

50376  
1988  
215



50376  
1988  
215

UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE  
LILLE FLANDRES ARTOIS

N° d'ordre 294

## THESE DE DOCTORAT

présentée  
pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET  
TECHNIQUES DE LILLE FLANDRES ARTOIS

Spécialité: Sciences des matériaux

**Joël BARRIER**

Ingénieur ISEN

Sujet:

**Contribution à l'optimisation de l'interface  
 $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$  pour la réalisation de  
MISFETs à haute stabilité.**

soutenue le 25 Novembre 1988 devant le jury composé de:

M. R. Fouret	Président
M. E. Constant	
M. D. Stiévenard	
M. J.B. Theeten	
M. P. Viktorovitch	



## Remerciements

Cette thèse a été préparée aux Laboratoires d'Electronique et de Physique appliquée. Je remercie Monsieur J.P. HURAUULT, Directeur du LEP, ainsi que Monsieur J. DONJON, chef du département "Physique de l'Etat Solide et du Vide", de m'avoir donné les moyens d'effectuer ce travail dans de bonnes conditions.

Monsieur J.B. THEETEN a suivi ce travail avec beaucoup de compétence. Je le remercie vivement d'avoir accepté de participer au jury de cette thèse et d'en avoir été l'un des rapporteurs.

Madame M. RENAUD a encadré ce travail avec compétence et beaucoup de gentillesse. Qu'elle trouve ici l'expression de ma profonde gratitude pour le temps qu'elle m'a consacré, ainsi que le témoignage de mon amitié.

Je remercie Monsieur le Professeur R. FOURET de m'avoir fait l'honneur de présider le jury de cette thèse. J'exprime toute ma gratitude à Monsieur le Professeur P. VIKTOROVITCH, rapporteur de cette thèse, et à Monsieur le Professeur E. CONSTANT pour l'intérêt porté à ce travail en acceptant de faire partie du jury.

Je tiens à exprimer à Monsieur D. STIEVENARD toute ma reconnaissance pour la patience dont il a fait preuve ainsi que pour l'intérêt qu'il a porté à ce travail. Je le remercie chaleureusement pour sa participation au jury.

Ce travail a été l'occasion de discussions fructueuses avec Messieurs P. BOHER et J.L. VILLEGAS. Je les remercie vivement pour les conseils et l'aide précieuse qu'ils m'ont apportés.

Je tiens à remercier tout particulièrement Messieurs J. SCHNEIDER et Y. HILY qui ont effectué les dépôts de nitrure de silicium et sans qui cette étude n'aurait pu se faire.

Ce travail a également pu être mené grâce à Madame E. BOUCHEREZ qui a réalisé les dispositifs. Je tiens à lui faire part de ma reconnaissance amicale.

La fourniture des couches épitaxiales destinées à la fabrication des transistors MISFET a été assurée, dans le cadre d'un projet ESPRIT (N° 927), par la société AIXTRON. Je la remercie pour la très bonne qualité des couches réalisées.

Je remercie tous les membres de la division "Recherche Exploratoire" pour l'excellente ambiance qu'ils ont su entretenir. Je n'oublierai pas la collaboration sympathique de Mademoiselle C. MARCENAC et de Monsieur C. GRENTE.

Enfin je voudrais exprimer mes remerciements à Monsieur C. MEQUIO pour l'aide qu'il a bien voulu m'apporter lors de la mise en forme du document original, à Messieurs D. GRAVIER et B. CLEYRAT pour la réalisation des figures, ainsi qu'à Monsieur C. MARDELE qui a assuré la reprographie de ce mémoire.

## Résumé

Nous avons étudié les propriétés électriques de l'interface  $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{GaInAs}$  pour optimiser un procédé de fabrication de transistor MISFETs sur  $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ . Afin de remédier aux problèmes de dérive du courant généralement observés sur ce type de dispositif, le procédé choisi se définit par trois points principaux: un système opérant sous ultra vide, la désoxydation de la surface de GaInAs et le dépôt de nitrure de silicium par plasma multipolaire.

Nous avons commencé par rechercher les meilleures conditions de dépôt de  $\text{Si}_3\text{N}_4$  en vue de l'obtention d'un bon isolant de grille. Dans un deuxième temps nous avons étudié l'effet des différents traitements de désoxydation sur les propriétés électriques de l'interface  $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{GaInAs}$ . Dans ce but, avons associé quatre techniques de caractérisation électrique sur des structures MIS (C(V) à 1MHz, Conductance, DLTS et ICTS).

La maîtrise des deux étapes clés de notre procédé: la désoxydation et le dépôt de nitrure de silicium, nous ont permis de réaliser ensuite des transistors MISFET sur GaInAs à haute stabilité et possédant des performances intéressantes (150mS/mm pour une longueur de grille de 2 microns).

A partir de modélisations, nous avons développé une analyse de type DLTS pour la caractérisation des transistors. Les mesures de stabilité ont confirmé l'intérêt des traitements de désoxydation sur les transistors. Par contre, nous avons observé sur les structures MIS une dérive beaucoup plus importante.

### Mots Clés

Etat Electronique Interface

Structure MIS

Spectrométrie Transitoire Niveau Profond

Spectrométrie Transitoire Capacité Isotherme

Gallium Indium Arséniure

Silicon Nitrure

Transistor à effet de champ

Transistor à grille isolé

## Abstract

We studied the electrical properties of  $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{GaInAs}$  interface in order to improve a fabrication process of MISFETs transistors on  $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ . To avoid the drain current drift generally observed on this type of structure, the passivation scheme includes removal of native oxide from GaInAs surface and deposition of  $\text{Si}_3\text{N}_4$  films, both steps being performed in multipolar plasmas in an ultra high vacuum system.

We first determined the best deposition conditions which provide good insulating films. Then we studied the effect of native oxide removal treatments on the electrical properties of the  $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{GaInAs}$  interface. These characterizations were performed with C(V) at 1MHz, Conductance, DLTS and ICTS on MIS structures.

The control of both key steps of our process: native oxide removal and silicon nitride deposition has enabled us to fabricate GaInAs MISFETs with good performances (150mS/mm for  $2\mu\text{m}$  gate length) and no current drift. From modelization we have developed a special DLTS analysis for transistor characterizations. Stability measurements on MISFETs have shown the high efficiency of the native oxide removal but larger drift were observed on MIS structures.

### Key words

Electronic Interface state  
MIS structure  
Deep Level Transient Spectroscopy  
Isothermal Capacitance Transient Spectroscopy  
Gallium Indium Arsenide  
Silicon Nitride  
Field Effect Transistor  
Isolated Gate Transistor

# Table des matières

<b>Introduction</b> .....	<b>1</b>
<b>Chapitre 1. Généralités sur les transistors à effet de champ sur GaInAs</b> .....	<b>3</b>
<b>1.1 Propriétés physiques des matériaux</b> .....	<b>3</b>
1.1.1 Propriétés dues à la structure de bandes .....	3
1.1.2 Propriétés de transport .....	5
1.1.3 Hétérojonction GaInAs/InP .....	6
<b>1.2 Transistors sur GaInAs</b> .....	<b>8</b>
1.2.1 Introduction .....	8
1.2.2 Différents types de transistors .....	9
1.2.2.1 MESFET .....	9
1.2.2.2 HFET .....	10
1.2.2.3 JFET .....	10
1.2.2.4 MODFET .....	12
1.2.2.5 MISFET .....	14
1.2.3 Conclusions .....	14
<b>1.3 Interface isolant/GaInAs</b> .....	<b>16</b>
1.3.1 L'oxyde natif .....	16
1.3.2 Les états électroniques d'interface .....	17
1.3.3 Les méthodes de passivation .....	20
1.3.4 Les propriétés de l'isolant .....	22
<b>1.4 Performances et limitations</b> .....	<b>23</b>
1.4.1 Performances .....	23
1.4.2 Passivation .....	23
1.4.3 Stabilité des dispositifs .....	25
<b>1.5 Conclusions</b> .....	<b>26</b>
<b>Chapitre 2. Caractérisations électriques et physiques</b> .....	<b>29</b>
<b>2.1 La structure MIS</b> .....	<b>29</b>
2.1.1 La structure MIS idéale .....	29
2.1.1.1 Description .....	29
2.1.1.2 Comportement de la structure MIS idéale .....	31
2.1.2 La structure MIS réelle .....	34
2.1.2.1 Introduction .....	34
2.1.2.2 Etats d'interface rapides .....	35
2.1.2.3 Etats d'interface lents .....	36

<b>2.2</b>	<b><i>Caractérisations de l'isolant</i></b>	<b>38</b>
2.2.1	Spectroscopie d'absorption infra rouge	38
2.2.1.1	Principe	38
2.2.1.2	Conditions expérimentales	38
2.2.2	Caractérisations électriques de l'isolant	39
2.2.2.1	Type de conduction dans l'isolant	39
2.2.2.2	Montage expérimental	41
2.2.2.3	Mesures I(V)	42
2.2.2.4	Mesures I(T)	43
<b>2.3</b>	<b><i>Caractérisations électriques de l'interface</i></b>	<b>43</b>
2.3.1	Etats rapides	43
2.3.1.1	Mesures C(V) à 1MHz	43
2.3.1.2	Mesures de conductance	45
2.3.1.3	Mesures DLTS-ICTS	53
2.3.2	Etats lents	60
<b>Chapitre 3.</b>	<b>Etude du dépôt de <math>Si_3N_4</math></b>	<b>61</b>
3.1	<i>Stœchiométrie des films de <math>Si_3N_4</math></i>	62
3.2	<i>Propriétés électriques de l'isolant</i>	68
3.2.1	Qualité de l'isolant et vitesse de dépôt	68
3.2.2	Mécanisme de conduction et vitesse de dépôt	68
3.3	<i>Conclusions</i>	74
<b>Chapitre 4.</b>	<b>Etude de l'interface <math>Si_3N_4/GaInAs</math></b>	<b>77</b>
4.1	<i>Fabrication des structures MIS</i>	77
4.1.1	Caractéristiques des échantillons	77
4.1.2	Fabrication des structures MIS	77
4.2	<i>Influence des conditions de dépôt sur l'interface</i>	79
4.2.1	Effet du plasma de dépôt	79
4.2.2	Influence de la vitesse de dépôt	82
4.3	<i>Influence du traitement de désoxydation</i>	84
4.3.1	Caractérisations électriques	84
4.3.1.1	Influence du traitement de désoxydation sur les propriétés électriques de l'interface	84
4.3.1.2	Evolution de la section efficace de capture	102
4.3.1.3	Reproductibilité du traitement	112
4.3.1.4	Remarque sur les caractérisations électriques	113
4.3.2	Photoluminescence	116
4.3.3	Discussion et interprétation	118
4.4	<i>Conclusions</i>	120
<b>Chapitre 5.</b>	<b>Etude des transistors</b>	<b>123</b>
5.1	<i>Caractérisations statiques</i>	123
5.1.1	Introduction	123
5.1.2	Modélisations	124
5.1.2.1	Calcul du courant $I_{ds}$	125
5.1.2.2	Influence des états d'interface	129

5.1.2.3	Analyse des transitoires de courants	132
5.1.3	Mesures expérimentales	135
5.1.3.1	Echantillons	135
5.1.3.2	Etudes des caractéristiques $I_{ds}$ - $V_{ds}$ et $g_m$ - $V_g$	137
5.1.3.3	Mesures de transitoires de courant	140
5.1.3.4	Modélisation des caractéristiques	145
5.2	<b><i>Stabilité des dispositifs</i></b>	<b>147</b>
5.2.1	Stabilité des transistors	147
5.2.2	Comparaison avec les structures MIS	149
5.3	<b><i>Conclusions</i></b>	<b>150</b>
<b>Conclusion</b>		<b>153</b>
<b>Annexe A. Mesure de transitoire de capacité</b>		<b>157</b>
A.1	<b><i>Montage expérimental</i></b>	<b>157</b>
A.2	<b><i>Conditions de mesure</i></b>	<b>157</b>
<b>Annexe B. Calcul des réponses DLTS et ICTS</b>		<b>161</b>
B.1	<b><i>Fonction de réponse des états d'interface</i></b>	<b>161</b>
B.2	<b><i>Détermination de la densité d'états d'interface</i></b>	<b>165</b>
<b>Références Bibliographiques</b>		<b>169</b>
<b>Liste des symboles utilisés</b>		<b>187</b>



# Introduction

Le développement des transmissions par fibres optiques stimule depuis quelques années les recherches en optoélectronique. Cette technologie fait appel aux matériaux semiconducteurs III-V de la filière InP qui permettent l'émission et la détection de la lumière dans la gamme 1.3-1.6 $\mu$ m où l'atténuation des fibres en silice est minimale. Le matériau Ga<sub>0.47</sub>In<sub>0.53</sub>As, étudié initialement pour des applications optoélectroniques, occupe maintenant une place importante dans ce domaine mais également en hyperfréquence grâce à ces propriétés électroniques remarquables.

Une grande variété de structures de transistors à effet de champ est actuellement à l'étude pour tirer profit des propriétés de transport électronique de GaInAs. Le transistor à effet de champ à grille isolée MISFET constitue une structure de technologie simple et attractive pour les applications optoélectroniques ou hyperfréquences. De bonnes performances au niveau des transconductances, dues aux faibles densités d'états à l'interface isolant/semiconducteur, ont été obtenues sur ce dispositif. En effet, l'interface isolant/GaInAs peut présenter, lorsqu'elle est bien contrôlée, une densité d'états d'interface suffisamment faible pour permettre la fabrication de MISFET. Les investigations actuelles se concentrent donc sur la fabrication de cette interface, étape clé de la réalisation d'un transistor MISFET.

Toutefois, ces transistors présentent souvent une dérive de leurs caractéristiques en fonction du temps. Une étude précédente [153] a mis en évidence l'action de l'oxyde natif de Ga<sub>0.47</sub>In<sub>0.53</sub>As dans ces phénomènes de dérives des structures MIS. Cet oxyde natif échange des porteurs avec le semiconducteur au moyen de mécanismes tunnels à constante de temps très lente. La désoxydation de la surface avant le dépôt d'isolant paraît donc être un moyen intéressant pour réduire ces phénomènes de dérive. Nous avons cherché, dans cette étude à optimiser les traitements de désoxydation et le dépôt d'isolant afin d'obtenir une interface de bonne qualité électrique et reproductible.

Le procédé choisi se définit par trois caractéristiques essentielles:

1. la désoxydation de la surface de GaInAs avant le dépôt par plasma multipolaire d'hydrogène
2. l'utilisation d'un procédé de dépôt de nitrure de silicium par plasma multipolaire
3. un système opérant sous ultra-vide pour éviter la contamination de la surface entre la désoxydation et le dépôt.

L'utilisation des plasmas multipolaires est relativement nouvelle dans ce domaine et ce travail a permis de montrer l'apport ainsi que les limites de ce type de plasma pour ces technologies.

L'étude présentée ici représente principalement la contribution des caractérisations électriques à l'optimisation de l'interface  $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{GaInAs}$  pour la réalisation de transistors MISFET sur GaInAs.

Le premier chapitre présente les propriétés du matériau  $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$  qui le rendent intéressant pour les applications en hyperfréquence et en optoélectronique ainsi que les différentes structures de transistors à effet de champ possibles sur ce matériau. Les problèmes spécifiques à la réalisation de MISFET sont ensuite abordés.

Avant de passer à la fabrication des transistors, l'optimisation des principales étapes technologiques est effectuée à l'aide de structures MIS (métal/isolant/semiconducteur) qui sont des structures simples spécialement adaptées aux tests électriques de l'isolant et de l'interface isolant/semiconducteur.

Le second chapitre décrit l'ensemble des techniques de caractérisation utilisé dans cette étude pour évaluer les propriétés des films de nitrure de silicium et de l'interface sur les structures MIS. La spectroscopie d'absorption infra-rouge a été utilisée pour obtenir des informations sur la stœchiométrie des films de  $\text{Si}_3\text{N}_4$  et les mesures  $I(V)$  et  $I(T)$  ont permis d'évaluer les propriétés électriques des films déposés. L'interface  $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{GaInAs}$  a été caractérisée à l'aide de techniques comme la conductance ou les mesures de transitoire de capacité (Deep Level Transient Spectroscopy et Isothermal Capacitance Transient Spectroscopy).

Le troisième chapitre est consacré à l'étude des propriétés du nitrure de silicium et au choix des meilleures conditions de dépôt en vue de la fabrication des transistors.

Dans le quatrième chapitre, nous examinons, l'influence du plasma de dépôt et des traitements de désoxydation sur les propriétés électriques de l'interface  $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{GaInAs}$ .

L'optimisation des conditions de dépôt et de désoxydation ont permis de réaliser des transistors MISFET à haute stabilité et possédant des performances les situant parmi les meilleures réalisations actuelles. Quelques réalisations sont présentées et caractérisées dans le dernier chapitre.

# Chapitre 1. Généralités sur les transistors à effet de champ sur GaInAs

Dans ce chapitre, nous énoncerons d'abord les propriétés caractéristiques de l'alliage GaInAs, les applications qui en découlent ainsi que les différents types de transistors déjà réalisés sur ce matériau. Certains composants (transistors à grille isolée MISFET) nécessitent le dépôt d'un isolant sur la surface de GaInAs et les performances de ce type de dispositif dépendent fortement de la qualité de l'interface ainsi créée. Notre étude portant sur l'amélioration de la qualité de cette interface pour la réalisation de transistors MISFETs, nous examinerons donc l'état des connaissances concernant l'interface Isolant/GaInAs, les performances de ces dispositifs et ce qui a jusqu'à présent limité leurs applications.

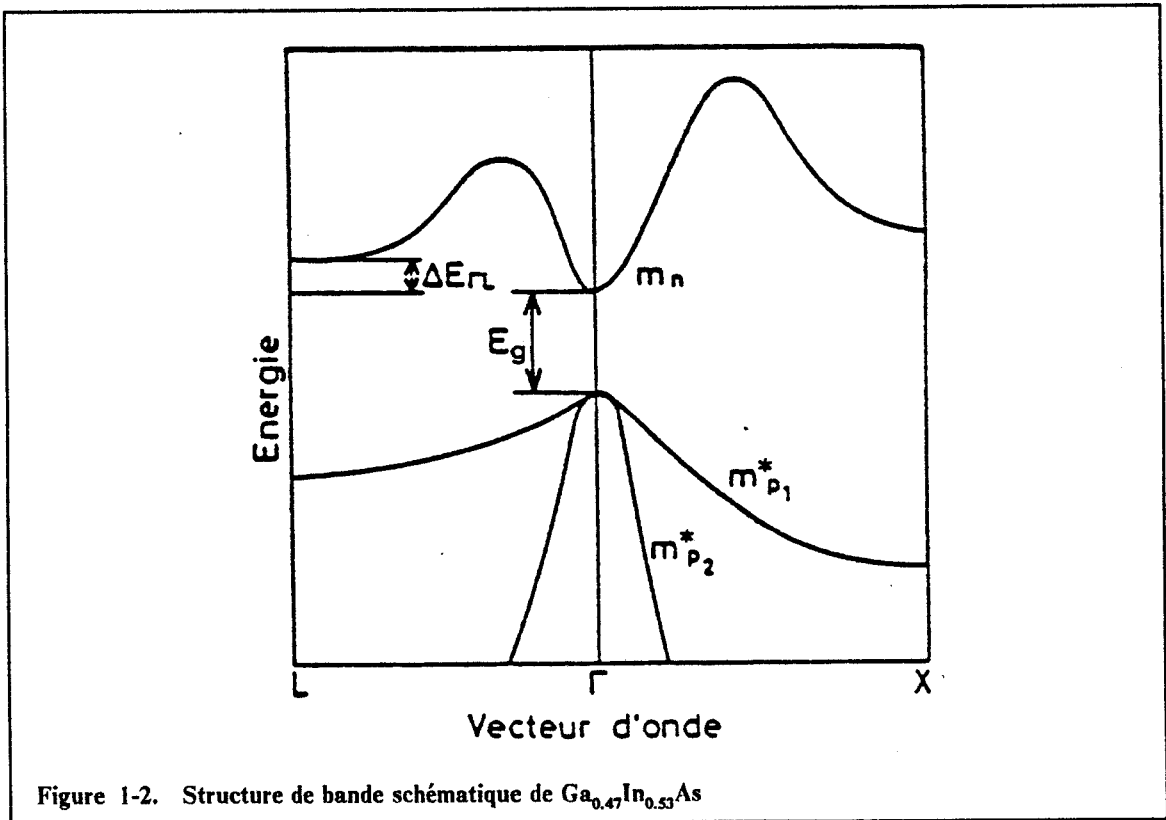
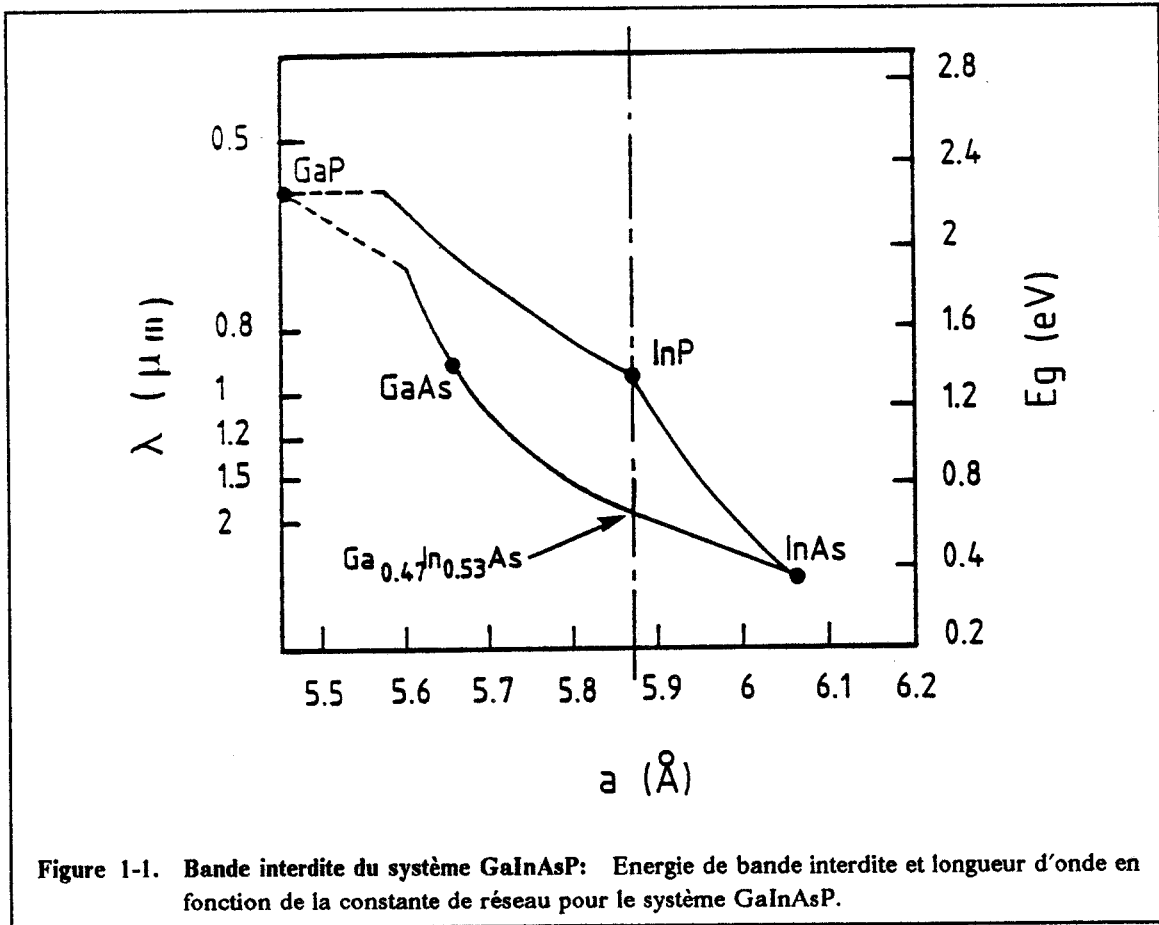
## 1.1 Propriétés physiques des matériaux

