en fonction de la température

Nous avons mesuré la concentration du dopage planaire à 300 Kelvin et à 77 Kelvin. Le tableau II-7 résume les résultats obtenus sur les échantillons comportant un plan de dopage réalisé à partir d'un flux de Silicium de 5.10^{10} At/cm²/s et de $1,7.10^{12}$ At/cm²/s.

La densité de Hall est plus grande à basse température. Cette variation qui semble paradoxale peut être expliquée par l'existence de plusieurs sous-bandes peuplées d'électrons libres. Ce point sera abordé dans la partie 3).

Nous avons calculé dans la colonne 3 du tableau, le pourcentage de variation entre la mesure de densité de Hall à 300 K et celle à 77 K. L'effet de la température diminue quand le nombre de porteurs libres augmente, ceci a déjà été montré par G. Gillman [16].

nous pouvons en déduire une mobilité des porteurs libres dans la couche épitaxiée. C'est cette étude que nous allons aborder dans la partie suivante.

2) Mesure de la mobilité des porteurs

La mobilité des porteurs dans une couche épitaxiée est un des paramètres essentiels pour les performances des transistors à effet de champ. Nous abordons tout d'abord la variation de la mobilité des électrons à partir des mesures d'effet Hall en fonction du nombre d'atomes de Silicium incorporés dans la couche épitaxiée. Puis, nous présentons les mesures effectuées par magnéto-résistance sur un transistor à effet de champ. Enfin, nous comparons, dans la seconde partie, les mobilités mesurées pour des températures différentes.

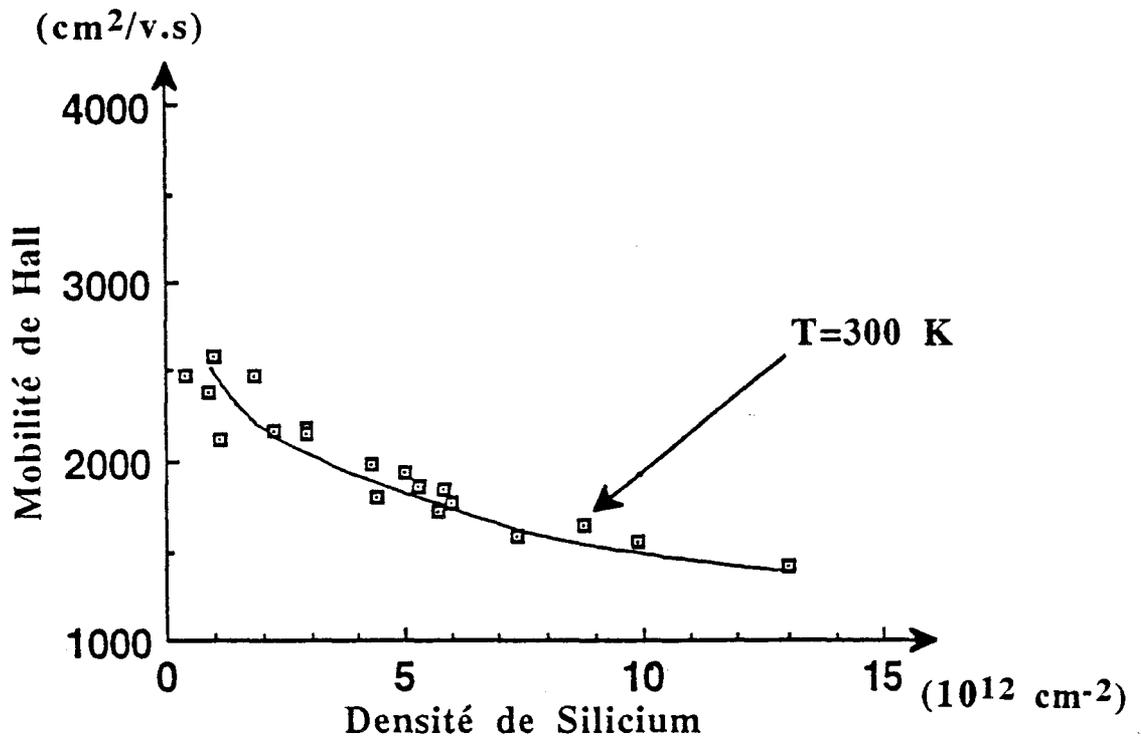


FIGURE II-34 : Mobilité de Hall mesurée à 300 K en fonction de la densité de Silicium incorporée.

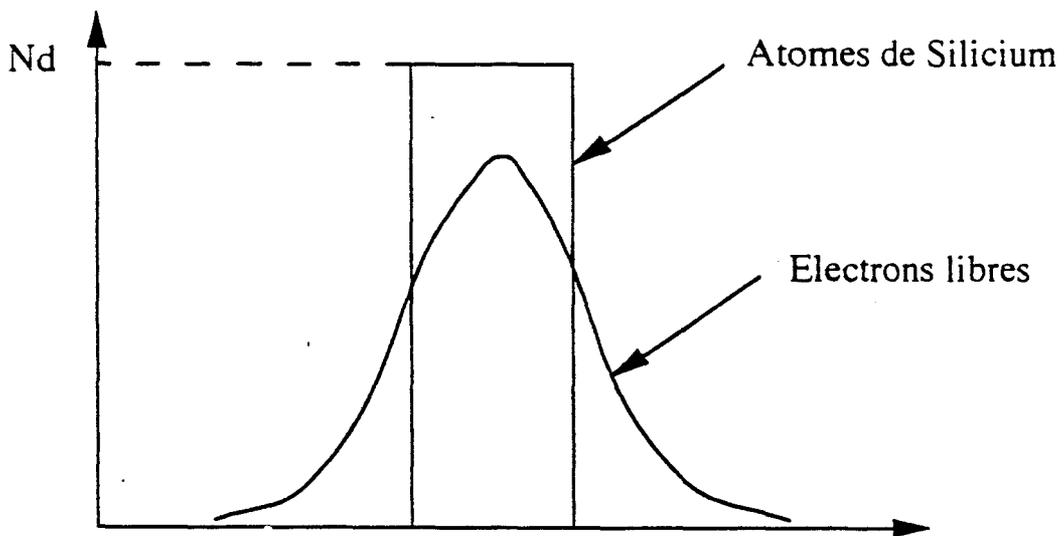


FIGURE II-35 : Diffusion des électrons libres hors du dopage planaire.

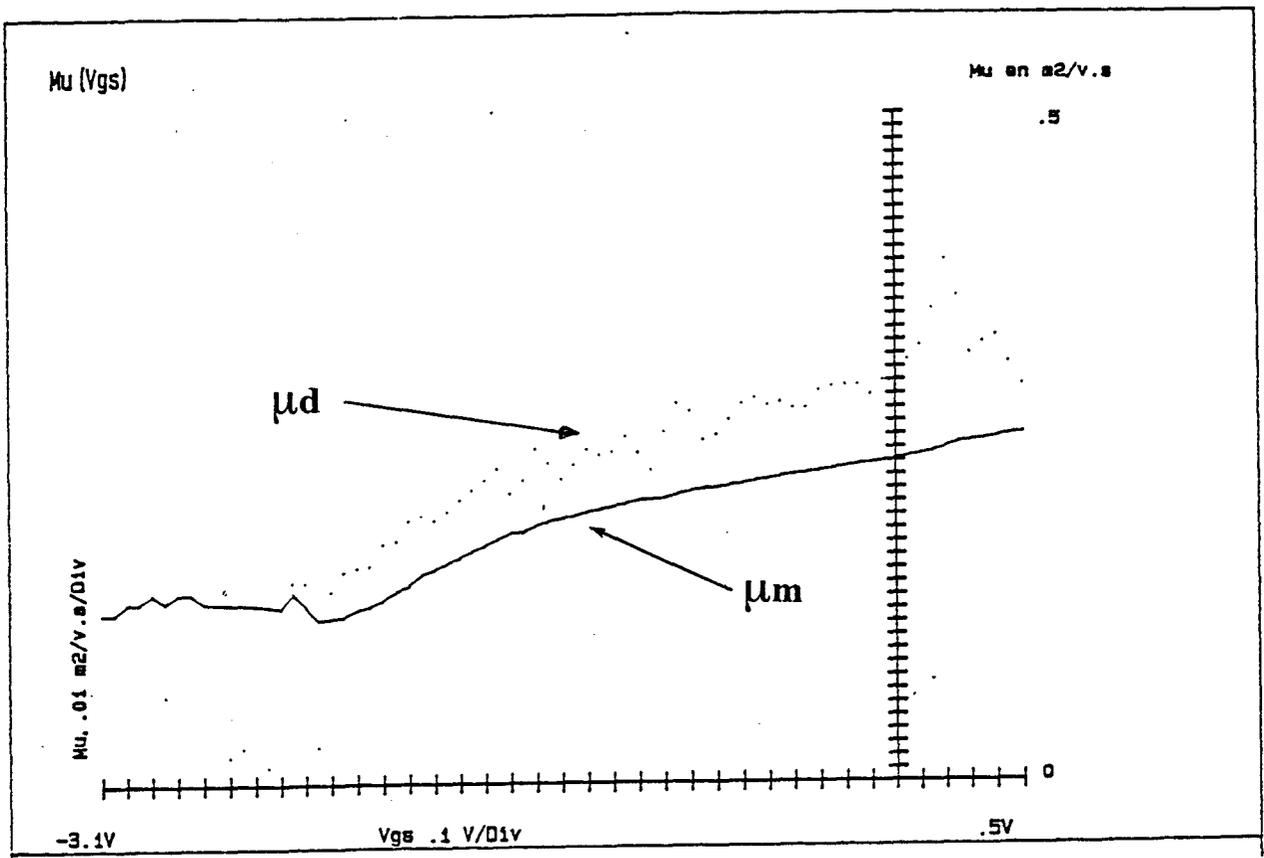


FIGURE II-36 : Mobilité moyenne et différentielle obtenues par magnétorésistance sur un échantillon comportant un dopage de type planaire.

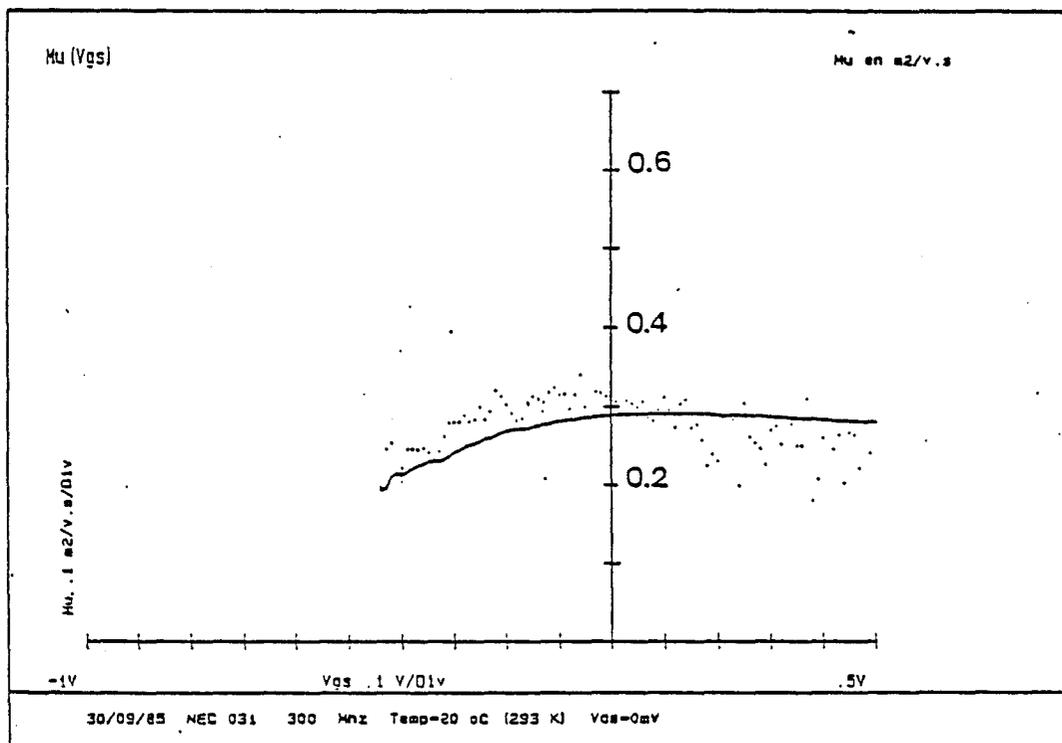


FIGURE II-37 : Mobilité moyenne et différentielle obtenues par magnétorésistance sur un échantillon comportant un dopage de type volumique. D'après A.Cappy [18].

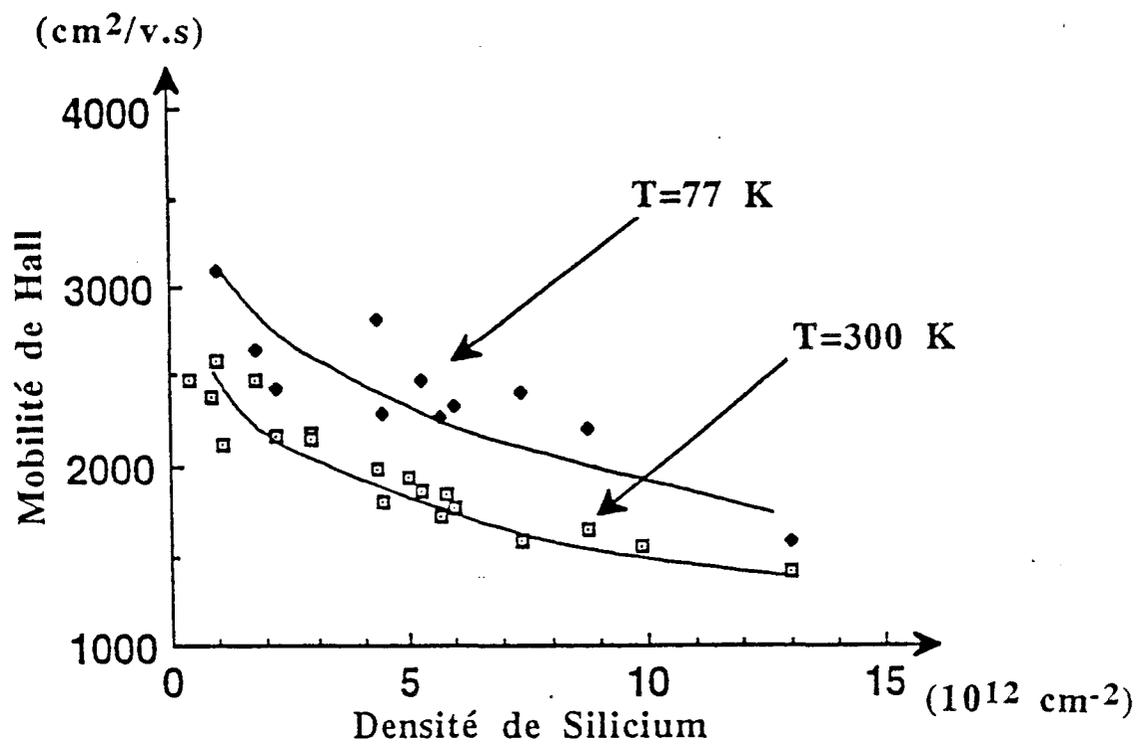


FIGURE II-38 : Mobilité de Hall mesurée à 300 K et à 77K en fonction de la densité de Silicium incorporée.

a) Mobilité des porteurs en fonction du taux de dopage

Nous avons reporté les valeurs de la mobilité mesurées par effet Hall en fonction du dopage visé dans le plan (figure II-34).

En supposant une épaisseur moyenne d'un dopage planaire de 5 nm, nous pouvons calculer un dopage volumique de $8.10^{18} \text{ cm}^{-3}$ équivalent à une densité du plan de $4.10^{12} \text{ cm}^{-2}$. Dans ce cas, la mobilité des électrons dans le matériau uniformément dopé est égale à $1600 \text{ cm}^2/\text{V}/\text{s}$ alors que l'on mesure $2100 \text{ cm}^2/\text{V}/\text{s}$ dans le cas du plan. Cette valeur plus élevée est une des principales caractéristiques du dopage planaire.

En effet un nombre élevé d'électrons ne reste pas localisé dans le plan mais diffuse de chaque côté, diminuant ainsi les interactions avec les donneurs ionisés comme le montre la figure II-35:

On remarque sur la figure II-34 que plus le nombre d'atomes de Silicium incorporés augmente, plus la mobilité de Hall diminue. Cette variation est normale compte tenu des interactions électron-impuretés ionisées pour les plans de dopage effectués à partir d'un flux de Silicium égal à $2,56.10^{11} \text{ At}/\text{cm}^2/\text{s}$ dont les densités de porteurs semblent compensées, les mobilités ont des valeurs dans la gamme des autres échantillons.

Des mesures de magnéto-résistance ont été réalisées à partir d'un transistor à effet de champ dont les caractéristiques géométriques et la structure de la couche active ont été énoncées précédemment au cours des mesures de C(V).

La figure II-36 montre les résultats obtenus à température ambiante et à une fréquence de mesure de 100 MHz. Plusieurs différences sont à noter entre le profil des mobilités obtenu à partir d'une structure à plan de dopage et celui obtenu à partir d'un dopage volumique uniforme (figure II-37). Tout d'abord, la mobilité moyenne dans le delta-dopage semble diminuer de façon régulière en fonction de la tension de commande contrairement à la structure conventionnelle. La mobilité différentielle, correspondant à la mobilité des charges modulées par une faible variation

du potentiel de grille dV_g , est toujours supérieure à la mobilité moyenne mesurée dans notre structure. La mesure de Magnéto-résistance effectuée sur notre échantillon semble différente des profils de mobilité obtenus sur des structures MESFET à dopage volumique uniforme.

Il faut préciser que les résistances parasites de drain et source et la mobilité des porteurs dans les zones d'accès, additionnées à la complexité de la structure, dopage élevé sur une faible épaisseur, demandent une correction difficilement chiffrable de la mobilité moyenne et différentielle déduites des mesures de Magnéto-résistance.

b) Mobilité de Hall en fonction de la température

La valeur de la mobilité des porteurs libres mesurée par effet Hall est fonction des interactions subies par l'électron dans la structure. A basse température, la mobilité de Hall des électrons dans un dopage volumique augmente. Cet effet est lié à la diminution des vibrations du réseau cristallin entraînant une diminution des interactions avec les électrons libres. Nous avons remarqué le même phénomène dans les structures à plan de dopage, la mobilité de Hall gagnant en moyenne 30 % de sa valeur à 77 K. Cette observation est en contradiction avec celle effectuée par G. Gillman et S. Sasa [16][10]. Les points expérimentaux ont été reportés sur la figure II-38 en fonction de la densité d'atomes de Silicium incorporés dans le plan de dopage.

Nous tenterons d'expliquer cette observation à partir de l'approche théorique que nous abordons dans le paragraphe suivant.

3) Interprétation des résultats : approche théorique

Nous avons pu simuler un dopage plan dans une couche de GaAs à l'aide d'un programme basé sur la résolution autocohérente des équations de Poisson et de Schroendiguer. Ce programme a été mis au point par T. Coupez [17] à partir de la simulation de la commande de charge d'un HEMT développé par A. Cappy [18].

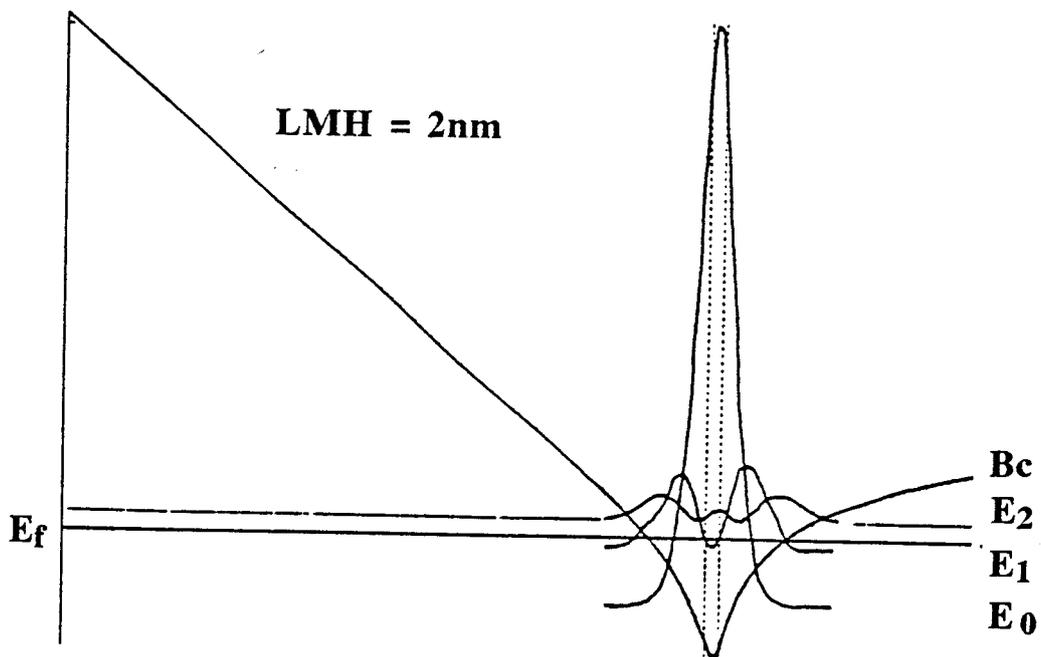


FIGURE II-39

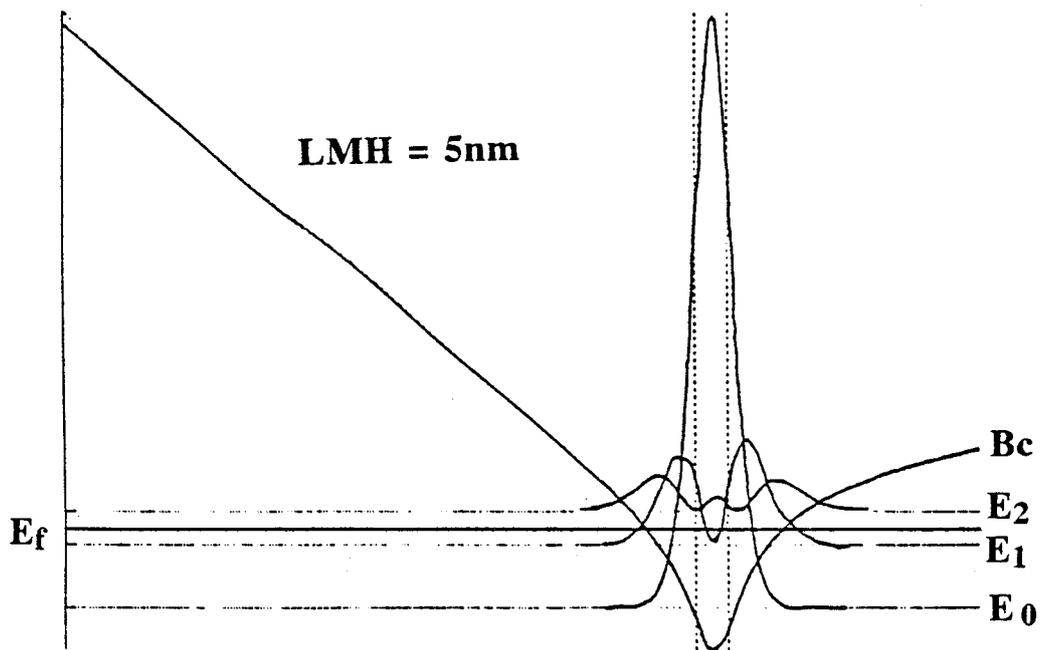


FIGURE II-40

Structure de bande obtenue par simulation d'un dopage planaire Silicium dans un matériau GaAs.

Nous présentons tout d'abord les résultats de simulation d'épitaxie à dopage plan puis nous aborderons l'utilisation combinée de la théorie et de l'expérience pour interpréter les mesures expérimentales.

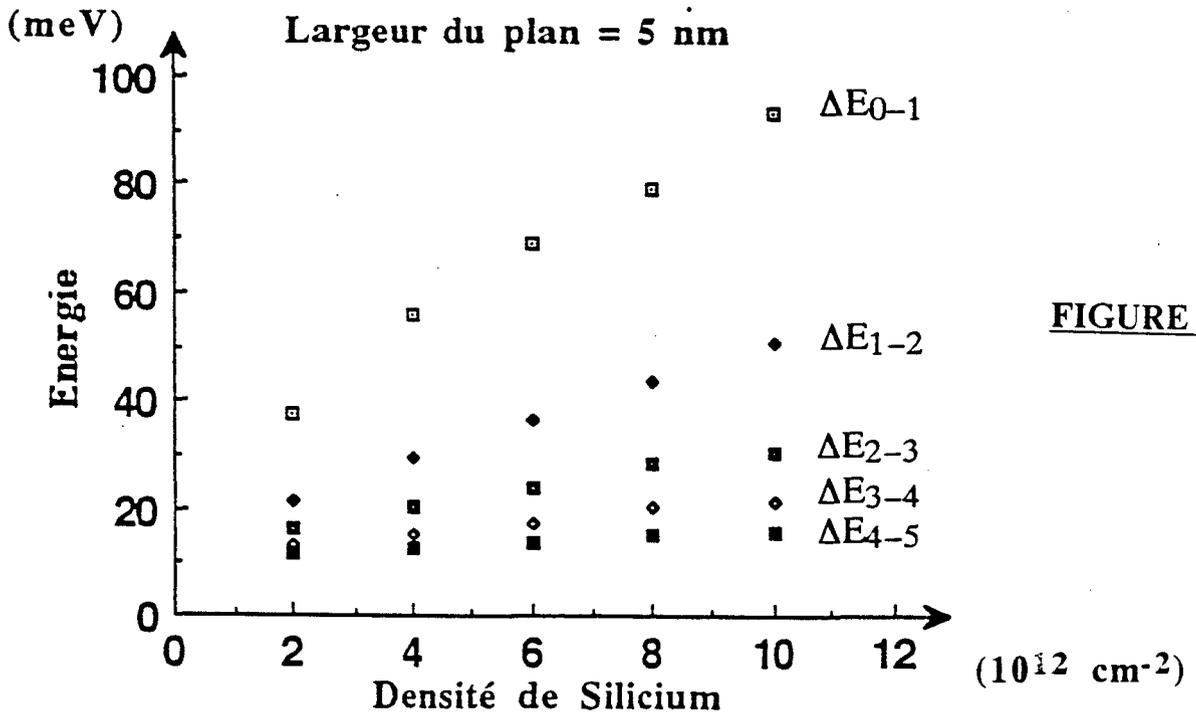
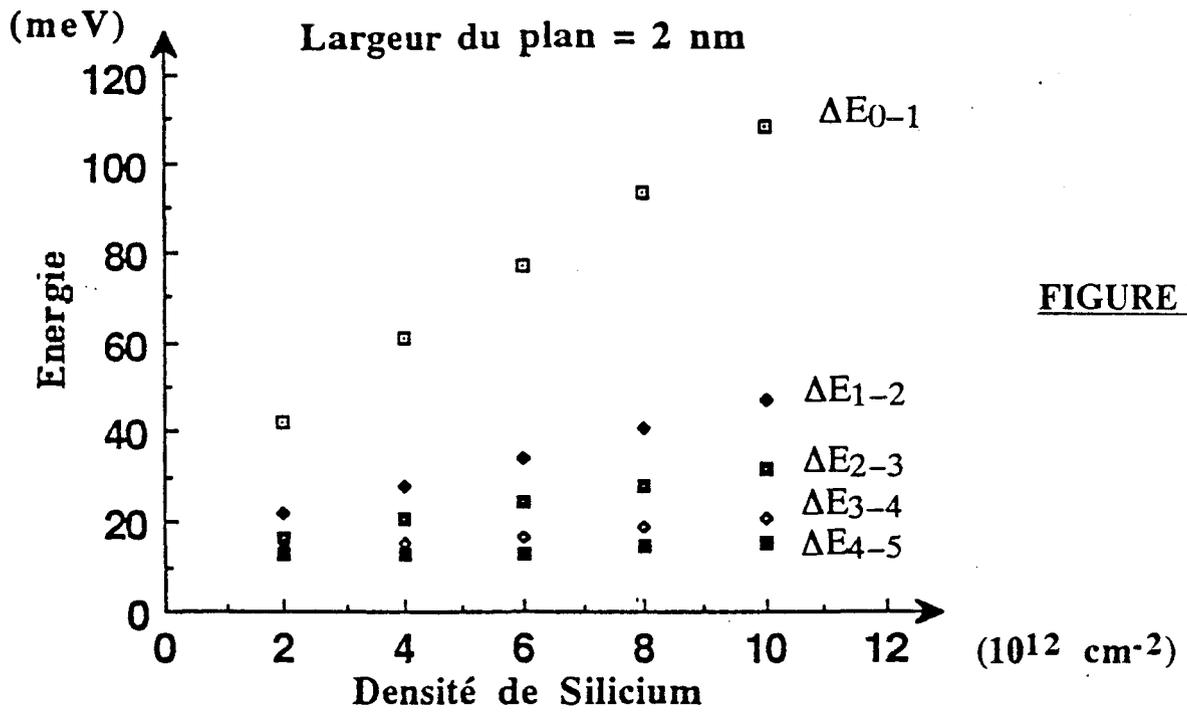
a) Simulation théorique du plan de dopage dans une couche de GaAs

Nous avons simulé le plan de dopage en considérant une couche d'épaisseur très faible ayant un dopage volumique homogène élevé. Nous avons supposé un potentiel de surface égal à 0,5 v.

La figure II-39 illustre un calcul de la structure de bande à 300 K pour une densité d'atomes de Silicium égale à 4.10^{12} At/cm² et pour une largeur du plan $x=2$ nm. Nous obtenons un puits de potentiel en forme de v et nous avons représenté les trois premiers niveaux d'énergie et leur fonction d'onde associée. Toutes les valeurs des niveaux d'énergie sont référencées par rapport au niveau de Fermi E_f . Le pourcentage d'électrons libres sur les niveaux E0 à E4 est respectivement égal à 60,20,10 et 5 %. On remarque que la majeure partie des électrons libres se trouve hors du plan de dopage évitant ainsi les interactions avec les impuretés ionisées [19].

Nous avons fait varier la largeur x du plan tout en maintenant constante la densité surfacique des atomes de Silicium dans le plan. De ce fait, pour effectuer la simulation, nous avons ajusté la valeur de x avec la densité volumique N_{dV} de la couche dopée. La figure II-40 montre une simulation pour une largeur x du plan de dopage égale à 5 nm. On remarque que le nombre d'électrons libres situé à l'extérieur du plan diminue, ce qui implique une diminution de la mobilité de chaque sous-bande. Par contre, ces résultats montrent que la répartition des électrons libres sur chaque niveau d'énergie varie peu en fonction de la densité volumique N_{dV} pour une densité surfacique constante N_{dP} .