Le  $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$  est un matériau ternaire de composition intermédiaire entre GaAs et InAs. Il fait partie des matériaux  $(\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y})$  étudiés pour le développement des télécommunications par fibres optiques dans le domaine des longueurs d'ondes de  $1.3\mu\text{m}$  à  $1.6\mu\text{m}$ . La figure 1.1 montre qu'avec la composition  $x=0.47$  et  $y=1$  le paramètre de maille cristalline est identique à celui de InP. Il est donc possible d'épitaxier des couches de GaInAs ayant de bonnes qualités cristallines sur des substrats en InP. Cette possibilité alliée à de bonnes propriétés électriques ainsi qu'à un coefficient d'absorption maximum à  $1.55\mu\text{m}$  font de lui un matériau prometteur pour la réalisation de dispositifs performants en hyperfréquence et en photodétection.

En ce qui concerne la réalisation de transistors, plusieurs structures sont étudiées actuellement mais aucune n'est encore parvenue à s'imposer comme meilleur composant. Les recherches s'orientent également vers le développement de technologies intégrant transistors et photodiodes (p.i.nFET) associant ainsi les propriétés électriques et optiques du matériau [1], [2], [3].

### 1.1.1 Propriétés dues à la structure de bandes

La structure de bande de  $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$  est représentée figure 1.2. Elle présente une bande interdite directe de largeur  $0.75\text{eV}$  à température ambiante qui permet l'absorption de la lumière pour les longueurs d'ondes inférieures à  $1.65\mu\text{m}$ .



La différence importante entre les vallées  $\Gamma$  et L ( $\Delta E_{\Gamma L} = 0.55\text{eV}$ ) a pour effet de retarder le passage des électrons énergétiques dans les vallées latérales de plus faible mobilité. Enfin, à la forte courbure de bande de conduction correspond une masse effective des électrons très faible ( $0.041m_0$ ) qui autorise des mobilités très élevées allant jusqu'à  $12000\text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$  à température ambiante [4].

Le tableau 1.1 reporte l'ensemble de ces propriétés en regard de celles relatives aux matériaux GaAs et InAs qui composent la solution solide ternaire ainsi que de l'InP sur lequel est réalisée l'épitaxie.

Propriété	$\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$	GaAs	InAs	InP
$a$ (Å)	5.868	5.6533	6.0584	5.8688
$E_g$ (eV) à 300°K	0.75	1.43	0.36	1.35
$\Delta E_{\Gamma L}$ (eV)	0.55	0.31		0.6
$m_n^x / m_0$	0.041	0.067	0.023	0.08
$m_{p1}^x / m_0$	0.47	0.62	0.6	0.85
$\mu_n$ ( $\text{cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ )	12000	8500	33000	4000
$\mu_p$ ( $\text{cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ )	200	400	450	150
$\Phi_{bn}$ (eV)	0.2	0.8	-0.15	0.5
$\Phi_{bp}$ (eV)	0.55	0.58		1.1
$\epsilon_s$	13.4	13.1	14.6	12.4

Tableau 1.1: Propriétés physiques de GaInAs, GaAs, InAs et InP.

### 1.1.2 Propriétés de transport

La mobilité électronique élevée de GaInAs due à sa structure de bande permet d'atteindre des vitesses de dérive ( $v_d = \mu_n F$ ) sous champ faible bien supérieures à celles atteintes dans GaAs ou InP comme le montre la figure 1.3 donnant la vitesse de dérive théorique en fonction du champ électrique [5]. En réalité les interactions des électrons avec les imperfections du réseau réduisent la mobilité des porteurs et donc la vitesse électronique.

Lorsque le champ électrique devient très important (au delà d'une valeur critique  $F_c$ ) les électrons acquièrent suffisamment d'énergie pour être transférés dans les vallées latérales de plus faible mobilité. Toutefois la forte valeur de  $\Delta E_{\Gamma L}$  dans le cas de GaInAs autorise des vitesses pics élevées ( $2$  à  $3 \cdot 10^7\text{ cm}\cdot\text{s}^{-1}$ ) [6], [7] en retardant ce transfert.

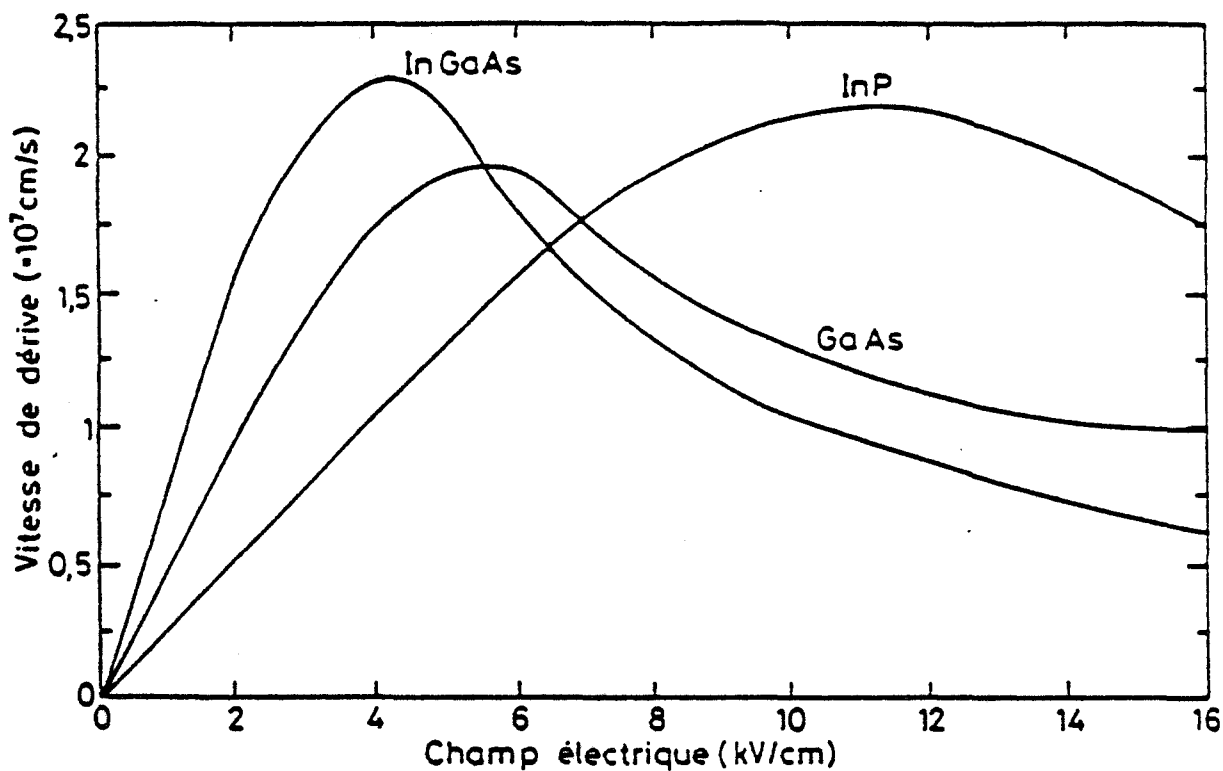


Figure 1-3. Vitesse de dérive: Vitesse de dérive en fonction du champ électrique pour GaAs, InP et GaInAs [5]

Pour les transistors à grille submicronique le temps de transit des électrons devient très court et ne permet plus un équilibre énergétique des électrons avec leur environnement. La caractéristique  $v_d(F)$  précédente n'est plus valable pour ces régimes de transport non stationnaires et il apparaît des phénomènes de survitesse où la vitesse des électrons dépasse la vitesse pic [8].

### 1.1.3 Hétérojonction GaInAs/InP

Lorsque deux matériaux semiconducteurs de gap différent sont mis en contact, la continuité du niveau du vide et celle du niveau de Fermi imposent une discontinuité des bandes de conduction  $\Delta E_c$  et de valence  $\Delta E_v$  à l'interface.

$\Delta E_c$  est donné par la différence des affinités électroniques  $\Delta \chi$  et  $\Delta E_v = \Delta E_g - \Delta E_c$ . L'épitaxie d'une couche de GaInAs formant le canal sur le substrat InP crée une telle hétérojonction.

Le calcul des discontinuités  $\Delta E_c$  et  $\Delta E_v$  se fait généralement à l'aide de méthodes basées sur des caractéristiques capacité-tension. Les résultats sont cependant très variables suivant les technologies. Un désaccord de maille [9], la présence d'états à l'interface ou dans le volume [10], [11] peuvent en effet modifier la valeur de  $\Delta E_c$ .

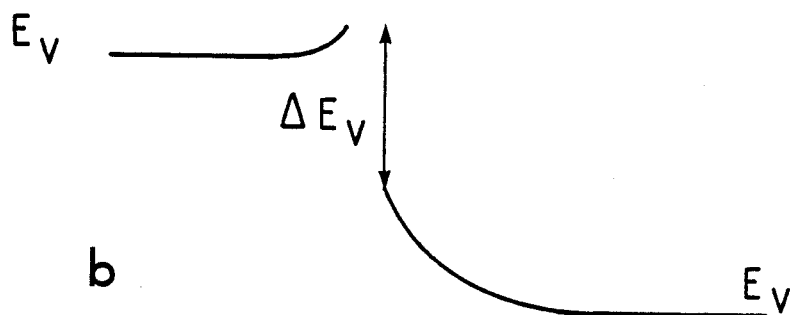
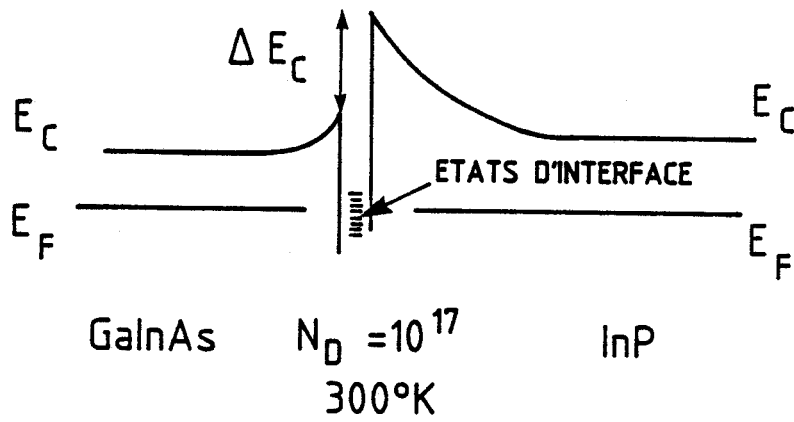
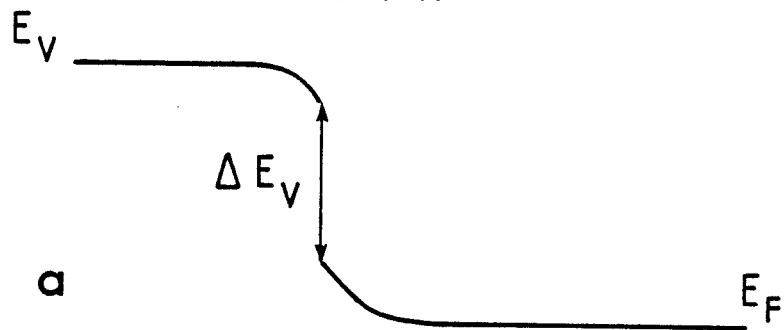
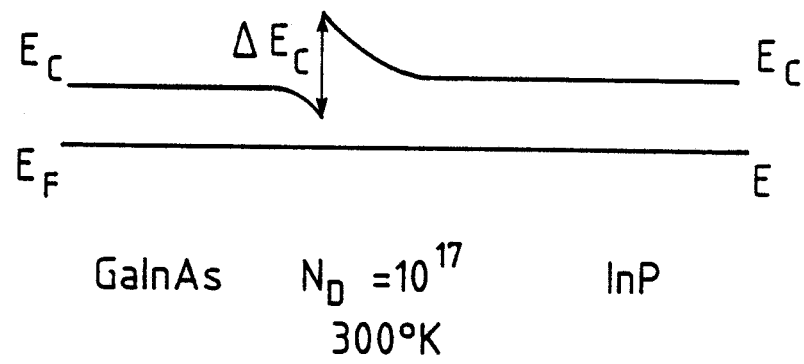


Figure 1-4. Hétérojonction GaInAs/InP: Diagramme de bande à l'hétérojonction GaInAs/InP. a) sans états d'interface et pour  $\Delta E_C = 0.24\text{eV}$ , b) avec états d'interface et pour  $\Delta E_C = 0.24\text{eV}$  [110]

Toutefois pour un  $\Delta E_c$  donné, la configuration du diagramme de bandes à l'interface dépend du dopage des différentes couches et de la présence ou non d'états à l'hétéro-interface comme le montre la figure 1.4 .

Il est donc difficile de connaître exactement la configuration du diagramme de bandes à l'interface canal-substrat.

## 1.2 *Transistors sur GaInAs*

### 1.2.1 Introduction

Deux classes de transistors sont réalisables sur GaInAs, les transistors bipolaires et les transistors à effet de champ. Dans les transistors bipolaires à hétérojonction InP/GaInAs on utilise le matériau à petit gap (GaInAs) pour réaliser la base et le matériau à grand gap (InP) pour l'émetteur. Ceci a l'avantage de bloquer les porteurs minoritaires par la discontinuité de bande de valence. L'utilisation des électrons comme porteurs majoritaires permet de bénéficier des mobilités électroniques plus élevées de ces matériaux. De bons résultats sont obtenus avec ce type de transistors [12] et des fréquences de coupures de 150 GHz ont été calculées [13]. La volonté d'intégrer un nombre plus élevé de composants sur une même surface et la simplicité de réalisation orientent les recherches vers le transistor à effet de champ qui permet une amélioration sensible dans ces domaines par rapport au transistor bipolaire. Nous allons, dans cette partie, passer en revue les multiples structures possibles pour les transistors à effet de champ.

Le transistor à effet de champ est un dispositif unipolaire qui contrôle le courant circulant entre deux électrodes (le drain et la source) par l'intermédiaire d'une électrode de commande, la grille. Les électrons ayant une mobilité beaucoup plus grande que les trous dans le GaInAs on utilise généralement ce type de porteurs.

Suivant l'application pour laquelle le composant est destiné, certaines caractéristiques sont privilégiées par rapport à d'autres. La transconductance, la capacité  $C_{gs}$ , le courant de fuite de grille et la tension de seuil sont les principales caractéristiques à optimiser.

**La transconductance** ( $g_m = \delta I_{ds} / \delta V_{gs}$ ) mesure l'efficacité de la commande de grille que l'on souhaite maximale.

**La capacité de grille  $C_{gs}$**  est la capacité d'entrée du transistor. La rapidité de fonctionnement du transistor est liée au temps nécessaire pour charger ou décharger cette capacité. On cherche donc à minimiser celle-ci. La transconductance et la capacité  $C_{gs}$  sont des paramètres essentiels pour toute les applications d'un transistor à effet de champ (hyperfréquence, photodétection, logique ).



**Le courant de fuite de grille** doit être le plus faible possible pour les applications en photodétection.

**La tension de seuil** qui, appliquée sur la grille, annule le courant dans le cas d'un transistor normally-on ou engendre le courant dans le cas d'un transistor normally-off doit être bien contrôlée pour les applications en logique.

## 1.2.2 Différents types de transistors

Nous allons maintenant passer en revue les différentes structures utilisées pour les transistors à base de GaInAs. Celles-ci se distinguent par la nature de leur commande de grille.

- ▶ Les transistors à grille Schottky: **MESFET**  
(Metal-Semiconductor Field Effect Transistor)
- ▶ Les transistors à grille isolée par un matériau à grand gap non dopé: **HFET**  
(Heterojunction Field Effect Transistor)
- ▶ Les transistors à jonction: **JFET**  
(Junction Field Effect Transistor)
- ▶ Les transistors à modulation de dopage: **MODFET**  
(Modulation-doped Field Effect Transistor)
- ▶ Les transistors à grille isolée: **MISFET**  
(Metal-Insulator-Semiconductor Field Effect Transistor)

### 1.2.2.1 MESFET

La faible hauteur de barrière avec un métal sur GaInAs de type n ( $\Phi_{bn} = 0.2$  eV) empêche la réalisation d'un MESFET classique avec contact redresseur. Plusieurs solutions pour augmenter  $\Phi_{bn}$  ont été essayées. Les investigations portent sur une couche superficielle dopée p<sup>+</sup> ( $\Phi_{bn} = 0.6$  eV) [14] ou sur le dépôt d'un isolant très fin (50Å à 250Å) [15], [16] ou encore d'une couche de silicium amorphe hydrogéné ( $\Phi_{bn} = 0.8$  eV) [17]

Ces transistors fonctionnent en désertion. Une polarisation inverse appliquée sur la grille déserte le canal et réduit les porteurs participant au transport. Cette structure présente des courants de fuite importants (1 à 100  $\mu$ A) et a perdu beaucoup de son intérêt avec l'apparition des MESFET à hétérostructure (HFET).