Les figures II-41-a et b représentent l'évolution de la différence d'énergie entre deux niveaux consécutifs en fonction de la densité surfacique dans le plan respectivement pour une largeur de la couche dopée égale à 2 nm et 5 nm. Il est à noter que plus le nombre de donneurs



Evolution de l'énergie entre deux niveaux de sous-bandes consécutifs en fonction de la densité de Silicium dans le plan.

N_{Dp} augmente et plus l'écart entre les quatre premiers niveaux d'énergie augmente.

L'existence d'un centre DX dans le plan de dopage Silicium épitaxié dans un matériau GaAs suscite de nombreuses discussions et de nombreuses controverses. A. Zrenner place ce niveau de piège à 200 meV au-dessus de la bande de conduction et montre son influence sur la largeur à mi-hauteur du profil de dopage déduit du $C(V)$ pour une densité de porteurs supérieure à $4 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ [20]. La prise en compte de ce niveau profond dans le programme de simulation montre un effet de saturation du nombre de donneurs ionisés entraînant aussi celle du nombre de porteurs libres vers $7 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ comme nous l'avons représenté sur la figure II-42. Le fait de ne pas avoir remarqué ce phénomène dans les mesure par effet Hall nous conduit à ne pas tenir compte du centre DX pour les densités de Silicium dans le plan de dopage inférieur à $1 \cdot 10^{13} \text{ At/cm}^2$.

Conformément à la littérature [21][22], cette simulation montre l'existence de plusieurs niveaux électroniques dans le plan de dopage dans une couche de GaAs. La mesure par effet Hall sur une telle structure ne nous donne qu'une valeur moyenne de la densité de porteurs que l'on peut exprimer par [23]:

$$n_H = \frac{\left(\sum_i \frac{n_i \mu_i}{1 + \mu_i^2 B^2} \right)^2}{\sum_i \frac{n_i \mu_i^2}{1 + \mu_i^2 B^2}} + B^2 \sum_i \frac{n_i \mu_i^2}{1 + \mu_i^2 B^2} \quad (\text{cm}^{-2}) \quad (31)$$

ou n_i et μ_i sont respectivement la densité et la mobilité des porteurs libres de la sous-bande i et B le champ magnétique appliqué perpendiculairement à l'échantillon. De la même manière, la mobilité de Hall à pour expression :

$$\mu_H = \frac{\sum_i n_i \mu_i}{n_H} \quad (\text{cm}^2/\text{V/s}) \quad (32)$$

Afin d'interpréter les résultats expérimentaux de la mobilité, nous avons calculé les relations (30) et (31) en faisant varier la mobilité des

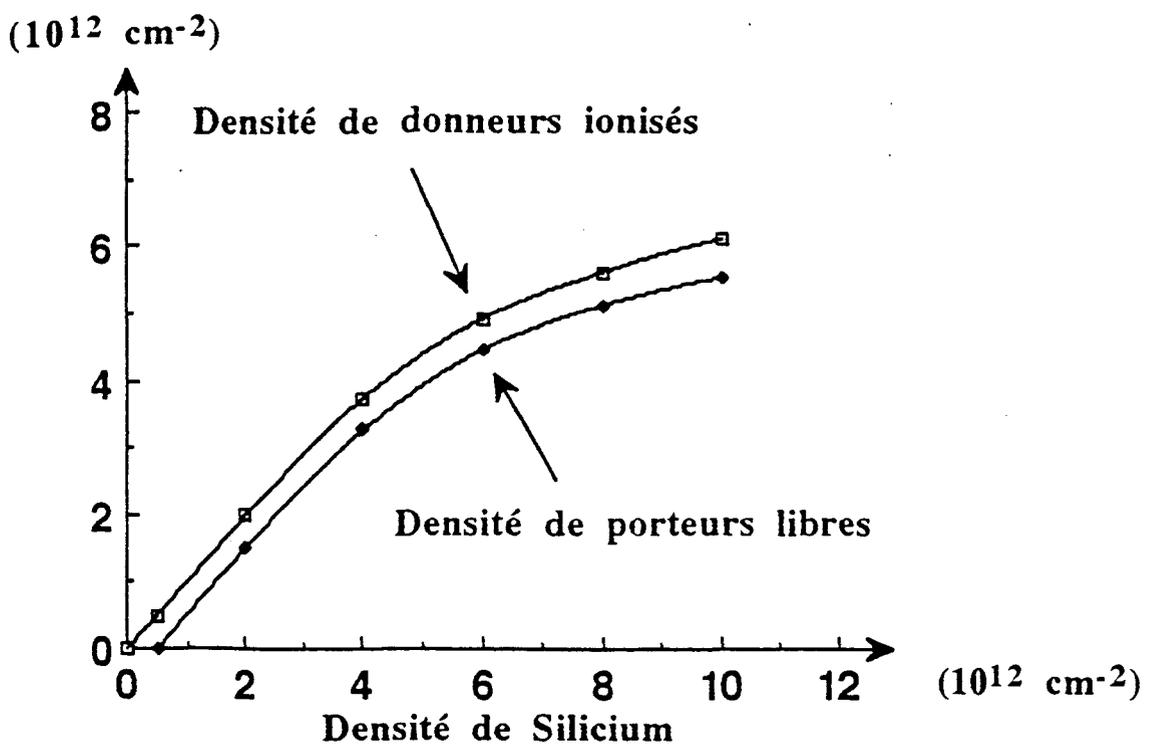


FIGURE II-42 : Effet du niveau piège sur la densité de donneurs ionisés dans le dopage planaire.

porteurs dans chaque sous-bande tout en prenant en compte la répartition électronique obtenue par la simulation précédente. Cette étude est présentée dans le paragraphe suivant.

b) Utilisation combinée de la théorie et de l'expérience

Pour diminuer le nombre de variables, nous n'avons considéré que les trois premiers niveaux d'énergie. Nous supposons que les porteurs libres situés sur les niveaux supérieurs à E2 ont une contribution négligeable sur la densité et sur la mobilité des porteurs dans le plan de dopage. Les mesures expérimentales n'ont pas révélé de variation significative de la mobilité en fonction du champ magnétique appliqué. En prenant $(\mu B) \ll 1$, les relations précédentes se simplifient et s'écrivent :

$$(33) \quad n_H = \frac{(\sum_i n_i \mu_i)^2}{\sum_i n_i \mu_i^2} \quad (\text{cm}^{-2}) \quad \mu_H = \frac{\sum_i n_i \mu_i^2}{\sum_i n_i \mu_i} \quad (\text{cm}^2/\text{V/s})$$

Nous avons supposé que le nombre de porteurs libres est réparti sur chaque niveau d'énergie de la manière suivante :

$$\begin{aligned} n_T &= N_d - n_{\text{déplété}} \\ N_0 &= 0,6n_T \\ N_1 &= 0,2n_T \\ N_2 &= 0,1n_T \end{aligned} \quad (\text{m}^{-2}) \quad (34)$$

Nous déterminons des valeurs de mobilités des électrons de chaque niveau d'énergie pour qu'une solution théorique corresponde à une mesure expérimentale. Nous sommes donc amené à fixer de façon arbitraire une valeur de mobilité pour le troisième niveau (μ_3) et à faire varier μ_1 et μ_2 . La figure II-43 montre les valeurs de la densité de Hall en fonction des mobilités μ_1 et μ_2 pour une valeur de μ_3 égale à 1500 cm²/v/s. La densité d'atomes de Silicium incorporés dans le plan de dopage est de $4 \cdot 10^{12}$ At/cm². Rappelons que l'égalité entre la densité de Hall et la densité

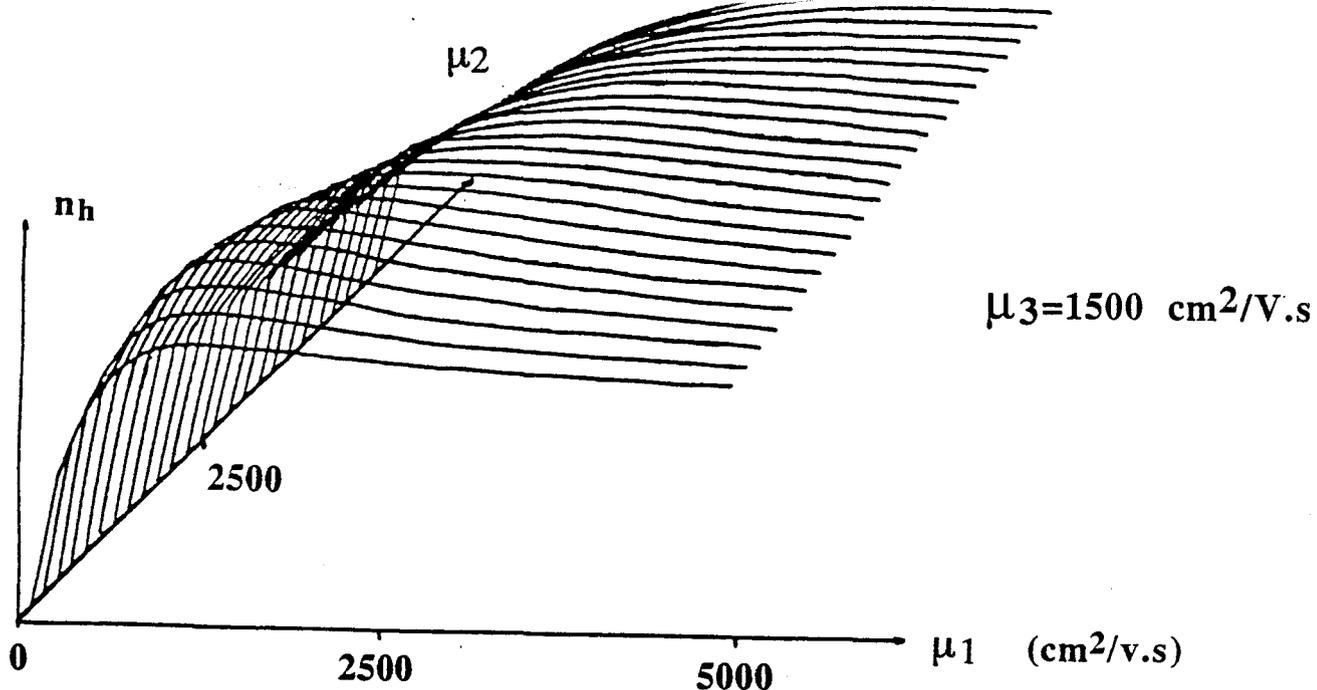


FIGURE II-43 : Densité de Hall simulée en fonction de la mobilité des porteurs libres localisés sur les deux premiers niveaux d'énergie.

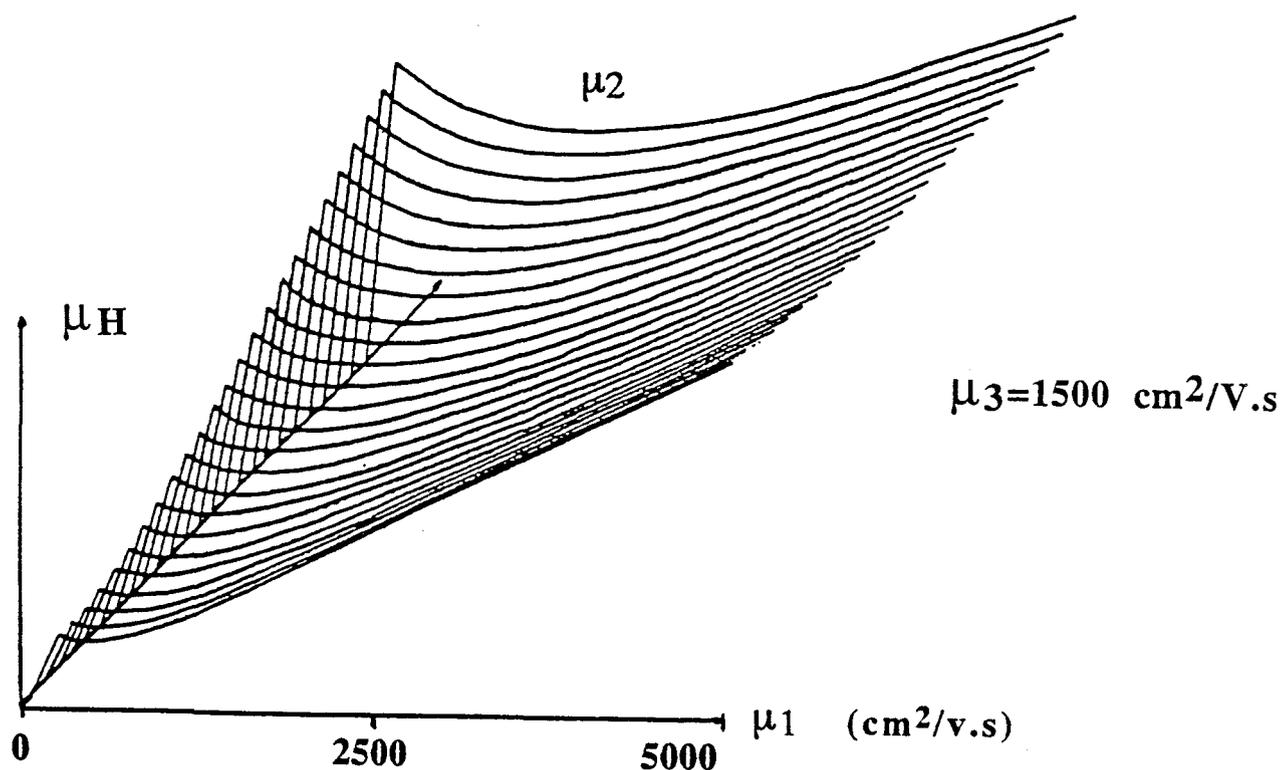


FIGURE II-44 : Mobilité de Hall simulée en fonction de la mobilité des porteurs libres localisés sur les deux premiers niveaux d'énergie.

Mobilité de la 1 ^{er} sous-bande (cm ² /v.s)	Mobilité de la 2 nd sous-bande (cm ² /v.s)
1600	2200
1400	2800
1200	3400
1000	4000
800	4600

TABEAU II-8

électronique est réalisée pour des mobilités de sous-bandes identiques. Si cette condition n'est pas respectée, la densité mesurée par effet Hall reste inférieure au nombre total d'électrons libres dans la structure comme nous l'avons remarqué expérimentalement.

La même approche a été utilisée pour le calcul de la mobilité de Hall dont nous présentons les courbes sur la figure II-44. Nous notons que la mobilité calculée passe par un minimum en fonction de μ_1 , effet non visible suivant μ_2 . A partir de ces résultats théoriques, nous pouvons déterminer les couples de valeur n_h et μ_h concordant avec les résultats expérimentaux. Ainsi pour une densité de $3,9 \cdot 10^{12} \text{ At/cm}^2$ dans le plan de Silicium, nous avons mesuré expérimentalement une densité de Hall de $2,5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ pour une mobilité de $2100 \text{ cm}^2/\text{v/s}$.

La simulation théorique donne plusieurs solutions des mobilités μ_1 et μ_2 que nous avons regroupées dans le tableau II-8. Compte tenu de la distribution des mobilités sur chacun des niveaux, nous avons choisi la solution suivante :

$$\begin{array}{ll} N_0 = 2,04 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2} & \mu_0 = 1200 \text{ cm}^2 / \text{Vs} \\ N_1 = 0,68 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2} & \mu_1 = 3400 \text{ cm}^2 / \text{Vs} \\ N_2 = 0,34 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2} & \mu_2 = 1500 \text{ cm}^2 / \text{Vs} \end{array}$$

Nous venons de montrer l'influence de la quantification du plan de dopage sur la densité et la mobilité déterminées par effet Hall. Nous abordons dans la suite, l'interprétation des résultats expérimentaux en tenant compte de cette quantification.

La mesure de la densité de Hall en fonction de la température a révélé une augmentation du nombre de porteurs libres à basse température. Cette variation est contraire à celle remarquée habituellement pour les dopages volumiques [24]. Nous attribuons ce phénomène à une modification de la répartition des porteurs libres sur chaque niveau d'énergie du plan de dopage. En effet, la diminution de la température entraîne une diminution de l'énergie thermique des électrons qui occupent

GaAs N^{++} 80nm
GaAlAs 40 à 50nm $N_d=1.10^{18} \text{At/cm}^2$
Espaceur GaAlAs NID 3 à 5nm
GaAs NID 300nm

S.I.

FIGURE II-45

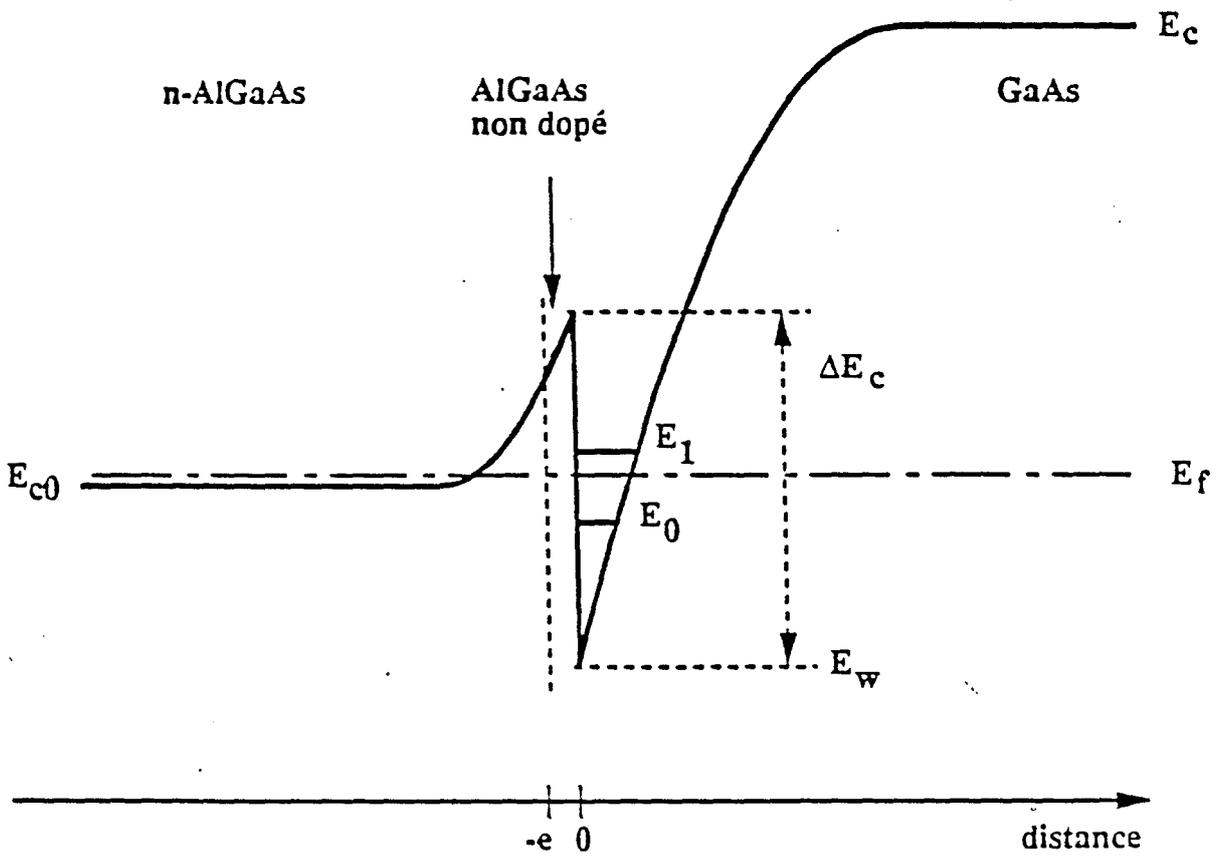


FIGURE II-46 : Bande de conduction d'une hétérostructure GaAlAs/GaAs.

les niveaux d'énergie les plus faibles. De ce fait, l'augmentation de la densité de Hall proviendrait de la contribution plus importante du premier niveau d'énergie E_0 . Cet effet est d'autant plus prépondérant que la mobilité des électrons augmente à 77 K [25]. Par contre, pour des valeurs de densité de Silicium élevées, le nombre de sous-bandes peuplées par les électrons libres est plus important entraînant une faible variation de la population et de la mobilité avec la température [26].

Au terme de cette approche théorique, la prise en compte d'une quantification du plan de dopage permet d'interpréter des résultats expérimentaux obtenus par effet Hall sur une structure GaAs à dopage planaire.

Pourtant, cette analyse théorique ne peut donner entière satisfaction pour interpréter les variations de la densité de Hall en fonction de la densité de Silicium incorporée dans le plan de dopage (figure II-32). En effet, si la concentration dans le dopage planaire augmente de $2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, la densité de Hall augmente dans les mêmes proportions. Ce sens de variation mesurable expérimentalement sera calculé par le modèle en combinant simultanément les mobilités de chaque sous-bande.

cette étude n'a pu être entreprise sans de plus amples informations sur la mobilité des porteurs libres localisés sur chaque niveau d'énergie du plan de dopage.

II-III-2-2 Cas du plan de dopage dans le GaAlAs

1) Introduction

Les transistors à effet de champ de type HEMT utilisés pour les applications microondes, sont réalisés à partir d'épitaxies dont la structure classique est représentée sur la figure II-45. On distingue sur une couche tampon de GaAs non intentionnellement dopée, une première couche d'épaisseur faible, de matériau GaAlAs non dopé, puis une couche de même matériau mais dopé Silicium. Après polarisation de la structure à partir d'un contact Schottky, on transfère une partie des porteurs libres du ternaire vers le binaire, formant ainsi un gaz bidimensionnel d'électrons à l'interface GaAs/GaAlAs. Les électrons sont ainsi séparés des impuretés ionisées, ce

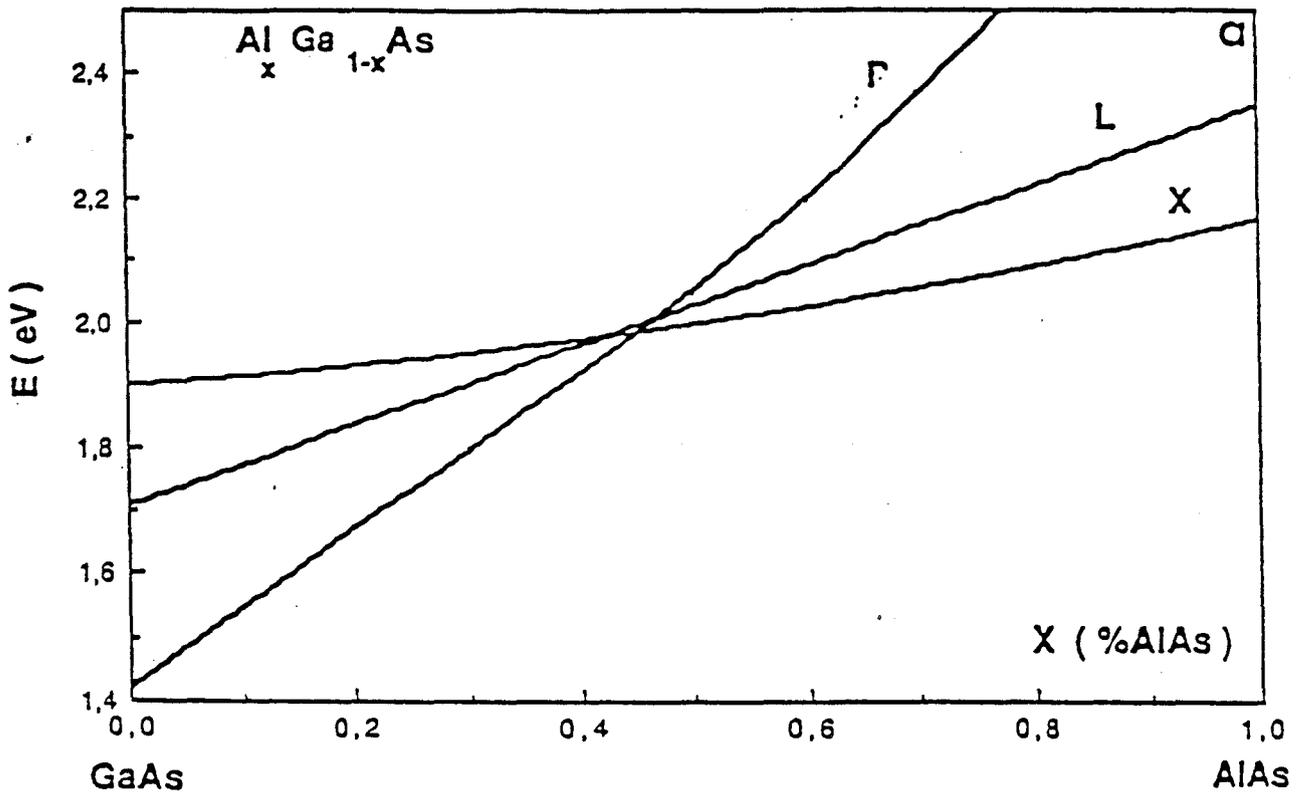


FIGURE II-47 : Evolution des minimums des vallées Γ L et X en fonction du taux d'Aluminium dans le ternaire GaAlAs, d'après [28].

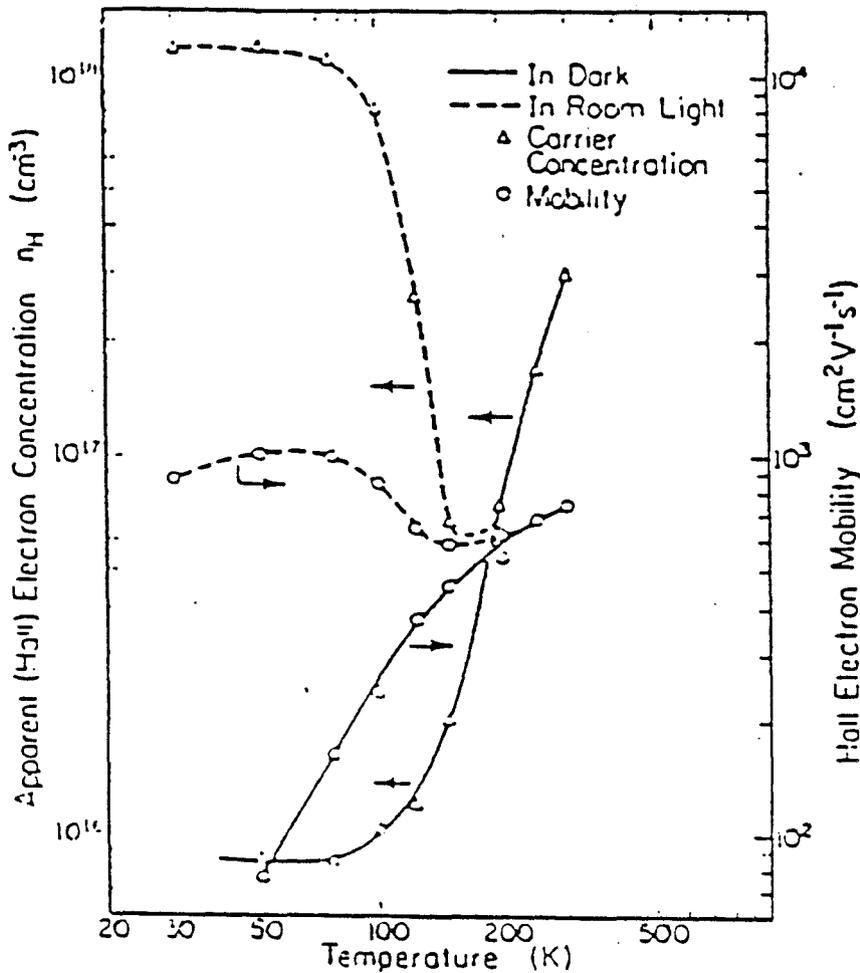


FIGURE II-48 : Evolution de la densité et de la mobilité de Hall en fonction de la température de la mesure et des conditions de luminosité dans une couche de GaAlAs dopée.

qui entraîne la diminution de leurs interactions mutuelles. La mobilité est alors beaucoup plus élevée dans le cas d'un gaz bidimensionnel que dans le cas d'un matériau dopé classiquement. La discontinuité, de la bande de conduction de l'hétérojonction GaAlAs/GaAs, est représentée sur la figure II-46. On remarque le puits de potentiel créé à partir de l'interface, dans le matériau GaAs.

L'évolution de la structure de bande représentée sur la figure II.47, montre un croisement des vallées Γ L et X pour une composition d'AlAs de l'ordre de 0,42 [28]. Le matériau GaAlAs passe d'un gap direct à un gap indirect.

Les structures pour composants HEMT ont une composition d'AlAs typiquement de l'ordre de 0,24. On constate néanmoins la présence d'un niveau de piège profond lié d'une part à la concentration d'AlAs et d'autre part, aux taux d'impuretés Silicium incorporées dans la couche [29][30]. Ce niveau profond appelé centre DX, a pour effet de piéger une partie des électrons libres, ce qui entraîne une diminution de la concentration de porteurs mesurée par effet Hall par rapport à la concentration de dopants introduits lors de l'épitaxie. Ce phénomène devient conséquent pour un taux d'alliage compris entre 0,25 et 0,40.

L'existence du centre DX dans la couche de GaAlAs à dopage élevé a des répercussions importantes sur les caractéristiques électriques du matériau. A titre d'exemple, la figure II-48 montre l'évolution de la concentration des porteurs libres et de la mobilité mesurée par effet Hall en fonction de la température et en fonction de l'éclairement de l'échantillon [31]. La couche épitaxiée contient 29 % d'AlAs et un dopage volumique de Silicium égal à $1,5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

Plusieurs constatations peuvent être tirées des résultats obtenus par N. Chan et Al [31]. Tout d'abord, la densité de porteurs libres mesurée à 300 K est inférieure au nombre d'impuretés dopantes incorporées dans les couches, tous les centres donneurs ne sont donc pas ionisés. Tout en gardant l'échantillon dans l'obscurité, la diminution de la température entraîne une chute du nombre d'électrons libres dans la structure. Au-delà

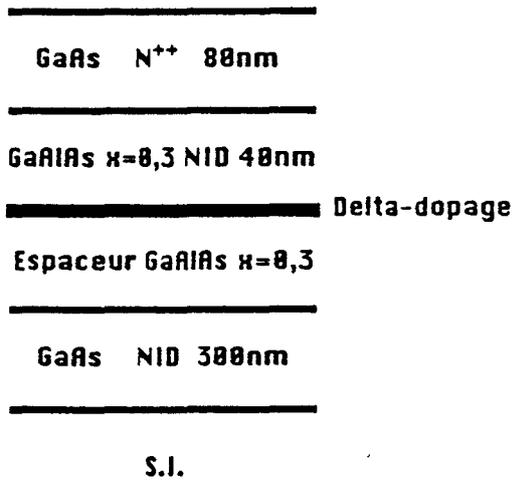


FIGURE II-49

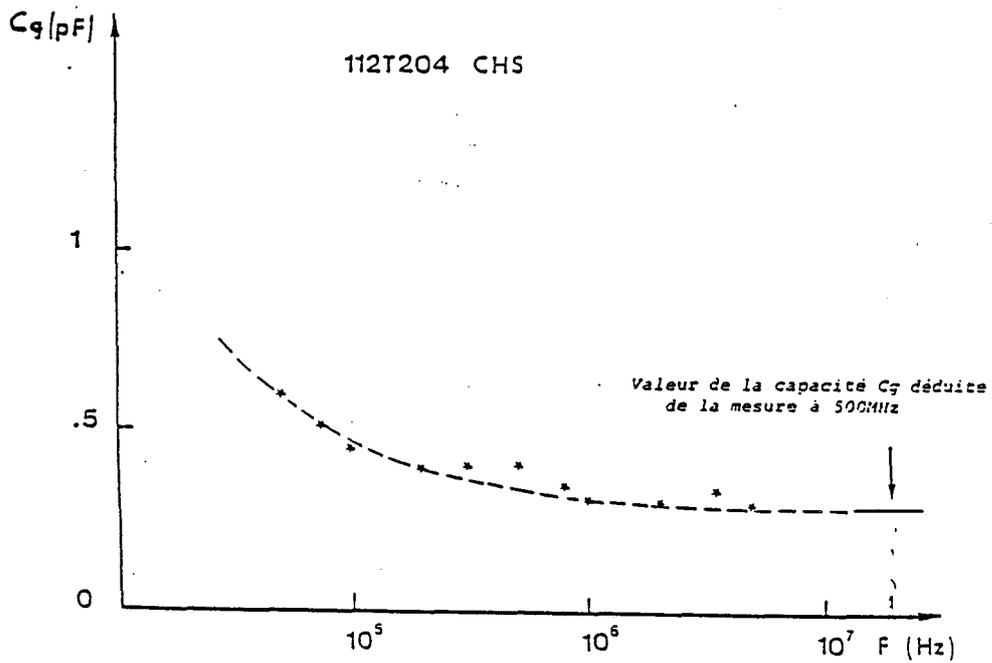


FIGURE II-50 : Effet du niveau piège sur les valeurs de la capacité à $V_{gs}=+0,4$ en fonction de la fréquence de travail.

d'une température proche de 100 K, n_h tend vers une valeur minimale égale à $8.10^{15} \text{ cm}^{-3}$.

Cet effet s'explique par l'augmentation du taux d'émission et de capture des électrons entre le niveau piégé et le niveau de conduction. Le temps mis par le système pour revenir à l'équilibre thermodynamique est alors extrêmement grand devant le temps de mesure, ainsi la densité de Hall mesurée reste constante.

Ce résultat montre la difficulté d'obtenir des mesures reproductibles si l'on étudie les caractéristiques électriques de l'échantillon aux températures cryogéniques.

Une excitation à partir d'une source lumineuse entraîne la transition des électrons piégés sur les centres DX, vers le niveau de conduction. Ces porteurs supplémentaires augmentent la densité de Hall mesurée qui tend vers le nombre d'atomes de Silicium incorporés dans la couche.

Toute cette étude démontre la complexité de la caractérisation électrique d'une couche de GaAlAs dopée en fonction de la température de l'échantillon. Nous abordons maintenant les résultats obtenus sur les structures HEMT à plan de dopage.

2) Mesure de la densité et de la mobilité des porteurs

Dans cette étude, la couche en matériau GaAlAs de la structure HEMT, contient un plan de dopage Si. La figure II-49 montre la composition des épitaxies réalisées.

Nous avons montré précédemment que le coefficient d'incorporation et le coefficient d'activation électrique des atomes de Silicium sont égaux à l'unité dans le cas d'un plan de dopage épitaxié dans une couche GaAs. Nous allons entreprendre la même étude pour le matériau GaAlAs à partir des mesures C(V) effectuées sur des transistors à effet de champ.

GaAs N⁺⁺ 80nm

GaAlAs x=0,3 NID 40nm

Delta-dopage

GaAlAs x=0,3 NID 3nm

GaAs NID 300nm

S.I.

FIGURE II-51

Cette première partie comprenant en outre les problèmes liés à l'influence des centres DX sur la densité de porteurs dans la structure. On tentera d'expliquer les résultats obtenus par effet Hall à bas champ sur plusieurs échantillons en fonction des paramètres introduits dans la structure épitaxiée. La dernière partie est consacrée à la détermination du nombre d'électrons transférés dans le gaz bidimensionnel à partir des mesures d'oscillations de Subnikov-de-Haas.

a) Mesure par C(V)

Le processus d'émission et de capture des électrons entre le niveau de conduction et les centres DX montre une forte dépendance avec la fréquence de travail, ceci quelque soit la température [32]. Le comportement de la capacité grille en fonction de la fréquence est représentée sur la figure II-50. La mesure est effectuée à une température ambiante pour une tension V_{gs} fixée à +0,4 V. Les effets du centre profond deviennent négligeable pour une fréquence supérieure à 10 MHz. Cette constatation nous interdit l'utilisation de la bille de mercure dont la fréquence de travail se situe à 1 MHz.

Nous avons donc réalisé des transistors afin de mesurer l'évolution de la capacité C_{gs} en fonction de la polarisation de grille sur le pont de mesure HP à différentes fréquences.

Nous vérifierons tout d'abord le bon choix de la fréquence de travail par rapport aux paramètres technologiques du composant, avant de voir les résultats de C(V) obtenus. Nous analyserons ensuite les résultats obtenus.

- Structure de la couche étudiée

L'épitaxie est réalisée dans le bâti Riber 32 P sur un substrat 2 pouces monté sur un support sans collage indium. La structure de l'épitaxie est représentée sur la figure II-51. La température du substrat pendant la croissance est égale à 600°C, le rapport de la pression équivalente au flux d'Arsenic sur la pression équivalente aux flux des éléments III est égal à 20. La vitesse de croissance du matériau GaAs est égale à 0,7 $\mu\text{m/h}$. La

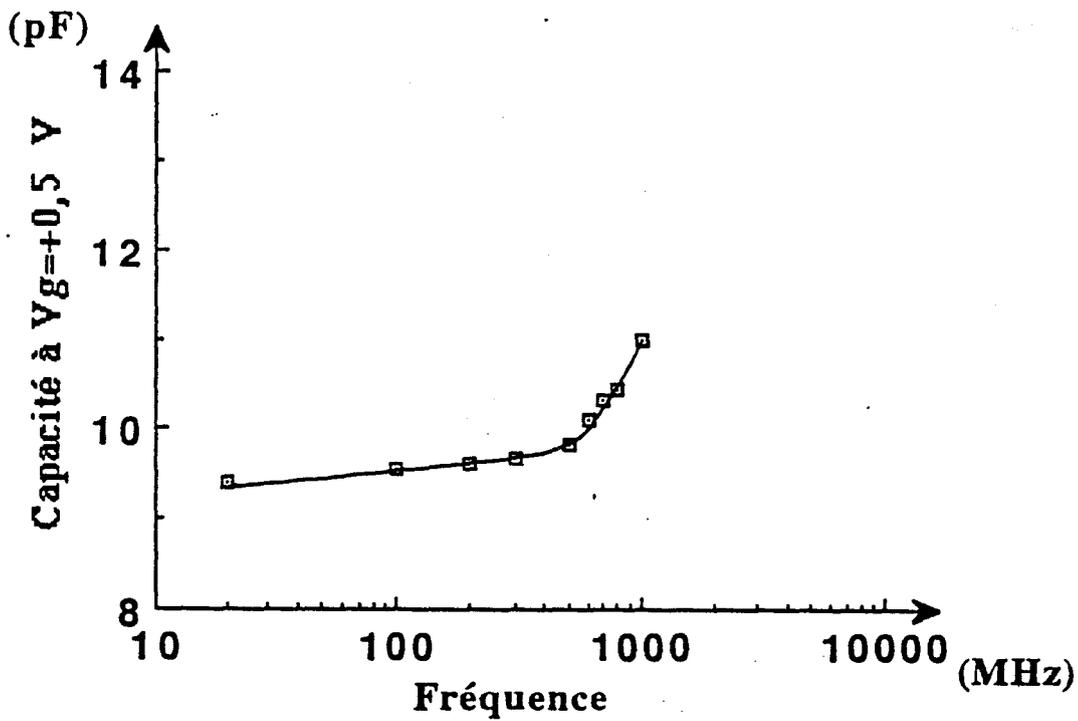


FIGURE II-52 : Variation de la capacité grille en fonction de la fréquence de mesure. Structure HEMT à dopage planaire à grille longue.

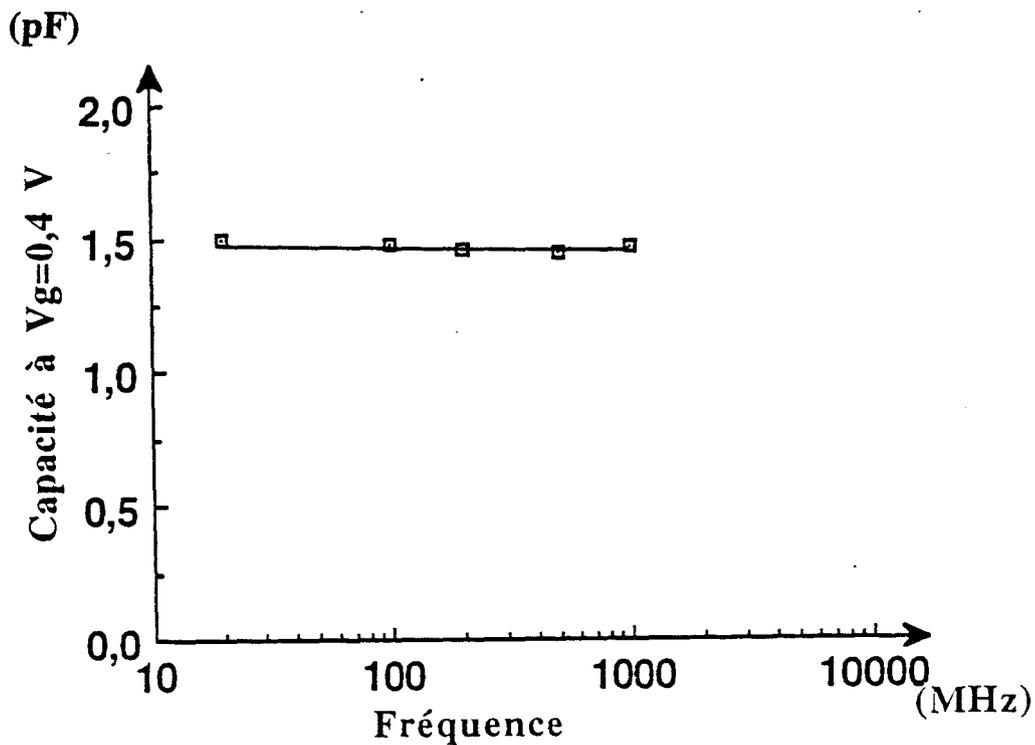


FIGURE II-53 : Variation de la capacité grille en fonction de la fréquence de mesure. Structure HEMT à dopage planaire à grille courte.

composition d'AlAs est égale à 0,3. Le plan de dopage est formé à partir d'un flux de Silicium de $1,3 \cdot 10^{11}$ At/cm²/s, pendant un temps de 20 secondes. Nous avons ajouté une couche de GaAs dopée n⁺ pour réduire les résistances d'accès de drain et de source du transistor. Le dopage planaire est placé à une distance de 3 nm de l'hétérojonction.

Nous avons réalisé des transistors à effet de champ suivant une topologie de transistors bigrilles déjà utilisée au laboratoire par C. Byl [33]. La géométrie utilisée pour les composants nous a permis d'obtenir une grande surface de grille dont les dimensions sont de 3,5 µm de longueur sur 880 µm de largeur. Cette géométrie imposante n'est pas sans incidence sur la mesure de capacité, ce point est abordé dans le paragraphe suivant.

- Etude en fonction de la fréquence

Les caractéristiques géométriques inhabituelles du transistor défini précédemment ont l'avantage de procurer une valeur de la capacité grille importante de l'ordre de 10 pF permettant une large exploitation des mesures de C(V).

Dans la perspective d'étudier le nombre de porteurs dans la structure en appliquant la relation suivante sur l'évolution du C(V) :

$$N_d = \frac{1}{qS} \int C(V) dV \quad (\text{cm}^{-2})$$

Nous devons au préalable vérifier la validité de la mesure en fonction de la fréquence. Le transistor est polarisé à $V_{gs} = + 0,4$ V pour accumuler les électrons près des centres DX localisés dans le plan de dopage. Les résultats obtenus sont reportés sur la figure II-52 en fonction de la fréquence.

La capacité grille varie à partir d'une fréquence proche de 500 MHz, cette variation ne se situe pas dans la gamme attendue. La prise en compte des selfs de connection placés en série avec la capacité grille entraîne un schéma LC dont la fréquence de résonance est proche de 3 GHz pour notre composant. L'augmentation de la capacité ne provient donc pas de

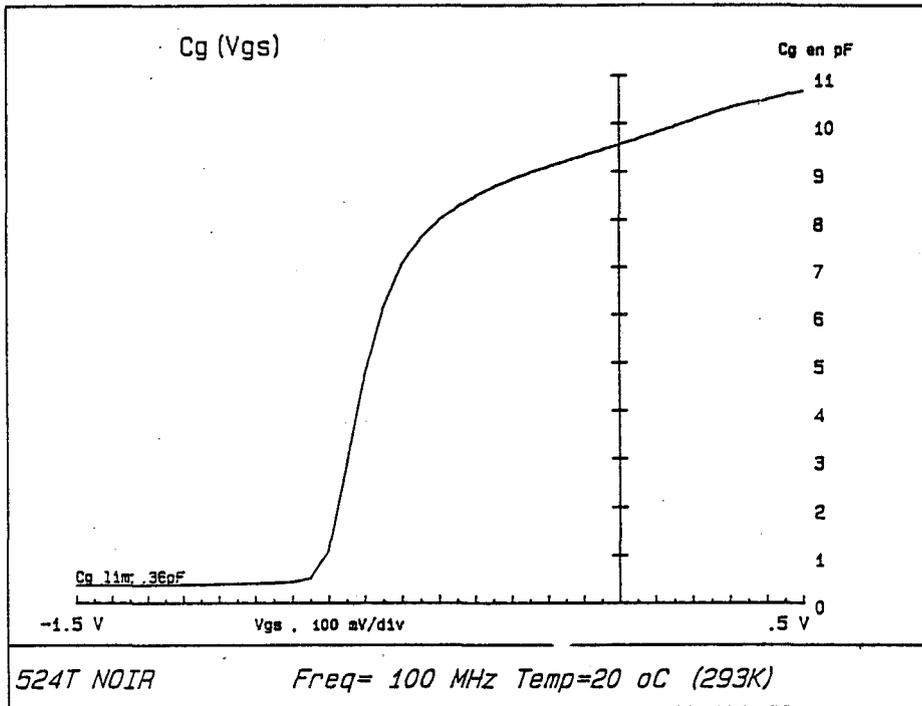


FIGURE II-54

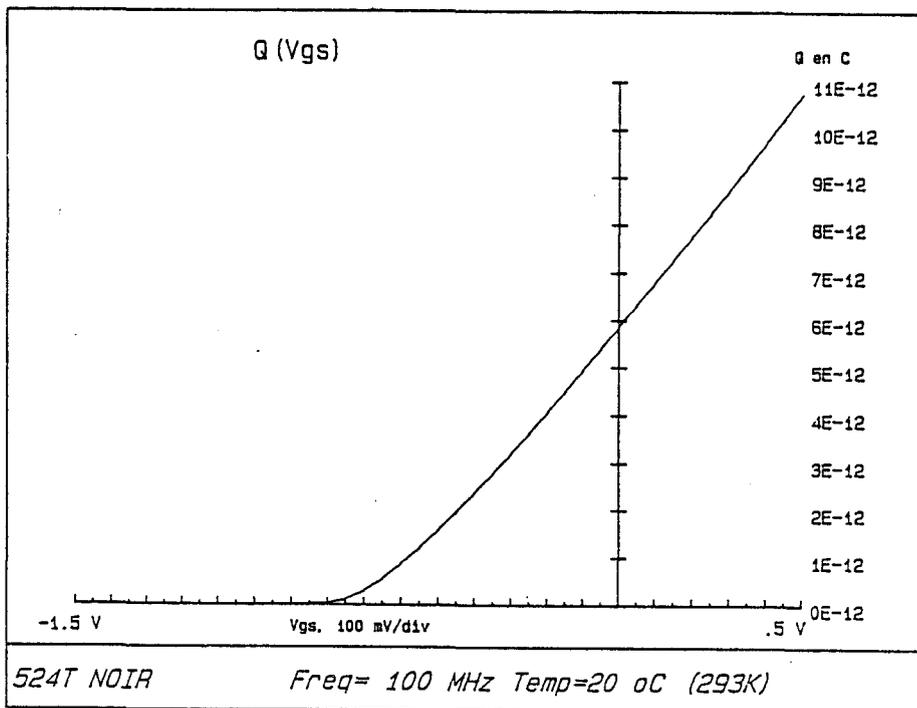


FIGURE II-55

Variation de la capacité grille et de la quantité de charge en fonction de la tension de commande. Structure HEMT à dopage planaire à grille longue.

l'influence du niveau profond situé dans la couche de GaAlAs, mais de l'incidence des selfs de connection sur la mesure capacitive. Dans le but de confirmer cette interprétation, nous avons effectué la même analyse à partir d'un transistor à effet de champ réalisé sur la même couche épitaxiée mais dont la surface de grille est cent fois plus faible. Les résultats obtenus sur ce composant sont représentés sur la figure II-53. L'augmentation de la capacité grille aux fréquences élevés n'est alors plus visible puisque la fréquence de résonance est décalée à 13 GHz.

Au terme de cette étude, nous allons aborder les résultats C(V) obtenus sur le transistor à grille longue pour une fréquence de travail fixée à 100 MHz.

- Résultats du C(V)

Nous nous proposons de comparer la densité de porteurs déterminée par l'intégration de la courbe C(V) avec le nombre d'atomes de Silicium incorporés dans le plan de dopage. La figure II-54 montre les mesures de capacité à température ambiante en fonction de la tension appliquée sur le contact Schottky.

La faible variation de cette capacité grille pour des tensions inférieures à la tension de pincement est caractéristique de la commande d'une structure à dopage plan. La variation de la charge sous le grille est représentée sur la figure II-55, nous en déduisons la densité de porteurs maximale dans la structure. La comparaison avec le nombre d'atomes de Silicium effectivement déposés dans le plan, montre que quasiment toutes les impuretés sont électriquement actives à 300 K. Le tableau ci-dessous résume ces résultats :

Flux de Silicium (At/cm ² s)	Temps d'ouverture (sec)	Densité de Silicium (10 ¹² cm ⁻²)	Densité de donneurs (10 ¹² cm ⁻²)
1,3.10 ¹¹	20	2,6	2,3
	GaAs	580	1,2.10 ¹¹
	GaAlAs	580	1,2.10 ¹¹
Plan 6	GaAs	580	1,2.10 ¹¹
Plan 7	GaAlAs	580	1,6.10 ¹¹

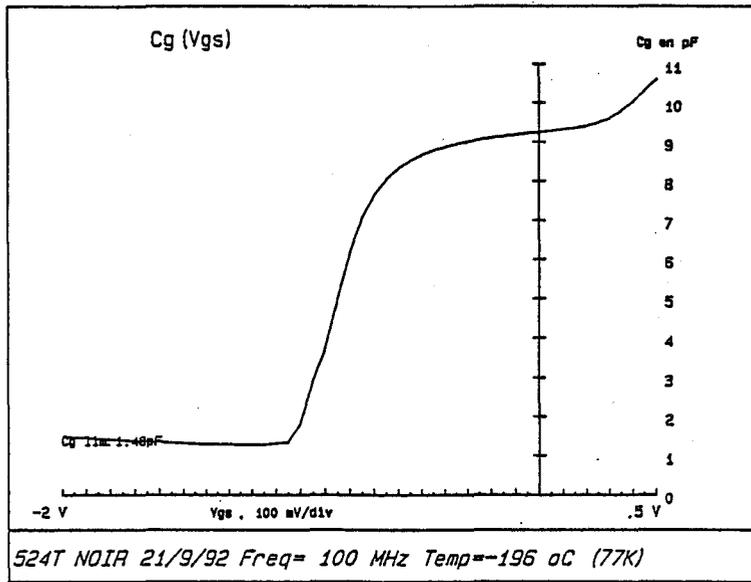


FIGURE II-56 : Evolution de la capacité grille en fonction de la tension de commande. Mesure effectuée à une température de 77 K après une mise en froid rapide.

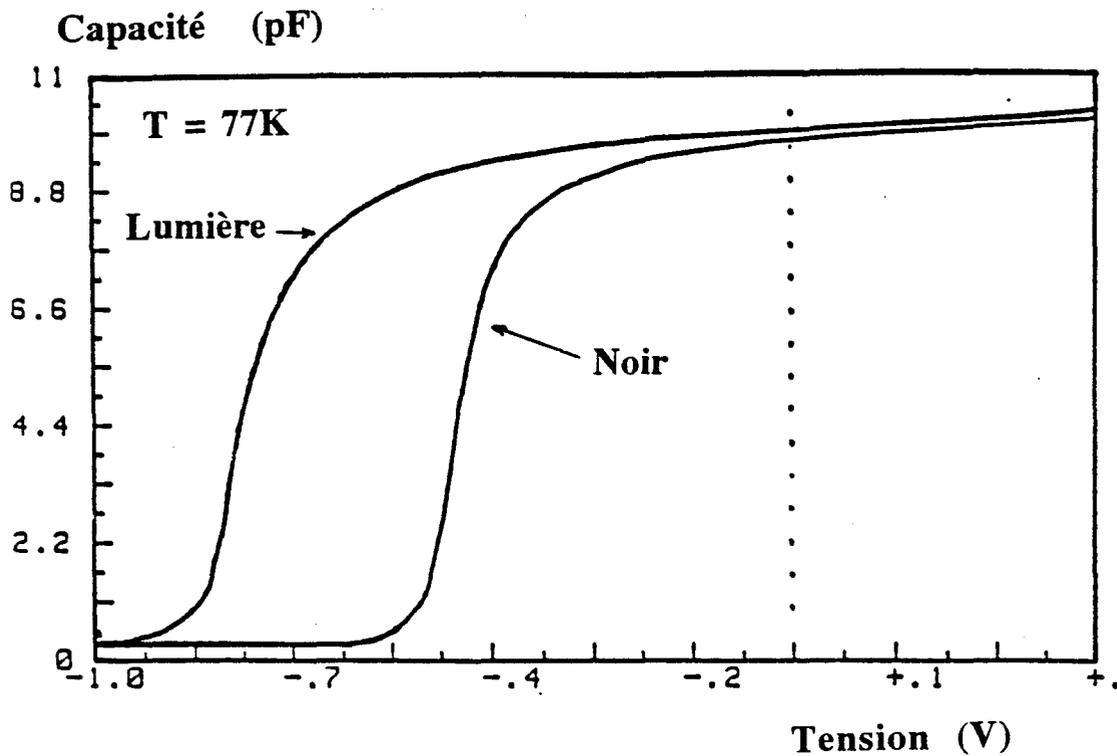


FIGURE II-57 : Influence de la lumière ambiante sur l'évolution de la capacité grille.

Rappelons que dans le cas d'un dopage volumique N. Chand [31] n'a pas constaté une ionisation totale des donneurs à 300 K à travers les mesures en effet Hall.

Nous avons mesuré l'évolution de la capacité $C_g(V_{gs})$ à basse température, afin de mettre en évidence l'existence de centre DX dans nos structures HEMT à plan de dopage.

Nous présentons sur la figure II-56 les résultats obtenus à 77 K dans l'obscurité. La descente à la température de mesure de 77 K est effectuée en quelques secondes. On observe que le pincement de la structure est plus franc à 77 K qu'à température ambiante et que la variation de la capacité pour une tension inférieure à V_p reste inférieure à 1 pF à 77 K alors qu'elle est de plus de 3 pF à la température ambiante. La valeur plus faible de la tension de pincement à 77 K témoigne de la disparition d'un certain nombre de charge vraisemblablement piégés sur les centres DX. L'intégration de la courbe $C(V)$ donne une densité de porteurs libres égale à $1,9 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$.

Pour mieux mettre en évidence les pièges dans la structure, l'échantillon a été éclairé après avoir subi une mise en froid très lente dans l'obscurité. Cette étude a été effectuée en parallèle avec une analyse par DLTS que nous aborderons dans la partie II-III-3 de ce chapitre. Pour la caractérisation du niveau profond, la fréquence de travail a été fixée à 1 MHz.

Les résultats présentés sur la figure II-57 font apparaître clairement le décalage de la tension de pincement causé par la disparition de charge sous la grille. Les densités de porteurs libres mesurés dans l'obscurité et sous éclairage sont respectivement égales à $1,7 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ et à $2,5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$. Nous en déduisons un taux de centre DX défini par l'expression suivante :

$$\Delta n = \frac{n_{lum}^{77K} - n_{noir}^{77K}}{n_{lum}^{77K}} \quad (35)$$

égal à 32%.

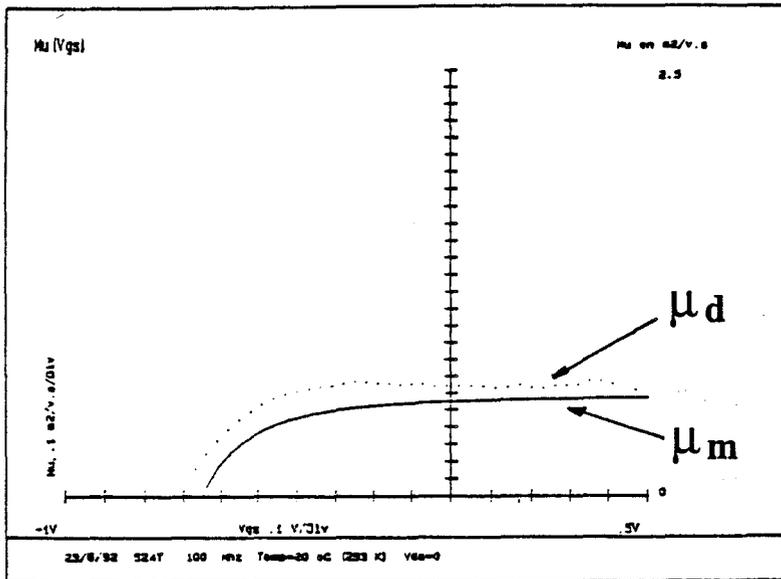


FIGURE II-58

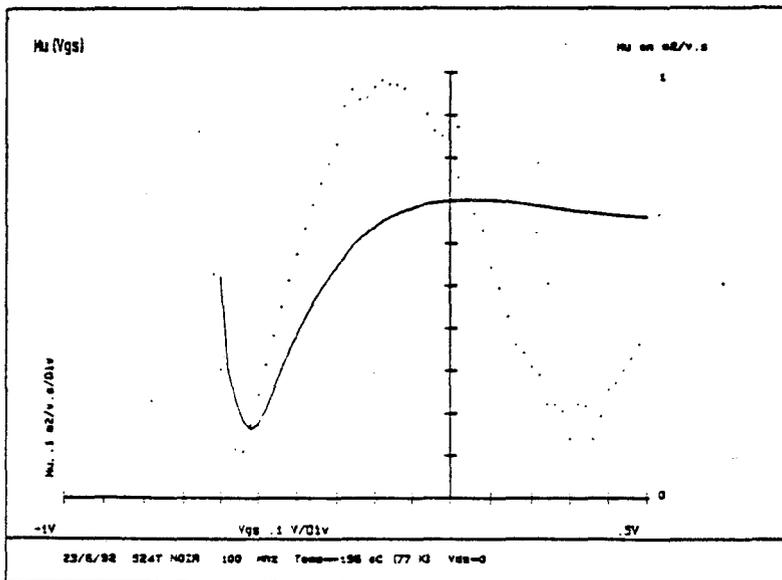


FIGURE II-59-a

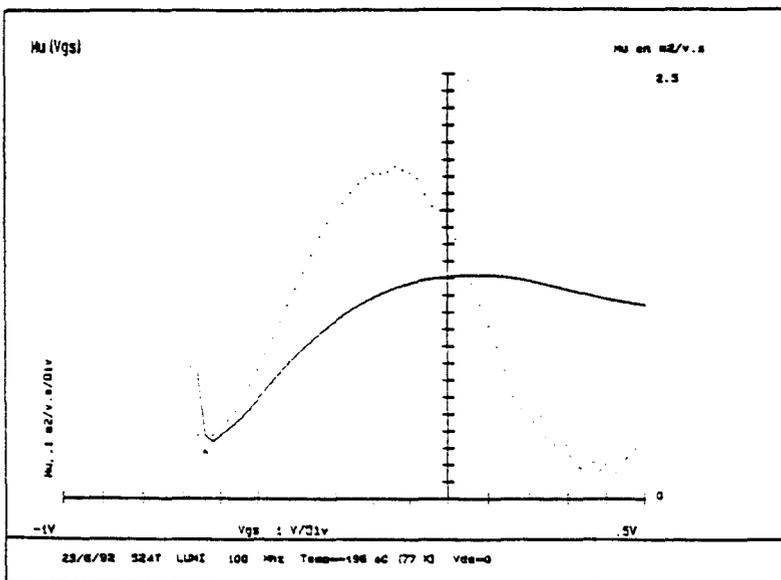


FIGURE II-59-b

Mobilité moyenne et différentielle obtenues par magnétorésistance sur une structure HEMT à dopage planaire.

FIGURE II-58: Mesure à température ambiante.

FIGURE II-59-a: Mesure à 77 K dans le noir.

FIGURE II-59-b: Mesure à 77 K sous lumière.

Au terme de cette étude sur la densité de porteurs déterminée à partir des résultats C(V), nous pouvons énoncer certaines conclusions.

Tout d'abord, les atomes de Silicium formant le plan de dopage dans le matériau GaAlAs s'incorporent tous en site III donneurs.

De plus, les conditions de mise en froid de l'échantillon ont une forte incidence sur le nombre d'électrons piégés sur le niveau profond lié aux centres DX. Cet effet a été également relevé dans de nombreux travaux [31][34].

- Mesure de la Mobilité par magnéto-résistance

Nous avons mesuré la mobilité des porteurs sur ces structures. Pour permettre les mesures de capacité, les échantillons de type Transistor ont été encapsulés. Nous avons donc pu mesurer la mobilité par magnéto-résistance. Les relevés des caractéristiques de mobilité moyenne (μ_m) et de mobilité différentielle (μ_d) ont été effectués sur le transistor à effet de champ à grille longue.

Nous rappelons que les résultats obtenus par cette technique d'analyse sont influencés par la valeur des résistances d'accès de source et de drain. La présence dans nos structures, d'une couche NID entre le plan de dopage et la couche de contact tend à augmenter ces résistances d'accès.