### 1.2.2.2 HFET

Dans cette structure un matériau à bande interdite plus importante est intercalé entre la grille et le canal pour atteindre des hauteurs de barrière allant jusqu'à 0.8eV (fig 1.5).  $\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$  est généralement utilisé car il possède un gap élevé (1.46 eV) et le même paramètre de maille cristalline que GaInAs.[18]

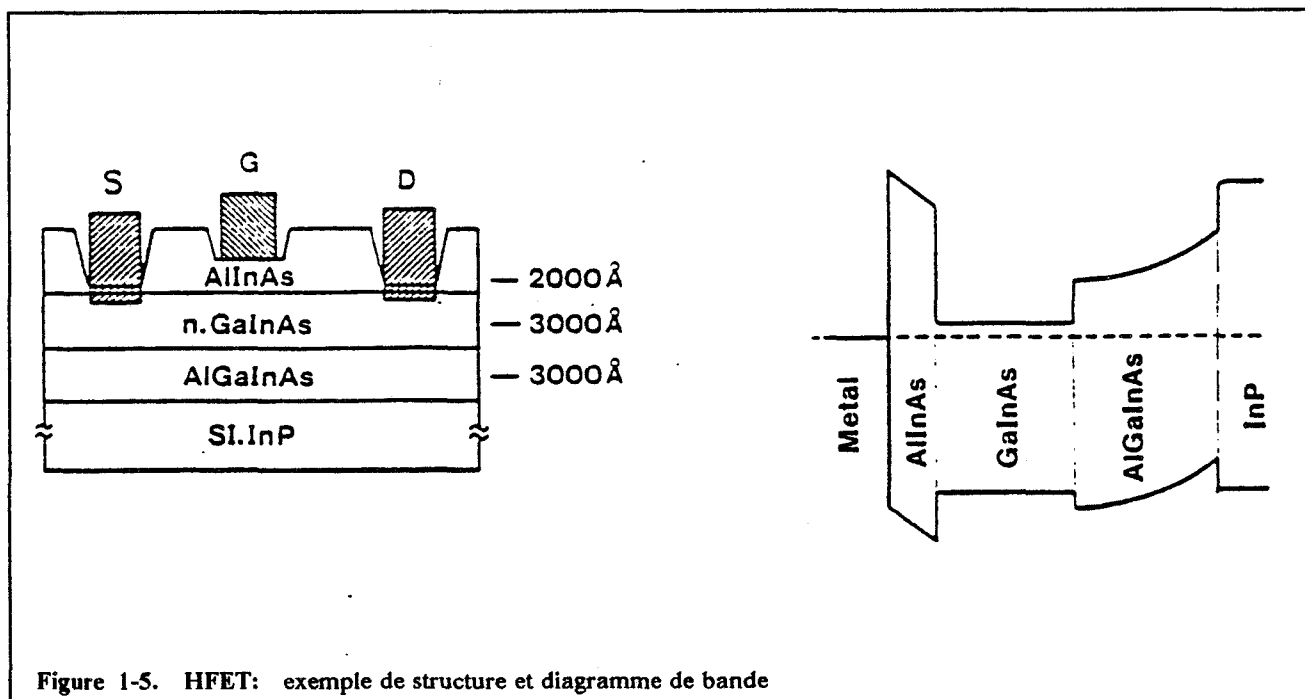


Figure 1-5. HFET: exemple de structure et diagramme de bande

Plusieurs possibilités de commande de grille (contact Schottky sur AlInAs, contact ohmique ou redresseur sur GaInAs) et de structure de canal peuvent être envisagées pour des dispositifs fonctionnant en accumulation ou désertion. De bons résultats de transconductance sont obtenus avec des structures fonctionnant en accumulation (250 mS/mm pour  $L_g = 1.8 \mu\text{m}$ ) [19] ou en désertion (200mS/mm pour  $L_g = 1.5 \mu\text{m}$ ) [20]. Pour la photodétection les structures fonctionnant en désertion paraissent préférables puisque dans ce cas, l'hétérojonction polarisée en inverse a une capacité  $C_{gs}$  et des courants de fuite plus faibles.

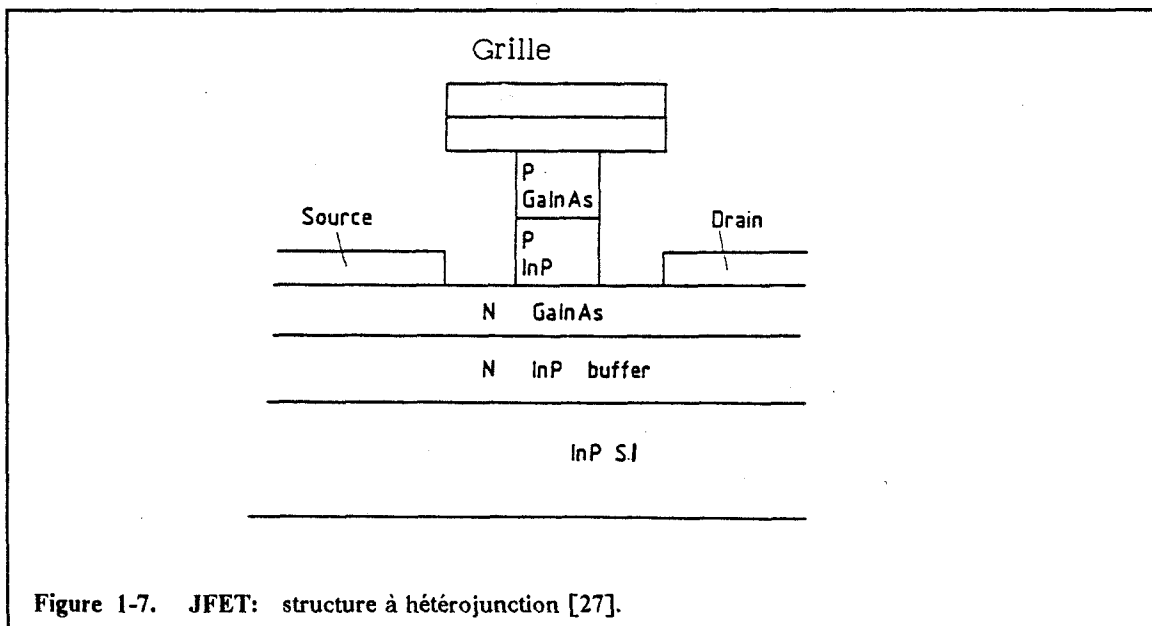
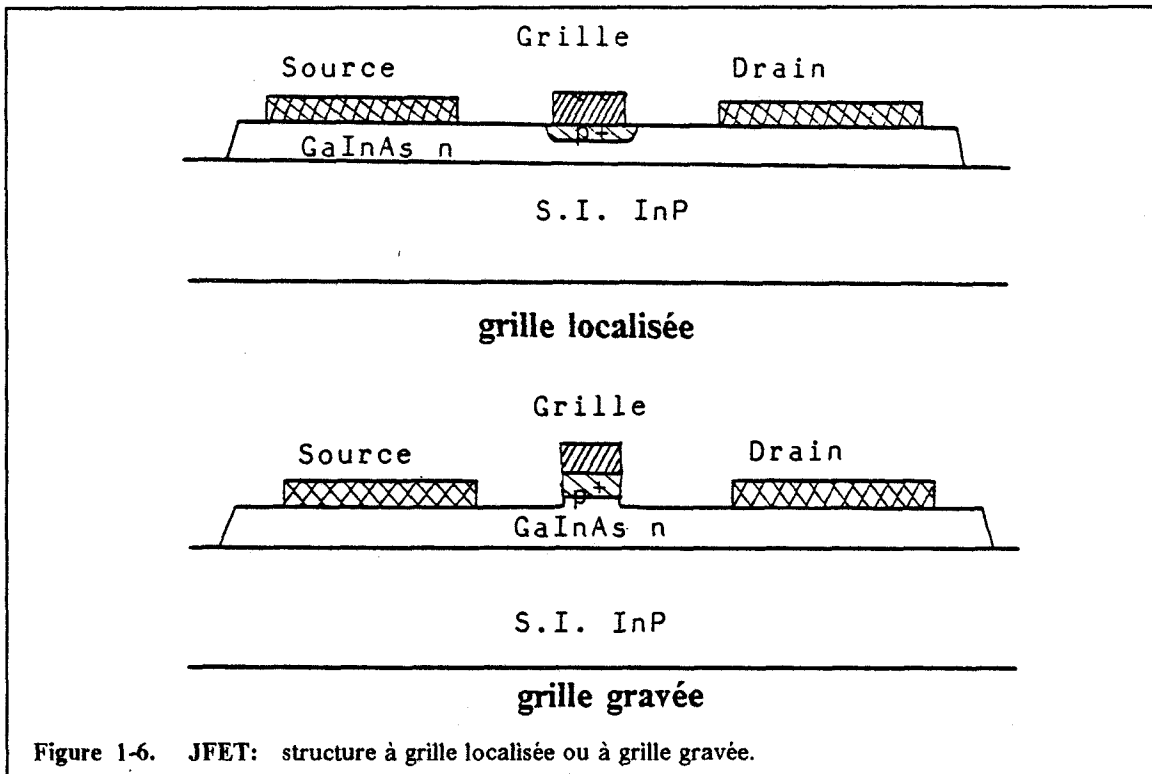
L'amélioration de ce type de composants passe par un contrôle plus précis de la qualité de la couche de AlInAs épitaxiée (qualité cristalline et dopage résiduel faible).

### 1.2.2.3 JFET

La commande de grille est ici assurée par une jonction pn qui permet d'obtenir une forte hauteur de barrière pour limiter les courants de fuite de grille.

La jonction peut être obtenue par diffusion [21], [22], implantation ionique [23], [24] ou par épitaxie [25], [26]. La grille est définie soit par le masque de diffusion, soit par attaque chimique ou usinage ionique (fig.1.6). Pour les attaques chimiques la difficulté réside dans le contrôle de la gravure. Il faut enlever la couche de GaInAs p

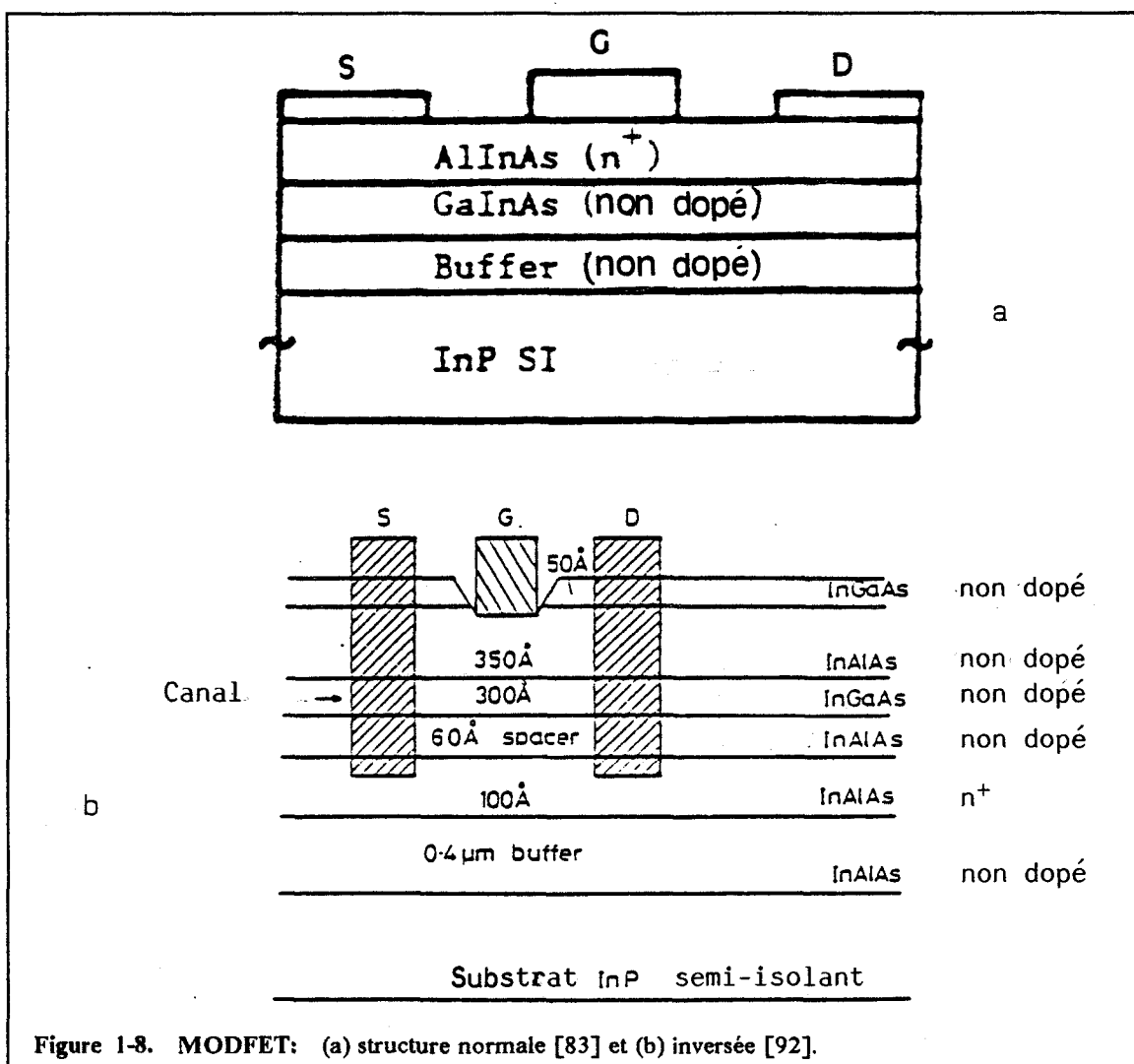
pour définir la grille sans attaquer le canal de GaInAs n juste en dessous sous peine d'augmenter les résistances d'accès. L'utilisation de matériaux de type p différents de GaInAs permet, par une attaque sélective de la grille par rapport au canal, de contourner cette difficulté [27] (fig. 1.7). La couche de type p est, par exemple, formée d'une couche d'InP p sur laquelle on a déposé une couche de GaInAs p pour obtenir un meilleur contact métal semiconducteur. La gravure de la couche d'InP définit la grille sans attaquer le canal de GaInAs n.



De bonnes performances sont obtenues sur ce type de structures (500 mS/mm en mode enrichissement pour  $L_g = 1 \mu\text{m}$  [28], 340 mS/mm en mode désertion pour  $L_g = 0.5 \mu\text{m}$  [29], néanmoins les problèmes majeurs résident dans le contrôle de la longueur de grille et des courants de fuite dans le cas de grilles gravées (la jonction n'étant pas protégée lors de sa définition et ne pouvant pas être passivée ensuite.)

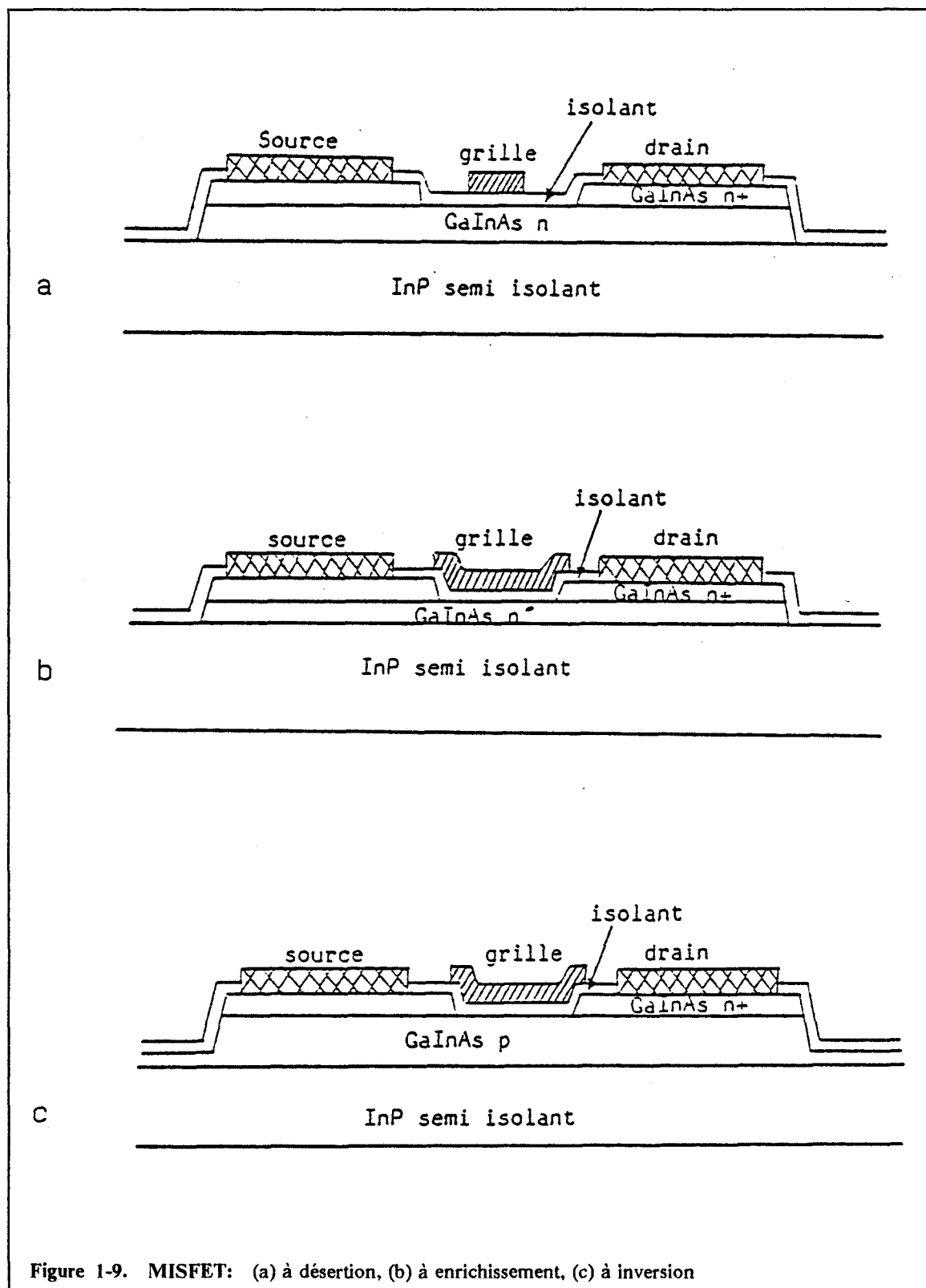
#### 1.2.2.4 MODFET

Le transistor à modulation de dopage exploite la forte discontinuité de bande de conduction à l'interface AlInAs  $n^+$ /GaInAs qui accumule les électrons dans le GaInAs non dopé (fig 1.8) où la mobilité peut être très élevée.



Sur ce principe deux structures sont réalisables: Soit le contact Schottky est pris sur l'AlInAs dopé (structure "normale"), soit le contact de grille est pris sur l'AlInAs non dopé (structure inversée) - la couche de AlInAs dopé étant côté substrat-. Cette dernière présente une grande barrière entre la métallisation et le canal et donc des courants de grille plus faibles. Ceux-ci sont toutefois encore importants ( $> \mu\text{A}$ ).

Les plus fortes transconductances ont été obtenues sur ce type de structure (550 mS/mm pour  $L_g = 1 \mu\text{m}$  [30] et 650 mS/mm pour  $L_g = 0.3 \mu\text{m}$  [31]) pour laquelle le contrôle de la tension de seuil reste un problème important pour le développement de ce dispositif.



### 1.2.2.5 MISFET

Le transistor à grille isolée peut fonctionner en désertion [32], en accumulation [33], ou en inversion [34](fig 1.9). Pour les MISFET à désertion le canal est formé d'une couche de GaInAs de type n; une tension négative sur la grille déserte le canal et donc module le courant  $I_{ds}$ .

Pour les MISFET à enrichissement c'est une couche de GaInAs de type n- ou semi-isolant qui est épitaxiée sur l'InP S.I.. L'application d'une tension positive sur la grille réalise l'accumulation d'électrons en surface qui forme ainsi un canal conducteur où la concentration de porteurs peut être modulée.

Les MISFET à inversion utilisent un canal formé de porteurs minoritaires dans un semiconducteur de type n ou p. Les électrons ayant une mobilité plus élevée, le canal est généralement formé dans une couche de type p. Il faut donc réaliser des caissons de source et de drain dans un semiconducteur de même type que celui du canal (par implantation, diffusion ou épitaxie et gravure). Le transistor est bloqué en l'absence de polarisation sur la grille. Lorsqu'une tension (positive dans le cas d'une couche de type p) suffisamment forte pour inverser la population électronique à la surface est appliquée sur la grille, les porteurs minoritaires (électrons) forment un canal conducteur.

La présence de l'isolant réduit fortement les courants de grille ( $< nA$ ) ainsi que la capacité d'entrée  $C_{gs}$  ce qui rend ce composant intéressant pour des applications en photodétection et en hyperfréquence. Ce transistor peut également être intégré en logique dans des technologies complémentaires grâce à ses trois modes de fonctionnement.

Les problèmes liés à la réalisation de ce type de structure résident au niveau de l'interface Isolant/GaInAs. En effet, la présence d'états d'interface diminue la modulation du potentiel de surface et donc la transconductance, elle réduit également la mobilité des porteurs. D'autre part, on observe sur ces dispositifs une dérive des caractéristiques dans le temps en particulier pour le courant  $I_{ds}$  à polarisation de grille constante. Les constantes de temps de cette dérive sont de l'ordre de quelques secondes à quelques  $10^3$  secondes. Les phénomènes mis en cause sont complexes mais une couche d'oxyde natif ou d'isolant proche de l'interface est généralement tenue pour responsable de cette dérive. Ces difficultés ont ralenti l'amélioration des performances de ces dispositifs.

Notre étude portant sur cette interface, nous analyserons dans un paragraphe particulier ces différentes caractéristiques et les solutions envisagées pour l'obtention d'une interface de qualité suffisante pour un développement de cette technologie.