Nous présentons sur la figure II-58 les profils de mobilité moyenne (μ_m) et de mobilité différentiel (μ_d) à la température ambiante en fonction de la tension appliquée sur le contact Schottky. Nous relevons une mobilité moyenne des porteurs dans le canal égale à $5500 \text{ cm}^2/\text{V/s}$ et une mobilité différentielle proche de $6500 \text{ cm}^2/\text{V/s}$.

On notera que l'évolution de μ_d ne présente pas de maximum comme il est communément observé dans les structures à gaz d'électrons à dopage volumique.

La même analyse a été effectuée à 77 K après une mise en froid rapide. L'influence des centres DX sur la mesure est étudiée en éclairant l'échantillon. Les figures II-59-a et b montrent les résultats obtenus. Nous

constatons l'apparition du maximum de la mobilité différentielle pour une tension de commande proche de -0,15 V. La mobilité moyenne varie de 7000 cm²/V/s dans l'obscurité à 13000 cm²/V/s lors de l'éclairement, ce sens d'évolution sera confirmé par les mesures d'effet Hall à bas champ.

b) Mesures par effet Hall à bas champ

Pour éviter la réalisation du processus technologique sur les échantillons, nous avons essentiellement caractérisé la mobilité des porteurs par effet Hall sur des trèfles de Van der Pauw. Dans une structure telle que les HEMT, la mesure de Hall donne une valeur moyenne entre deux couches de conduction surfacique différentes.

La première couche est définie par une densité n₁ et une mobilité μ₁ provenant du plan de dopage Silicium, la seconde couche est liée au gaz bidimensionnel d'électrons identifiés par une densité n_{2d} et une mobilité μ_{2d}. Les expressions reliant ces grandeurs ont déjà été développées pour étudier la quantification du dopage planaire dans une couche de GaAs. Toutefois, en appliquant ces relations à une structure HEMT, nous obtenons :

$$\mu_H = \frac{n_i \mu_i + n_{2d} \mu_{2d}}{n_H} \quad (\text{cm}^2/\text{V/s}) \quad (36)$$

$$n_H = \frac{(n_i \mu_i + \frac{n_{2d} \mu_{2d}}{1 + \mu_{2d}^2 B^2})^2}{n_i \mu_i^2 + \frac{n_{2d} \mu_{2d}^2}{1 + \mu_{2d}^2 B^2}} + B^2 (n_i \mu_i^2 + \frac{n_{2d} \mu_{2d}^2}{1 + \mu_{2d}^2 B^2})^2 \quad (\text{cm}^{-2}) \quad (37)$$

Dans ces expressions, seule une mobilité élevée des électrons dans le gaz bidimensionnel ne permet pas la simplification du terme en (μB)² devant l'unité. La valeur du champ magnétique appliquée perpendiculairement au trèfle de Van der Pauw interviendra donc de façon non négligeable sur la densité et la mobilité mesurées.

Une étude en fonction de ce paramètre est présentée après avoir donné les résultats de mobilité en fonction de la température et de l'éclairement de l'échantillon.

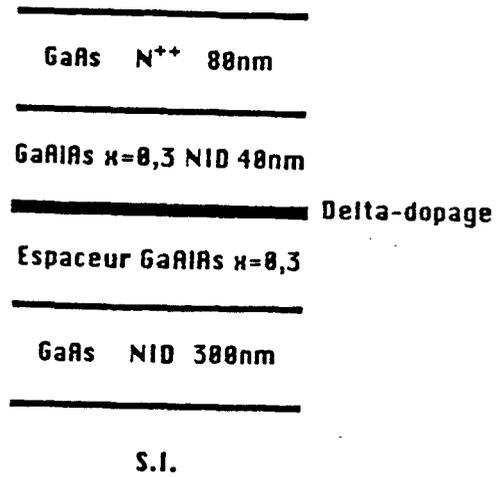


FIGURE II-60

	T=300 K			T=77 k		
	noir	lum		noir	lum	
Densité(10^{12}cm^{-2})	1,57	2,02	22%	0,708	1,19	40%
Mobilité($\text{cm}^2/\text{v.s}$)	4117	4138	0,5%	23500	26600	11,6%

TABLEAU II-9

Nous avons épitaxié des structures à hétérojonction en faisant varier la distance entre le plan de dopage et l'interface GaAlAs/GaAs. Nous présentons maintenant les résultats obtenus sur ces échantillons.

- Etude en fonction de la température et de la lumière

Nous rappelons sur la figure II-60 la structure utilisée pour effectuer les mesures de mobilité. Nous nous sommes placés dans un champ magnétique constant et égal à 0,5 T. Le tableau II-9 résume les résultats obtenus pour deux températures de mesure et en fonction des conditions de luminosité perçue par l'échantillon. La descente à 77 K de l'échantillon n'est pas instantanée mais prend plusieurs dizaines de secondes.

La mobilité élevée, acquise à basse température, témoigne de la bonne qualité cristallographique de la couche épitaxiée et de l'existence du gaz 2D à l'interface. Il est à noter que la mobilité de Hall mesurée sur une structure HEMT pseudomorphique à dopage volumique est du même ordre de grandeur [35]. Les valeurs en pourcentage, notées dans les colonnes 3 et 6 sont définies par les expressions :

$$\Delta n = \frac{n_{lum} - n_{noir}}{n_{lum}} \quad \Delta \mu = \frac{\mu_{lum} - \mu_{noir}}{\mu_{lum}} \quad (38)$$

Δn et $\Delta \mu$ représentent la variation de la densité de porteur et de la mobilité lorsque l'échantillon est ou non éclairé.

Nous constatons, à la température ambiante, une forte variation de la densité de Hall entre la mesure effectuée dans le noir et celle obtenue à la lumière. Cette variation ne peut être liée au centre DX, inactif à cette température.

Nous pensons que la lumière agit sur la densité de population des différentes sous-bandes dues à la quantification du plan de dopage. Une nouvelle distribution des électrons libres apparaît ainsi que leur mobilité respective, contribuant à changer la densité moyenne de Hall.

Par contre, aucune variation sensible n'apparaît sur la mobilité moyenne des porteurs libres.

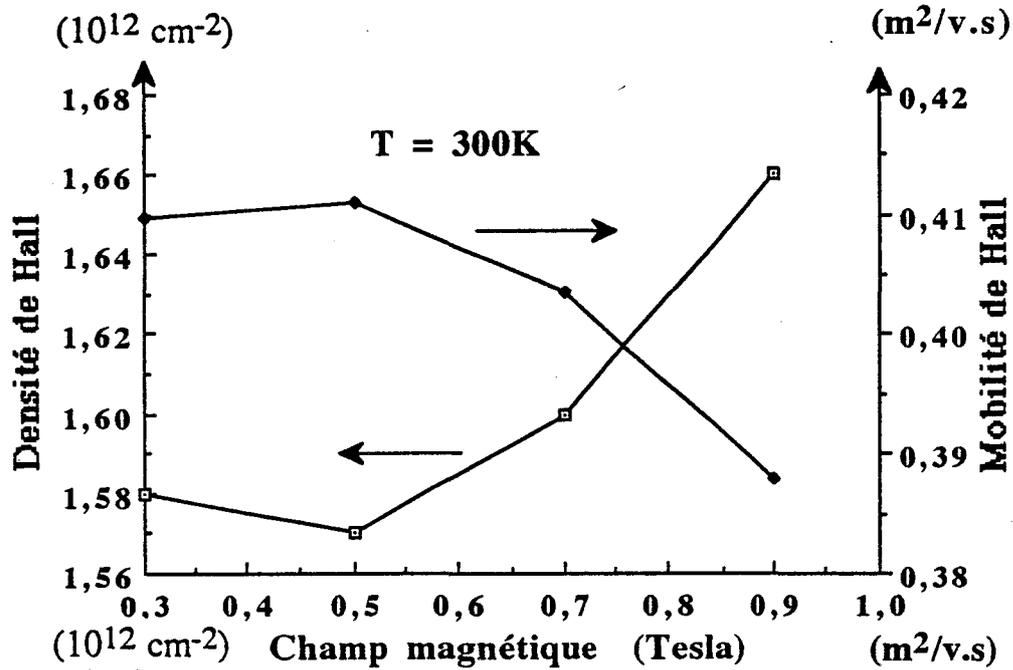


FIGURE II-61-a

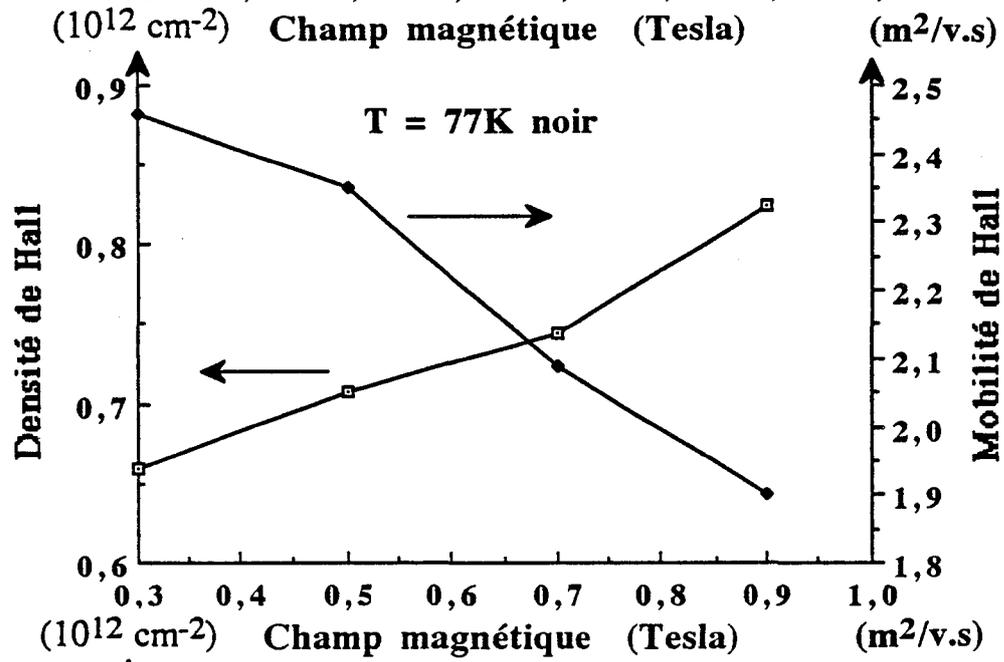


FIGURE II-61-b

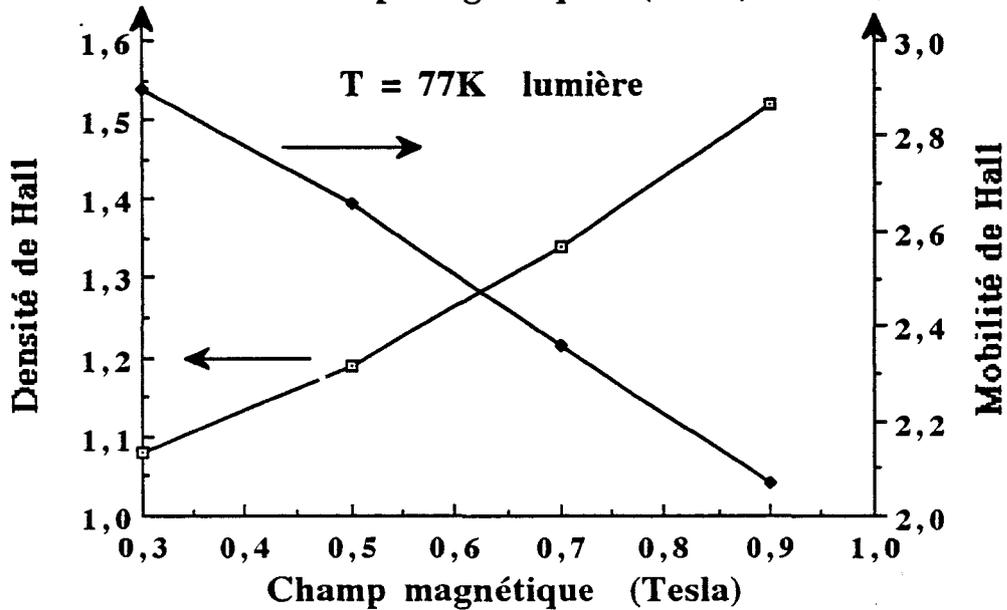


Figure II-61-c

Influence du terme en $(\mu B)^2$ sur la densité et la mobilité de Hall en fonction du champ magnétique.

ns1: 5.050000212806861E+016 μ 1: 6.499999761581421E-002
ns2: 3999999947964416 μ 2: .7900000214576721
910701 I 300k noir

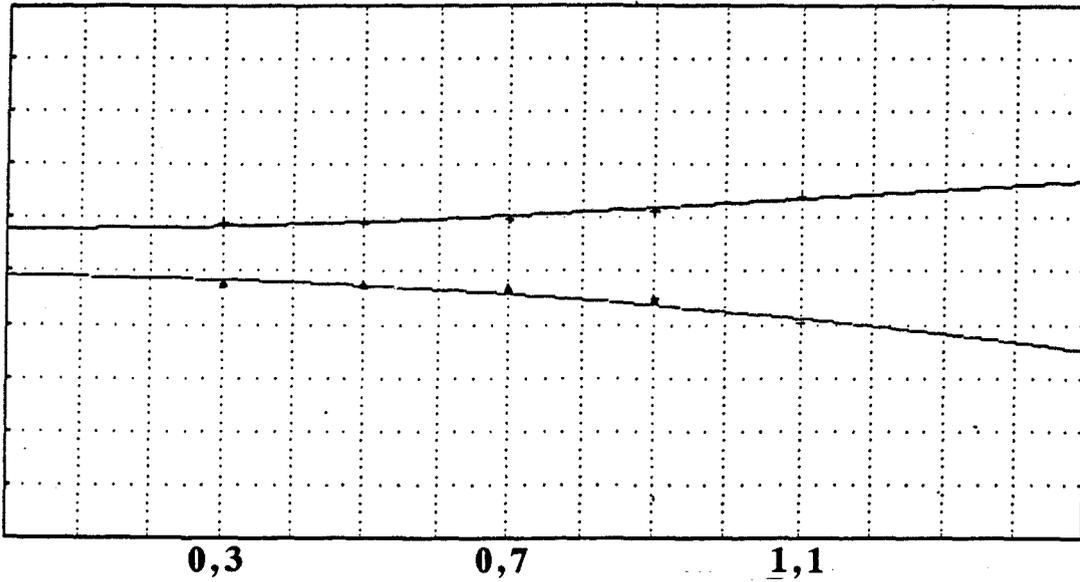


FIGURE II-62-a

ns1: 3.299999896672666E+016 μ 1: 9.999999403953552E-002
ns2: 3999999947964416 μ 2: 3.199999809265137
910701 I 77k noir

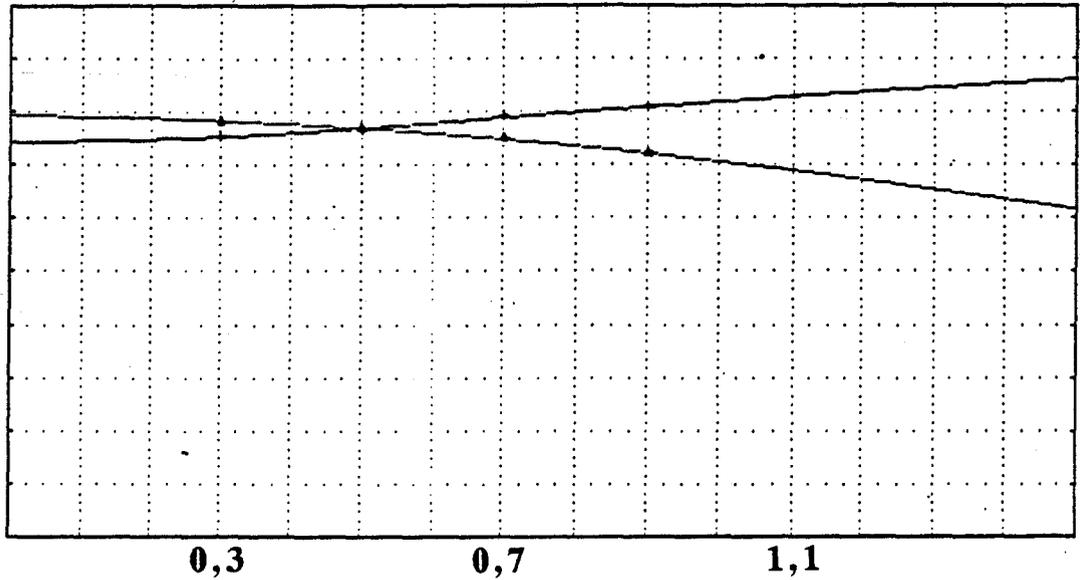


FIGURE II-62-b

ns1: 4.999999921533747E+016 μ 1: .1299999952316284
ns2: 6499999747670016 μ 2: 3.799999952316284
910701 I 77k lum

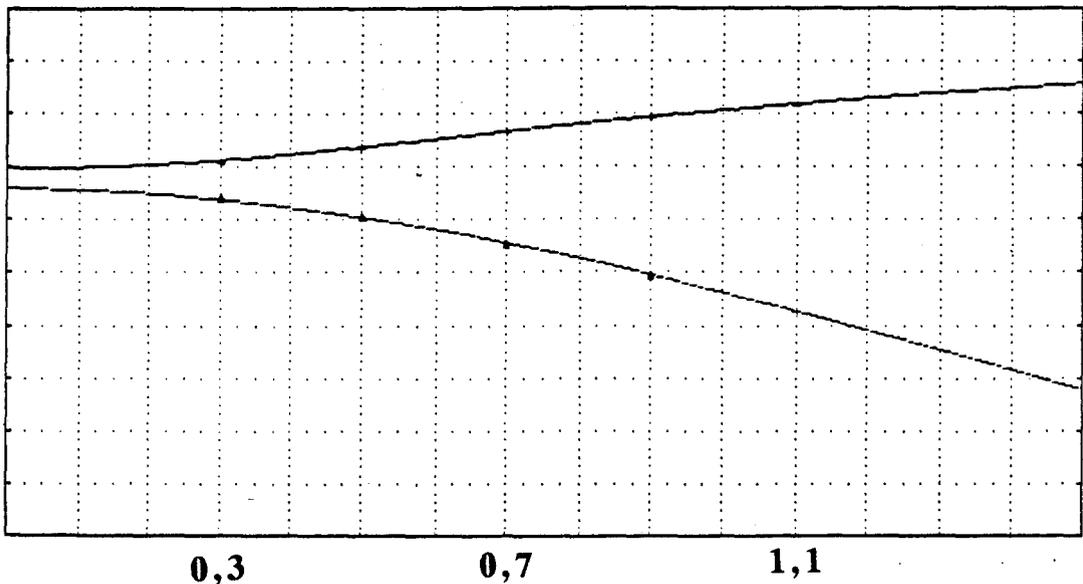


FIGURE II-62-c

Courbes simulées de la densité et de la mobilité de Hall en fonction du champ magnétique.

	n_1 (10^{12} cm $^{-2}$)	μ_1 (cm 2 /v.s)	n_{2d} (10^{12} cm $^{-2}$)	μ_{2d} (cm 2 /v.s)
T = 300K	5,05	650	0,39	7900
T = 77K noir	3,29	1000	0,39	32000
T = 77K lum	5	1300	0,65	38000

TABLEAU II-10

	0,3 Tesla	0,5 Tesla	0,7 Tesla	0,9 Tesla
T=300 K noir	965	966	968	970
T=300 lum	748	747	751	749
T=77 K noir	381	375	401	398
T=77 k lum	200	196	197	198

TABLEAU II-11

GaAs NID 10nm
GaAlAs $x=0,3$ NID 30nm
GaAlAs $x=0,3$ NID Espaceur
GaAs NID 300nm

Delta-dopage

S.I.

FIGURE II-63

A basse température, le nombre d'électrons libres est lié à l'influence des centres DX, ce qui se traduit par une variation plus importante de la densité et de la mobilité.

L'étude suivante porte sur les modifications des mesures de mobilité et de densité de Hall induites par les variations du champ magnétique.

- Variation de la densité de Hall en fonction du champ magnétique

Nous présentons sur la figure II-61-b la densité et la mobilité obtenues à basse température et dans l'obscurité en fonction du champ magnétique appliqué.

Pour un écart du champ de 0,6 Tesla, nous mesurons une variation de 26 % sur la densité de Hall et 22 % sur la mobilité. Le terme $(\mu B)^2$ dans les expressions (36) et (37) est d'autant plus influant si la mobilité du gaz bidimensionnel est élevé.

En effet, dès que l'on dépiège des électrons en éclairant l'échantillon ce qui à priori entraîne une mobilité μ_{2d} plus importante, les écarts passent respectivement à 34 % et à 32 % comme le montre la figure II-61-c. Par contre, les relevés expérimentaux effectués à température ambiante ne laissent apparaître qu'une variation très faible et de l'ordre de 5 % pour un écart du champ magnétique toujours de 0,6 T (figure II-61-a). Il est normal qu'à cette température le terme en $(\mu B)^2$ reste faible devant l'unité.

Si la structure épitaxiée a un comportement proche de deux couches de conduction différentes, nous pouvons introduire des valeurs n_1 , μ_1 , n_{2d} , μ_{2d} dans les relations (36) et (37) pour calculer la solution la plus proche des valeurs mesurées en fonction du champ magnétique. Nous choisissons les résultats obtenus à basse température pour leur variation importante.

Les courbes simulées voisines des points expérimentaux sont représentées sur la figure II-62a, b et c. Ces fonctions sont tracées à partir des paramètres de densité et de mobilité définissant chaque sous-couche que nous résumons dans le tableau II-10.

Ces solutions sont loin de la réalité puisque le nombre total de porteurs calculés est égal à $5,65 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ à la lumière contre $2,5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ atomes de Silicium incorporés dans la couche. Cet écart doit provenir d'une part du fait que nous n'avons considéré qu'un seul niveau peuplé dans le dopage planaire et d'autre part, par des hypothèses que nous avons faites sur l'isolement électrique des deux couches de conduction.

Les relations (35) et (36) ne paraissent donc pas utilisables sans données expérimentales ou théoriques supplémentaires pour analyser les mesures par effet Hall sur une structure HEMT à plan de dopage.

La résistance carrée d'une couche épitaxiée est définie à partir de la densité et de la mobilité de Hall par l'expression suivante :

$$R = \frac{1}{qn_H\mu_H} \quad (\Omega) \quad (39)$$

Cette résistance est indépendante du champ magnétique appliquée perpendiculaire au trèfle de Van der Pauw comme le montre le tableau II-11. Cette caractéristique va nous permettre d'étudier les résultats d'effet Hall sur des échantillons de même structure mais avec des épaisseurs séparant le gaz bidimensionnel et le plan de dopage différentes. Nous définissons alors le produit $n_H\mu_H$ par la relation suivante :

$$n_H\mu_H = \sum_i n_i\mu_i + n_{2d}\mu_{2d} \quad (40)$$

ou n_i et μ_i est la contribution de chaque sous-bande du plan de dopage, n_{2d} et μ_{2d} représentent le gaz d'électrons à l'interface GaAlAs/GaAs. Ce produit $n_H\mu_H$ est proportionnel à l'inverse de la résistance carrée.

- Effet de l'espaceur sur les mesures d'effet Hall

Nous avons épitaxié quatre échantillons dans les conditions standards de croissance déjà énoncées précédemment. Leur structure est indiquée sur la figure II-63. Le pourcentage d'AlAs a été fixé à 30 % et le

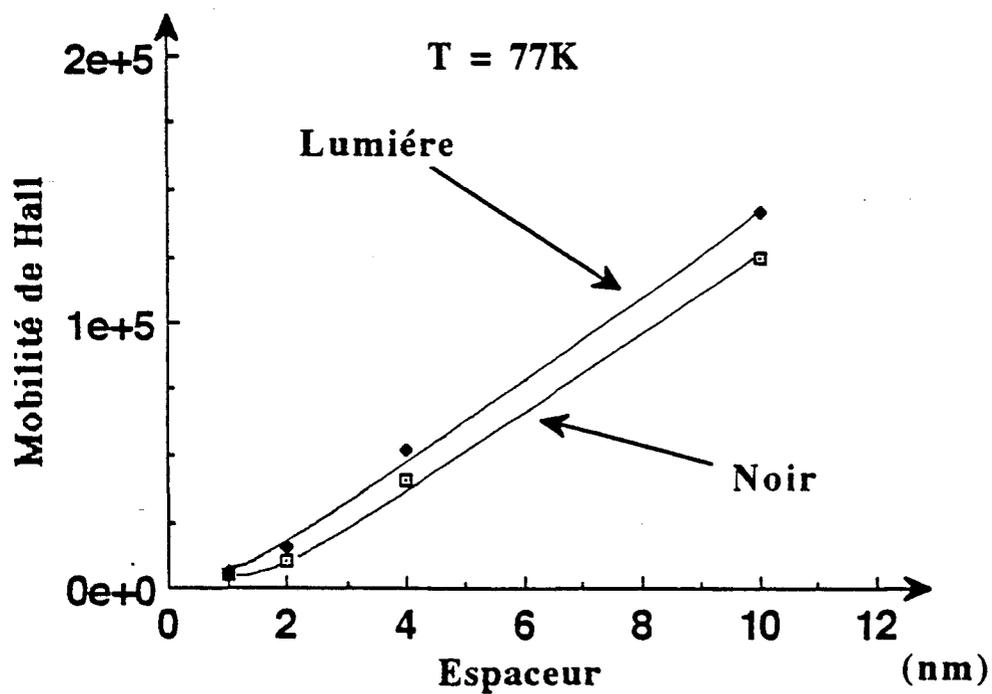
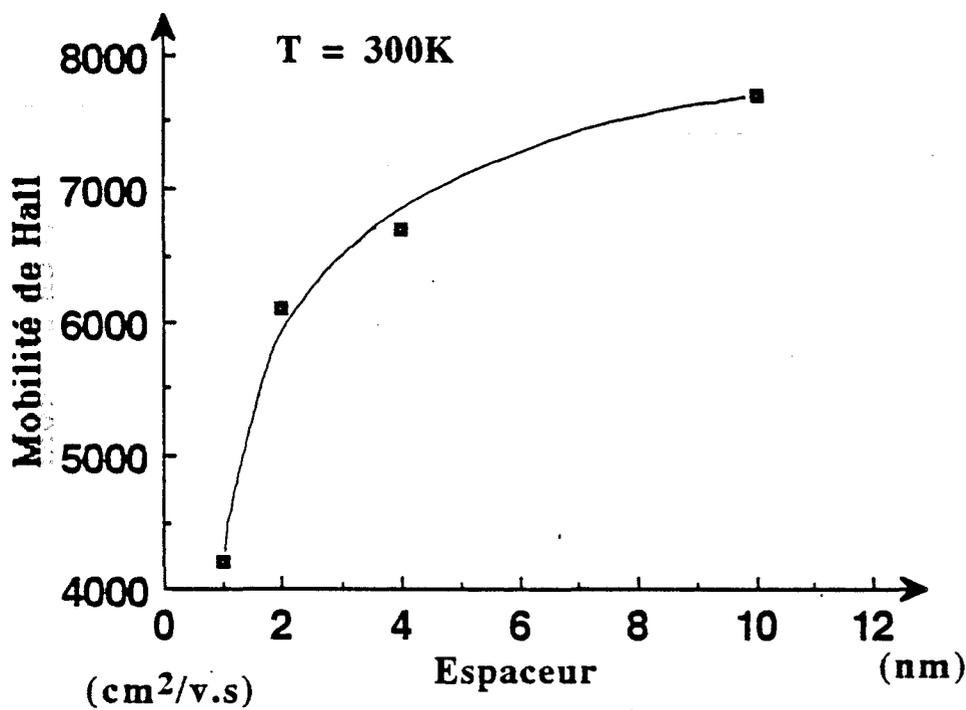
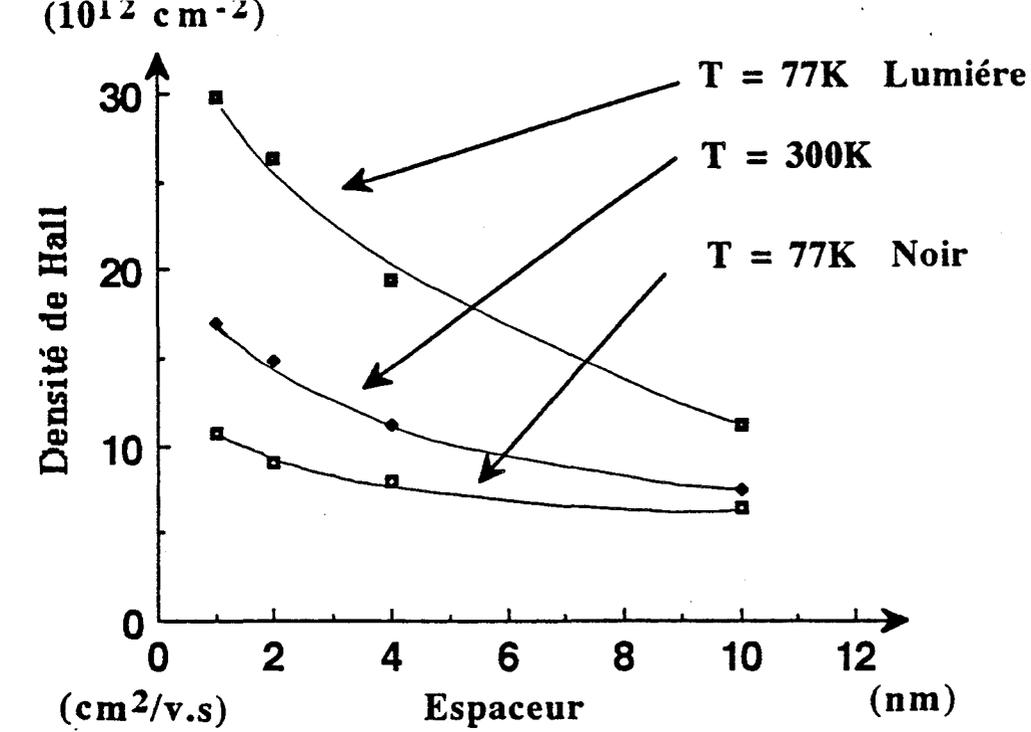


FIGURE II-64 : Densité et mobilité de Hall mesurées sur des structures HEMT en fonction de l'espaceur et suivant des conditions de température et de luminosité différentes.

plan de dopage est formé à partir d'un flux de Silicium de $2,56 \cdot 10^{12}$ At/cm²/s et pendant 20 secondes.

Les épaisseurs séparant l'interface GaAlAs/GaAs et le dopage planaire sont égales à 1, 2, 4 et 10 nm. Chaque couche est analysée par effet Hall à 300 K et à 77 K pour deux luminosités ambiantes distinctes. Le trèfle de Van der Pauw atteint la température de 77K de façon lente et l'excitation lumineuse est maintenue pendant toute la durée de la manipulation.