### 1.2.3 Conclusions

La figure 1.10 reporte les transconductances mesurées sur ces transistors en fonction de leur longueur de grille. Certaines structures comme les MODFET ou HFET commencent à donner des résultats très intéressants. Néanmoins toutes posent des

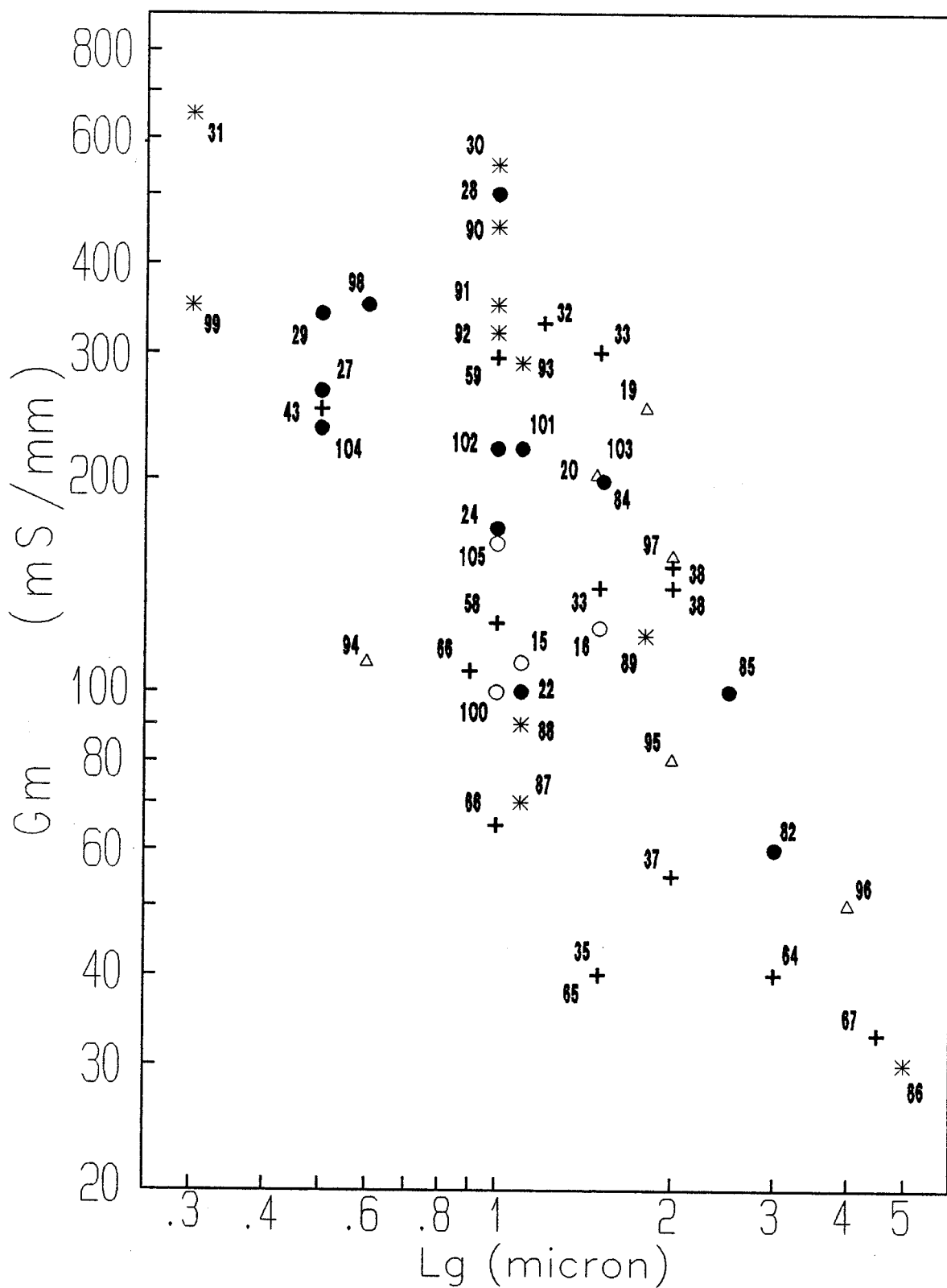


Figure 1-10. Transconductances en fonction de la longueur de grille [20]:  
 \* MODFET, • JFET, + MISFET, o MESFET,  $\Delta$  HFET

problèmes spécifiques qui limitent leurs performances ou leurs utilisations (interface, courant de grille).

Les capacités  $C_{gs}$  et les courants de grille très faibles obtenus sur les MISFET rendent cette structure très intéressante dans de nombreux domaines (hyperfréquence, photodétection, logique). Mis à part les problèmes liés à la qualité de l'interface Isolant/GaInAs, cette structure est très simple à réaliser. Malheureusement cette technologie est considérée comme une des plus difficile à cause de cette interface. Néanmoins les performances actuelles de transconductance sont en compétition avec celles des autres structures (300 mS/mm pour  $L_g = 1.5 \mu\text{m}$ ) et quelques MISFET sans dérivation de courant ont pu être réalisés [35], [36], [37], [38].

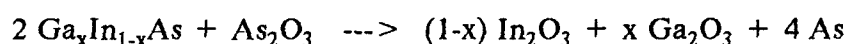
## 1.3 Interface isolant/GaInAs

### 1.3.1 L'oxyde natif

L'"oxyde natif" des semiconducteurs III-V est caractérisé par une multiplicité des espèces présentes à la surface et par leur grande instabilité. L'étude thermodynamique des systèmes In-As-O, Ga-As-O et  $\text{Ga}_x\text{-In}_{1-x}\text{-As-O}$  [39] a permis de mettre en évidence les espèces existantes à l'équilibre et leur comportement.

Les phases condensées sont:  $\text{Ga}_2\text{O}_3$  et  $\text{GaAsO}_4$  pour les composés contenant du gallium,  $\text{In}_2\text{O}_3$  et  $\text{InAsO}_4$  pour les composés contenant de l'indium et, pour tous,  $\text{As}_2\text{O}_3$  et  $\text{As}_2\text{O}_5$ . Les proportions relatives de ces différents oxydes natifs sont très variables. Les préparations technologiques (traitement chimique, recuit thermique, atmosphère ambiante) peuvent favoriser ou réduire le développement de certaines espèces.

D'autre part l'instabilité de certains composés en présence de leur substrat modifie aussi l'équilibre des oxydes en surface. Comme sur GaAs, la réaction entre  $\text{As}_2\text{O}_3$  et GaInAs produit de l'arsenic élémentaire à la surface:



Mis à part le cas de l'InP où un oxyde natif particulier  $\text{In}(\text{PO}_3)_3$  [40] semble posséder de bonnes propriétés électriques (rigidité diélectrique, faible densité de pièges et stabilité chimique), les oxydes de GaAs ou de GaInAs génèrent des densités de pièges importantes ou sont responsables, dans le cas de GaInAs, de la dérive dans le temps des caractéristiques des composants [41]. De plus, la réactivité de  $\text{As}_2\text{O}_3$  est génératrice de pièges à l'interface dus à l'apparition d'arsenic élémentaire [42].

De ce fait, la recherche s'oriente plutôt vers des technologies visant soit le dépôt d'un isolant "classique"  $\text{SiO}_2$  [35] ou  $\text{Si}_3\text{N}_4$  [43] pouvant être précédé d'un traitement destiné à l'élimination des oxydes natifs [34], soit le dépôt d'un isolant formé



à partir d'un élément du composé III-V de surface, GaN sur GaAs [44],  $\text{InP}_x\text{O}_y$  sur InP [45], ou  $\text{PAs}_x\text{N}_y$  sur GaInAs [36].

### 1.3.2 Les états électroniques d'interface

La réalisation de dispositifs performants sur les composés III-V nécessite obligatoirement une connaissance précise de l'origine des états électroniques d'interface. Ceux-ci sont en quantité beaucoup plus grande que sur silicium et sont à l'origine des difficultés rencontrées dans les technologies III-V pour atteindre un développement large et ne pas rester cantonné dans des applications très spécifiques.

Sur GaInAs la situation est notablement moins critique que sur GaAs où le moindre traitement conduit à un blocage du niveau de Fermi. De nombreuses interfaces isolant/GaInAs pour lesquelles la densité d'états d'interface est insuffisante pour bloquer le niveau de Fermi ont été reportées dans la littérature. Toutefois, l'interface est très sensible aux conditions de fabrication et un traitement trop violent lors du dépôt ou pendant les autres étapes technologiques peuvent dégrader les propriétés électriques de l'interface. C'est pourquoi la réalisation de MISFET est difficile.

Plusieurs modèles ont été élaborés pour rendre compte de l'apparition de ces états à l'interface isolant/semiconducteur.

i) Sur GaAs, l'arsenic élémentaire et les liaisons pendantes de  $\text{As}_2\text{O}_3$  à l'interface ont été proposés comme origine des états dans les structures MIS [46]. Ce modèle présente l'inconvénient de prévoir une augmentation des états lors d'un chauffage augmentant la quantité d'arsenic élémentaire, ce qui n'est pas observé expérimentalement, ni sur GaAs, ni sur GaInAs.

ii) Un deuxième modèle [47] suppose la superposition d'un continuum d'état lié au désordre des liaisons entre l'isolant et le semiconducteur et de niveaux d'énergie intrinsèques au semiconducteur reliés à des défauts de stœchiométrie (lacune d'arsenic accepteur à  $E_t - E_v = 0.75$  eV dans GaAs). Certains défauts (lacunes As ou antisite As) dans les composés  $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$  ont des énergies calculées par rapport à la bande de valence pratiquement constante pour  $x$  variant de 0 à 1 ( $\Delta E < 0.2$  eV) [48]. Expérimentalement on observe sur  $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$  un blocage du niveau de Fermi correspondant à un état accepteur situé à 0.55eV de la bande de valence [49].

iii) Un modèle où la formation de l'isolant crée un désordre du cristal en surface qui génère une distribution continue d'états d'interface a aussi été proposé [50]. L'activation thermique des sections efficaces de capture des états d'interface observée sur des structures MIS GaAs et InP [51] est expliquée par la présence d'une zone désordonnée de gap plus faible à la surface du semiconducteur (fig. 1.11).

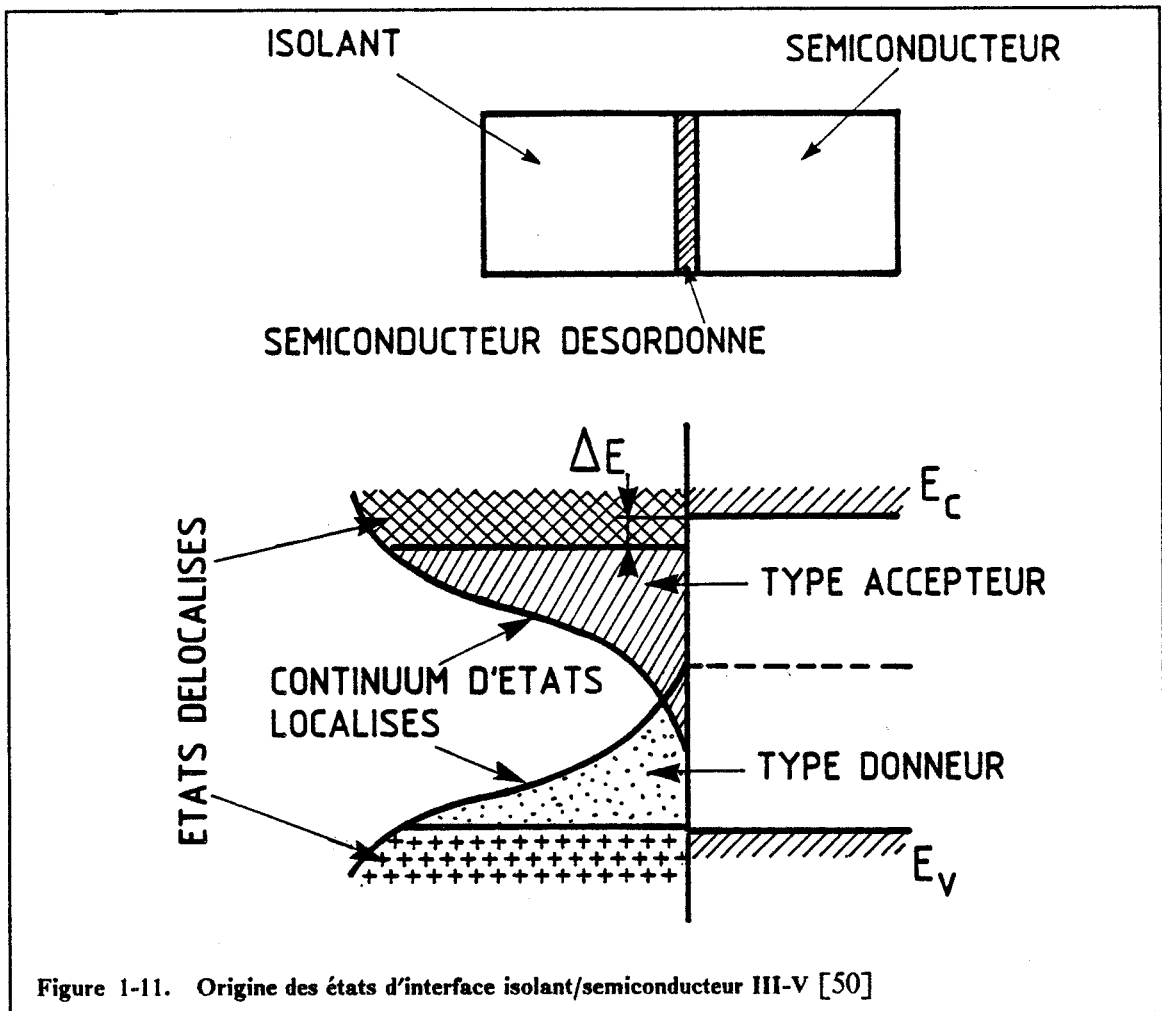


Figure 1-11. Origine des états d'interface isolant/semiconducteur III-V [50]

Les avantages respectifs de ces différents modèles ont été discutés par Hasegawa [50] qui propose finalement un modèle basé sur des observations électriques et microstructurales sur GaAs, InP, GaAlAs et GaInAs [52]. Celui-ci décrit l'existence de deux régions à l'interface isolant/semiconducteur d'épaisseur totale 30 à 80 Å (fig. 1.12):

\* L'une (région A) définie comme étant une fine couche du semiconducteur (quelques Å) où l'arrangement du cristal est perturbé par des variations d'angle et de longueur au niveau des liaisons et dans laquelle l'ordre à grande distance est préservé. Cette région introduit une forte densité d'états dans la bande interdite.

\* Une autre région de transition entre l'isolant et le semiconducteur (région B) où l'ordre à grande distance est perdu et qui est modélisée par un semiconducteur amorphe de gap variable. Les états créés dans cette zone se situent donc à des énergies pouvant se trouver au delà de la bande de conduction du substrat (fig. 1.12).

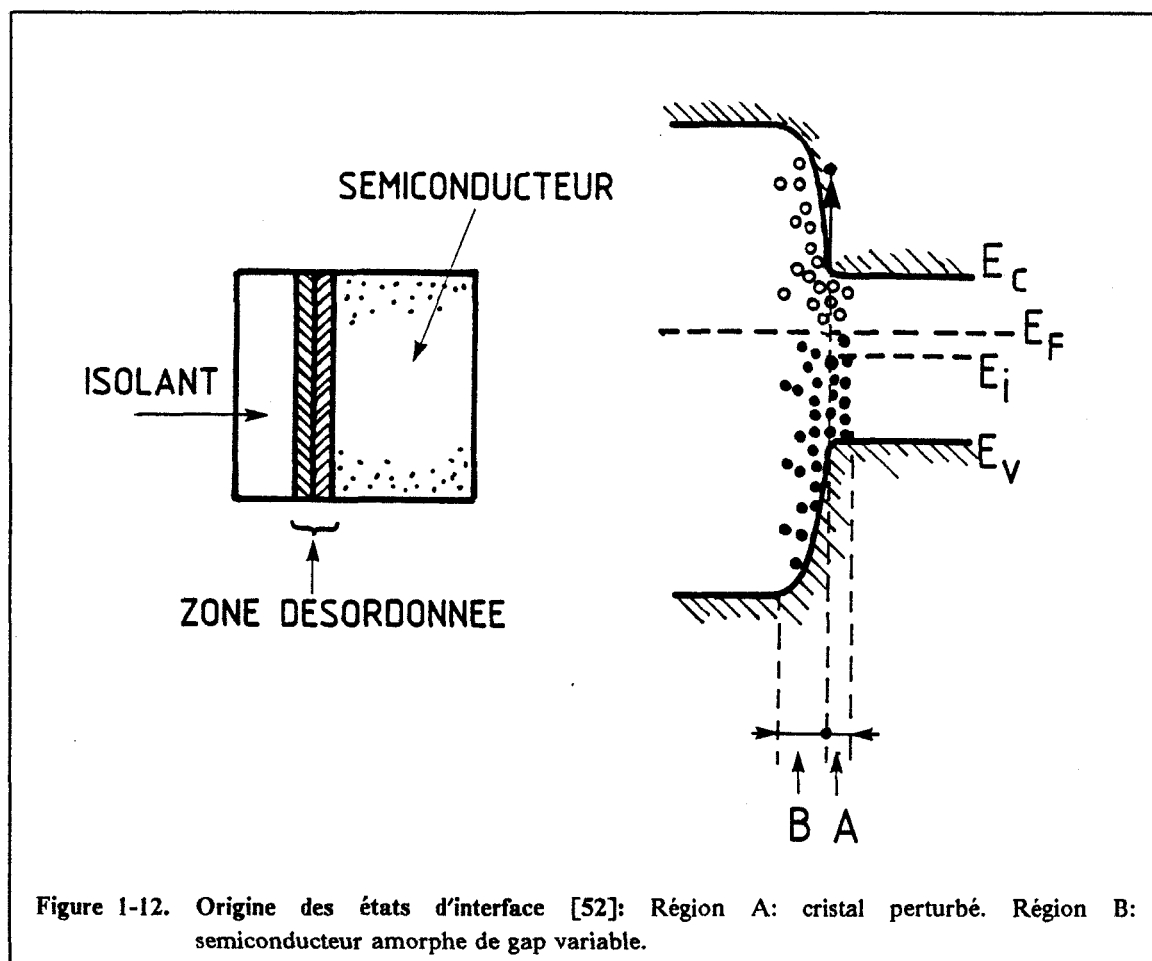
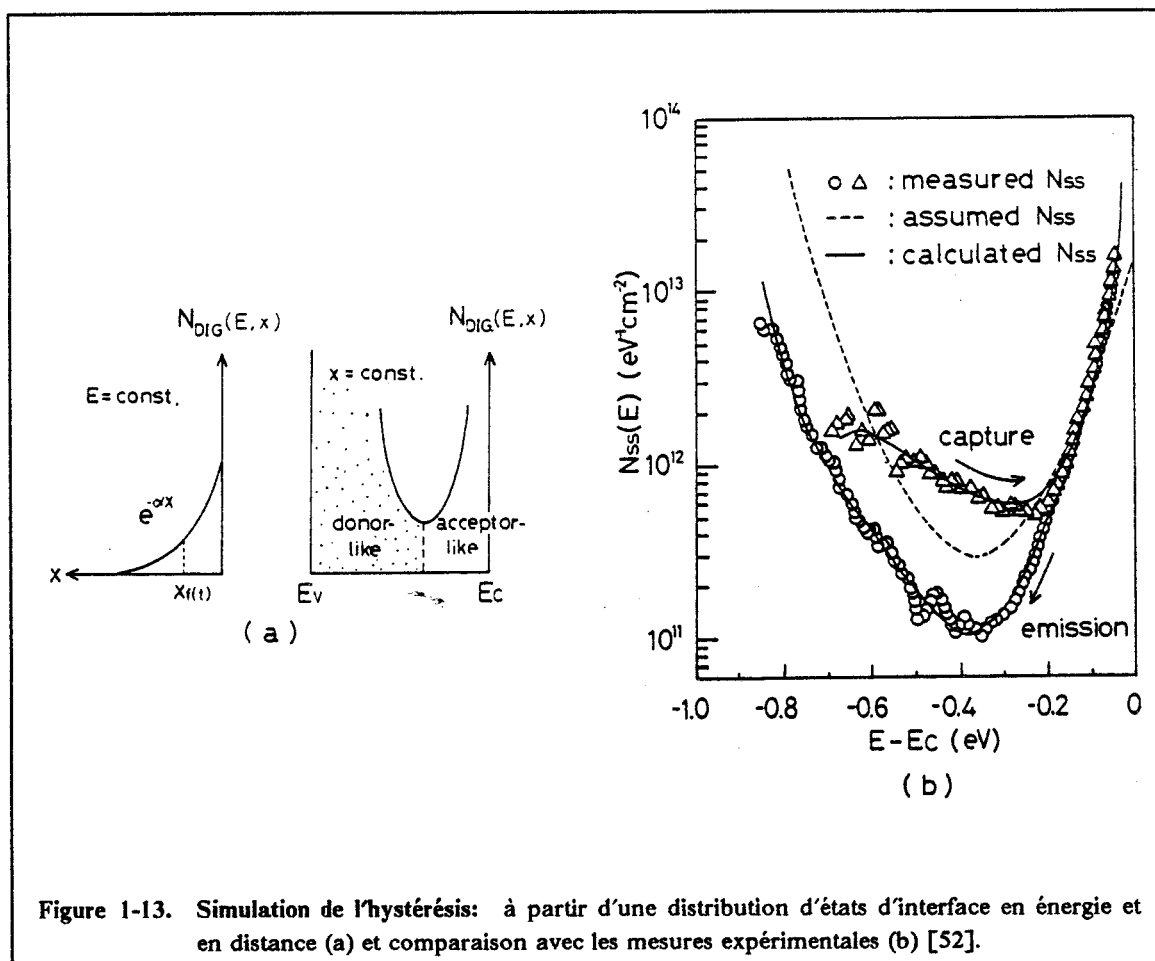


Figure 1-12. Origine des états d'interface [52]: Région A: cristal perturbé. Région B: semiconducteur amorphe de gap variable.