Les résultats obtenus sont présentés sur la figure II-64 où l'on a tracé la densité de Hall et la mobilité de Hall en fonction de l'espaceur.

Nous remarquons une décroissance du nombre de porteurs mesurés en fonction de l'épaisseur de l'espaceur, cette diminution est liée à un transfert plus faible des électrons du ternaire GaAlAs vers le binaire GaAs quand l'espaceur augmente. De la même façon, l'interaction entre les porteurs libres et les donneurs ionisés faiblit quand la distance les séparant augmente. Cet effet est visible sur les mesures effectuées à basse température où l'on observe un accroissement de la mobilité de Hall en fonction de l'espaceur [36].

Par contre, le résultat obtenu à température ambiante sur l'échantillon comprenant un espaceur de 1 nm indique une très forte chute de la mobilité due à l'interaction trop élevée du gaz bidimensionnel avec les impuretés ionisées localisées dans le plan de dopage. Il apparaît donc préférable d'utiliser un espaceur d'au moins 2 nm.

La faible mobilité des électrons dans un matériau GaAlAs très dopé limite l'influence du terme $n_i \mu_i$ dans l'expression (c). Par conséquent, les variations du produit $n \mu h$ sont liées aux variations $n^2 d$ et $\mu^2 d$ caractérisant le gaz d'électrons et ceci d'autant plus que l'on effectue l'analyse à basse température.

Nous avons tracé sur la figure II-65 le produit $n \mu h$ en fonction de l'espaceur pour une température de 77 K dans les conditions d'éclairement ou non de l'échantillon.

Le produit $q n \mu h$ qui représente l'inverse de la résistance carrée augmente avec la distance d séparant le plan de dopage et l'hétérojonction.

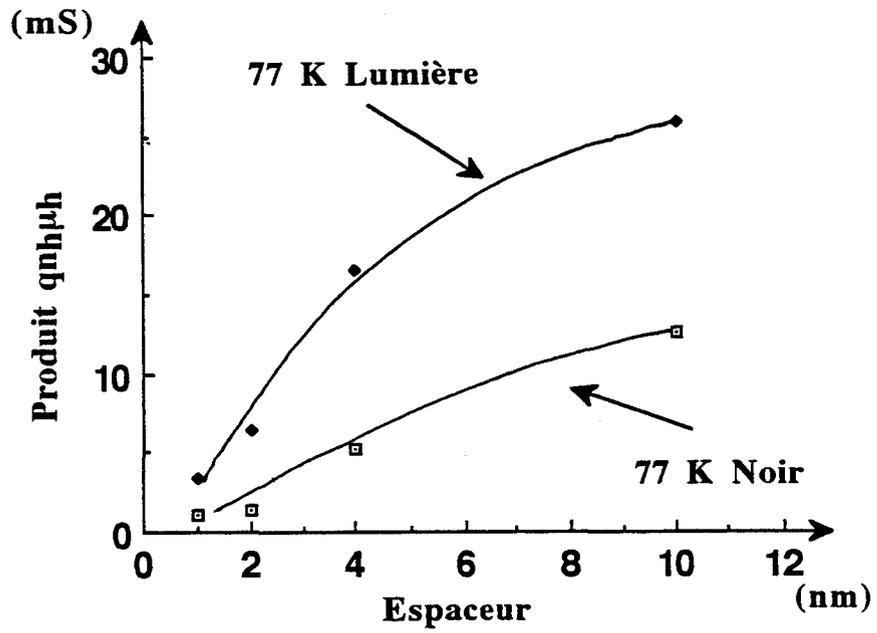


FIGURE II-65 : Variation du produit $qnh\mu_h$ en fonction de l'espaceur.

Condition de mise en froid	Descente lente à 77 K dans l'obscurité	Descente rapide à 77 K après éclairnement	Descente rapide à 77 K sous éclairnement
Densité de Hall (10^{12}cm^{-2})	0,8	1,24	1,95
Mobilité de Hall ($\text{cm}^2/\text{V.s}$)	40000	51000	53000

TABLEAU II-12

Bien que la densité et la mobilité du gaz bidimensionnel varient en sens inverse en fonction de la distance d , c'est la mobilité du gaz qui l'emporte.

Mais il faut noter un début de saturation pour les valeurs supérieures à 10 nm dans des conditions de manipulation en obscurité. Cette saturation de la courbe disparaît lors du dépiégeage des électrons (en éclairant l'échantillon), effet entraînant un nouveau transfert de porteurs libres vers l'interface de l'hétérojonction et de par là même une augmentation de la densité n_2d .

Nous allons aborder dans la partie suivante le problème lié à la densité de Silicium incorporée dans le plan de dopage en gardant l'espaceur constant.

- Effet de la densité du plan de dopage sur les mesures d'effet Hall

L'étude précédente a permis de déterminer pour une densité d'atomes de Silicium donnée une épaisseur minimale séparant le plan Si et l'hétérojonction GaAlAs/GaAs.

Nous allons regarder les variations de la densité et de la mobilité mesurées par effet Hall en fonction du taux d'impuretés incorporées dans le plan de dopage. La dimension de l'espaceur est fixée à 4 nm et le pourcentage d'Aluminium dans le ternaire est de 30 %.

Les conditions de mise en froid des échantillons sont différentes de celles énoncées dans la partie précédente. Après avoir éclairé le trèfle de Van der Pauw, nous l'avons refroidi à la température de l'Azote liquide où la mesure a été effectuée dans l'obscurité. Les caractéristiques électriques de l'échantillon se trouvent dans un état intermédiaire entre la mise en froid lente dans le noir et le maintien de la source lumineuse pendant la mesure.

Nous donnons dans le tableau II-12 les valeurs expérimentales relevées à 77 K pour le même échantillon suivant les trois méthodes de mise en froid. On constate une augmentation de la densité n_h suivant le taux d'électrons transférés du centre DX vers le niveau de conduction.

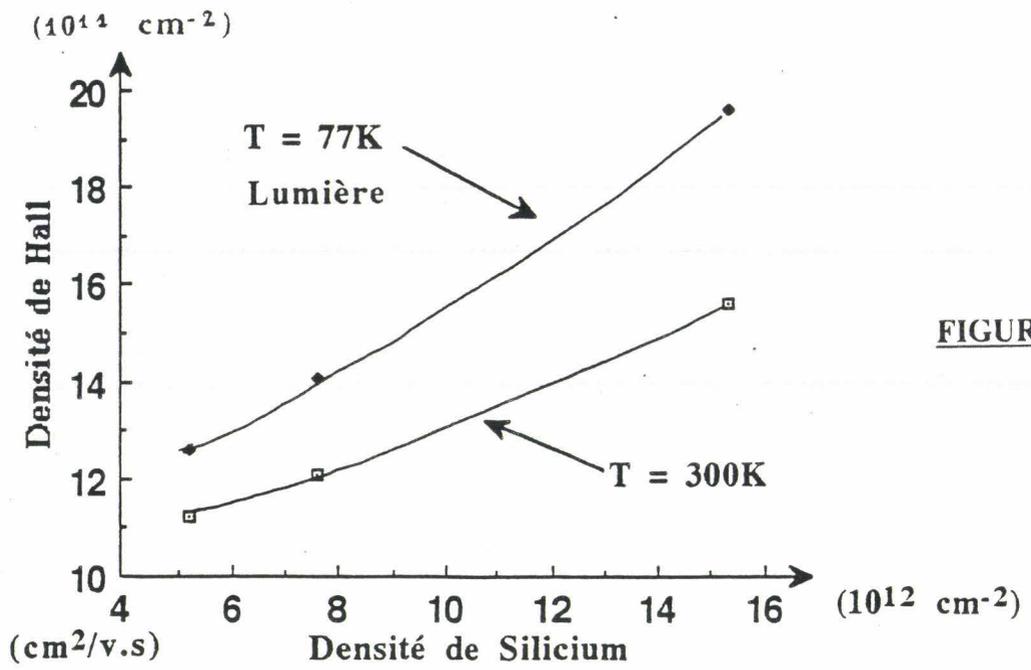


FIGURE II-66-a

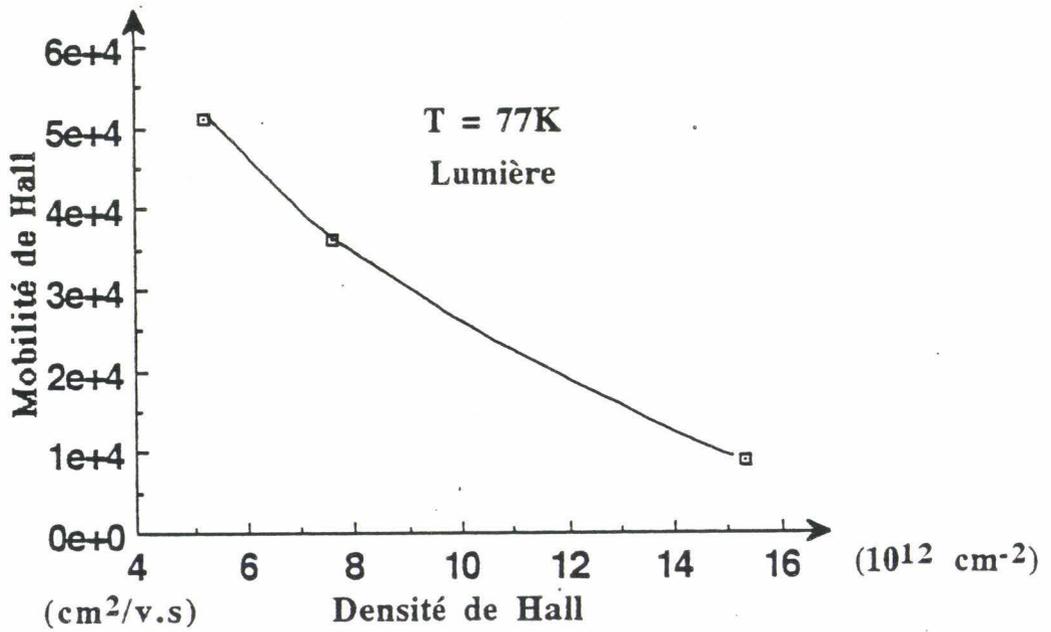
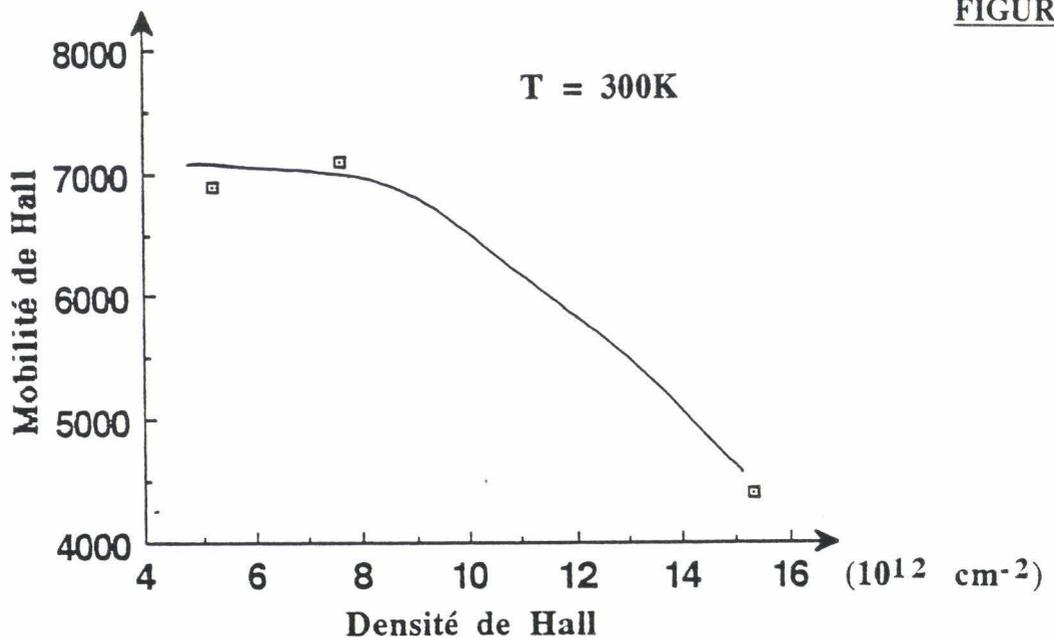


FIGURE II-66-b



Densité et mobilité de Hall en fonction de la densité d'atomes de Silicium incorporés dans le plan de dopage.

Ces évolutions avaient été remarquées sur les résultats obtenus à partir de l'analyse de la capacité grille en fonction de la tension de commande.

Considérons maintenant l'incidence de la densité d'impuretés Silicium incorporées dans le plan de dopage sur les résultats obtenus par effet Hall (figure II-66-a et b).

La variation de la densité de Hall est proportionnelle à l'augmentation du taux de dopage dans le plan. Le manque de données théoriques sur les structures HEMT à plan de dopage ne permet pas d'élucider de manière simple cette évolution particulière.

B. Etienne et V. Thierry-Meg ont constaté une réduction importante du taux de centre DX sur une couche de GaAlAs épaisse comprenant un plan de dopage de densité très élevée [37]. La variation du paramètre de maille due à l'incorporation de $2.10^{13} \text{ cm}^{-2}$ atomes de Silicium, contrebalance la distorsion locale due aux centres DX. La figure II-67 montre la proportion de centres DX en fonction de la concentration de porteurs libres obtenue à 77 K sous lumière pour différentes densités du plan.

Nous n'avons pas remarqué cet effet sur nos échantillons dans les conditions de manipulations décrites précédemment.

L'augmentation du nombre d'impuretés incorporées dans la couche entraîne des interactions plus nombreuses entre les électrons libres du gaz 2D et les donneurs ionisés. Nous constatons cet effet sur les résultats d'effet Hall mesurés à 77 K, la mobilité passant de 53000 à 9000 $\text{cm}^2/\text{V/s}$, pour une densité de Silicium dans le plan respectivement égale à 5,1 et $15,3.10^{12} \text{ cm}^{-2}$. Il est à noter qu'un dopage planaire de forte densité ne reste peut-être pas localisé mais diffuse vers l'interface GaAs/GaAlAs, mécanisme qui tend à augmenter les interactions sur les impuretés.

c) Mesure par effet Hall à haut champ

Nous avons utilisé cette technique d'analyse pour accéder à la densité d'électrons transférés du plan de dopage vers l'interface

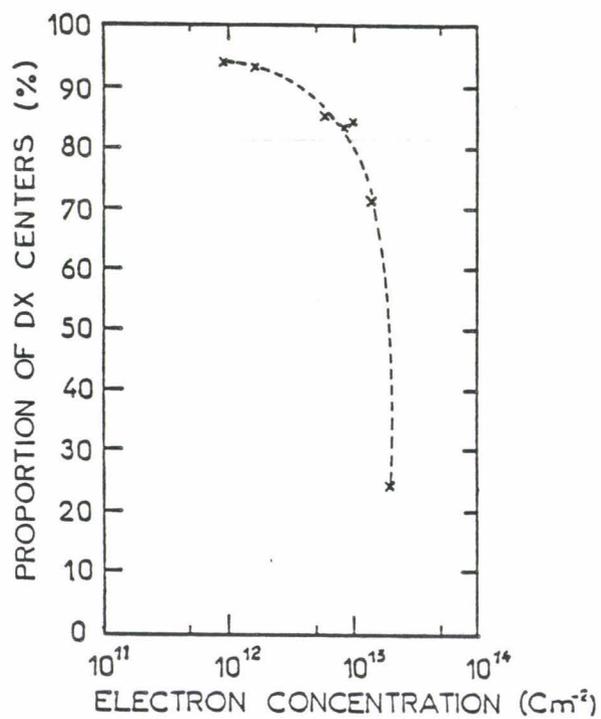


Figure II-67: Evolution du taux de "centres DX" en fonction de la densité du dopage planaire. D'après [37].

	Flux de Si ($10^{11} \text{At/cm}^2 \cdot \text{s}$)	Temps d'ouverture (s)	Densité dans le plan (10^{12}cm^{-2})	Espaceur (nm)
Echantillon A	2,56	20	5,12	1
Echantillon B	2,56	20	5,12	2
Echantillon C	1,3	20	2,6	3
Echantillon D	2,56	60	15,3	4

TABLEAU II-13

Tension

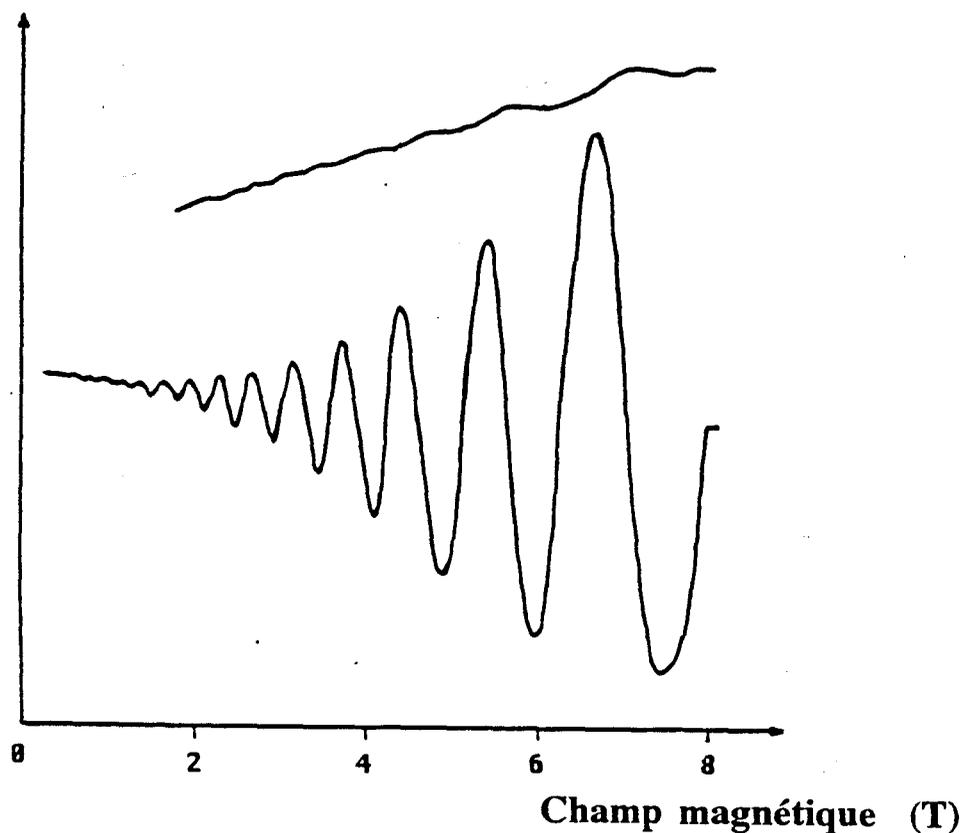


FIGURE II-68 : Oscillations Subnikov-de-Haas et les paliers d'effet Hall associés d'une structure HEMT dont le plan de dopage est situé à 2 nm de l'interface GaAlAs/GaAs.

	Espaceur (nm)	n_s (10^{12}cm^{-2})
Echantillon A	1	1,4
Echantillon B	2	1,24
Echantillon C	3	1,15
Echantillon D	4	1,12

TABLEAU II-14

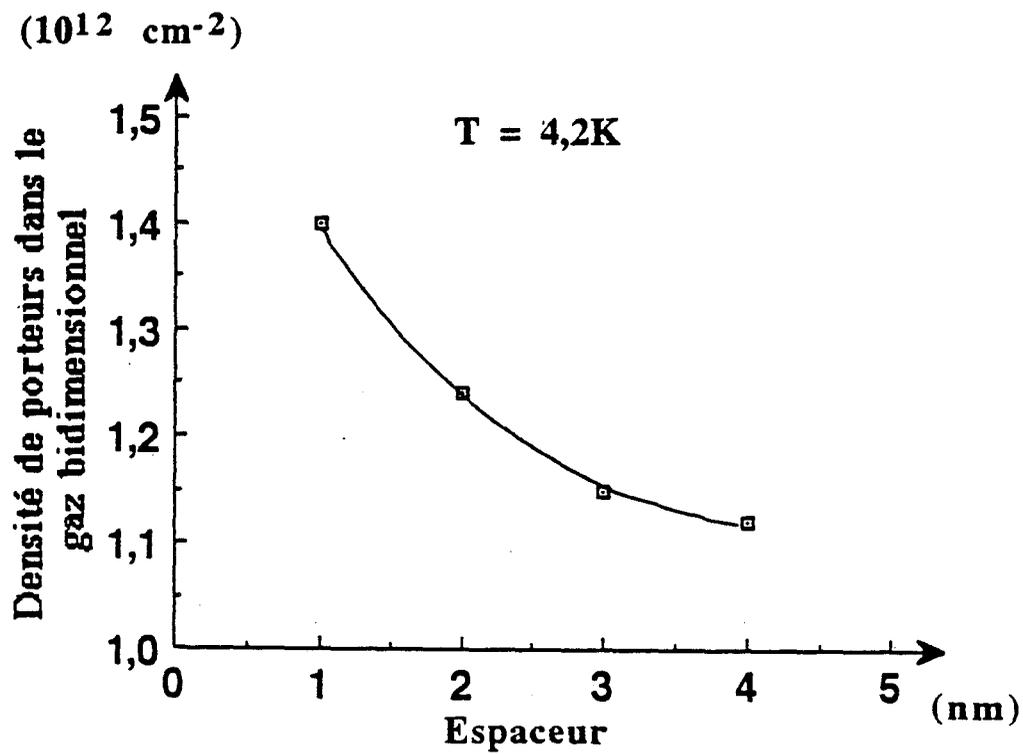


FIGURE II-69 : Densité d'électrons libres déduite de l'analyse par effet Hall à haut champ sur des structures HEMT à dopage planaire.

GaAlAs/GaAs. La structure et les conditions de croissance des échantillons sont résumées dans le tableau II-13.

Les mesures étant effectuées à très basse température (4.2K), les conditions de mise à froid ont une importance capitale sur l'influence des centres DX.

De plus, le cryostat employé pour l'analyse d'effet Hall à haut champ n'est pas conçu pour permettre l'éclairement de l'échantillon. Nous supposons donc que les trèfles de Van der Pauw ont tous atteint la température de travail dans les mêmes conditions.

Nous présentons sur la figure II-68 les résultats obtenus en effet Hall quantique et en effet Shubnikov-de-Haas sur l'échantillon B. Les évolutions obtenues sont difficilement analysables au vue de la complexité des mécanismes physiques misent en jeu [38][39][40].

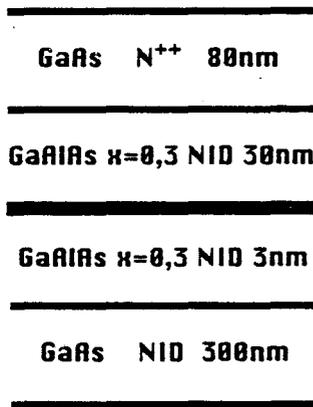
Nous limiterons notre étude à la densité de porteurs libres déterminée à partir de la période des oscillations. Ces données expérimentales sont reportées dans le tableau II-14.

Comme nous pouvions nous y attendre, la structure comportant l'espaisseur le plus faible a une densité d'électrons dans le gaz bidimensionnel la plus élevée. A titre de comparaison, le nombre de porteurs libres transférés dans le gaz 2D à partir d'un dopage volumique est dans une gamme comprise entre 6 et $8 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$. Les résultats que nous obtenons sur nos structures démontrent bien les potentialités du dopage planaire pour augmenter le nombre d'électrons confinés à l'interface GaAlAs/GaAs.

Nous représentons sur la figure II-69 l'évolution du n_{2d} en fonction de l'espaisseur pour les quatre échantillons analysés. Nous rappelons que les plans de dopage ne sont pas identiques pour chaque structure et que la mise en froid lors de l'analyse n'est pas forcément reproductible.

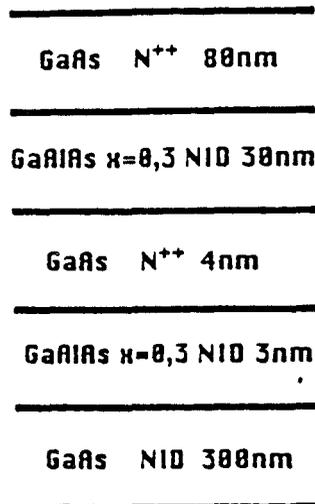
Malgré des conditions, à priori différentes, la variation du nombre de porteurs en fonction de l'espaisseur semble normale [41].

Nous abordons dans la partie suivante, l'analyse par DLTS effectuée sur plusieurs structures HEMT à plan de dopage.



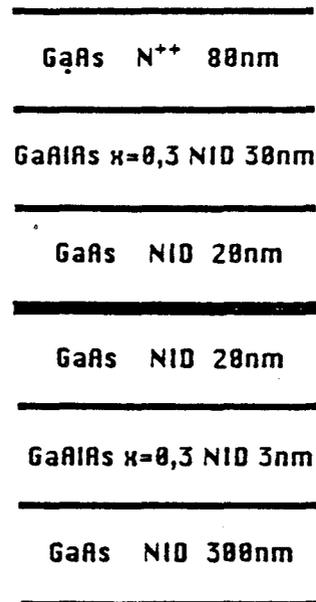
S.I.

Echantillon A



S.I.

Echantillon B



S.I.

Echantillon C

FIGURE II-70

II-III-3 Etude des pièges dans une structure GaAlAs/GaAs à dopage planaire

Dans l'étude sur les structures HEMT à plan de dopage que nous venons de présenter, nous avons observé un phénomène de piègeage des porteurs libres lorsque la température décroît. L'influence de la lumière sur l'échantillon devenant particulièrement importante à 77 K [31]. Afin de confirmer ces observations, il nous a semblé intéressant d'étudier le comportement de nos échantillons par analyse Deep-Level Transient Spectroscopy (DLTS).

Nous commencerons tout d'abord par décrire les caractéristiques physiques et électriques des transistors à effet de champs réalisés à partir des structures épitaxiées, puis nous présenterons les résultats de DLTS obtenus pour chaque échantillon dans des conditions d'analyse identiques.

II-III-3-1 Présentation des structures

Afin d'étudier l'influence de la technique de dopage sur les caractéristiques du niveau piège, nous avons épitaxié deux échantillons comprenant un dopage planaire formé soit par un delta-dopage (couche A), soit par un pulse-dopage (couche B). Leurs structure respectives sont présentées sur la figure II-70. Le flux d'atomes de Silicium, pour former le plan de dopage, est égal à $1,3 \cdot 10^{11}$ At/cm²/s, et la durée de formation est égale à 20 secondes. Rappelons que si la croissance est interrompue pendant le dépôt du plan de dopage, elle est maintenue dans le cas du pulse-dopage. Nous obtenons ainsi une couche de GaAs uniformément dopée. Les impuretés Silicium sont localisées dans une fine couche de GaAs. Les conditions de croissance de l'alliage GaAlAs sont une température du substrat égale à 600°C, un rapport de pression équivalent au flux d'Arsenic sur les pressions des éléments III égal à 20 et une vitesse de croissance du binaire GaAs fixée à 0,7 µm/h. Dans ces conditions, le pulse-dopage est équivalent à un dopage volumique égal à $6,5 \cdot 10^{18}$ cm⁻³ sur une épaisseur de 4 nm.

Nous avons épitaxié un troisième échantillon (couche C) dont la structure est présentée sur la figure II-70. Dans cette structure le plan de dopage dans la couche de GaAlAs est confiné au centre d'une couche de

	Tension de pincement (V)	Courant drain-source à $V_{gs}=0,4U$ (mA)	Gm maximum (mS/mm)	Tension de built-in (V)	Tension de claquage (V)
Echantillon A	0,9	80	90	0,6	37
Echantillon B	1,1	58	56	0,5	40
Echantillon C	1	74	79	0,6	25

TABLEAU II-15

	Nd 300K ($10^{12}cm^{-2}$)	Nd 77K noir ($10^{12}cm^{-2}$)	Nd 77K lum ($10^{12}cm^{-2}$)	Taux de centres DX (%)
Echantillon A	2,3	1,55	2,4	35
Echantillon B	2,5	2,4	2,5	4
Echantillon C	2,1	1,8	2,2	18

TABLEAU II-16

GaAs d'épaisseur égale à 4 nm, cette situation permet de limiter le contact entre les atomes de Silicium et d'Aluminium. La fine couche supplémentaire entraîne cependant une augmentation de l'espacement de 2nm en comparaison aux deux premiers échantillons dont l'épaisseur entre la couche dopée et l'interface GaAlAs/GaAs est égale à 3nm.

Nous avons réalisé à partir de ces couches, des transistors à effet de champs à grille longue de 3,5 μm pour une largeur de 880 μm . La surface importante de la grille ainsi réalisée permet d'obtenir une valeur de la capacité grille compatible avec la résolution de l'appareillage de DLTS.

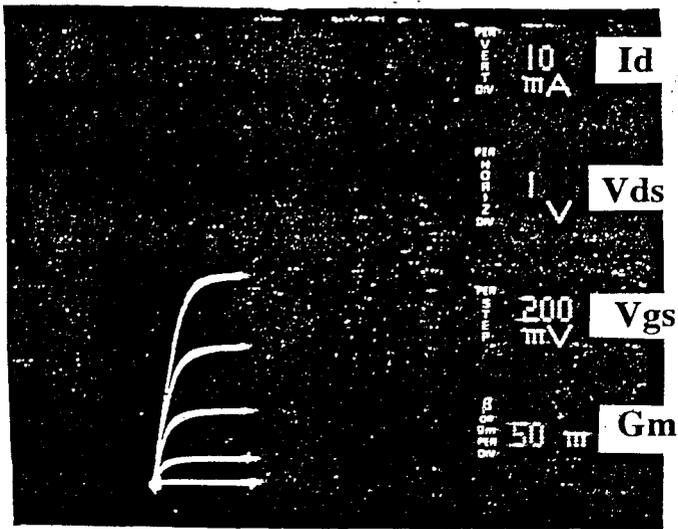
II-III-3-2 Caractérisations électriques

Nous avons reporté sur la figure II-71, les caractérisations $I_{ds}(V_{gs}, V_{ds})$ relevées sous éclaircissement pour les trois échantillons. Ces mesures permettent d'extraire les paramètres principaux que nous résumons dans le tableau II-15. Nous constatons une bonne homogénéité des résultats pour ces 3 structures en particulier sur les tensions de pincement. Les caractéristiques des transistors ainsi obtenues sont limitées compte-tenu de la topologie et de la technologie simple utilisée. Cependant, nous pouvons noter un courant Drain-Source plus faible obtenu pour la structure HEMT comprenant un pulse-dopage mesuré dans les mêmes conditions que les autres échantillons.