L'échange des porteurs entre la région B et le semiconducteur suit la statistique de Shockley-Read modifiée par F.P. HEIMAN et G. WARFIELD [53]. Les constantes de temps de capture augmentent seulement avec la distance des pièges à l'interface tandis que les constantes de temps d'émission sont fonctions de la distance et de l'énergie. Ce modèle a l'avantage de rendre compte aussi des phénomènes d'hystérésis observés sur les courbes capacité-tension de structures MIS sur la plupart des composés III-V. Un balayage de tension sur la grille d'une capacité MIS effectué à une vitesse donnée vers l'accumulation peut remplir des pièges dont la constante de temps d'émission est très grande à cause de la superposition des effets de distance et d'énergie. Si la rampe de tension vers la désertion est suffisamment rapide ces charges ne sont pas réémises et la charge stockée produit un hystérésis de la courbe  $C(V)$ . La figure 1.13 montre le calcul de densité d'état pour les régimes de capture et d'émission et l'accord avec les mesures expérimentales déduites de courbes  $C(V)$  présentant un hystérésis.

L'ensemble de ces modèles fait, plus ou moins explicitement, référence au fait que l'élément V a toujours tendance à s'échapper préférentiellement de la surface créant ainsi des lacunes et des désordres structuraux dans les couches superficielles du semiconducteur.



### 1.3.3 Les méthodes de passivation

La production d'interfaces isolant/semiconducteur III-V exempts de défauts électriques est une étape décisive dans le développement de technologies III-V. D'après les deux paragraphes précédents il semble admis que les traitements précédant le dépôt d'isolant ou le dépôt des premières dizaines d'angström peuvent dégrader très fortement des propriétés électriques de la surface du semiconducteur en modifiant la structure de celle-ci.

La mise au point d'un procédé de passivation produisant une interface de qualité semblable à l'interface Si/SiO<sub>2</sub> nécessite d'optimiser trois points importants:

1. **La liaison de l'isolant (ou de l'oxyde natif en supposant que celui-ci soit stable) avec le semiconducteur.** Celle-ci est déterminante dans l'apparition de pièges à l'interface ou d'instabilités. La surface avant dépôt doit être de bonne qualité électrique même avec des oxydes natifs et le dépôt des premières couches doit être contrôlé pour introduire un minimum de perturbations au niveau des liaisons.
2. **L'apparition de défaut de stœchiométrie** doit être absolument évitée ou minimisée.

3. **Le procédé doit être reproductible.** L'instabilité des différents composés est tellement importante que de très bons résultats peuvent être obtenus ponctuellement mais s'avérer impossibles à renouveler de façon régulière.

Les solutions proposées pour résoudre ce problème sur GaInAs sont nombreuses et variées. Cependant il est possible de dégager quelques principales caractéristiques de traitements que l'on trouve dans la plupart des procédés récents.

La première étape est un traitement chimique préalable de la surface dans le but de désoxyder celle-ci ou de faire croître un oxyde particulier. Les nettoyages chimiques de la surface de  $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$  ont fait l'objet d'études par ellipsométrie spectroscopique [54] et par spectroscopie de photoémission X [55].

Ces techniques s'accordent sur le fait que les solutions acides forment des films riches en arsenic élémentaire. Les mesures d'ellipsométrie spectroscopique sous atmosphère neutre ont montré que les traitements à l'eau oxygénée pure ( $\text{H}_2\text{O}_2$ ) forment un oxyde d'une dizaine d'angstrom composé de  $\text{Ga}_2\text{O}_3$  et d' $\text{In}_2\text{O}_3$  mais qui ne contient pas d' $\text{As}_2\text{O}_3$  très soluble en solution aqueuse. Les solutions basiques font apparaître en plus de l'As amorphe.

Les résultats de spectroscopie de photoémission X montrent que la solution  $\text{NH}_4\text{OH}/\text{H}_2\text{O}$  réduit légèrement la quantité d'As élémentaire et que toutes modifient la stœchiométrie de surface sur environ 25 Å par un appauvrissement en gallium.

Certains procédés comprennent un traitement supplémentaire avant le dépôt. P.D. RICHARD [34] expose la chambre de dépôt et l'échantillon à un plasma d'azote avant le dépôt afin d'éliminer les oxydes restant en surface. Y. TAKAHASHI [36] introduit un gaz réactif  $\text{AsCl}_3$  qui attaque la surface pendant quelques minutes.

Sur InP plusieurs méthodes utilisent l'élément V sous forme gazeuse pour compenser la perte de cet élément [56], [57].

Dans tous les cas, sur GaAs, InP ou GaInAs les gammes de température utilisées sont relativement basses ( $< 400^\circ\text{C}$ ). Les types de dépôt de diélectrique sont généralement par plasma indirect (Remote Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition) [34] ou assisté par photons [35] afin de minimiser ou de supprimer le bombardement ionique de la surface. Sur GaInAs, les isolants les plus utilisés sont  $\text{Si}_3\text{N}_4$  [34], [38], [43],  $\text{SiO}_2$  [35], [33], [58], [59]) ou  $\text{PAs}_x\text{N}_y$  [36].

En résumé, un bon procédé de passivation effectue le dépôt dans les conditions les moins agressives possibles (basse température, absence d'ions énergétiques). Il peut comporter une préparation spécifique de la surface avant le dépôt (désoxydation, croissance d'un oxyde natif particulier) et éviter la perte de l'élément V par la présence de cet élément dans le milieu réactif pendant les phases critiques du traitement.

L'efficacité de ces deux derniers points reste assez controversée. De bons résultats ont été obtenus sur InP avec des dépôts où aucun traitement spécifique n'est réalisé [60]. De même sur InP, différents traitements destinés à enlever l'oxyde ont donné des résultats très variés [56]. D'autres auteurs effectuent deux traitements différents: l'un élimine l'oxyde par attaque d'HCl gazeux à 200°C et dépose une couche d'Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> (CVD) [61], l'autre fabrique, sans attaque préalable, un oxyde thermique à 350°C qui est lui-même recouvert d'Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> [62]. Les résultats obtenus dans les deux cas sont équivalents du point de vue de l'élimination des phénomènes de dérive. Toujours sur InP, Y. IWASE, F. ARAI et T. SUGANO [63] étudient deux températures de dépôt de nitrure de phosphore précédés, à la même température et dans la chambre de dépôt, d'une attaque de la surface par PCl<sub>3</sub>. La mobilité électronique mesurée dans des transistors à inversion est plus élevée pour le traitement à basse température mais la dérive apparaît également plus grande dans ce cas. L'élévation de la température introduit des défauts mais augmente aussi l'efficacité de la désoxydation. Enfin la reproductibilité des procédés n'est pas souvent mentionnée.

### 1.3.4 Les propriétés de l'isolant

Dans les MISFET GaInAs l'isolant constitue une partie importante du dispositif. En plus des considérations déjà exposées sur les pièges d'interface, l'isolant doit satisfaire un certain nombre d'exigences.

Les caractéristiques électriques requises sont:

- Une résistivité élevée  $\rho_i > 10^{12} \Omega \cdot \text{cm}$
- Un champ de claquage élevé  $F_b > 10^6 \text{ V cm}^{-1}$
- La stabilité des propriétés dans le temps.

Les exigences technologiques sont:

- La reproductibilité
- Une bonne adhérence
- Un bon recouvrement des marches
- Une gravure simple à mettre en oeuvre.

Les oxydes des composés III-V satisfont difficilement ces exigences, en particulier les caractéristiques électriques et la reproductibilité. Par contre les diélectriques SiO<sub>2</sub> ou Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>, pour lesquels les conditions optimales de dépôt sont mieux connues, ont des problèmes pour produire des interfaces électriquement neutres.

En règle générale la résistivité effectivement mesurée est d'environ 10<sup>13</sup> à 10<sup>15</sup> Ω cm alors que les champs de claquage sont de l'ordre de quelques 10<sup>6</sup> V cm<sup>-1</sup>. Les difficultés se rencontrent principalement au niveau des pièges d'interface, de la stabilité et de la reproductibilité.

## 1.4 Performances et limitations

### 1.4.1 Performances

Le tableau 1.2 récapitule les performances des MISFET récents en indiquant le mode de fonctionnement et le type de dépôt utilisé.

Les meilleures transconductances sont obtenues pour des transistors à désertion (330 mS/mm) ou à enrichissement (280 mS/mm). Les MISFET à inversion n'ont pas encore atteint de telles performances (75 mS/mm). Les isolants utilisés sont surtout  $\text{SiO}_2$  et  $\text{Si}_3\text{N}_4$ . Peu d'études en fréquence ont été faites jusqu'à présent, la fréquence de coupure maximum est de 45 GHz [59].

Les résultats sont encore en dessous de ceux obtenus sur d'autres structures comme les MODFET ou HFET, mais la situation évolue et des valeurs supérieures à 300 mS/mm pour des longueurs de grille de  $1\mu\text{m}$  ou  $1.5\mu\text{m}$  semblent indiquer que des progrès ont été réalisés dans le contrôle de la qualité de l'interface. Cependant, même si quelques auteurs annoncent des dispositifs ne présentant pas de dérive des caractéristiques, cette question est loin de faire l'unanimité quant aux solutions à apporter.

### 1.4.2 Passivation

Pour que la technologie MISFET sur GaInAs puisse paraître intéressante pour les applications optoélectroniques ou hyperfréquences, la réduction des états électroniques à l'interface isolant/GaInAs est une nécessité incontournable. Alors que certaines mesures faites sur des structures MIS indiquent des densités d'états pouvant descendre jusqu'à quelques  $10^{10}$  états  $\text{eV}^{-1}\text{cm}^{-2}$  [35], les performances des transistors ne sont pas en rapport avec ces valeurs. En effet la figure 1.14 montre des simulations de transconductance pour différentes valeurs de densités (0,  $10^{11}$ ,  $10^{12}$ ,  $10^{13}$  états  $\text{eV}^{-1}\text{cm}^{-2}$ ) [68]. Il est nettement visible qu'en dessous de  $10^{11}$  états  $\text{eV}^{-1}\text{cm}^{-2}$  les performances des transistors sont très peu affectées par la densité d'états.

Plusieurs explications peuvent être avancées pour cette contradiction:

i) La densité d'état est toujours plus grande près des bandes ou près du milieu du gap.

ii) La densité d'états sur les structures MIS GaInAs est souvent mesurée à partir de méthodes capacitives (méthode de Terman) qui sont loin d'être précises et nécessitent des précautions d'emploi draconiennes. Il est possible que la densité mesurée par cette méthode soit sous-estimée.

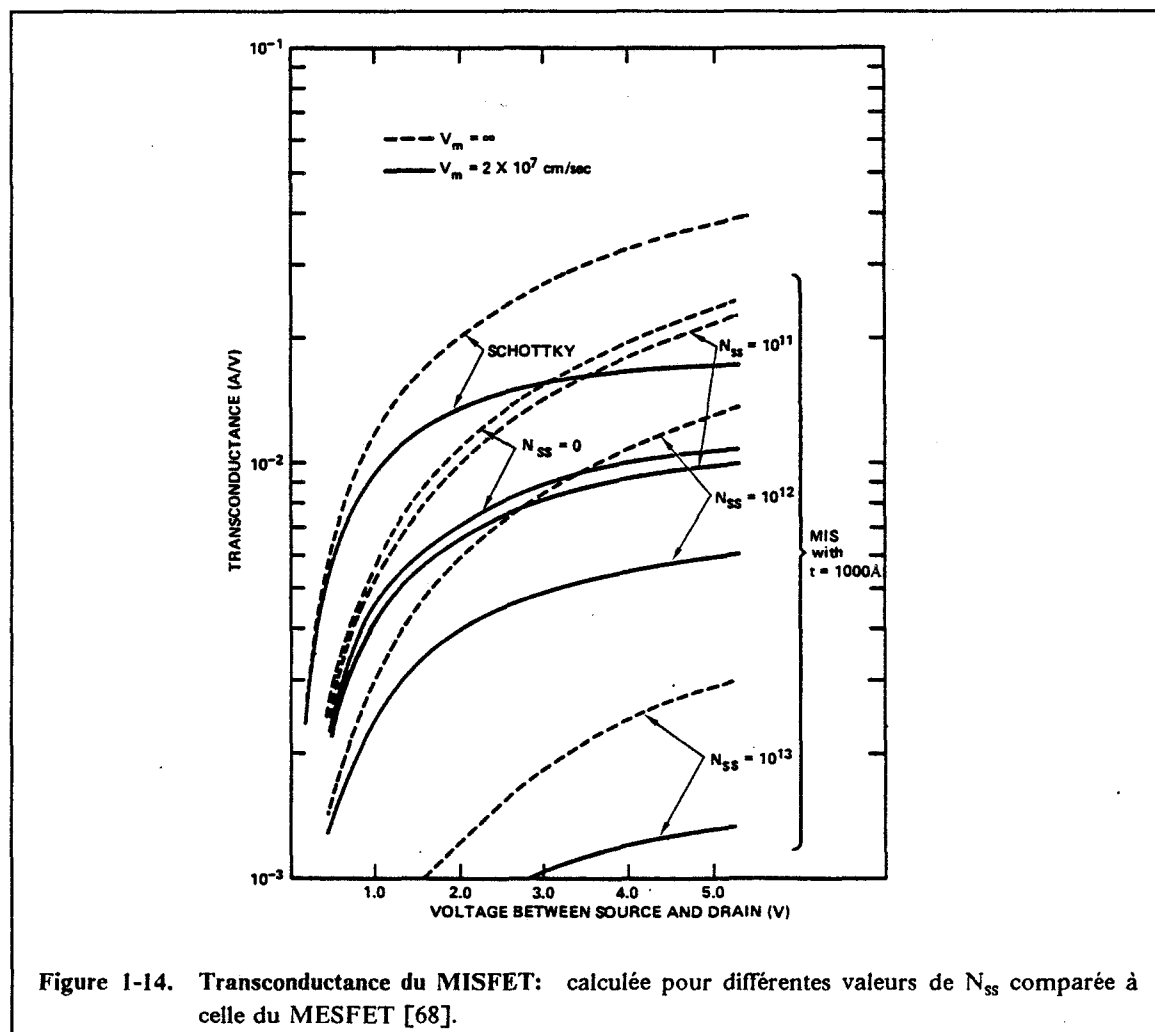
Tableau 1.2: MISFET réalisés a valeur estimée b Structure SiO<sub>2</sub>/InP/GaInAs

Traitement de surface in-situ	Isolant	Mode de fonctionnement	L <sub>g</sub> (μm)	g <sub>m</sub> (mS/mm)	f <sub>c</sub> (GHz)	Référence
	Oxyde natif Plasma O <sub>2</sub>	Inversion	4.5	33		67
	Oxyde natif Plasma O <sub>2</sub>	Inversion	3	40		64
	SiO <sub>2</sub> Photo ECVD	Inversion	1.5	40		35
	SiO <sub>2</sub> Photo ECVD	Désertion	1 0.9	65 107		66
	SiO <sub>2</sub> Photo ECVD	Désertion	1	300	45	59
	SiO <sub>2</sub> CVD	Inversion	2	55		37
	SiO <sub>2</sub> CVD	Enrichissement	1	120	24	58
	SiO <sub>2</sub> CVD	Enrichissement Désertion	1.5 1.5	300 140	14	33
	SiO <sub>2</sub> CVD	Désertion	1.5	40	20	65
Plasma N <sub>2</sub>	SiO <sub>2</sub> - Si <sub>3</sub> N <sub>4</sub> PECVD	Inversion	3.5	75		34
	Si <sub>3</sub> N <sub>4</sub> PECVD	Désertion	0.5	250	20 <sup>a</sup>	43
	SiO <sub>2</sub> e <sup>-</sup> Beam évaporé	Désertion	1.2	330 <sup>b</sup>	22.2	32
Plasma H <sub>2</sub>	Si <sub>3</sub> N <sub>4</sub> MPCVD	Désertion Enrichissement	2 2	140 150		38



iii) Les différences de technologies de fabrication des capacités MIS et des transistors. Par exemple, certaines technologies comprennent une gravure du canal pour ajuster le courant  $I_{ds}$  ce que l'on évite de faire sur les structures MIS. La réalisation de technologies rigoureusement identiques est en fait très difficile.

iiii) La mauvaise qualité du matériau épitaxié. Le matériau épitaxié est en général de bonne qualité et sans niveau de volume. Cette explication est donc peu probable. Néanmoins la transconductance dépend de la mobilité et une qualité moins bonne du matériau peut dégrader les performances d'une bonne interface.



### 1.4.3 Stabilité des dispositifs

Le manque de stabilité des dispositifs est un problème qui concerne particulièrement les semiconducteurs III-V. Les phénomènes de dérive du courant drain-source sont observés sur les MISFETs InP, GaInAs et sur certains composants silicium. La décroissance du courant  $I_{ds}$  à tension  $V_g$  constante peut atteindre 20% de la valeur initiale au bout de  $10^4$  s. Sur GaInAs, peu d'études ont été faites mais quelques auteurs ont obtenu des MISFET ne présentant pas de dérive [35], [36], [37], [38])

Les principaux travaux ont été réalisés sur la dérive du courant  $I_{ds}$  des transistors MISFETs InP. J. F. WAGER, S. J. T. OWEN et S. J. PRASAD [69] ont fait récemment une revue des nombreux modèles proposés pour décrire ces phénomènes. Ceux-ci ont en commun de prévoir une décroissance logarithmique du courant  $I_{ds}$  en fonction du temps ce qui est généralement observé sur InP. Il y a, pour l'instant, cinq grandes familles de modèles qui font appel à cinq types de pièges différents.

**Les pièges dans l'oxyde natif** [41], [60], [70], [71], [72], [73], [74], [75], [76]

**Les états d'interface** [77]

**Les lacunes de l'élément V (P)** [78]

**Les pièges dans l'isolant** [79]

**Les défauts de volume du semiconducteur** [80]

WAGER et al. font l'analyse des mérites et des faiblesses de ces différents modèles [69]. Même si certains d'entre eux paraissent peu adaptés à décrire physiquement les phénomènes (états d'interface) il ressort de cette analyse que plusieurs modèles sont aptes à rendre compte de la situation et que vraisemblablement celle-ci diffère suivant les procédés de fabrication. D'autre part, P. VIKTOROVITCH suggère récemment [40] que le bruit basse fréquence en  $1/f$  étudié sur les MOSFET silicium est aussi lié à ces mécanismes. Sur GaInAs seul l'oxyde natif a été, jusqu'à présent, rendu responsable des phénomènes de dérive [41] mais il est probable que, comme sur InP, les mécanismes en jeu puissent varier avec les conditions technologiques utilisées.

## **1.5 Conclusions**

Le  $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$  est un excellent matériau pour de nombreuses applications en optoélectronique ou en hyperfréquence. En ce qui concerne les applications transistors à effet de champ, plusieurs structures ont été réalisées avec des succès variables mais les meilleurs résultats sont très encourageants (650 mS/mm sur MODFET GaAlAs/GaInAs). La structure MISFET, potentiellement très performante, est encore actuellement pénalisée par deux points faibles: l'interface isolant/GaInAs et la stabilité insuffisante des dispositifs. Ces problèmes sont ceux de la passivation des semiconducteurs III-V qui pose des difficultés considérables. Les progrès dans ce domaine se font lentement et péniblement.

Dans cette étude, nous avons choisi d'éliminer l'oxyde natif de la surface de GaInAs afin d'améliorer la reproductibilité des résultats et de réduire les phénomènes de dérive. Parmi les isolants "classiques", seul  $\text{Si}_3\text{N}_4$  permet de ne pas réintroduire d'oxygène pendant le dépôt. Pour satisfaire les exigences d'un procédé de passivation nous avons utilisé un système de plasma multipolaire dans lequel le plasma est créé par une décharge de type cathode chaude et les électrons sont maintenus dans le volume de la décharge par un confinement magnétique. Ce type de plasma permet de réaliser des

dépôts à basse température [81] dans un environnement peu énergétique et offre à l'expérimentateur l'avantage d'une grande latitude de réglage des différents paramètres (densité électronique, énergie des électrons ...). La contamination extérieure est minimisée par un travail en ambiance ultra vide et un système d'ellipsométrie in-situ permet de contrôler la désoxydation. Ce travail a permis d'optimiser l'ensemble du procédé de passivation défini par ce système en vue de réaliser des transistors MISFET GaInAs.



## Chapitre 2. Caractérisations électriques et physiques

Dans ce chapitre nous décrivons les différentes techniques de caractérisation utilisées dans ce travail. La capacité MIS étant la structure de test pour les caractérisations électriques, il nous est apparu nécessaire de rappeler brièvement la physique de cette structure.

### 2.1 La structure MIS

La structure MIS est un condensateur plan dont les électrodes sont la grille et le contact ohmique au dos du substrat (Fig. 2.1). Cette structure est facile à réaliser et elle constitue un motif de test des différentes étapes technologiques, en particulier le dépôt de l'isolant et la formation de l'interface isolant/semiconducteur. Comme nous l'avons vu au chapitre 1, cette interface est déterminante dans la réalisation de dispositifs et il est intéressant de pouvoir la caractériser avant de fabriquer des transistors. L'étude de la structure idéale permet d'interpréter globalement les observations faites sur une structure réelle.

#### 2.1.1 La structure MIS idéale

##### 2.1.1.1 Description

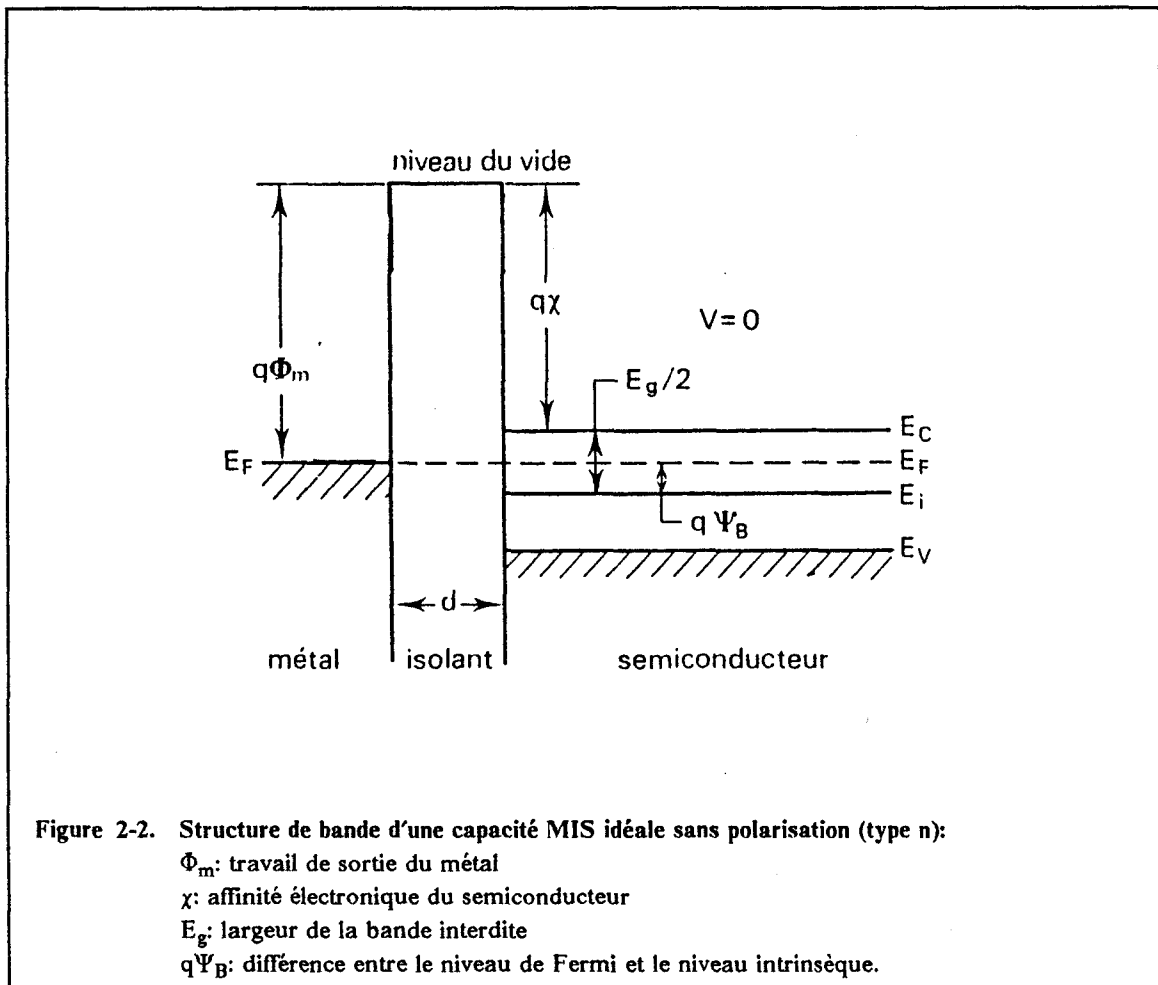
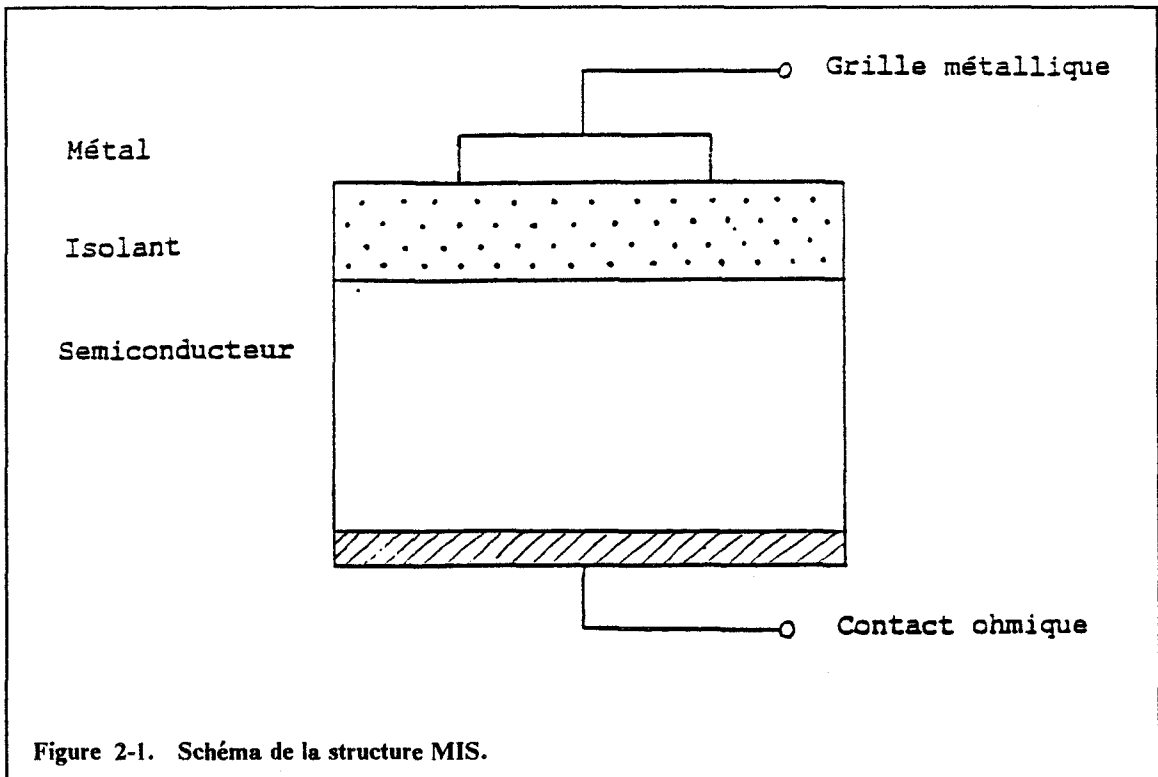
Nous décrivons ici les principales caractéristiques physiques de la capacité MIS nécessaires pour bien comprendre les différentes mesures effectuées sur celle-ci. Pour une étude plus complète le lecteur consultera les références [106] et [107].

La structure de bande d'une capacité MIS idéale à l'équilibre thermodynamique et en l'absence de tension sur la grille est représentée sur la figure 2.2 dans le cas d'un semiconducteur de type n. Cette représentation suppose que:

1. Les travaux de sortie du métal et du semiconducteur sont égaux

$$\Phi_m = \Phi_s = \chi + \frac{E_g}{2q} - \Psi_B$$

2. Il n'y a pas de charges dans l'isolant et à l'interface
3. Il n'y a pas de flux de charges à travers l'isolant



Le niveau de Fermi du semiconducteur est alors aligné sur celui du métal. Nous allons maintenant examiner le comportement de cette structure lorsqu'on applique une polarisation sur la grille en considérant un semiconducteur de type n (pour un type p le raisonnement est analogue)

### 2.1.1.2 Comportement de la structure MIS idéale

La concentration des porteurs dans les bandes de conduction et de valence est donnée par la statistique de Fermi:

$$n(x) = N_D \exp \frac{q\psi(x)}{kT}$$

$$p(x) = \frac{n_i^2}{N_D} \exp \frac{-q\psi(x)}{kT}$$

où  $n_i$  est la concentration intrinsèque des porteurs et  $\psi(x)$  est défini comme étant la différence entre le niveau de Fermi intrinsèque à l'infini et le niveau de Fermi intrinsèque à la distance  $x$  de l'interface isolant/semiconducteur.

On peut donc distinguer trois situations selon la tension appliquée sur la grille (Fig. 2.3).

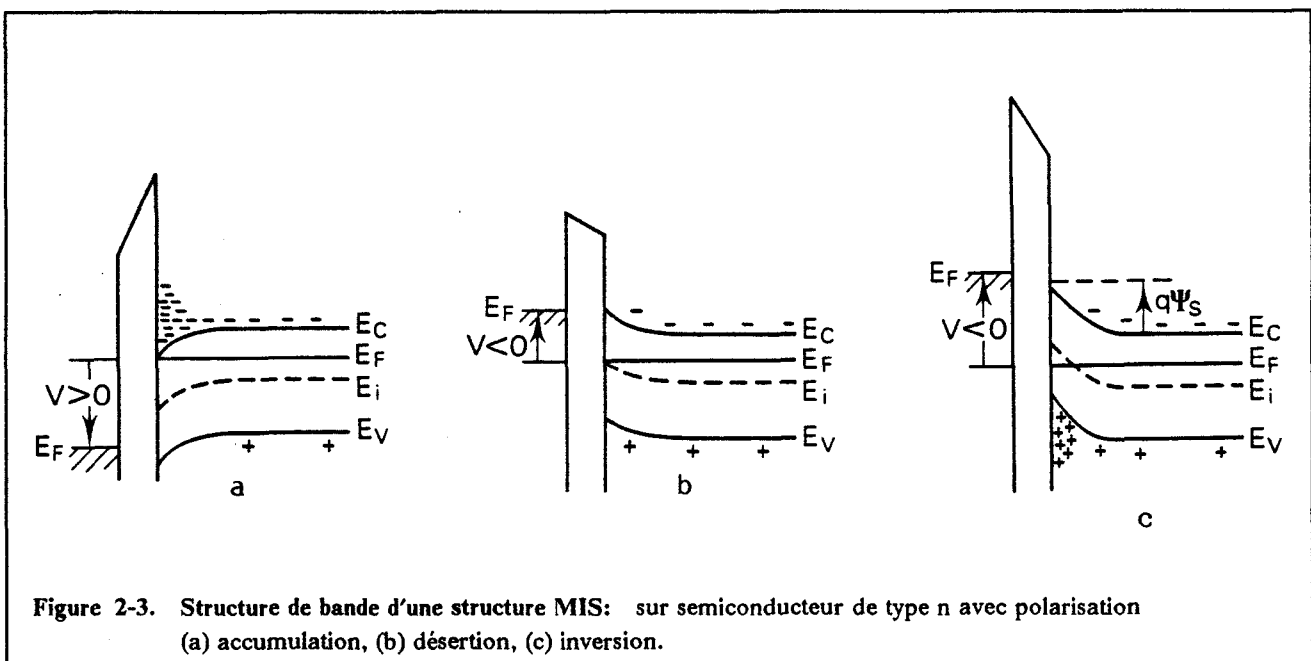


Figure 2-3. Structure de bande d'une structure MIS: sur semiconducteur de type n avec polarisation (a) accumulation, (b) désertion, (c) inversion.

**a) Accumulation ( $V_g > 0$ ):** Le potentiel de surface  $\psi_s$  est positif. La concentration des porteurs majoritaires ( $e^-$ ) près de la surface est supérieure à la concentration de volume.

**b) Désertion ( $V_g < 0$ ):**  $\psi_s$  est négatif. La concentration  $n_s$  devient plus faible que celle des donneurs ionisés. Il y a création d'une zone de charge d'espace positive à l'interface qui s'étend sur une profondeur  $W$  appelée largeur de désertion.

c) *Inversion* ( $V_g < 0$ ): Lorsque  $\psi_s$  devient plus grand que  $\Psi_B$  en valeur absolue, la courbure de bande est suffisante pour qu'il existe un point où  $E_F$  croise  $E_i$ . Entre ce point et l'interface la concentration en trous est supérieure à celle des électrons. Pour calculer la charge à l'interface il est nécessaire de connaître les potentiels  $\psi_s$  et  $\psi(x)$ .  $\psi(x)$  est solution de l'équation de Poisson:

$$\frac{\partial^2 \psi(x)}{\partial x^2} = - \frac{\rho(x)}{\epsilon_s}$$

où  $\rho(x)$  est la densité de charge;  $\rho(x) = q \cdot (N_D^+ - N_A^- + p(x) - n(x))$

La neutralité électrique à l'infini (dans le volume) impose

$$N_D^+ - N_A^- = p(\infty) - n(\infty)$$

L'intégration de l'équation de Poisson permet de calculer le champ électrique  $F$  et la loi de Gauss donne la charge dans le semiconducteur.

$$Q_{sc} = - \epsilon_s \cdot F_s(x=0) = - Q_M$$

La capacité totale de la structure est donnée par:

$$C = \frac{\partial Q_{sc}}{\partial V_g} = \frac{\partial Q_{sc}}{\partial \psi_s} \cdot \frac{\partial \psi_s}{\partial V_g} = C_{sc} \cdot \frac{\partial \psi_s}{\partial V_g} \quad [IV - 1]$$

$$V_g = V_i + \psi_s \quad [IV - 2]$$

où  $V_i$  est la chute de potentiel dans l'isolant  $V_i = \frac{Q_{sc}}{C_i}$  ( $C_i = \frac{\epsilon_i}{d_i}$ )

En différenciant l'équation IV-2 par rapport à  $\psi_s$  on obtient:

$$\frac{\partial V_g}{\partial \psi_s} = \frac{C_{sc}}{C_i} + 1 \text{ et IV-1 donne } C = \frac{C_i \cdot C_{sc}}{C_i + C_{sc}}$$

Le circuit équivalent de la capacité MIS idéale correspond à la mise en série de la capacité d'isolant et de la capacité différentielle du semiconducteur.

### Evolution de la capacité sous polarisation

Les expressions générales de  $Q_{sc}$  et  $C_{sc}$  sont données par les références [106] et [107]. Nous décrivons simplement ici l'évolution de la capacité totale pour les différents régimes de polarisation.

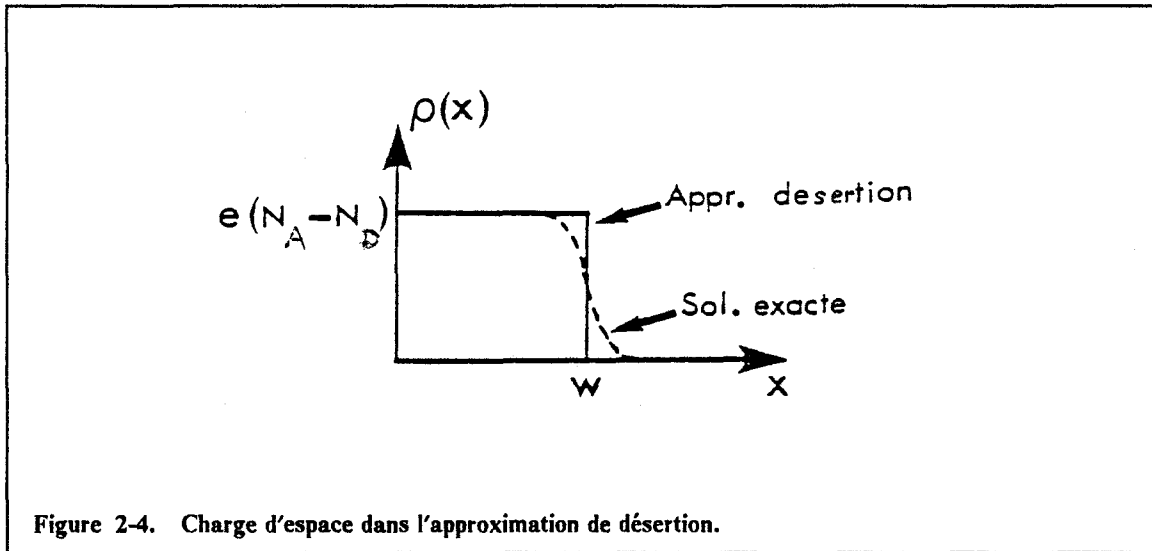
a) *Accumulation*: La densité des porteurs est très élevée. Par conséquent, la capacité différentielle  $C_{sc}$  est très supérieure à la capacité d'isolant  $C_i$  et  $C \sim C_i$  (Fig. 2.5).

b) *Désertion*: (*Approximation de désertion*): Cette approximation consiste à considérer que, en désertion, la concentration des porteurs libres entre la surface et  $W$  est faible devant la charge ionisée.

$$n = p = 0 \text{ pour } 0 < x < W$$

$$\text{et } \rho = 0 \text{ pour } x > W$$





L'équation de Poisson se réduit à:

$$\frac{\partial^2 \psi(x)}{\partial x^2} = -\frac{q}{\epsilon_s} \cdot (N_D^+ - N_A^-)$$

Pour une concentration uniforme d'impuretés (Fig. 2.4):

$$\psi(x) = \psi_s \cdot \left(1 - \frac{x}{W}\right)^2$$

$$\psi_s = -\frac{q}{2\epsilon_s} \cdot (N_D^+ - N_A^-) \cdot W^2$$

$$Q_{sc} = -e \cdot (N_D^+ - N_A^-) W \quad \text{et} \quad C_{sc} = \frac{\partial Q_{sc}}{\partial \psi_s} = \frac{\epsilon_s}{W}$$

$C_{sc}$  devient inférieure à la capacité d'isolant. La capacité totale diminue (Fig. 2.5)

**c) Inversion:** Lorsque  $\psi_s$  est inférieur à  $\Psi_B$  une charge d'inversion se crée à la surface du semiconducteur. La charge totale dans le semiconducteur est  $Q_{sc} + Q_{inv}$ .

Si  $Q_{inv}$  est petit par rapport à  $Q_{sc}$  le comportement est identique au cas de la désertion.

Lorsque  $\psi_s < 2 \Psi_B$  les porteurs minoritaires sont en concentration très importante (inversion forte).

- Si le temps de réponse des porteurs minoritaires  $\tau_m$  est plus court que la période des variations du signal alternatif servant à la mesure (mesure basse fréquence), ceux-ci peuvent suivre le signal et contribuent à la capacité différentielle qui augmente avec leur concentration. La capacité totale tend vers  $C_i$  (Fig. 2.5).

- Pour des mesures à haute fréquence ( $1/f \ll \tau_m$ ) les porteurs minoritaires ne répondent pas aux variations du signal et seule la charge de désertion  $Q_{sc}$  contribue à la capacité.

Si la tension de polarisation évolue lentement la charge d'inversion domine la charge de désertion et celle-ci atteint sa valeur maximale (phénomène d'écrantage).

$$W_{\max} = \left( \frac{4\epsilon_s \Psi_B}{qN_A} \right)^{1/2} = \left( \frac{4\epsilon_s kT \ln(N_D/n_i)}{q^2 N_D} \right)^{1/2}$$

Ce qui donne une valeur minimale pour la capacité totale (Fig. 2.5)

$1/C_{\min} = 1/C_i + W_{\max}/\epsilon_s$ . (cette relation permet de calculer le dopage à partir de  $C_i$  et  $C_{\min}$ )

Si la tension évolue rapidement la charge d'inversion n'a pas le temps de se former et c'est l'augmentation de la largeur de la zone désertée qui assure la neutralité électronique. La capacité est inférieure à la valeur  $C_{\min}$  et l'on atteint le régime de désertion profonde (Fig. 2.5).

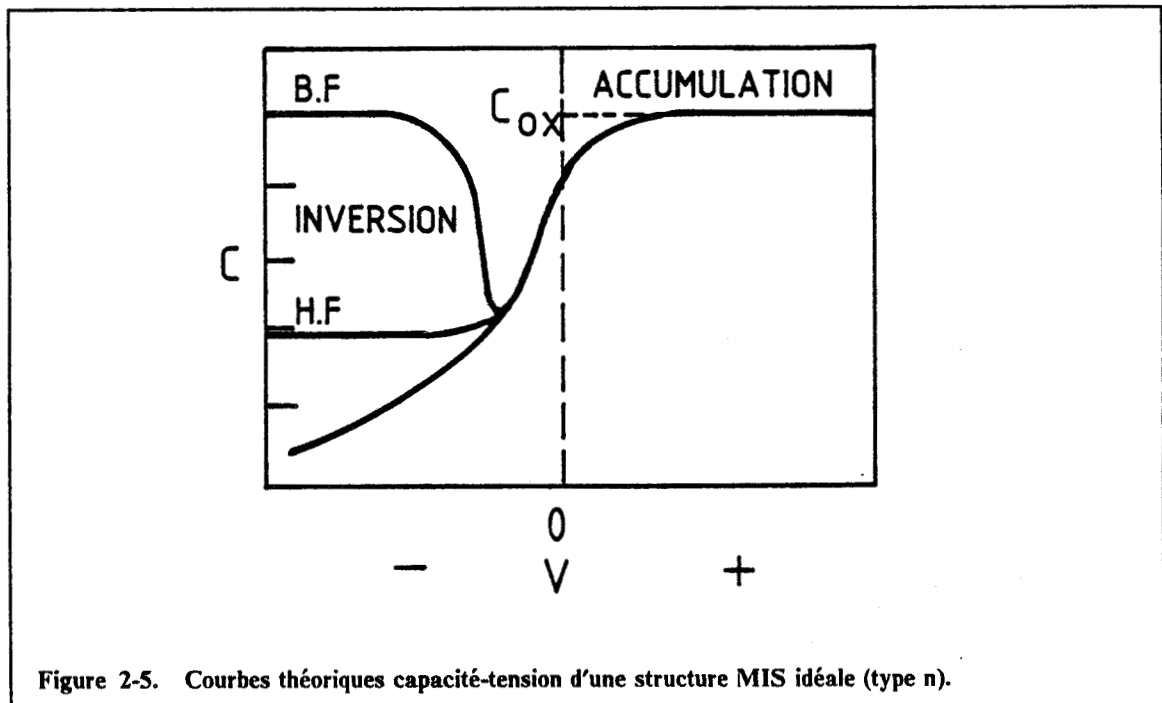


Figure 2-5. Courbes théoriques capacité-tension d'une structure MIS idéale (type n).