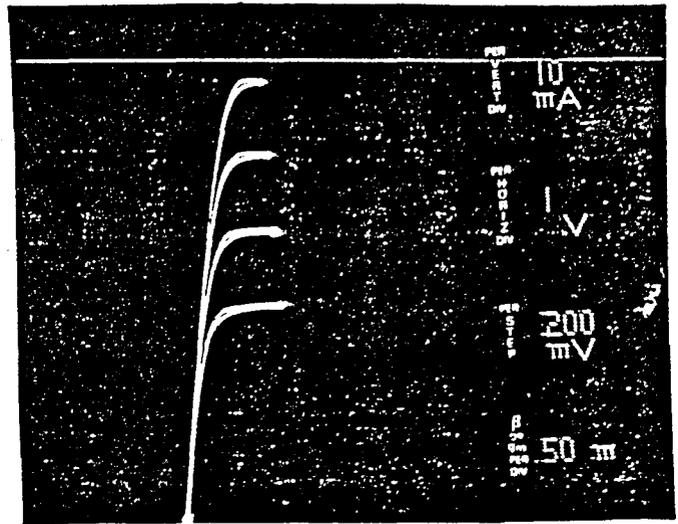
Une étude préalable, concernant le taux de piègeage dans chaque structure, est effectuée à partir des mesures de $C(V)$ suivant les conditions de température et d'éclaircissement de l'échantillon. Le tableau II-16 montre la densité de porteurs libres déduite de la commande de charge pour une variation de la tension de +0,4 V à la tension de pincement.

La fréquence de travail est égale à 1 MHz et chaque échantillon a subi une mise en froid identique dont la durée n'excède pas quelques minutes. Nous avons indiqué dans la colonne 4, le taux de centre DX calculé à partir des résultats à 77 K et suivant la relation (34).

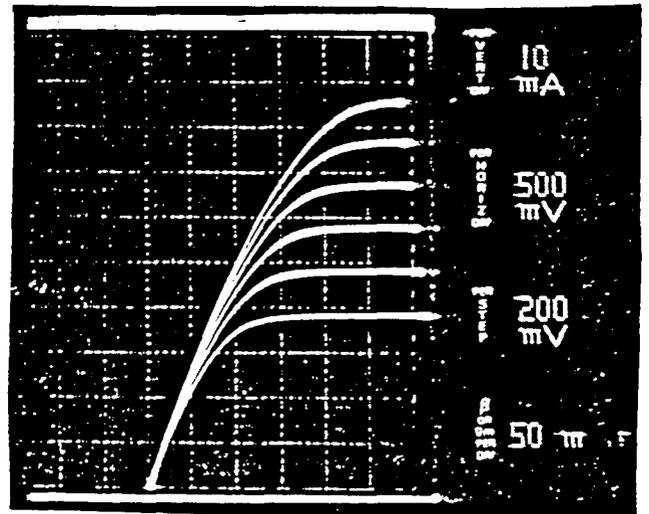
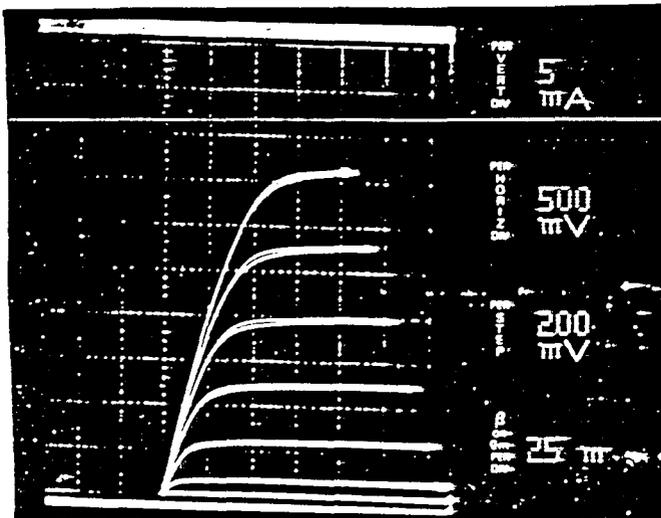
Tension de commande négative



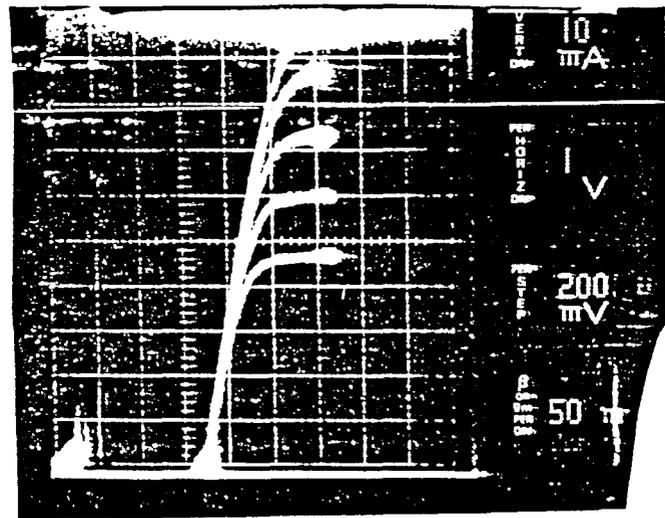
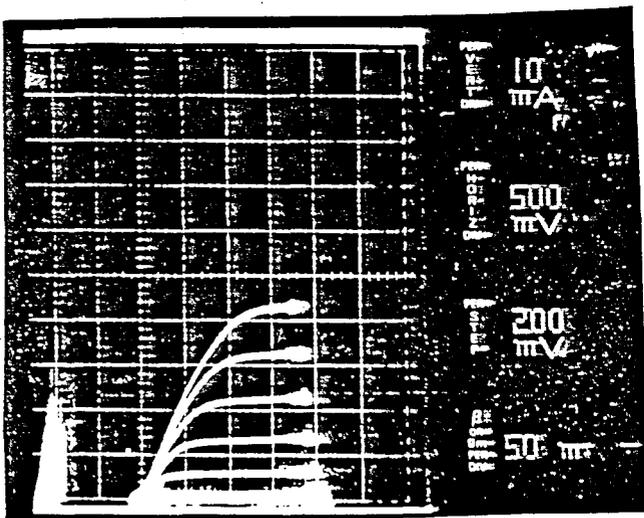
Tension de commande positive



Echantillon A



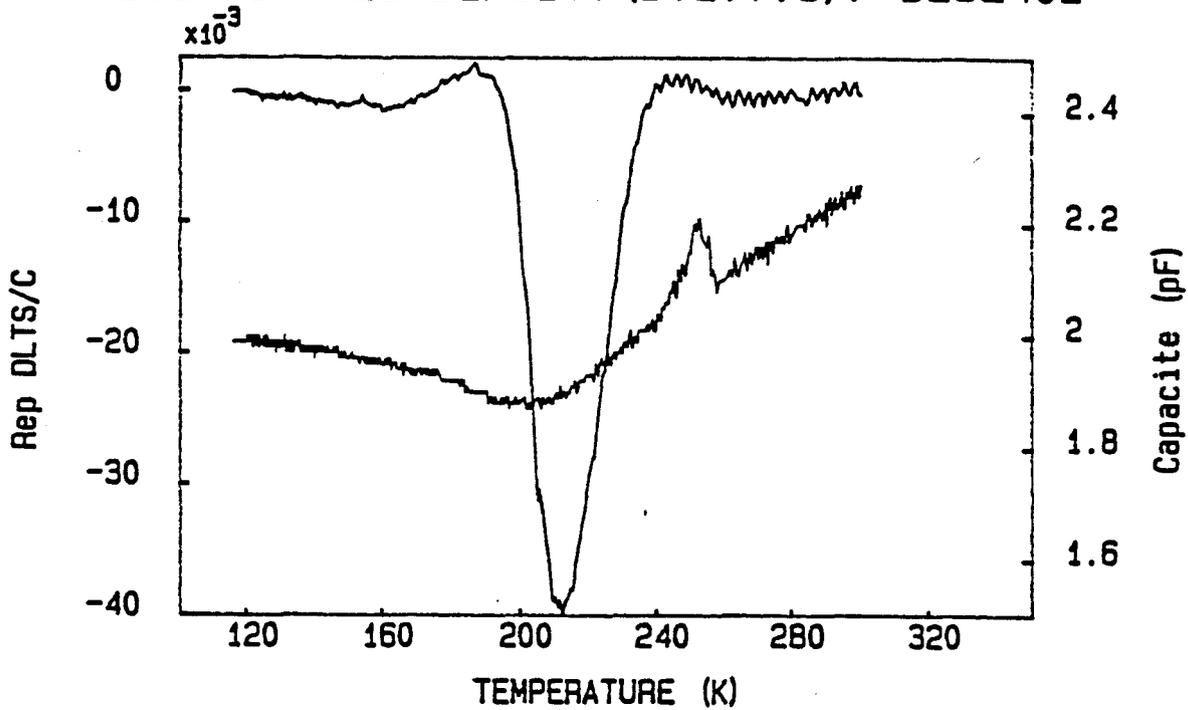
Echantillon B



Echantillon C

FIGURE II-71 : Caractéristique I(V) de trois structures HEMT comportant un plan de dopage.

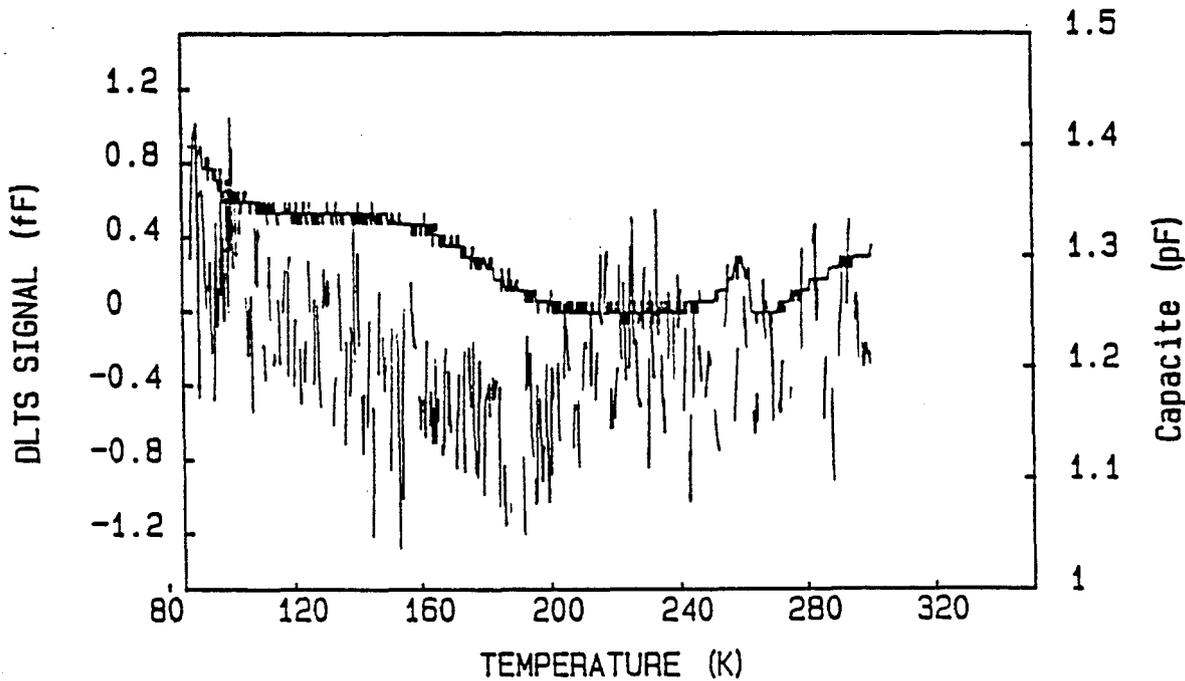
BULK STATES DENSITY (D.L.T.S) : DL52402



Echantillon A

FIGURE II-72 : Spectre DLTS obtenu sur un HEMT dont le canal est formé par un delta-dopage.

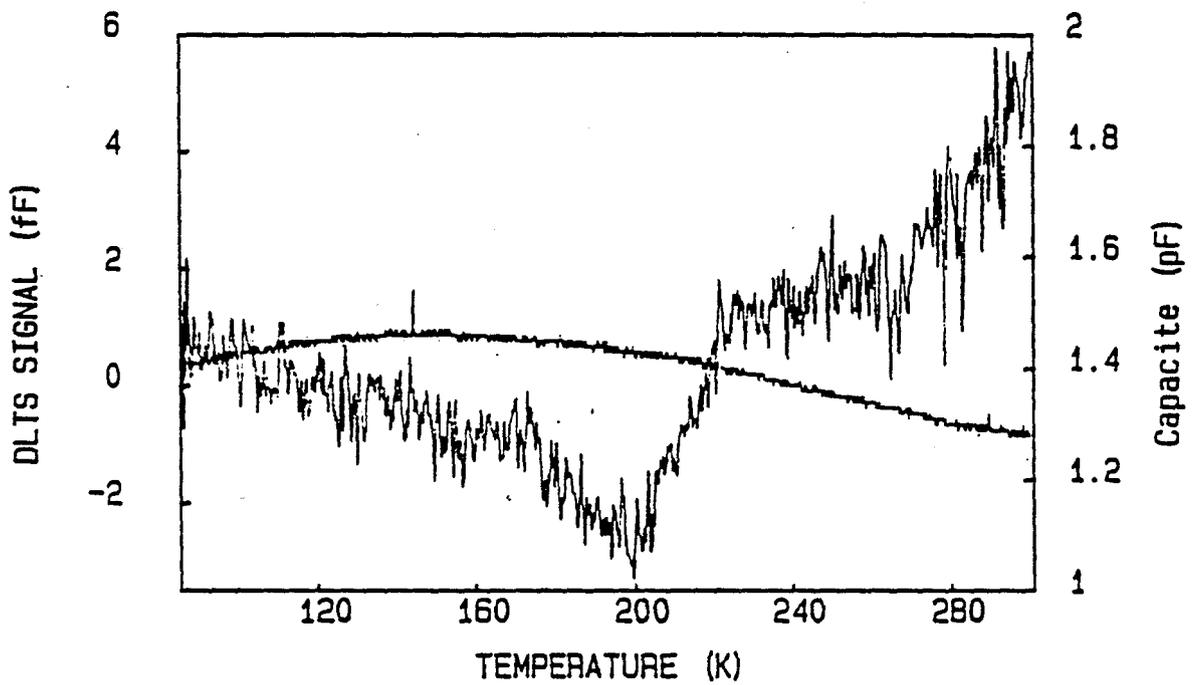
BULK STATES DENSITY (D.L.T.S) : DL52502



Echantillon B

FIGURE II-72 : Spectre DLTS obtenu sur un HEMT dont le canal est formé par un pulse-dopage.

BULK STATES DENSITY (D.L.T.S): DL52601



Echantillon C

FIGURE II-72 : Spectre DLTS obtenu sur un HEMT dont le canal est formé par un delta-dopage dans une fine couche de GaAs.

Nous constatons que seul le premier échantillon (à plan de dopage) a une variation du nombre de porteurs libres significative en fonction de la température. Il est à noter la faible densité d'électrons dans la structure C où le delta-dopage est placé dans une fine couche de GaAs. A partir de ces premières constatations, nous allons approfondir l'étude en faisant une analyse par DLTS sur nos trois échantillons.

II-III-3-3 Résultats de DLTS

La caractérisation complète d'un niveau piège par analyse DLTS consiste à faire varier tous les paramètres de mesure afin d'en déduire une signature très précise. Cette étude demande de nombreuses manipulations dans le temps. Nous nous sommes limité à la comparaison des résultats obtenus sur nos échantillons pour les mêmes conditions d'analyse.

La diode Schottky est soumise à des pulses répétitifs de fréquence 10 MHz et de durée égale à 1 μ s. L'amplitude de ce signal varie de +0,4 V à -1,3 V, la zone désertée balaye ainsi toute la structure. Nous rappelons que le signal mesuré par DLTS correspond à un transitoire de la capacité grille liée à l'activité du niveau piège. Nous présentons sur la figure II-72 les résultats obtenus sur nos trois échantillons soumis à la lumière pour une variation de température croissante de 77 K vers la température ambiante. Le transitoire n'apparaît que si le niveau piège est vidé de ses électrons, cette condition n'est pas nécessaire dans l'étude des centres DX dans une couche de GaAlAs dopée. Nous constatons sur le spectre DLTS de l'échantillon A, la présence d'un pic du signal pour une température proche de 200 K. Ce spectre est caractéristique d'un niveau profond dû aux centres DX dans un ternaire GaAlAs [42][43].

Par contre dans ces conditions d'analyse, aucun transitoire de la capacité n'est observable sur la structure comportant le pulse-dopage. Cette observation rejoint les résultats obtenus par analyse de la capacité grille en fonction de la tension de commande. L'analyse du troisième échantillon révèle un spectre DLTS plus complexe comprenant un premier

pic situé près de la température de 200 K et un second pic décalé vers la température de 280 K.

Nous pouvons attribuer le premier pic dont l'intensité est relativement faible à la contribution des centres DX. Par contre, une étude plus complète doit être effectuée pour caractériser et localiser le niveau piège mis en évidence par le second pic. En conclusion, il semblerait que la technique de dopage, pour former le delta-dopage ou le pulse-dopage, confère des propriétés différentes au niveau du piègeage des structures. De plus, la séparation entre les atomes de Silicium et d'Aluminium semble efficace pour diminuer le taux de piège dans le matériau GaAlAs. Au terme de cette étude, il apparaît que le delta-dopage n'est pas la technique de dopage la plus performante pour diminuer le niveau donneur profond présent dans une structure HEMT.

Il nous faut maintenant étendre cette observation sur les performances électriques de transistors à effet de champ réalisés avec des structures comprenant soit un delta-dopage, soit un pulse-dopage. Cette étude fait l'objet du chapitre III.

II-IV Conclusion

Nous avons au cours de cette étude mis en évidence un certain nombre de propriétés physiques et électriques de plan de dopage Silicium épitaxié dans une couche de GaAs et GaAlAs.

Tout d'abord, l'analyse des échantillons par spectroscopie de masse des ions secondaires a démontré le bon confinement avec une incorporation complète des atomes de Silicium déposés dans la couche épitaxiée. La largeur moyenne mesurée est de l'ordre de 6 nm. Une ségrégation des impuretés donneurs a été observée pour des flux, émis par la cellule de dopant, supérieurs à $8 \cdot 10^{11}$ at/cm²/s.

Ensuite, une analyse de l'évolution de la capacité grille en fonction de la tension de commande a mis en évidence l'effet du contrôle des charges dans le canal d'un transistor à dopage plan. Ainsi nous avons pu montrer que la totalité des atomes de Silicium déposés contribuaient à la conduction électrique.

L'analyse de la concentration des porteurs par effet Hall, effectuée sur les structures type MESFET à plan de dopage, a permis de montrer les problèmes de compensation électrique observable lorsque les flux de Silicium utilisés pendant la croissance sont supérieurs à $1,7 \cdot 10^{11} \text{ At/cm}^2/\text{s}$. Afin d'expliquer l'écart enregistré entre la mesure de densité n_H et le nombre d'atomes de Silicium N_D , nous avons utilisé une approche théorique prenant en compte l'effet de quantification du plan de dopage. Cependant cette interprétation ne semble pas pleinement satisfaisante.

La caractérisation des structures à hétérojonction GaAlAs/GaAs à plan de dopage a également été réalisée. Nous avons pu ainsi déterminer une dimension optimale de l'espaceur se situant entre 2 et 3 nm, dans l'hypothèse d'un bon compromis entre densité et mobilité. Ces mesures ont révélées une mobilité de $26600 \text{ cm}^2/\text{V/s}$ à 77 K pour un espaceur de 3 nm et une densité de Silicium, dans le plan, égale à $2,6 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$.

Nous avons utilisé la mesure par effet Hall à haut champ pour accéder à la densité de porteurs libres dans le gaz bidimensionnel. Nous avons ainsi pu observer un transfert de $1,4 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ électrons du plan de dopage vers l'interface GaAlAs/GaAs et ceci pour un espaceur de 1 nm et pour une densité de Silicium égale à $5,1 \cdot 10^{12} \text{ At/cm}^2$.

Après avoir remarqué l'influence de la lumière sur les mesures de concentration de porteurs obtenues par effet Hall et par C(V) dans le cas de structures HEMT, nous avons entrepris une étude des pièges par analyse DLTS. La signature du piège est de type "centre DX" avec un taux de 35% pour une structure comprenant un dopage planaire de densité égale à $2,6 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ situé dans une couche de GaAlAs avec une composition d'Aluminium de 30%.

Fort de ces constatations, nous avons appliqué la technique du plan de dopage dans des structures composant afin d'en déterminer les potentialités. Cette étude est présentée dans le chapitre III.

- [1] "Inequivalent impurity and trap incorporation at normal and inverted interfaces of GaAlAs/GaAs quantum wells grown by molecular beam epitaxy"
R Köhrbrück, S Munnix, D Bimberz and D.E Mars
A.P.L. 57(10) p. 1025 - (1990)
- [2] "Spatial localization of impurities in delta-doped GaAs"
E.F. Schubert, J.B Stark, B. Ullrich, J.E. Cunningham
A.P.L. 52 (18) p. 1508 - (1988)
- [3] "Impurity distributions in MBE - Grown GaAs delta-doped with Sn, Si and Be"
J.J. Harris, J.B. Clegg, S. Castagné, R. Muray and R.C. Necuman
- [4] " Secondary-ion mass spectrometry study of the migration of Si in planar doped GaAs and AlGaAs"
A.M. Lanzillotto, M. Santos and M. Shoyegan
A.P.L. 55 (14) p. 1445 - (1989)
- [5] "Si planar doping of GaAs"
A. Toraki, R.B Haugen, H.M. Harris and C.J. Summers
J. Vac- Sci. Technol. A7 (3) p. 1329 - (1989)
- [6] "Diffusion of Atomic silicon in gallium arsenide"
E.F. Schubert, J.B. Stark, T.H. Chiu and B. Tell
A.P.L. 53 (4), p. 293 - (1988)
- [7] "Silicon segregation in delta-doped GaAs characterized by Auger electron spectroscopy"
Chris Webb
A.P.L. 54 (21), p. 2091 - (1989)

- [8] "Dynamics of Film Growth of GaAs by MBE from Rheed Observations"
J.H. Neave, B.A. Joyce, P.J. Dabson and N. Norton
Appl. Phys. - A 31, 1-8 - (1983)
- [9] "Reflection high energy electron diffraction intensity behavior during homoepitaxial molecular beam epitaxy growth of GaAs and implication for growth kinetics and mechanisms"
B.F. Lewis, F.J. Grunthaler, A. Madhukar, T.C. Lee and R. Fernandez
J Vac. Sci. Technol. - B 3 (5), p. 1317 - (1985)
- [10] "Si Atomic planar-doping in GaAs Made by Molecular Beam Epitaxy"
S. Sasa, S. Muto, K. Kando, H. Ishikawa and S. Hiyamizu
J.J.A.P. Vol 24, n°8, pp. L602 - L604 (1985)
- [11] "Interpretation of Capacitance-Voltage Profiles from delta-doped GaAs Grown by molecular Beam Epitaxy"
E.F. Schubert and K. Ploog
J.J.A.P. Vol 25, n°7, pp. 966-970 - (1986)
- [12] "Diffusion studies of the Si delta-doped GaAs by Capacitance-Voltage measurement"
T.H. Chiu, J.E. Cunningham, BV. Tell and E.F. Schubert
J.A.P. 64 (3), p. 1578 - (1988)
- [13] "Experimental and Theoretical mobility of electrons in delta-doped GaAs"
G. Gillman, B. Winter, E. Barbier and A. Tardella
A.P.L. 52 (12), p. 972 - (1988)

- [14] A. Zrenner, H. Reisinger, F. Koch and K. Ploog
Proceedings of 17th international Conference on the
physics of semiconductors - San Francisco - 1984 - p. 325
Edited by J.P. Chadi and W.A. Harrison
- [15] "The effect of growth conditions on Si Incorporation in MBE
GaAs"
Y.G. Chai
A.P.L 39 (10), p. 800 - (1981)
- [16] "Dopage plan Si dans GaAs"
G. Gillmann
Thèse de doctorat de l'Université Paris VI
- [17] "Propriétés physiques et performances potentielles des
composants submicroniques à effet de champ : Structures
conventionnelles et à gaz d'électrons bidimensionnels"
A. Cappy thèse d'état n° 708
- [18] T. Coupez
Thèse de doctorat de l'Université de Lille (à paraître)
- [19] "Electron mobility enhancement and Electron Concentration
Enhancement in delta-doped n-GaAs at T = 300K"
E.F. Schubert, J.E. Cunningham and W.T. Tsang
Solid State Communications - Vol 63, n°7
pp. 591-594 - (1987)

- [20] "Influence of the DX Center on the Capacitance-Voltage characteristics of delta-doped GaAs"
A. Zrenner
A.P.L. 55 (2) p. 156 - (1989)
- [21] "The delta-doped field-Effect transistor"
E.F. Schubert, A. Eisler and K. Ploog
I.E.E.E. - Vol 33, n°5 - (1986)
- [22] "Effect of substrate temperature on migration of Si in planar-doped GaAs"
M Santos, T Sajoto, A Zrenner and M Shayegan
A.P.L. 53(25) p. 2504 - (1988)
- [23] D.C. LOOK - U. Electrochem Soc. - Vol 137, n°1 - (1990)
- [24] "Growth and characterisation of semiconductors"
R.A. Stradling . P.C. Klipstein . Adam Hilger (1991)
- [25] "Modern GaAs Processing Methods"
R. Williams, A. House and B. London
- [26] "Temperature independent quantum well FET with delta channel doping"
P.G. Young, R.A. Mena Alterovitz, S.E. Schaham and M. Haugland
Electronics Letters - Vol 28, n° 4, p. 1352 - (1992)

- [27] "Pressure and compositional dependences of the Hall coefficient in AlGaAs and their significance"
M. Lifshitz et al
Phys rev B 21(2) - (1980)
- [28] "Shallow and deep donors in direct-gap N type AlGaAs:Si grown by MBE"
E.F. Schubert and K. Ploog
Phys rev B 30(12) - (1984)
- [29] "DX centers in GaAs and GaAlAs: Devices instabilities and defect physics"
A. Zrenner et al
14th international symposium on GaAs and related compounds
Heraklion - (1987)
- [30] "Comprehensive analysis of Si-doped in AlGaAs (x=0 to 1): theory and experiments"
N. Chand et al
Phys rev B 30(8) - (1984)
- [31] "Etude des propriétés physiques et performances potentielles en basses température du transistor à effet de champ à haute mobilité"
A. Belache
Thèse de doctorat de l'Université de Lille n°332
- [32] "Nouvelle utilisation des structures à effet de champ monogrille et bigrille distribuées. Application à l'amplification large bande"
C. Byl
Thèse de doctorat de l'Université de Lille n°676

- [33] "Modélisation et optimisation en vue de réalisation technologique de MESFET et TEGFET GaAlAs/GaAs"
P. Godts
Thèse de doctorat de l'Université de Lille n°267
- [34] "Croissance par épitaxie par jets moléculaire de structures contraintes GaInAs sur substrat GaAs; réalisation et caractérisation de Hemt's pseudomorphique"
Y. Cordier
Thèse de doctorat de l'Université de Lille
- [35] "Mobility of the two-dimensional electron gas at selectively doped n-type AlGaAs/GaAs heterojunctions with controlled electron concentrations"
K. Hirakawa and H. Sakaki
Phys rev B 33(12) - (1984)
- [36] "Reduction in the concentration of DX centers in Si-doped GaAlAs using the delta-doped"
B. Etienne and V. Thierry-Mieg
A.P.L. 52 p. 1237 - (1988)
- [37] "Influence of contacts on the magnetotransport in a two-dimensional electron gas"
R. Woltjer, M.J.M. de Blanck, J.J. Harris and C.T. Foxon
Phys rev B 38(18) - (1988)
- [38] "Low-field transport coefficients in GaAs/GaAlAs heterostructures"
P.T. Coleridge, R. Stoner and R. Fletcher
Phys rev B 39(2) - (1989)

- [39] "Shubnikov-de-Haas measurements of the 2D electron gas in pseudomorphic InGaAs grown on GaAs"
PP. Szydlik, SA. Alterovitz, B. Segall and TS. Henderson
Superlattices and microstructures vol. 4 p. 619 - (1988)
- [40] "Etude des propriétés physiques et des performances potentielles à hautes températures des transistors à effet de champ à grille submicronique"
Y. Gobert
Thèse de doctorat de l'Université de Lille n°995
- [41] "Donors levels in Si-doped GaAlAs grown by MBE"
MO. Watanabe, K. Morizuka and M. Mashita
J.J.A.P. vol 23, n°2, pp. L103-L105 - (1984)
- [42] "Direct evidence for the DX center being a substitutional donor in GaAlAs alloy system"
M. Mizuta, M. Tachikawa and H. Kukimoto
J.J.A.P. vol 24, n°2, pp. L143-L146 - (1985)

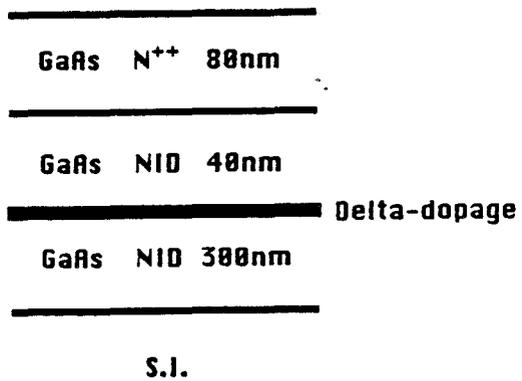


Figure III-1 : Structure Composant

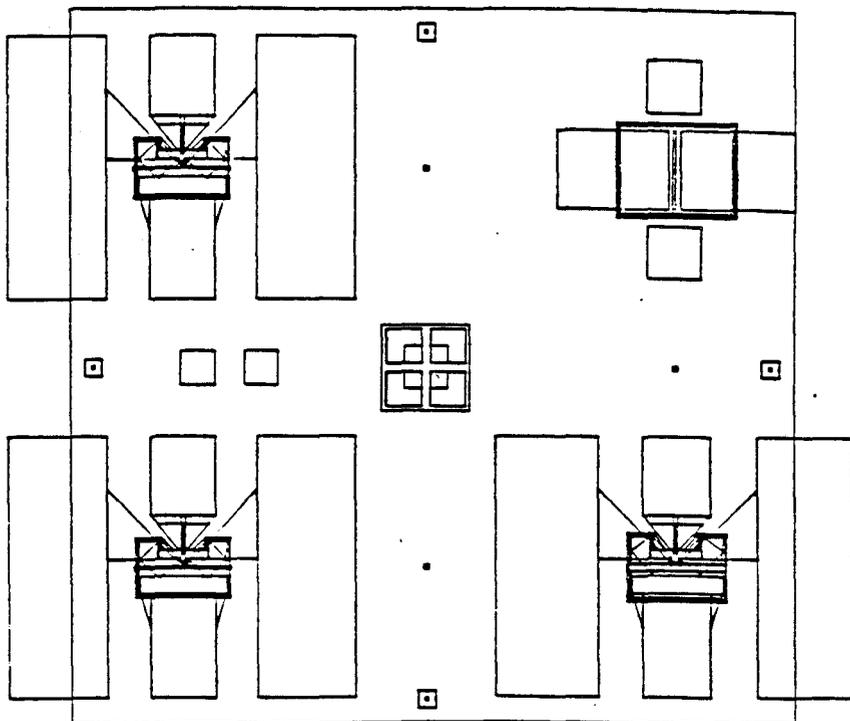


FIGURE III-2 : Topologie du masque JTC utilisé.