## 2.1.2 La structure MIS réelle

### 2.1.2.1 Introduction

Nous venons de voir qu'une structure MIS idéale présente des variations  $C(V)$  bien caractéristiques. Une structure réelle s'écarte de ce comportement par:

- la différence des travaux de sortie du métal et du semiconducteur,
- la présence de charges dans l'isolant,
- la présence d'états d'interface.

La différence des travaux de sortie et les charges fixes dans l'isolant entraînent une courbure de bande dans le semiconducteur d'où l'apparition d'un champ électrique bien qu'aucune polarisation ne soit appliquée sur la grille. Il faut donc appliquer une tension  $V_{fb}$  pour retrouver la situation de bandes plates. Les courbes  $C(V)$  sont simplement décalées de  $V_{fb}$  sur l'axe des tensions.

Les charges mobiles dans l'isolant se déplacent sous l'influence du champ électrique ce qui se traduit par une hystérésis sur les courbes C(V).

On distingue en général deux types d'états d'interface. Les états d'interface rapides qui peuvent échanger des porteurs avec le semiconducteur et qui répondent au signal de mesure jusqu'à des fréquences élevées (1MHz ou plus). Les états lents situés dans l'isolant mais près de l'interface. Les échanges avec le semiconducteur se font par mécanisme tunnel et ces états ne répondent pas au signal de modulation.

### 2.1.2.2 *Etats d'interface rapides*

#### Comportement dynamique

Les relations de Shockley-Read [108] définissant le comportement dynamique d'un défaut de volume restent applicables pour un continuum d'états à condition que ceux-ci n'interagissent pas entre eux. Cette hypothèse semble vérifiée dans la mesure où, comparée à la l'extention de la fonction d'onde (environ 10 Å ), la distance moyenne entre deux défauts est grande (100 Å pour une densité de  $10^{12}$  états  $eV^{-1}cm^{-2}$ ).

Pour un défaut caractérisé par son niveau d'énergie localisé dans la bande interdite  $E_T$  et par ses sections efficaces de capture pour les électrons  $\sigma_n$  et pour les trous  $\sigma_p$ , il existe quatre processus modifiant son état d'occupation (relation de Shockley-Read):

- L'émission d'un électron vers la bande de conduction avec un taux:

$$e_n = \sigma_n v_n g N_C \exp - \frac{E_C - E_T}{kT}$$

- L'émission d'un trou vers la bande de valence avec un taux:

$$e_p = \sigma_p v_p g N_V \exp \frac{E_V - E_T}{kT}$$

- La capture d'un électron de la bande de conduction avec un taux:

$$c_n n = \sigma_n v_n n$$

- La capture d'un trou de la bande de valence avec un taux:

$$c_p p = \sigma_p v_p p$$

Le terme g, facteur de dégénérescence, sera pris par la suite égal à 1.

$v_n$  et  $v_p$  sont les vitesses thermiques pour les électrons et pour les trous.

$N_C$  et  $N_V$  représentent le "nombre de places" sur les bandes de conduction et de valence.

Suivant le processus qui domine la cinétique d'occupation, un même défaut peut être [109]:

- piège à électron
- piège à trou

- centre de génération
- centre de recombinaison

Pour un piège à électron, la constante de temps caractéristique est:

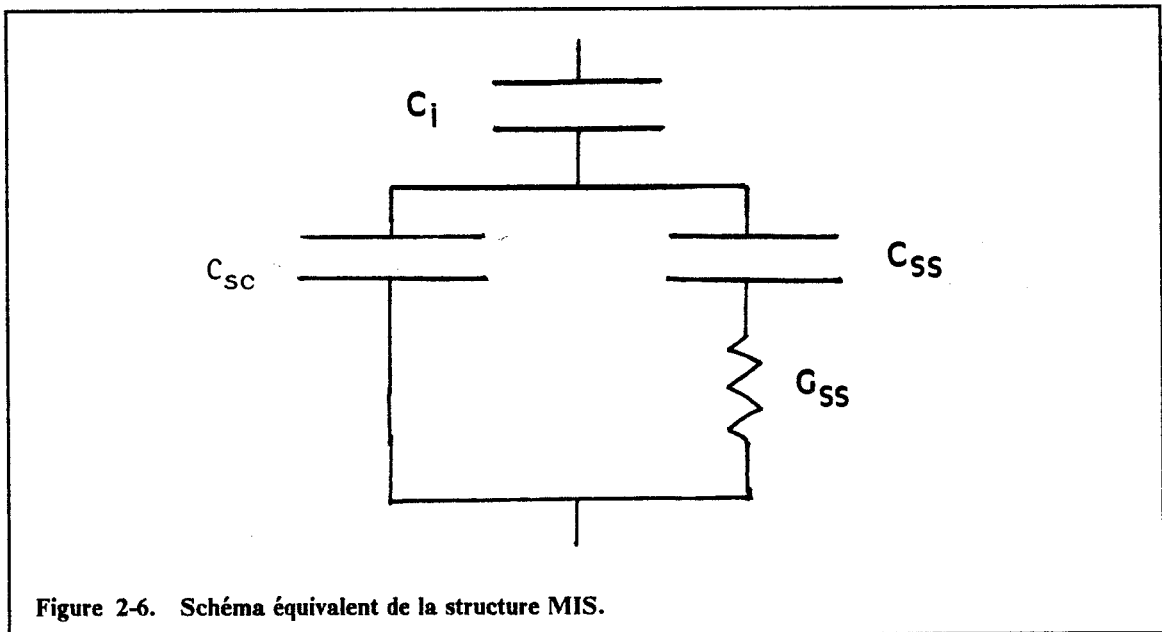
$$\tau(E_T) = 1/(e_n + c_n n)$$

### Effet sur la capacité mesurée

La charge  $Q_{ss}$  des états d'interface s'ajoute à la charge du semiconducteur. La capacité différentielle est donc:

$$\frac{\partial(Q_{sc} + Q_{ss})}{\partial\psi_s} = C_{sc} + C_{ss}$$

Le schéma équivalent (Fig. 2.6) comporte donc la capacité des états d'interface en parallèle à la capacité du semiconducteur. Il comporte également un terme de conductance qui représente les pertes dues aux états d'interface et au courant apparaissant dans la structure à l'émission ou à la capture des porteurs. Pour une pulsation inférieure à  $\omega_T = 1/\tau(E_T)$  la réponse des états est quasi-instantanée: on est toujours à l'équilibre et la conductance est nulle. Pour une pulsation très grande les états n'ont pas le temps de répondre et on a aussi une conductance nulle. Celle-ci passe par un maximum pour  $\omega = \omega_T$ .

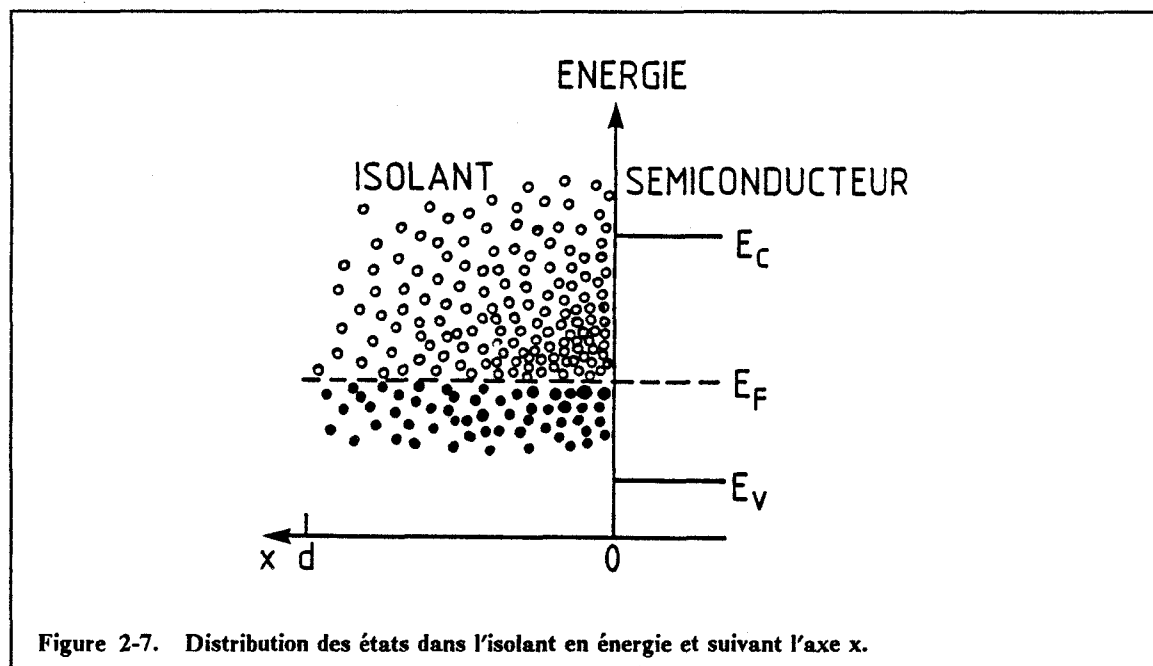


### 2.1.2.3 Etats d'interface lents

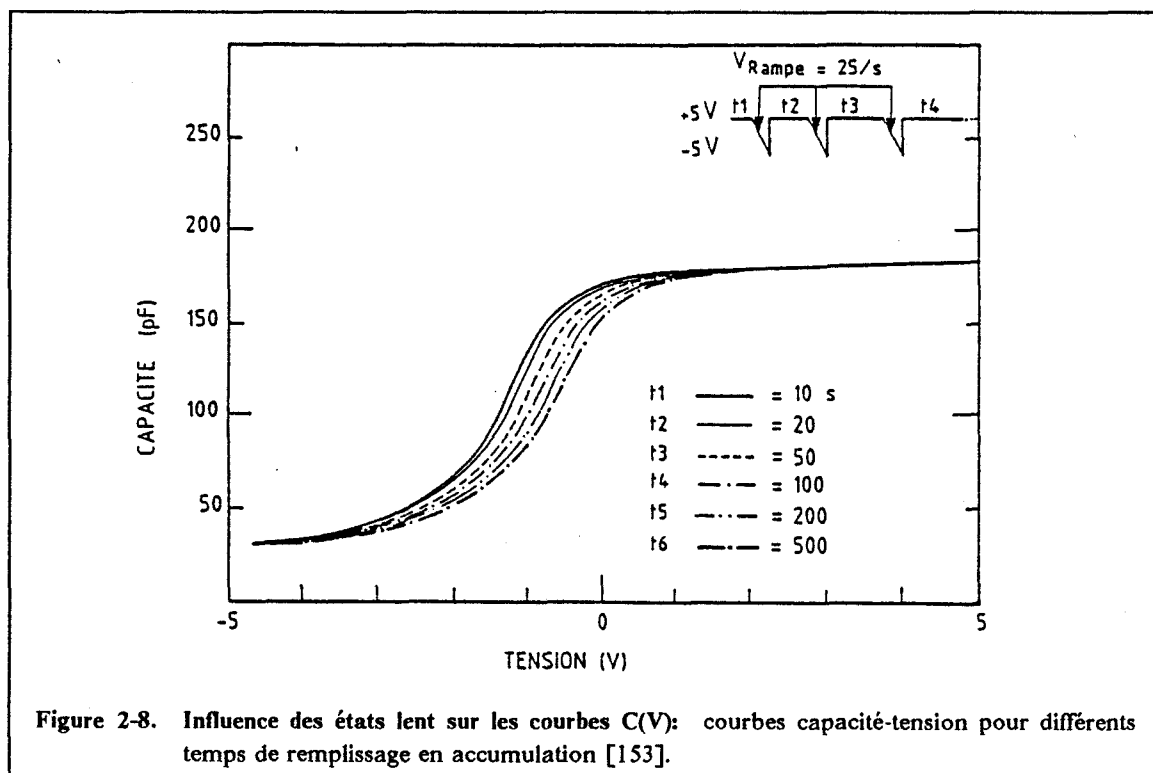
La section efficace de capture d'un piège situé à l'énergie  $E$  et à la distance  $x$  de l'interface (Fig. 2.7) diminue exponentiellement avec la distance [53]:

$$\sigma_n(E,x) = \sigma_o(E) \exp\left(-\frac{x}{x_o}\right) \quad \text{avec} \quad x_o = \frac{\hbar}{2\sqrt{(2m^*H^*)}}$$

où  $H^*$  représente la hauteur de barrière effective du processus tunnel et  $m^*$  la masse effective des porteurs. Pour une barrière de quelques eV,  $x_0$  est de l'ordre de 1 Å.



La statistique d'occupation est aussi régie par les équations de Shockley-Read mais les constantes de temps sont beaucoup plus grandes. Cette charge lentement variable près de l'interface a pour effet de déformer les courbes capacité-tension en fonction du temps de remplissage des pièges (figure 2.8).



## 2.2 Caractérisations de l'isolant

### 2.2.1 Spectroscopie d'absorption infra rouge

#### 2.2.1.1 Principe

Dans un modèle simple les liaisons entre les atomes d'un matériau sont représentées par des oscillateurs harmoniques. Les fréquences propres de ces oscillateurs sont définies par les constantes de forces atomiques et par les masses des atomes.

Pour des molécules plus complexes que la molécule diatomique, plusieurs modes de vibration sont possibles: les vibrations longitudinales (stretching mode) où les atomes se déplacent dans l'axe de la liaison et les vibrations transverses (bending modes) où les angles des liaisons se trouvent modifiés. Pour la plupart des liaisons ces modes correspondent à des fréquences du rayonnement infra-rouge ( $0.8 \mu\text{m}$  à  $200 \mu\text{m}$ ). Ainsi un rayonnement infra-rouge passant à travers un matériau est absorbé aux fréquences des modes de vibrations des liaisons existantes dans ce matériau.

Cette technique est donc très efficace pour détecter les différents éléments présents mais comme elle mesure en fait l'énergie absorbée par les liaisons atomiques il peut être parfois délicat de donner une information quantitative sur les concentrations atomiques. Ceci est cependant possible dans le cas de pics d'absorption bien séparés à l'aide de la loi de Beer.

$$\ln\left(\frac{I_0}{I_t}\right) = \alpha \cdot d_i \cdot C_L$$

où  $I_t$  et  $I_0$  sont les intensités des faisceaux transmis et incident,  $\alpha$  l'absorption,  $d_i$  l'épaisseur du film traversé et  $C_L$  la concentration des liaisons.

#### 2.2.1.2 Conditions expérimentales

Nous avons utilisé pour ces mesures un système Perkin-Elmer 983 à double faisceau. Afin de minimiser l'absorption du substrat, les films de nitrure de silicium sont déposés dans les mêmes conditions mais sur des substrats en silicium faiblement dopés ( $10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ). L'absorption est mesurée entre  $200 \text{ cm}^{-1}$  et  $4000 \text{ cm}^{-1}$  sur un échantillon avant et après dépôt de manière à pouvoir faire la différence des spectres et obtenir ainsi la contribution du film de  $\text{Si}_3\text{N}_4$ . Dans cette gamme de longueurs d'ondes il est possible de détecter les liaisons suivantes.

- ▶ N-H à  $3300\text{-}3400 \text{ cm}^{-1}$  (stretching modes) et environ  $1200 \text{ cm}^{-1}$  (bending modes).
- ▶ Si-H à  $2150\text{-}2200 \text{ cm}^{-1}$  (stretching modes)
- ▶ Si-N à environ  $850 \text{ cm}^{-1}$  (stretching modes)
- ▶ Si-O à environ  $1050 \text{ cm}^{-1}$  (stretching modes dans  $\text{SiO}_2$ )
- ▶ O-H à environ  $3500 \text{ cm}^{-1}$  (stretching modes)

La sensibilité de la mesure d'absorption est d'environ 0.5% ce qui, compte tenu de l'épaisseur des films étudiés (500 Å), correspond à une limite de détection de quelques pourcentages atomiques.

## 2.2.2 Caractérisations électriques de l'isolant

Contrairement au cas idéal, la conduction à travers l'isolant n'est pas nulle et il importe qu'elle soit la plus faible possible. En effet, pour améliorer les performances des dispositifs, l'épaisseur du dépôt d'isolant est rendue très petite et celui-ci doit conserver une bonne qualité isolante même pour des champs électriques très élevés. Nous décrivons ici les différentes mesures qui nous ont servi à optimiser la qualité électrique de la couche de  $\text{Si}_3\text{N}_4$ .

### 2.2.2.1 Type de conduction dans l'isolant

On distingue plusieurs processus fondamentaux de conduction à travers l'isolant [106].

#### Emission Schottky

Ce processus correspond à l'émission thermionique observée pour les barrières métal/semiconducteur. Les porteurs ont acquis suffisamment d'énergie pour franchir les barrières metal/isolant et isolant/semiconducteur. La densité de courant est donnée par:

$$J \propto T^2 \exp \left[ - \frac{q(\phi_b - \sqrt{qF/4\pi\epsilon_i})}{kT} \right]$$

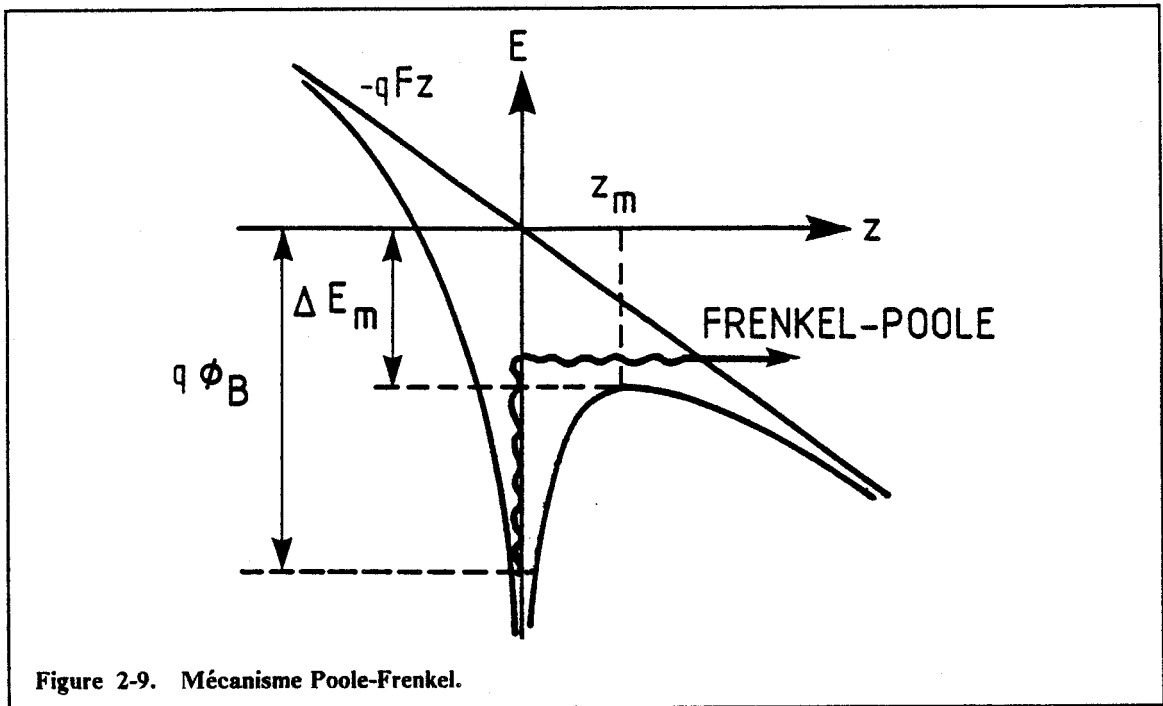
avec  $\phi_b$  = hauteur de barrière,  $F$  = champ électrique,  $\epsilon_i$  = permittivité diélectrique de l'isolant,  $T$  = température.

Le tracé de  $\text{Log}(J)$  en fonction de  $F^{1/2}$  à température constante donne une droite dont la pente dépend de  $\epsilon_i$ .

#### Emission Poole-Frenkel

Ce type de conduction est obtenu généralement à haute température et sous champ électrique élevé. Le taux d'émission des pièges dans l'isolant augmente lorsque le champ électrique est très élevé par abaissement de la barrière énergétique  $\phi_b$  (Fig. 2.9). Les électrons passent dans la bande de conduction de l'isolant et rejoignent le semiconducteur.