CHAPITRE III

Applications aux composants à effet de champ Comparaison entre le pulse-dopage et le delta-dopage

III-I Cas du MESFET GaAs

Après avoir caractériser et analyser le dopage plan Silicium, dans les matériaux GaAlAs et GaAs, nous proposons d'étudier les applications de cette méthode de dopage dans les composants à effets de champ (MESFET) et dans les transistors à hétérojonction GaAlAs/GaAs (TEGFET).

Dans ce chapitre, nous comparons les performances électriques de ces composants avec celles obtenues pour un transistor à dopage volumique classique.

Une seconde partie sera consacrée à l'étude simultanée des caractéristiques électriques du Pulse-dopage et du delta-dopage dans le matériau ternaire GaAlAs.

Enfin, nous comparerons l'ensemble des résultats afin d'en retirer les informations essentielles.

III-I-1 Réalisation et caractérisation de delta-FET

III-I-1-1 Introduction

La première réalisation d'un transistor à effet de champ dont le canal actif est un dopage planaire a été attribué à F. Schubert et K. Ploog [1]. Ils ont mis en évidence le problème des résistances d'accès élevées liées à la couche non intentionnellement dopée située au-dessus du dopage plan. Dans le but d'améliorer ces contacts Drain-Source, nous avons ajouté une couche à dopage élevée au-dessus de la dernière couche épitaxiée. Cette nouvelle structure est présentée sur la figure III-1.

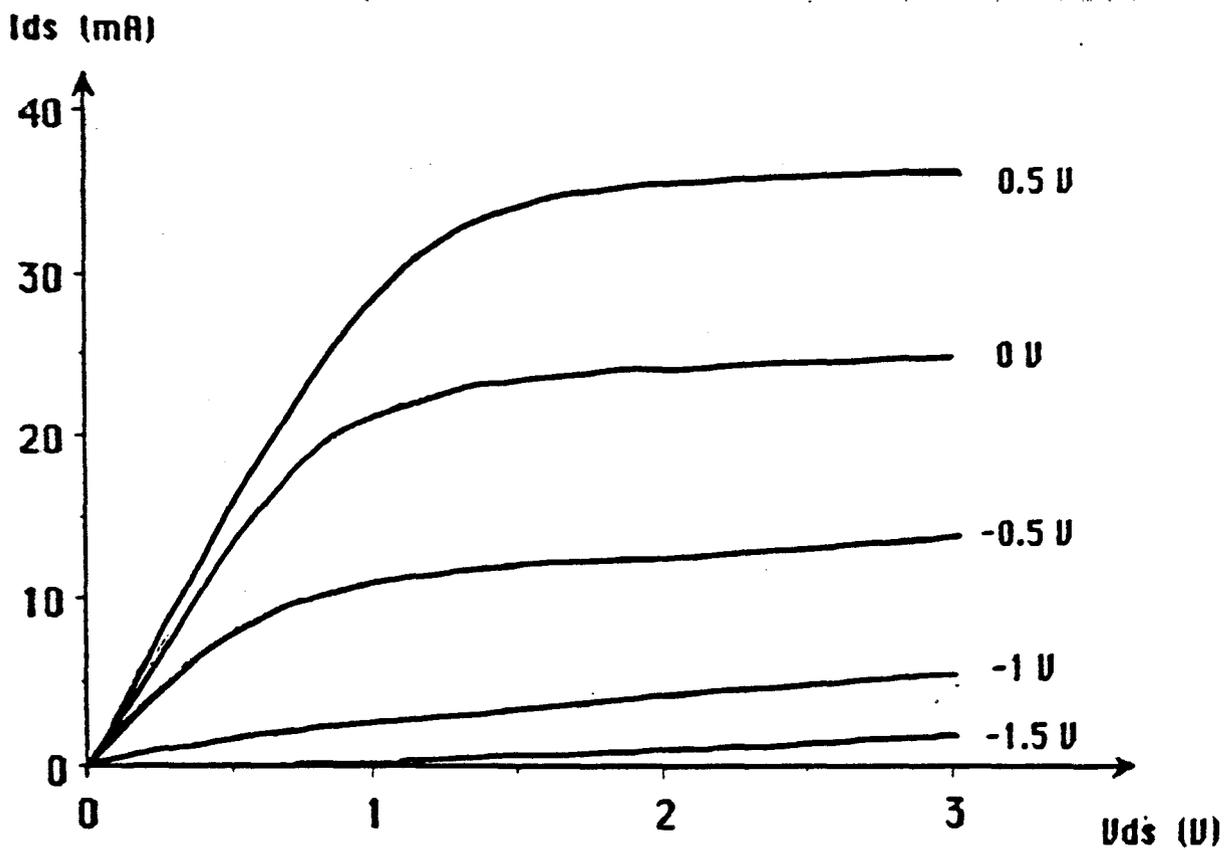


FIGURE III-3 : Caractéristique I(V) d'un MESFET à plan de dopage.

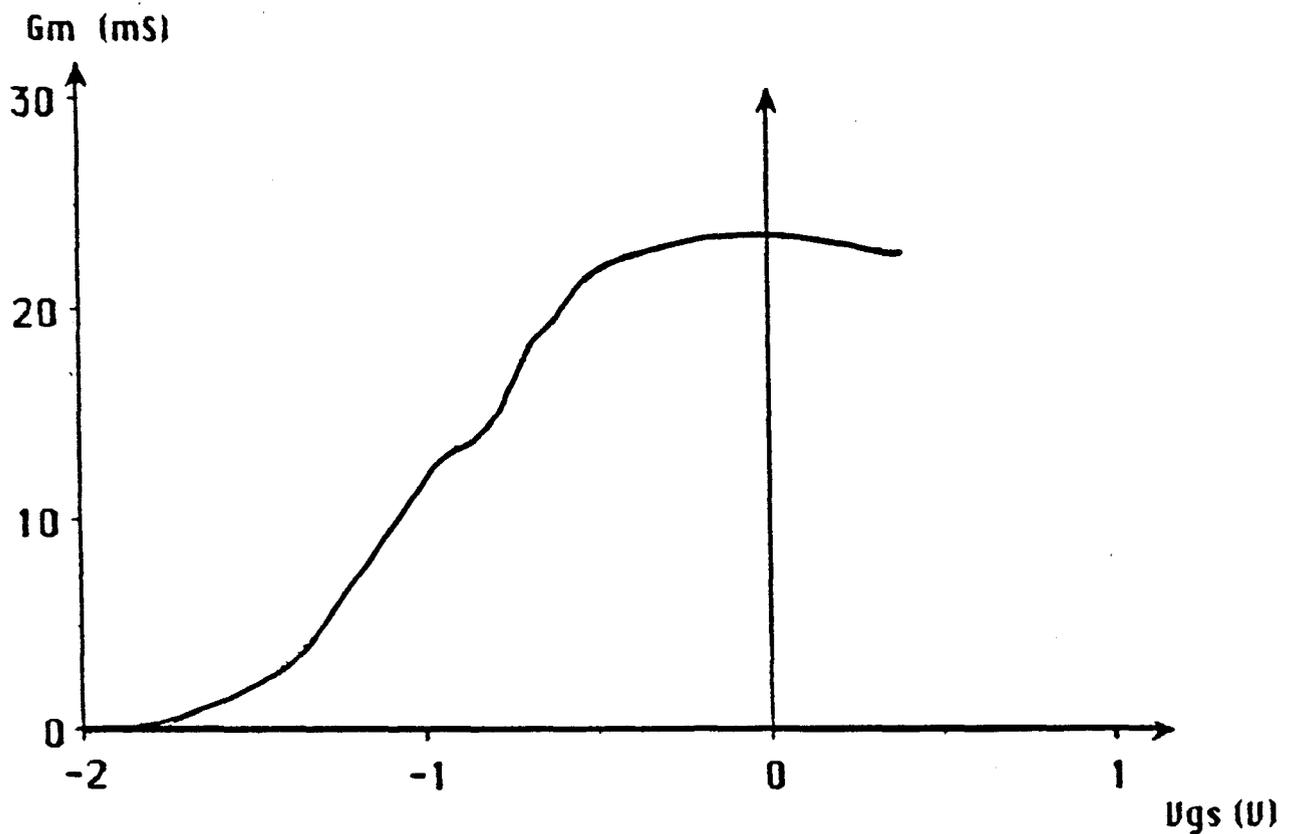


FIGURE III-4 : Transconductance statique d'un MESFET à dopage planaire.

Les conditions de croissance en EJM du matériau GaAs sont standards avec une température du substrat égale à 580°C et un rapport de la pression d'Arsenic sur la pression de Gallium fixée à 15.

Le nombre de Silicium incorporé dans la couche lors de la formation du Delta-dopage est égal à $3,9 \cdot 10^{12}$ At/cm².

A partir de cette couche épitaxiée, nous avons réalisé des transistors à effet de champ dont la longueur de grille est proche de 0,3 µm pour un développement de 90 µm. Le recess chimique est pratiqué dans tout l'espace Source-Drain et la métallisation de grille est standard (Ti/Pt/Au). Nous avons utilisé la lithographie optique pour obtenir les motifs de base représentés sur la figure III-2. Le masque comprend trois transistors pouvant être caractérisés sous pointes "cascades" et un composant test. Ces échantillons sont analysés en régime statique et dynamique pour en déduire leurs caractéristiques propres.

Dans l'étape suivante, nous présentons les résultats obtenus sur le delta-FET afin de définir les performances et les limitations d'une telle structure.

III-I-1-2 Résultats expérimentaux

1) Caractéristiques statiques

Les caractéristiques I(V) du transistor à effet de champ sont présentées sur la figure III-3. Nous observons une tension de pincement égale à -1,52 V correspondant à une épaisseur de GaAs entre le plan de dopage et la grille de l'ordre de 35 nm.

Le contact Schottky est correct avec une tension du Built-In et un coefficient d'idéalité respectivement égal à 0,7 et 1,74.

Le courant de saturation obtenu pour une distance Drain-Source de 2 µm est égal à 470 mA/mm.

La transconductance correspondante représentée sur la figure III-4 est quasiment plate pour des tensions V_{gs} variant entre 0,5 V et -0,5 V.

Cette faible variation était prévisible au vu des courbes C(V) obtenues sur la même structure et qui sont présentées au paragraphe II-II-2-1. La capacité est constante sur une large gamme de la tension V_{gs}. On relève une transconductance maximale de 270 mS/nm.

	Delta-FET		Mesfet standart	
Idss (mA/mm)	470		500	
Up (V)	-1,52		-0,8	
Gm statique (mS/mm)	270		570	
Gm dynamique (mS/mm)	extrinsèque	intrinsèque	extrinsèque	intrinsèque
	390	660	640	940
Fc (GHz)	37		69	
Cgs max (pF)	0,258		0,194	
Rs (Ω.mm)	0,93		0,46	
Rd (Ω.mm)	0,69		0,49	
Rg (Ω.mm)	0,58		0,29	

TABLEAU III-1

GaAs 100nm
Nd= 3.10^{18} cm⁻³

GaAs 80nm
Nd= 1.10^{18} cm⁻³

GaAs 800nm NID

S.I.

FIGURE III-5

GaAs N⁺⁺ 800nm

AlAs NID 3 à 5nm

GaAs NID 20nm

GaAs NID 300nm

Delta-dopage

S.I.

FIGURE III-6

GaAs NID 100nm

Delta-dopage

GaAs NID 300nm

S.I.

FIGURE III-7

Nous allons dans la partie suivante, aborder les performances obtenues sur cette structure en régime dynamique que nous comparerons aux caractéristiques d'un Mesfet classique.

2) Caractéristiques dynamiques

Les mesures ont été effectuées sur l'analyseur de Réseau HP8510. Nous avons résumé dans le tableau III-1 les principaux résultats relevés sur notre transistor, tant en statistique qu'en dynamique comparés à ceux obtenues sur le Mesfet standard dont la structure épitaxiée est présentée sur la figure III-5.

La technologie employée pour réaliser ce transistor à effet de champ est identique à celle énoncée précédemment. Il apparaît clairement que le Mesfet classique présente des caractéristiques microondes bien supérieures à celles enregistrées pour la structure à dopage planaire.

Nous notons, tout d'abord, un écart de 30 % sur la transconductance maximale intrinsèque (g_{mi}) en faveur du dopage volumique. Cette différence de g_{mi} entraîne des fréquences de coupure du gain en courant peu comparable entre les deux échantillons et ceci est d'autant plus marqué que la capacité grille-source est plus élevée pour le fet à dopage planaire.

Les performances hyperfréquences du transistor à plan de dopage peuvent néanmoins être améliorées en optimisant les contacts ohmiques pour diminuer les résistances d'accès Drain et Source.

Nous présentons sur la figure III-6 une nouvelle structure Mesfet à dopage planaire intégrant deux améliorations possibles.

Tout d'abord, la couche non intentionnellement dopée séparant le plan de dopage et le cap-layer est réduite permettant ainsi un meilleur transfert des porteurs entre les deux couches dopées. Le contrôle de l'attaque chimique devient alors hasardeux lors de l'opération du recess. De ce fait, nous rajoutons une fine couche de AlAs ou de GaAlAs, tenant le rôle de couche d'arrêt lors d'une attaque sélective par un plasma de Fréon 12 (CCl_2F_2). Les dernières couches d'AlAs restantes sont décapées pendant la désoxydation par le plasma d'Argon avant le dépôt de grille.

Il est à noter que la tendance actuelle est d'ajouter une couche de GaAlAs avant la formation du plan de dopage pour améliorer le pincement de la structure. Notons que cette étude porte sur des transistors à dopage planaire qui n'ont pas été spécialement optimisés.

Au terme de cette étude et au vu des résultats obtenus, le type de dopage le plus performant semble être le dopage volumique élevé sur une faible épaisseur.

C'est cette étude que nous abordons dans l'étape suivante.

III-I-2 Comparaison pulse-dopage et delta-dopage

III-I-2-1 Introduction

L'analyse DLTS présentée au paragraphe II-III-3 a montrée les propriétés différentes du delta-dopage vis-à-vis du pulse-dopage lors de leur utilisation dans une structure HEMT.

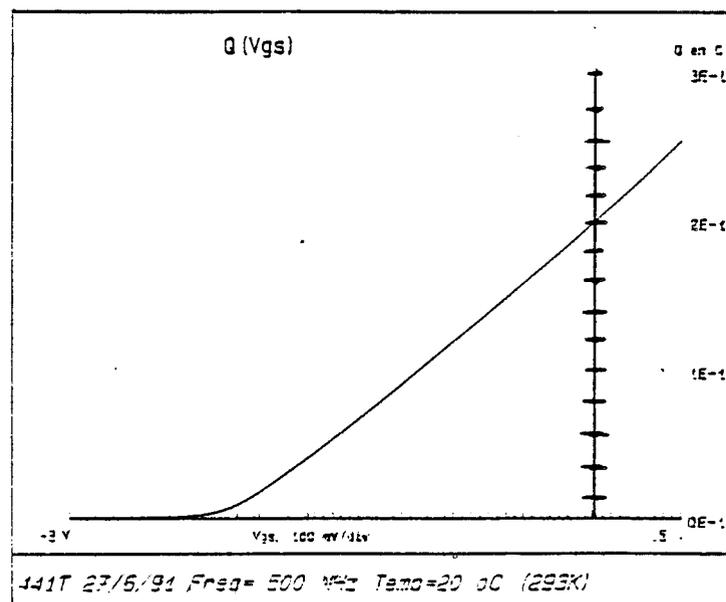
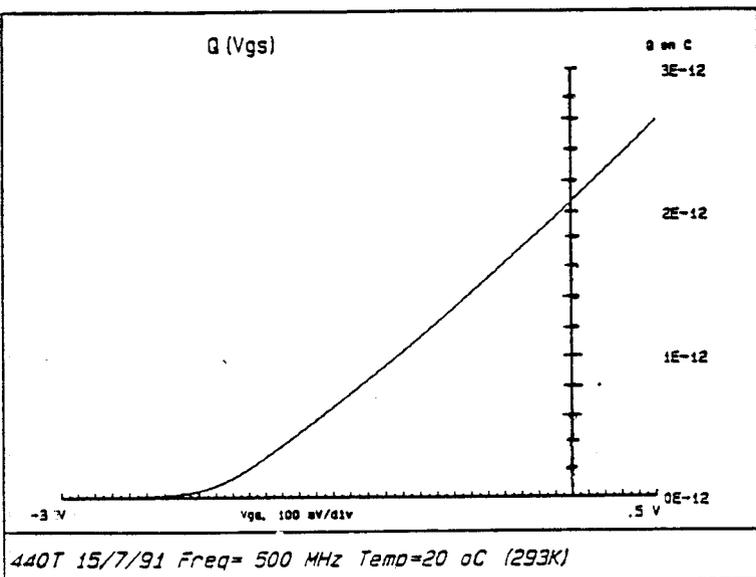
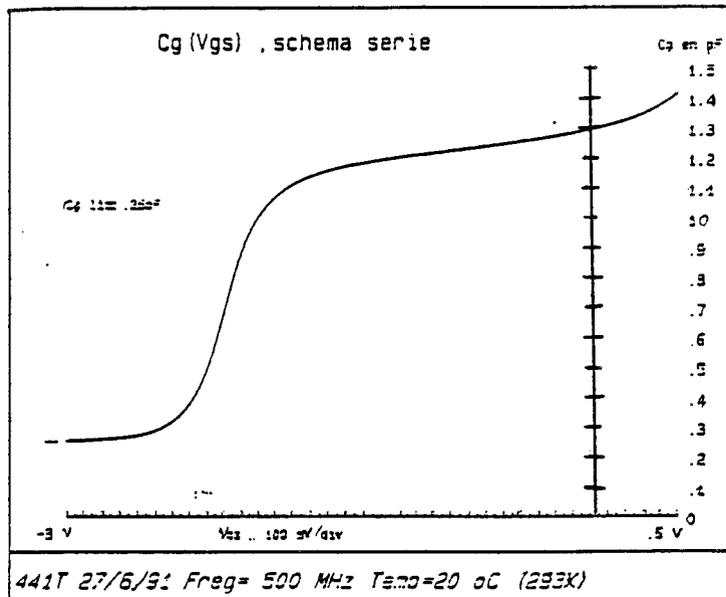
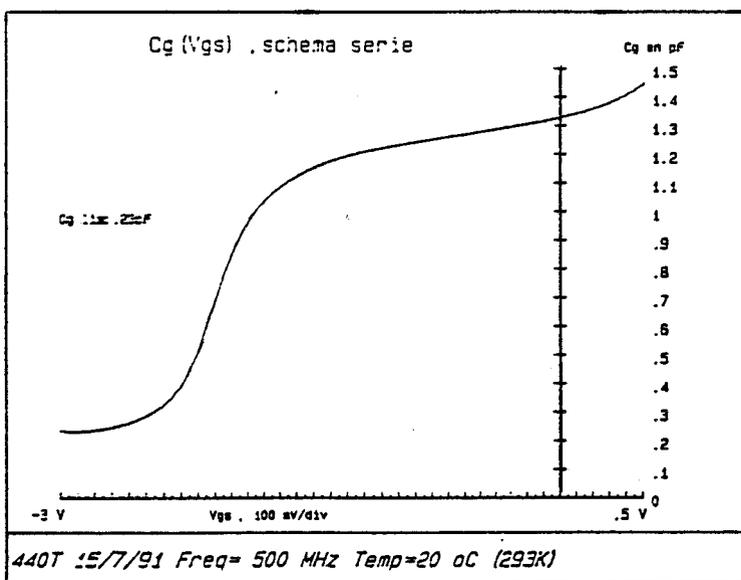
Dans le but d'observer d'autres divergences, il nous a semblé intéressant d'étudier le comportement d'un transistor à effet de champ dont la couche active formant le canal, est épitaxiée suivant deux techniques de dopage différentes. Dans les deux cas, nous avons imposé constante la valeur du flux de l'élément dopant dans la perspective de réaliser un dopage volumique intense sur une faible épaisseur, c'est le cas du pulse-dopage. Le flux de Si a été choisi égal à $1,3 \cdot 10^{11}$ At/cm²/s. Le temps d'ouverture de la cellule de Silicium, pour réaliser le delta-dopage est égal à 30 secondes, ce qui donne une concentration de $3,9 \cdot 10^{12}$ At/cm².

La vitesse de croissance du binaire GaAs étant maintenue à 0,7 µm/h, pendant l'épitaxie du pulse-dopage, nous obtenons dans cette couche un dopage volumique équivalent de densité égale à $6,5 \cdot 10^{18}$ At/cm³ sur une épaisseur de 6 nm. Ce taux de dopage élevé est à la limite de la compensation électrique visible, lors d'une incorporation trop importante d'impuretés Silicium dans une couche de GaAs.

Le delta-dopage est formé à partir des mêmes paramètres de croissance, et nous rappelons que cette technique de dopage nécessite un

	300 K		77 K	
	n_H (10^{12} cm^{-2})	μ_H ($\text{cm}^2/\text{V.s}$)	n_H (10^{12} cm^{-2})	μ_H ($\text{cm}^2/\text{V.s}$)
delta-dopage	2,6	2130	2,8	2360
pulse-dopage	2,3	2100	2,6	2200

TABLEAU III-2



Delta-dopage

Pulse-dopage

A

B

FIGURE III-8 : Courbes C(V) et Q(V) obtenues sur des MESFET à dopage planaire.

arrêt de l'épitaxie en coupant le ou les flux des éléments III pendant le dépôt du plan de Silicium.

Les conditions de croissance du binaire GaAs sont standards et les deux échantillons ont une structure identique, que nous avons reporté sur la figure III-7. Pour éviter l'utilisation d'une attaque chimique, toujours hasardeuse, nous n'avons pas déposé de cap-layer sur ces épitaxies.

Nous avons réalisé, à partir de ces échantillons, des transistors présentant les mêmes paramètres technologiques que ceux énoncés dans la partie III-I-1-1.

Avant d'aborder les résultats obtenus sur ces composants, nous rappelons les caractéristiques électriques que nous avons mesurées par effet Hall à bas champ d'une part, et par la mesure de la capacité grille en fonction de la tension de commande d'autre part.

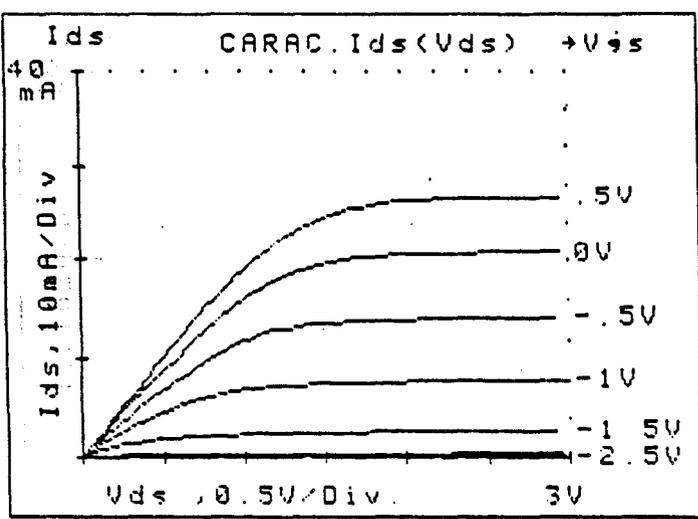
III-I-2-2 Caractérisation des couches

Nous avons reporté dans le tableau III-2, les mesures d'effet Hall à bas champ effectuées sur les deux échantillons en fonction de deux températures de mesure.

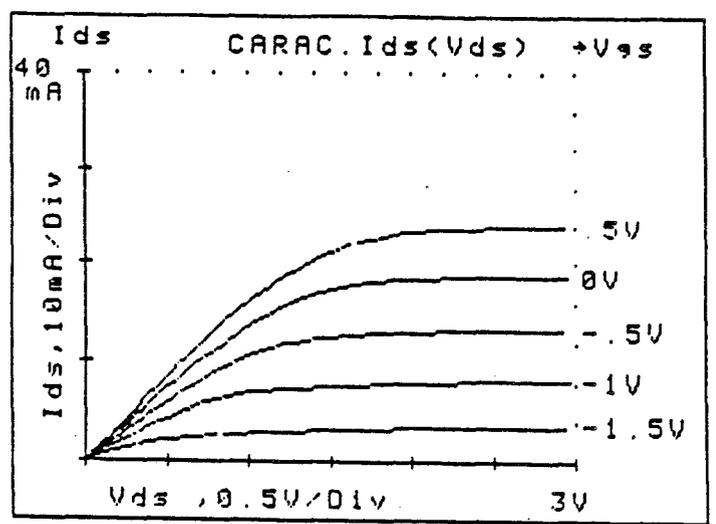
Les densités et les mobilités sont identiques pour les deux techniques de dopage. Un écart de $0,3 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ relevé sur un seul échantillon n'étant pas significatif, on peut noter que la différence entre le nombre d'impuretés introduites dans la couche et la densité de Hall est proche de $1 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ comme nous l'avons déjà remarqué dans le chapitre II.

L'évolution de la capacité grille en fonction de la tension de commande représentée sur la figure III-8-a est obtenue pour un transistor à effet de champ à grille longue ($5 \mu\text{m} \times 90 \mu\text{m}$). On en déduit une densité d'électrons libres égale à $3,6 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ pour le pulse-dopage. L'intégration de la courbe $C(V)$ a été calculée pour une tension de commande variant de la tension de pincement jusqu'à une valeur égale à $+0,5 \text{ V}$ (figure III-8-b).

Remarquons l'évolution identique de la capacité grille en fonction de V_{gs} pour les deux échantillons. On observe un plateau de la capacité démontrant le caractère planaire du dopage.



Delta-dopage

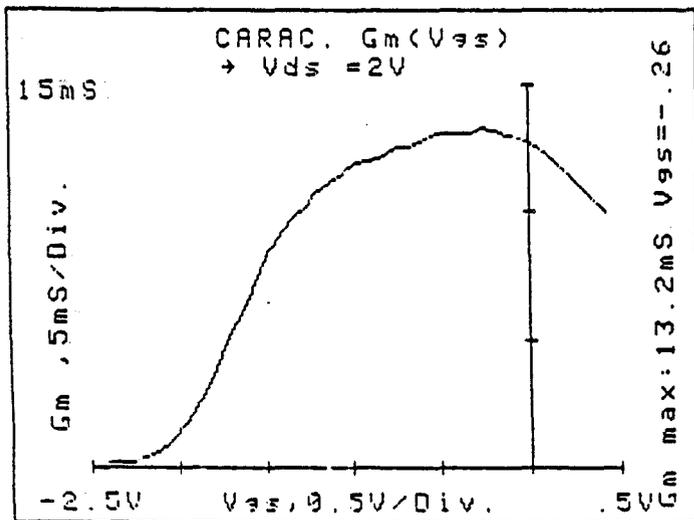


Pulse-dopage

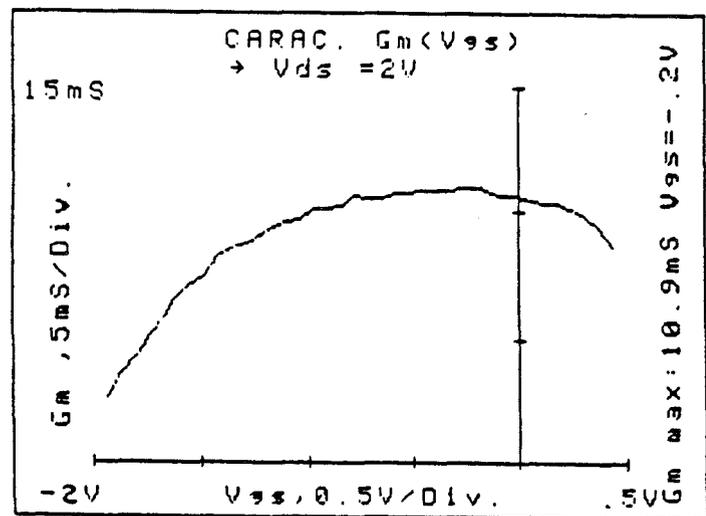
FIGURE III-9 : Caractéristiques I(V) pour deux techniques de croissance du plan de dopage.

	delta-FET	pulse-FET
I_{dss} (mA/mm)	297	266
U_p (V)	2,25	2,25
G_m max (mS/mm)	147	123
U_b (V)	0,71	0,68
R_s (Ω .mm)	1,17	1,5
R_d (Ω .mm)	1,44	1,71

TABLEAU III-3



Delta-dopage



Pulse-dopage

FIGURE III-10 : Transconductance statique.

Au vu de ces résultats, nous n'avons trouvé aucune différence notable sur les caractéristiques électriques obtenues par effet Hall et par C(V) pour les deux techniques de dopage.

Nous allons regarder dans la partie suivante, si cette conclusion se vérifie sur les résultats de caractérisation statique relevés sur les transistors à effet de champ à grille submicronique.

III-1-2-3 Comparaison des résultats de caractérisation statique

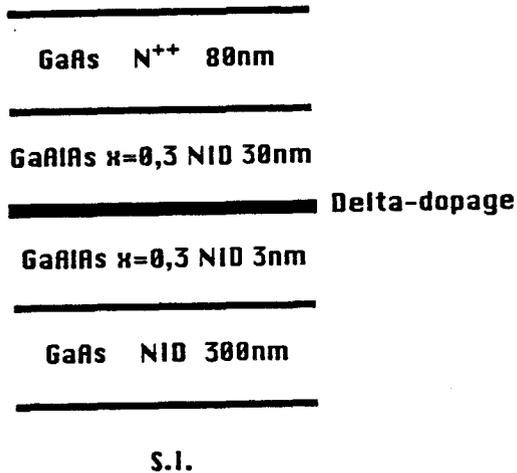
Les caractéristiques I(V) des MESFET à dopage planaire sont présentées sur la figure III-9. Ces relevés sont obtenus pour une distance Drain-Source de 2 μm et une longueur de la grille égale à 0,3 μm .

Nous constatons des tensions de pincement homogènes égales à 2,25 V correspondant à une épaisseur de GaAs entre le dopage planaire et la grille proche de 50 nm.

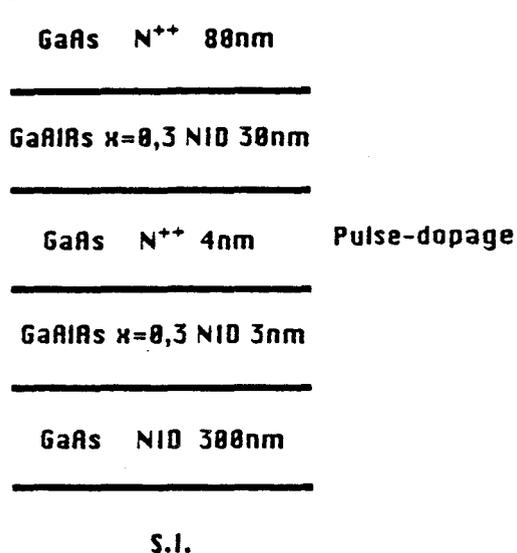
Nous avons résumé les principales caractéristiques statiques relevées sur nos deux échantillons dans le tableau III-3. La transconductance maximale et le courant de saturation de la couche comportant un delta-dopage sont supérieurs aux mêmes paramètres mesurés pour le pulse-dopage. Il faut cependant relativiser cet écart au vu des résistances d'accès importantes liées à la suppression du cap-layer lors de l'épitaxie des couches.

Nous avons reporté sur la figure III-10, les profils de transconductance pour une tension Drain-Source fixée à 2 V. On remarque le plateau caractéristique déjà visualisé sur le composant précédent et l'on constate des variations identiques du g_m en fonction de V_{gs} pour les deux types de dopage planaire.

Au terme de cette comparaison, entre les propriétés électriques du delta-dopage vis-à-vis du pulse-dopage, il apparaît qu'en dépit de leurs différences de formation, ceux-ci donnent des résultats sensiblement identiques au niveau de l'analyse par effet Hall et de l'analyse par C(V). Cette constatation apparaît également au niveau des caractéristiques statiques relevées sur les transistors réalisés à partir de ces échantillons.



Echantillon A



Echantillon B

FIGURE III-11

	300 K		77K noir		77K lumière	
	n_H (10^{12} cm^{-2})	μ_H ($\text{cm}^2/\text{V.s}$)	n_H (10^{12} cm^{-2})	μ_H ($\text{cm}^2/\text{V.s}$)	n_H (10^{12} cm^{-2})	μ_H ($\text{cm}^2/\text{V.s}$)
delta-dopage	1,57	4100	0,708	23500	1,19	26600
pulse-dopage	1,5	5800	1,26	23900	1,35	25500

TABLEAU III-4

	N_{cv} 300 K (10^{12} cm^{-2})	N_{cv} 77 K noir (10^{12} cm^{-2})	N_{cv} 77 K lum (10^{12} cm^{-2})
delta-dopage	2,3	1,55	2,4
pulse-dopage	2,5	2,4	2,5

TABLEAU III-5

Dans tous les cas, les divergences observées sont de l'ordre de grandeur de la précision des résultats expérimentaux. Par conséquent, il apparaît difficile d'arbitrer l'une ou l'autre des techniques lors de leur utilisation dans l'Arseniure de Gallium.

III-II Cas du transistor à hétérojonction GaAlAs/GaAs

Nous nous proposons d'étudier maintenant l'influence de la technique de dopage sur les caractéristiques et les performances des transistors à effet de champ réalisés à partir de l'épitaxie d'une structure HEMT à dopage planaire.

Nous rappelons, tout d'abord, les résultats de caractérisations électriques tels que l'effet Hall à bas champ et à haut champ et la mesure de la capacité d'une diode Schottky réalisée sur l'échantillon en fonction de la tension de commande. Nous ne reviendrons pas sur la caractérisation des "centres DX" dans une couche de GaAlAs en fonction de la technique de dopage. Cette étude a été présentée dans le chapitre II.

La seconde partie est consacrée à la comparaison des caractéristiques statiques et dynamiques obtenues sur les transistors à effet de champ à grille courte.

III-II-1 Rappel des structures et des résultats de caractérisation

III-II-1-1 Introduction

Les résultats expérimentaux ont été obtenus à partir de deux épitaxies d'une structure HEMT à dopage planaire schématisées sur la figure III-11. Le premier échantillon comprend un delta-dopage placé à 3 nm de l'interface GaAlAs/GaAs et dont la densité de Silicium est égale à $2,6 \cdot 10^{12}$ At/cm².

Nous remplaçons ce type de dopage par un pulse-dopage pour réaliser le second échantillon. Les impuretés Silicium se trouvent alors incorporées dans une fine couche de GaAs afin de limiter le contact avec les atomes d'Aluminium. Nous avons constaté par analyse DLTS, la supériorité de cette technique pour diminuer le taux de piégeage des électrons libres dans un matériau GaAlAs dont le taux d'Aluminium est ici de 0,3.

Les conditions de croissance des échantillons sont standards et identiques pour les deux épitaxies. Une attaque sélective par un plasma de Fréon 12 permet de supprimer le cap-layer avant le dépôt du contact Schottky de grille lors de la réalisation des transistors. Afin de ne pas influencer la mesure d'effet Hall, la même opération est effectuée sur les trèfles de Van der Pauw.

III-II-1-2 Caractérisation des épitaxies

Nous avons résumé dans le tableau III-4 les densités et les mobilités de Hall obtenues sur les deux structures HEMT pour un champ magnétique égal à 0,5 Tesla et pour des températures de mesure égales à 300 K et à 77 K. Le trèfle de Van der Pauw atteint la température cryogénique après un temps de mise à froid relativement long.

Nous constatons dans un premier temps que les variations de la densité et de la mobilité de Hall sont identiques pour les deux structures en fonction des conditions de travail. Il semblerait que la substitution d'un delta-dopage par un pulse-dopage ne modifie pas les propriétés physiques d'une structure HEMT à dopage planaire.

Pour la structure comportant un pulse-dopage, la faible variation de la densité de Hall en fonction de la lumière ambiante confirme la diminution du taux de "centre DX" observé par analyse C(V) dont nous rappelons les résultats obtenus sur des composants à grille longue sur le tableau III-5.

Il est à noter la meilleure mobilité obtenue à 300 K pour la structure à pulse-dopage vis-à-vis de celle comportant un delta-dopage. Cette observation n'est plus visible à 77 K.

Nous avons utilisé l'analyse par effet Hall à haut champ pour accéder à la densité d'électrons transférée du delta-dopage ou du pulse-dopage vers l'interface GaAlAs/GaAs. Les trèfles de Van der Pauw atteignent la température de l'Azote liquide dans les conditions énoncées dans la partie II-III-2-2.

Nous avons reporté sur la figure III-12 les oscillations Shubnikov-de-Haas obtenues sur les deux échantillons. La densité de porteurs libres

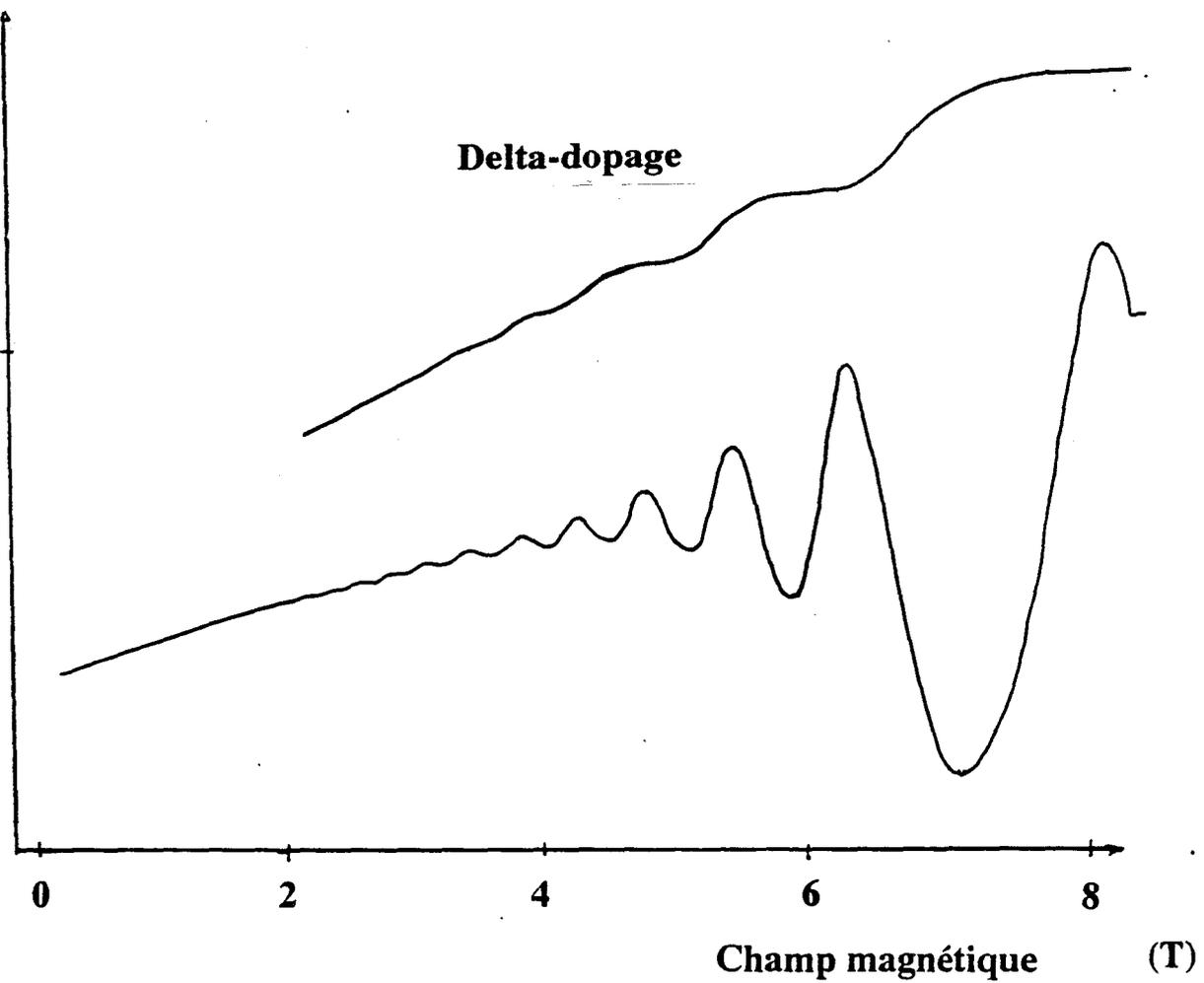


FIGURE III-12-a

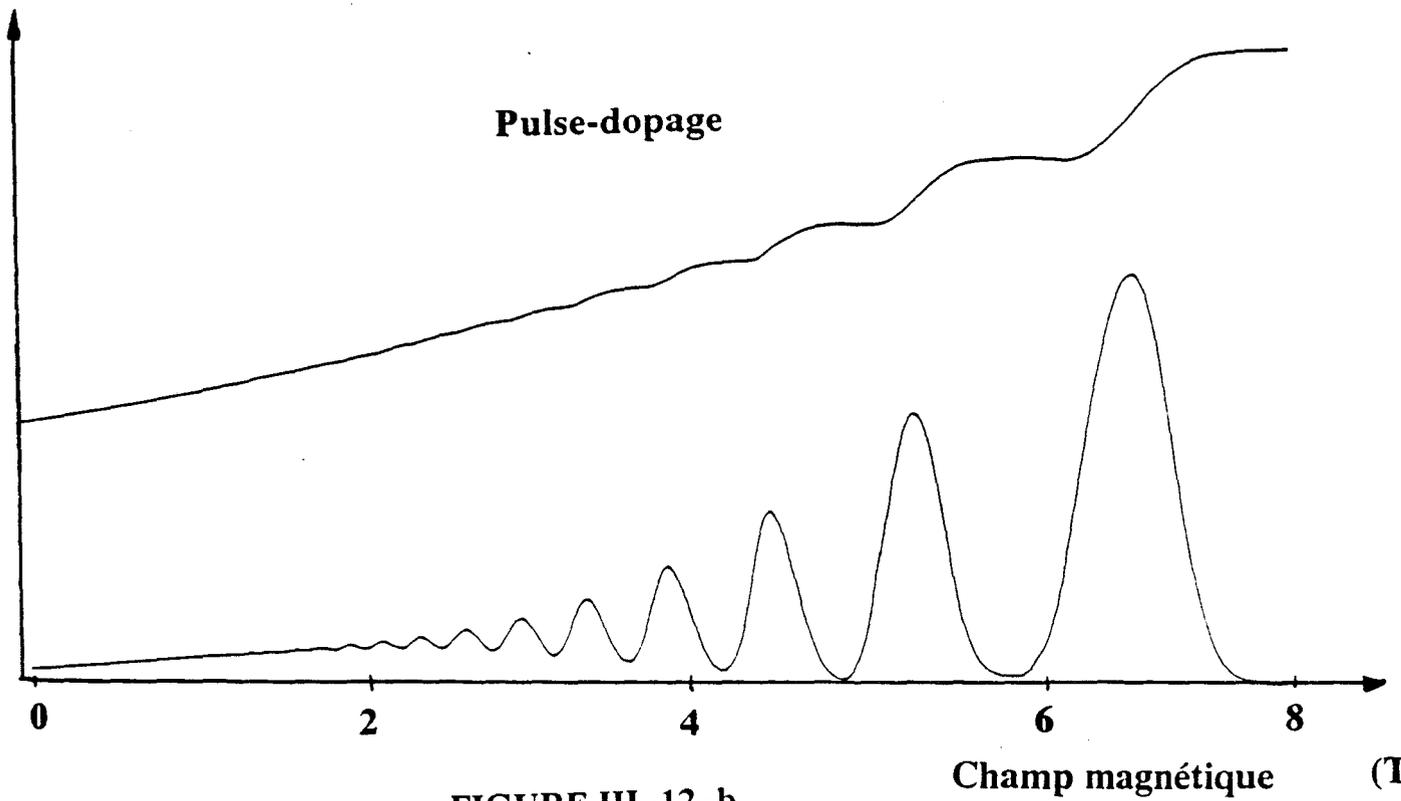


FIGURE III-12-b

Oscillations Subnikov-de-Haas et les paliers d'effet Hall associés d'une structure à hétérojonction GaAlAs/GaAs comportant soit un pulse-dopage, soit un delta-dopage.

déterminée à partir de la période des oscillations est égale à $1,15 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ et $1,12 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ pour les structures HEMT comprenant respectivement un delta-dopage et un pulse-dopage.

Il serait hatif de conclure sur une densité de gaz 2D identique quelle que soit la technique de dopage employée.

En effet, nous rappelons qu'un niveau donneur profond a été mis en évidence par analyse DLTS sur l'échantillon à dopage planaire de type delta-dopage. Ces "centres DX" peuvent influencer fortement la mesure d'effet Hall à haut champ par leur incidence directe sur la densité de porteurs libres dans la structure. Cet effet peut être d'autant plus marqué que la mise en froid est effectuée dans l'obscurité.

Remarquons que la résistivité s'annule pour les minimums des oscillations dans le cas de la structure à pulse-dopage (figure III-12-b) alors qu'aucune constatation similaire n'ayant jamais été remarquée sur les échantillons comprenant un delta-dopage (figure III-12-a et II-67).

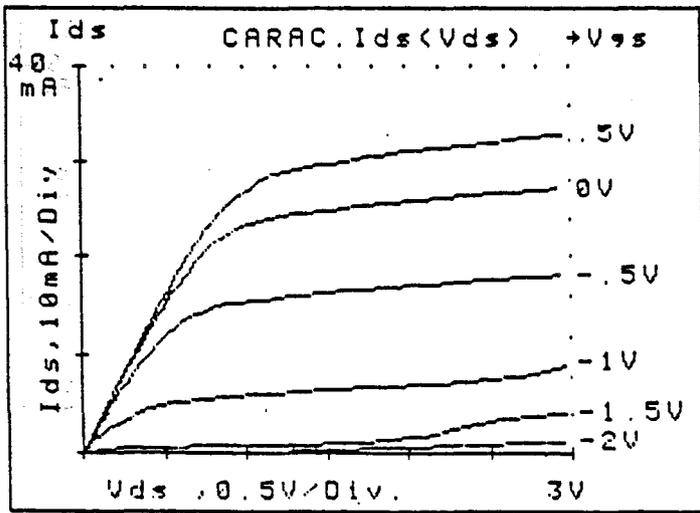
Dans l'hypothèse d'une qualité cristalline identique pour les deux épitaxies, cette différence de spectre serait liée à l'apparition d'une conduction parallèle au gaz bidimensionnel qui deviendrait non négligeable dans le cas du delta-dopage.

Cette conduction parasite doit être absolument évitée afin de ne pas limiter les performances des transistors à effet de champ réalisées à partir de cette structure.

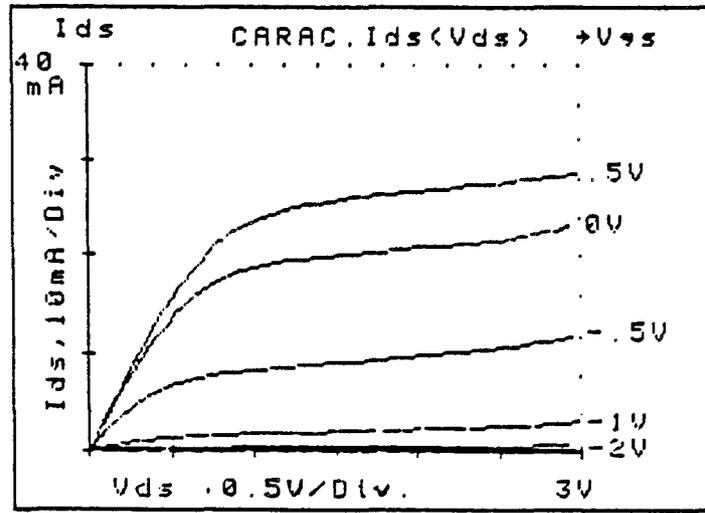
III-II-2 Réalisation et caractérisation des HEMT à dopage planaire

Nous nous proposons d'étudier les caractéristiques électriques, des transistors à effet de champ à grille submicronique, réalisées à partir des épitaxies énoncées précédemment. Le procédé technologique est identique à celui employé pour la réalisation du delta-FET (partie III-I-1-1). Les caractéristiques statiques et dynamiques, que nous présentons, ont été obtenues pour une longueur de grille proche de $0,3 \mu\text{m}$ et une distance Drain-Source égale à $3 \mu\text{m}$.

Les contacts Schottky sont de bonne qualité avec un coefficient d'idéalité et une tension de built-In égaux à $1,4$ et $0,75 \text{ V}$ respectivement.

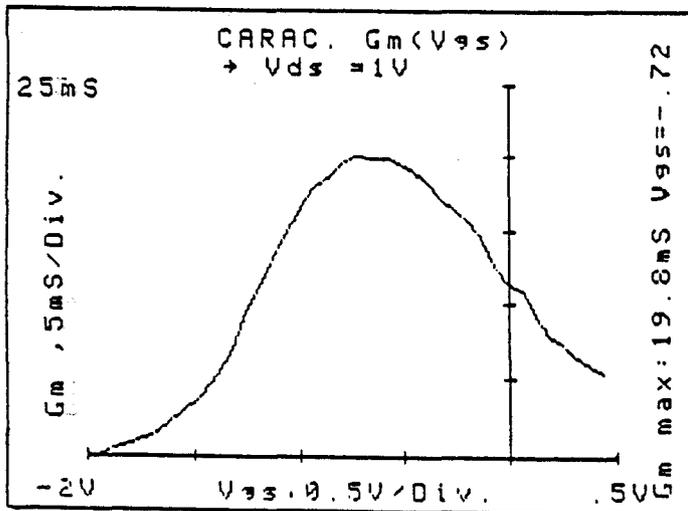


Delta-dopage

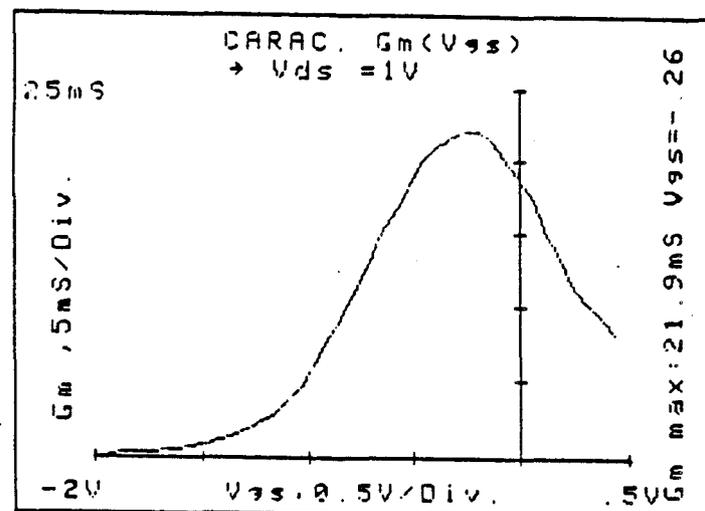


Pulse-dopage

FIGURE III-13 : Caractéristiques I(V) obtenues sur des transistors à effet de champ dont la structure épitaxiée est de type HEMT à dopage planaire.



Delta-dopage



Pulse-dopage

FIGURE III-14 : Transconductance statique.

III-II-2-1 Résultats expérimentaux

1) Caractérisation statique

Nous avons reporté sur la figure III-13 les caractéristiques I(V) relevées sur les deux échantillons. La tension de pincement et le courant de saturation sont identiques et égaux à -1,8 V et 340 mA/mm.

Les évolutions de la transconductance statique en fonction de la tension de commande sont présentées sur la figure III-14 pour une tension Drain-Source égale à 1 V. Ces profils sont caractéristiques d'une structure HEMT.

Nous remarquons que le maximum de g_m observé pour la structure à pulse-dopage est légèrement décalée vers les tensions de commande positives. Cette constatation révèle une profondeur du recess plus importante vis-à-vis du second échantillon, entraînant une commande du gaz bidimensionnel pour des tensions plus faibles.

De plus, les évolutions du g_m montrent que le pincement de la structure comprenant un delta-dopage est plus franc et donc de meilleur qualité que la structure à pulse-dopage.

La transconductance statique maximale relevée pour une tension V_{ds} de 2 V est égale à 232 mS/mm et à 260 mS/mm pour les échantillons comprenant respectivement le delta-dopage et le pulse-dopage.

Il semblerait donc que la technique du dopage volumique élevée, confinée sur une faible épaisseur est plus adéquate que la technique de dopage par arrêt de croissance.

Mais ces premiers résultats ne prennent pas en compte les éléments extrinsèques liés aux procédés technologiques et ne sont donc que le reflet des performances réelles de chaque structure.

Une étude plus détaillée à partir des caractéristiques dynamiques de chaque transistor est donc abordée dans la partie suivante.

	HEMT à delta-dopage		HEMT à pulse-dopage	
I_{dss} (mA/mm)	350		335	
U_p (V)	-1,8		-1,85	
Gm statique (mS/mm)	230		260	
Gm dynamique (mS/mm)	extrinsèque	intrinsèque	extrinsèque	intrinsèque
	260	375	270	295
Fc (GHz)	29,8		13,8	
C_{gs} max (pF)	0,18		0,32	
R_s (Ω .mm)	1,2		0,33	
R_d (Ω .mm)	1		1,75	
R_g (Ω .mm)	0,4		0,4	

TABLEAU III-6

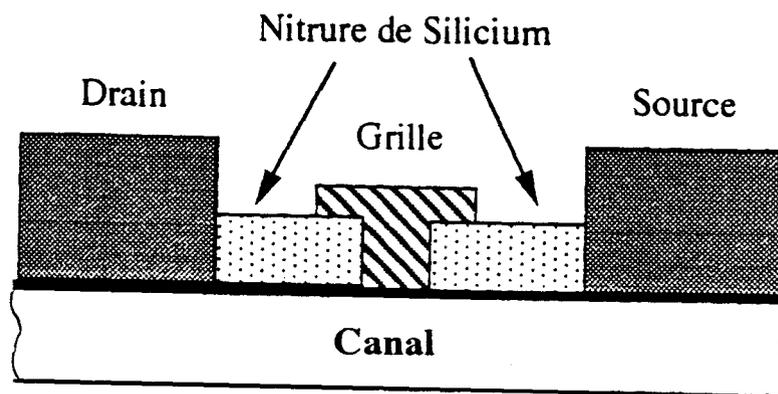


FIGURE III-15 : Schéma de principe pour l'obtention d'une grille en forme de T.

2) Caractérisation dynamique

Les résultats obtenus, en régime petit signal, sont présentés sur le tableau III-6 pour les deux techniques de dopage.

Il apparaît clairement que le HEMT à delta-dopage présente une transconductance maximale intrinsèque supérieure à celles enregistrées pour le HEMT à pulse-dopage.

La différence importante des deux composants se situe au niveau des résistances d'accès masquant les performances réelles lors de la mesure en régime statique.

De plus, sous l'influence d'une capacité grille-source plus faible liée à une longueur de grille plus petite, la fréquence de coupure du gain en courant est plus importante pour la structure comportant un delta-dopage.

Par conséquent, la technique de dopage par arrêt de croissance semble la plus performante lors de son utilisation dans une structure transistor à gaz 2D. Cependant, l'inconvénient majeur de cette couche concerne le taux de piège important, lié à l'apparition d'un niveau donneur profond dû aux centres DX. Les propriétés électriques en régime statique sont alors considérablement modifiées.

Dans tous les cas, les performances de nos HEMT à plan de dopage sont peu encourageantes. De nouveaux composants ont été réalisés à partir d'un procédé technologique amélioré au niveau de l'étape concernant la réalisation du recess et du dépôt de grille. Le recess n'est plus effectué dans tout l'espace Drain-Source mais, est défini préalablement par lithographie électronique. Le dépôt d'une couche de Nitrure de Silicium Si_3N_4 permettant l'obtention d'un profil de grille en forme de T (figure III-15)[2].

Le procédé a déjà démontré son efficacité sur les performances des transistors à effet de champ du type MESFET.

Nous avons ainsi obtenu une transconductance maximale intrinsèque égale à 560 mS/mm pour la structure HEMT comportant un delta-dopage. La tension de pincement de ce composant était de -0,5 V.

III-III Conclusion

Nous avons abordé dans ce chapitre, la réalisation et la caractérisation de transistors à effet de champ de type MESFET et HEMT dont la structure comprend un plan de dopage Silicium.

Nous avons tout d'abord obtenu pour un MESFET de longueur de grille égale à $0,3 \mu\text{m}$, une transconductance maximale intrinsèque de 660 mS/mm pour un courant de saturation égal à 470 mA/mm à partir d'une structure dont le canal est formé par un delta-dopage de densité égale à $3,910^{12} \text{ cm}^{-2}$ déposé dans le binaire GaAs.

Nous avons ensuite réalisé des transistors de type HEMT à dopage planaire qui ont montré quant à eux respectivement une transconductance maximale intrinsèque et un courant de saturation égaux à 560 mS/mm et 370 mA/mm pour une longueur de grille de l'ordre de $0,3 \mu\text{m}$.

Néanmoins, les performances que nous avons d'ores et déjà obtenues, doivent pouvoir être améliorées en optimisant la structure épitaxiée et le procédé technologique. Mais dans tout les cas, la couche non intentionnellement dopée située au-dessus du plan de dopage constituera une limitation importante pour l'optimisation des résistances d'accès drain et source. On devrait pouvoir trouver une solution en utilisant une technique d'implantation des contacts ohmiques.

Nous avons aussi étudié l'influence du mode de dopage sur les caractéristiques électriques présentées par nos échantillons. Ainsi, si aucune différence notable n'a été observés entre le pulse-dopage et le delta-dopage dans le cas d'une couche de GaAs, il semblerait que la seconde technique de dopage (delta-dopage) soit plus performante lors de son utilisation dans une stucture HEMT. Cependant, nous y avons relevé deux problèmes importants, un effet MESFET parasite lié à une conduction parallèle dans le plan de dopage et en second lieu, l'apparition d'un niveau donneur de type "centre DX".

Ces résultats obtenus pour les structures HEMT à simple puit sont encourageants et ont contribué au développement des composants plus

complexes basés sur l'utilisation de multiples hétérojonctions pour des applications en puissance.

CONCLUSION GENERALE

Nous avons présenté, dans ce mémoire, une étude portant sur la réalisation et la caractérisation d'un dopage plan Silicium, dans des couches de GaAs et GaAlAs Epitaxiées par Jets Moléculaires [EJM].

Après avoir rappelé la technique d'épitaxie par jets moléculaires et les principales méthodes d'analyse des matériaux, nous avons tout particulièrement étudié le dopage plan, dans le but précis de réaliser des transistors à effet de champ pour les applications microondes. L'utilisation du dopage plan entraîne la diminution de l'épaisseur du canal, ce qui permet d'augmenter les performances des transistors, à technologie équivalente.

Nous avons, dans un premier temps, intégré le dopage planaire dans une couche massive de GaAs. Nous avons obtenu, pour des flux de Silicium inférieurs à $2,5 \cdot 10^{11}$ at/cm²/s, une localisation précise et un bon confinement de l'ordre de 6 nm des impuretés dopantes. Dans ce contexte, nous avons obtenu un coefficient d'incorporation et un coefficient d'activation électrique des atomes de Silicium égaux à l'unité dans une gamme de dopage allant de $1 \cdot 10^{12}$ à $1 \cdot 10^{13}$ cm⁻².

Dans une seconde étape, l'introduction du plan de dopage dans une structure de type HEMT nous a permis de montrer l'intérêt de ce type de dopage pour augmenter le transfert des porteurs libres vers le gaz bidimensionnel, sans dégradation importante de la mobilité moyenne de la structure. Une étude, portant sur l'influence de l'espaceur sur la densité de porteurs mesurée par effet Hall, a abouti à la détermination d'une dimension optimale se situant entre 2 et 3 nm. Nous avons observé, dans cette structure à hétérojonction GaAlAs/GaAs avec un dopage plan de densité égale à $2,6 \cdot 10^{12}$ at/cm², un niveau donneur de type "centre DX" dont le taux de piégeage est égal à 35 %.

Dans un troisième chapitre nous présentons la réalisation et la caractérisation électrique de transistors MESFET et HEMT ayant un dopage plan. En particulier pour les transistors à hétérojonction, nous avons comparé les performances obtenues dans le cas d'un delta-dopage et dans le cas d'un pulse-dopage. Les résultats obtenus sont tout à fait satisfaisants, compte-tenu du fait que les opérations technologiques n'ont pas été particulièrement optimisées. Il est apparu cependant que la technique du delta-dopage est supérieure à celle du pulse-dopage dans une structure HEMT. Nous avons obtenu dans ces conditions, une transconductance intrinsèque de 560 mS/mm pour une géométrie de grille en T de longueur inférieure à 0,3 μm .

Ce travail a permis de mettre en évidence les problèmes liés à la réalisation et à la caractérisation du dopage plan dans une couche de GaAs et GaAlAs épitaxiée par jets moléculaires. Des solutions ont été proposées dans le but de la réalisation de composants.