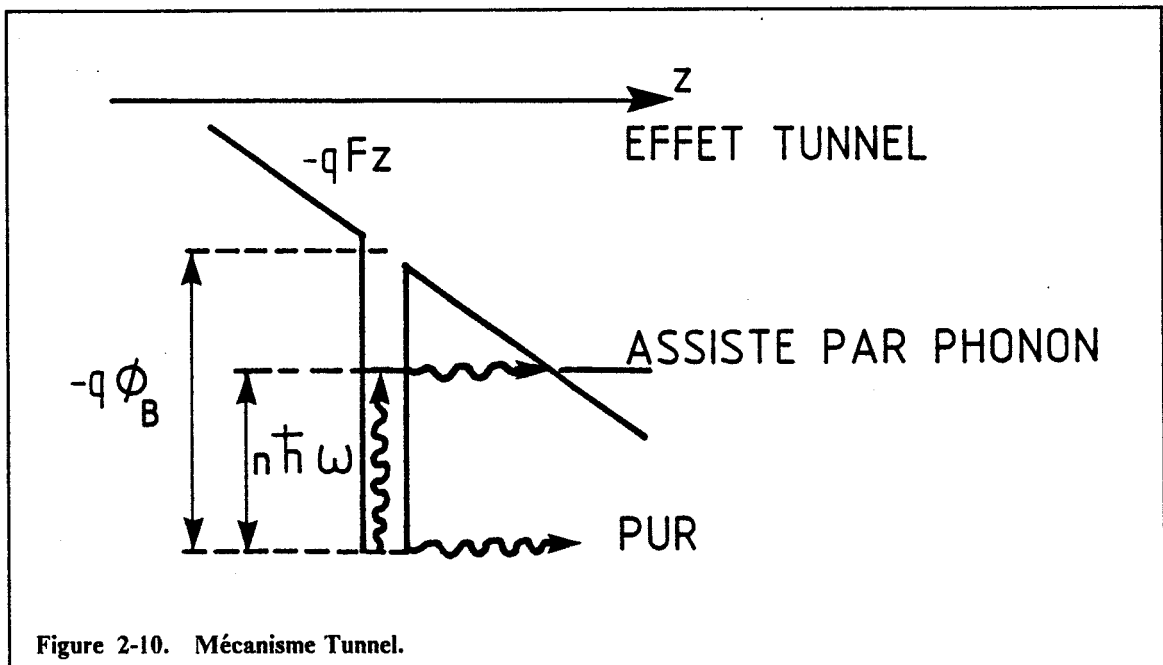
$$J \propto F \exp \left[ - \frac{q(\phi_b - \sqrt{qF/\pi\epsilon_i})}{kT} \right]$$



La pente de la droite  $\text{Log}(J) = f(F^{1/2})$  et aussi fonction de  $\epsilon_i$  mais avec un coefficient différent de celui de l'émission Schottky.

#### Emission Tunnel

L'application d'un champ électrique permet l'émission d'un électron du métal ou d'un défaut vers la bande de conduction de l'isolant sans changement d'énergie (Fig. 2.10). L'effet tunnel pur est indépendant de la température mais il peut être assisté par phonons.





$$J \propto F^2 \exp \left[ - \frac{4\sqrt{2m^*} (q\phi_b)^{3/2}}{3q\hbar F} \right]$$

$m^*$  = masse effective des porteurs.

### Conduction Ohmique

A haute température et pour des tensions faibles le courant est produit par les sauts d'électrons thermiquement excités d'un état isolé vers un autre.

$$J \propto F \exp(-E_{ae}/kT)$$

$E_{ae}$  = énergie d'activation des électrons

### Conduction ionique

Le courant est lié au déplacement des ions mobiles dans l'isolant sous l'action du champ électrique. Les déplacements réversibles font apparaître des phénomènes d'hystérésis.

$$J \propto \frac{F}{T} \exp(-E_{ai}/kT)$$

$E_{ai}$  = énergie d'activation des ions

*Remarques:* Pour un isolant donné, différents type de conduction dominant suivant les gammes de température ou de tension. De même, les caractéristiques du courant dépendent fortement de l'épaisseur de l'isolant, de la taille du dispositif, des matériaux servant aux électrodes et de leur polarité.

#### 2.2.2.2 Montage expérimental

Deux types de mesures ont été réalisées sur des structures MIS pour caractériser électriquement l'isolant: les mesures  $I = f(V)$  et les mesures  $I = f(T)$ . Cette utilisation couplée a permis de déterminer plus précisément les types de conduction. Le montage expérimental est identique pour les deux mesures (Fig. 2.11). Il comporte un picoampèremètre HP4140B muni de deux sources de tension et contrôlé par un microordinateur. Les intensités mesurées sont dans la gamme de  $10^{-15}A$  à  $10^{-4}A$ . L'échantillon est placé sur une platine en cuivre dans un cryostat refroidi avec de l'azote liquide par simple conduction thermique. La température est contrôlée de  $100^\circ K$  à  $450^\circ K$  par un contrôleur Eurotherm qui commande l'alimentation d'une résistance chauffante placée sous le porte échantillon. Un thermocouple Chromel Alumel mesure la température. La f.e.m. est lue par un voltmètre HP3478A et est transmise au calculateur par un bus IEEE. Les contacts sont pris par l'intermédiaire de deux pointes en carbure de tungstène. L'une se positionne sur la grille de la structure MIS et l'autre sur le contact à la laque d'argent.

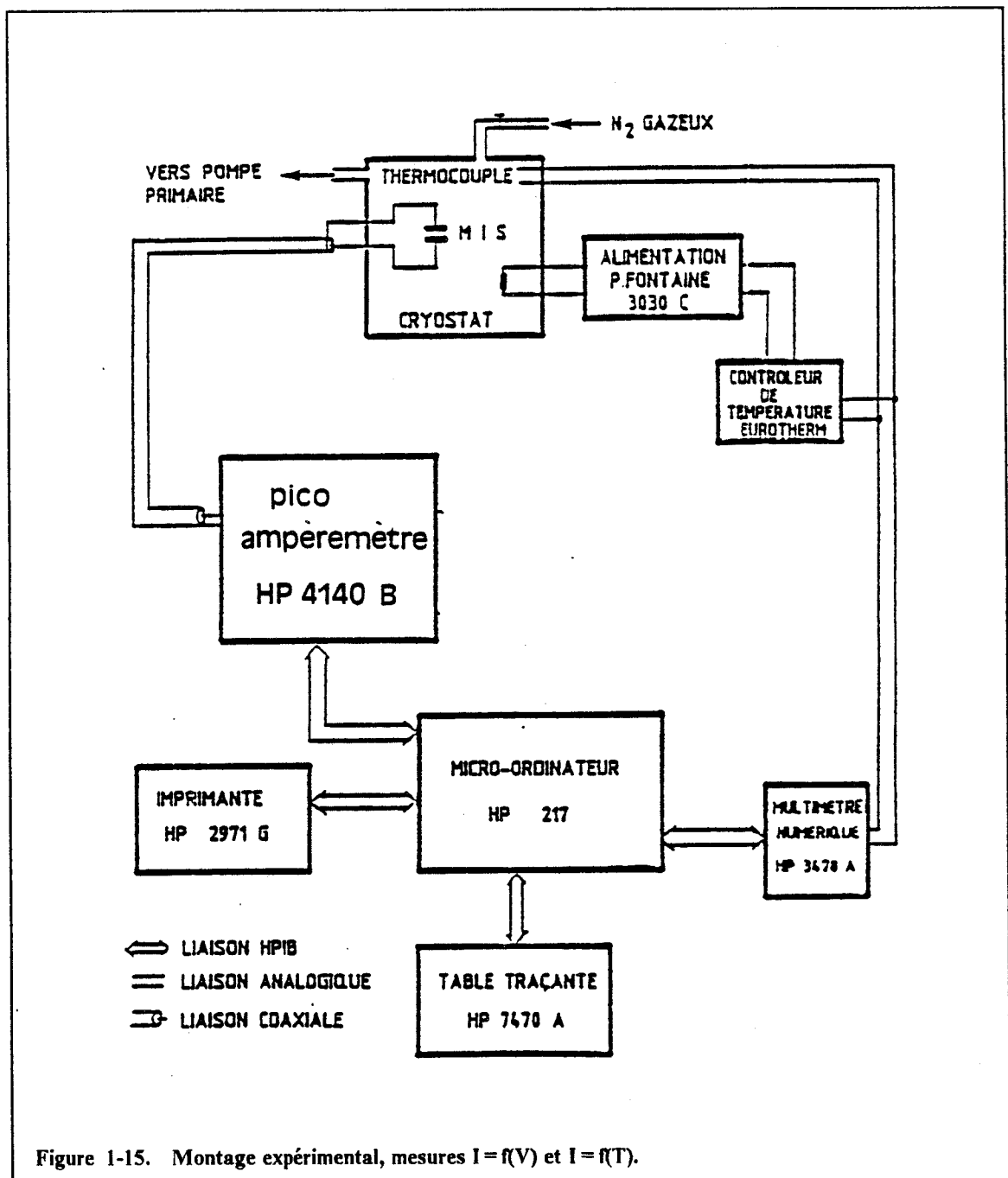


Figure 1-15. Montage expérimental, mesures  $I=f(V)$  et  $I=f(T)$ .

### 1.5.1.2 Mesures $I(V_g)$

Les mesures  $I(V_g)$  donnent accès à deux caractéristiques fondamentales de l'isolant: la résistivité et le champ de claquage.

#### Résistivité

La résistivité est donnée par  $\rho_i = \frac{V_g}{I} \cdot \frac{A}{d_i}$ .

La surface  $A$  et l'épaisseur d'isolant  $d_i$  étant connues, le tracé de la courbe courant-tension donne directement  $\rho_i$ . (Ce calcul néglige le potentiel de surface devant la tension appliquée sur le dispositif).

### Champ de claquage

La rigidité diélectrique de l'isolant s'obtient à l'aide de la même courbe en poursuivant la mesure jusqu'à l'augmentation brutale du courant. Ces mesures se font en général sur un grand nombre d'échantillons afin d'apprécier la dispersion des résultats.

### Recherche du type de conduction

De plus, l'analyse des courbes  $I(V_g)$  permet de déterminer les mécanismes de conceptions possibles. Une dépendance de  $\text{Log}(J)$  en  $F^{1/2}$  indique un processus Schottky ou Poole-Frenkel, une dépendance de  $\text{Log}(J/F^2)$  en  $1/F$  indique un effet tunnel tandis qu'une fonction linéaire du champ électrique permet d'identifier une conduction de type ohmique ou ionique; L'existence de phénomènes d'hystérésis permettant de séparer les deux types.

#### 2.2.2.4 Mesures $I(T)$

La mesure du courant en fonction de la température à champ électrique constant aide à lever les indéterminations de la mesure  $I(V_g)$  concernant certains mécanismes de conduction.

Pour le mécanisme Poole-Frenkel, le tracé de  $\text{Log}(J) = f(1/T)$  permet de calculer un ordre de grandeur de la hauteur de barrière des pièges dans l'isolant. De la même façon l'énergie d'activation peut être obtenue pour les conceptions ioniques ou ohmiques. Enfin, l'indépendance du courant en fonction de la température peut confirmer un mécanisme tunnel.

## 2.3 Caractérisations électriques de l'interface

Nous avons utilisé trois techniques pour caractériser l'interface  $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{GaInAs}$ . La mesure  $C(V)$  à 1MHz, la conductance et l'association DLTS-ICTS (Deep Level Transient Spectroscopy, Isothermal Capacitance Transient Spectroscopy). La première, facile à mettre en œuvre a été utilisée pour obtenir des informations qualitatives rapidement, les deux autres ont permis des mesures plus quantitatives.

### 2.3.1 Etats rapides

#### 2.3.1.1 Mesures $C(V)$ à 1MHz

Si les états d'interface ne répondent pas au signal de modulation servant à la mesure de capacité (mesure haute fréquence), la déformation de la courbe  $C(V)$  par

rapport au cas idéal est due à la variation de l'état d'occupation des défauts par les porteurs libres du semiconducteur. Dans ces conditions, la méthode introduite par L.M. TERMAN en 1962 [111] permet une estimation de la densité d'état. A un potentiel de surface donné, l'écart  $\Delta V$  entre la courbe théorique et la courbe mesurée est relié à la charge des états à l'interface.

$$\Delta V = \frac{\Delta Q_{ss} + \Delta Q_{fixe}}{C_i}$$

et la densité d'états est donnée par:

$$N_{ss}(\psi_s) = \frac{C_i}{qA} \cdot \frac{\partial(\Delta V(\psi_s))}{\partial \psi_s} \quad A = \text{surface de la capacité MIS}$$

En pratique, ces mesures sont faites à 1MHz. Elles ont été utilisées dans ce travail dans le but de comparer qualitativement la forme des courbes  $C(V)$  (une déformation importante indiquant une forte densité) mais nous n'avons pas calculé de densités d'état par cette méthode. En effet, celle-ci n'est pas précise et peut donner des résultats éronés pour plusieurs raisons.

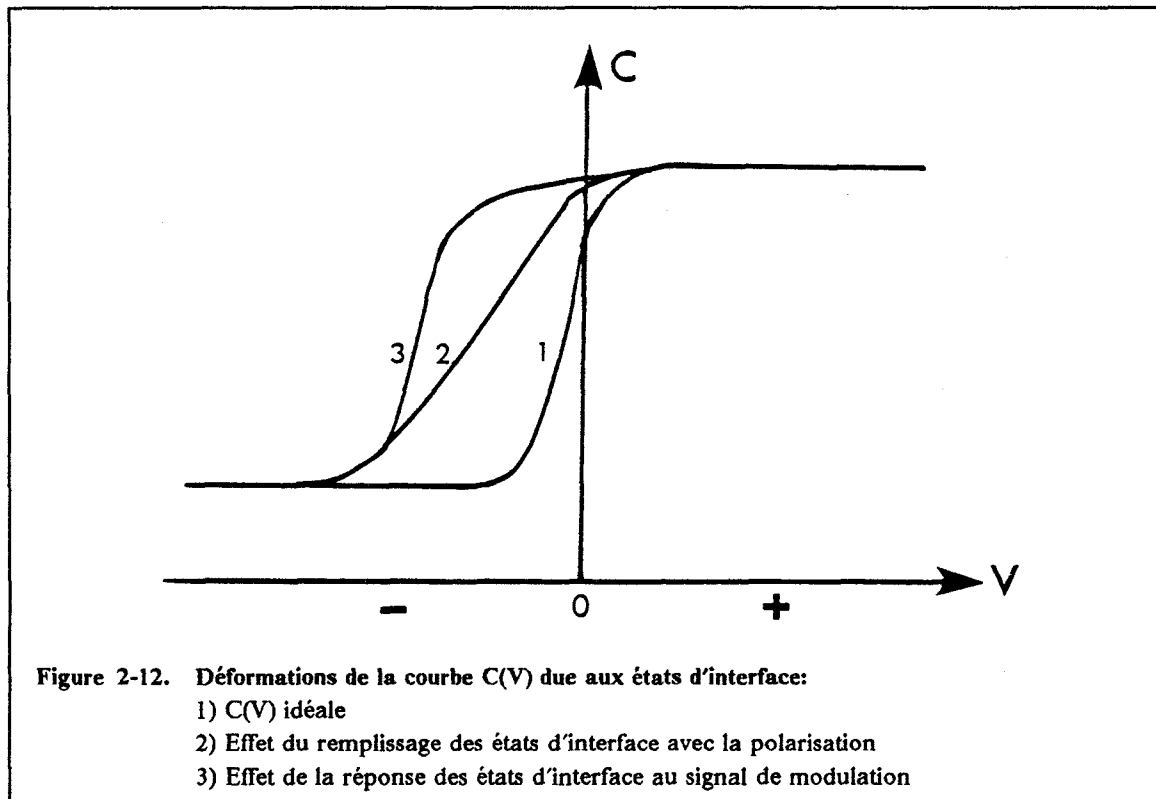
- La première est que la mesure à 1MHz n'est pas, en réalité, une mesure à haute fréquence. La réponse des états près de la bande de conduction introduit une capacité parasite et fausse la mesure (Fig. 2.12).

- Les fluctuations du potentiel de surface résultant de l'inhomogénéité des charges dans l'isolant près de l'interface rendent difficile une spectroscopie en énergie avec cette méthode.

- La présence d'hystérésis, fréquemment observé, perturbe le calcul.

- Le calcul de la capacité théorique nécessite la connaissance du dopage du semiconducteur. Celui-ci n'est pas toujours connu avec précision surtout pour les échantillons ne présentant pas de plateau de capacité en inversion. Le dopage étant calculé à partir de la capacité minimale.

La principale qualité des mesures  $C(V)$  à 1MHz est de fournir rapidement une information qualitative sur l'interface. Néanmoins, l'utilisateur doit rester prudent sur l'interprétation de ces mesures et autant que possible les confirmer par les deux autres méthodes que nous présentons dans ce chapitre.



### 2.3.1.2 Mesures de conductance

Comme nous l'avons vu au début de ce chapitre le schéma équivalent de la structure MIS comprend un terme de conductance directement relié aux états d'interface. Par des mesures d'admittance à différentes fréquences il est possible d'obtenir les propriétés de ces états. Cette mesure n'est pas directe et elle nécessite l'élaboration d'un schéma équivalent. E.H. NICOLLIAN et J.R. BREWS ont fait une synthèse des différents modèles existants [107] que l'on pourra consulter pour des renseignements complémentaires.

#### Principe

Une perturbation sinusoïdale de faible amplitude du potentiel de surface  $\delta\psi_s$  autour de sa valeur de repos  $\psi_{s0}$  produit une variation de l'état d'occupation des états d'interface autour du niveau de Fermi et génère un courant  $\delta i_s$  correspondant à la capture ou à l'émission de charges. On modélise ce phénomène par l'existence d'une admittance  $Y_T$ .

$$\delta i_s = Y_T \cdot \delta\psi_s$$

E.H. NICOLLIAN et A. GOETZBERGER [112] montrent, à partir de la théorie de Shockley-Read, que pour un niveau discret l'admittance s'écrit:

$$Y_T = \frac{j\omega q^2}{kT} \cdot \frac{AN_{it}f_0(1-f_0)}{1 + j\omega f_0/c_n n_s}$$

où  $f_0$  est la fonction de Fermi-Dirac

$$f_o(\psi) = \frac{1}{1 + \exp \frac{(\psi - \psi_{so})}{kT}}$$

et  $N_{it}$  la densité d'état du niveau discret.

En désertion, on peut négliger les échanges avec les porteurs minoritaires et le schéma équivalent se transforme en schéma équivalent parallèle (Fig. 2.13).

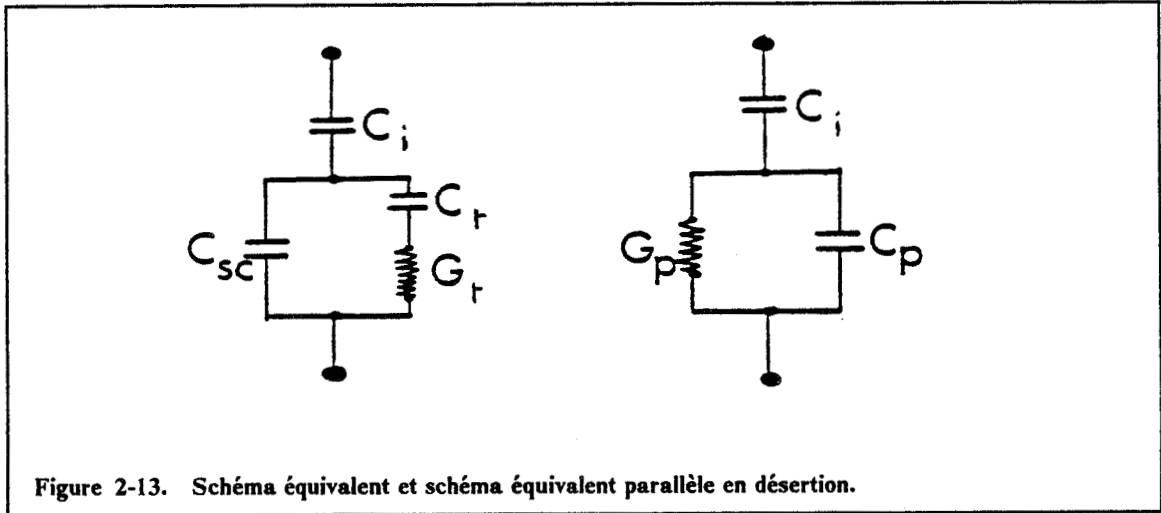


Figure 2-13. Schéma équivalent et schéma équivalent parallèle en désertion.

$$\text{où } C_p = \frac{C_T}{1 + \omega^2 \tau_n^2} + C_{sc} \quad \text{et} \quad \frac{G_p}{\omega} = \frac{C_T \omega \tau_n}{1 + \omega^2 \tau_n^2}$$

$$\text{avec } C_T = \frac{q^2 N_i}{kT} f_o(1 - f_o) A \quad \text{et} \quad \tau_n = \frac{f_o}{c_n n_s}$$

La figure 2.14 illustre les variations de  $C_p$  et  $G_p/\omega$  en fonction de la fréquence  $f = \omega/2\pi$ .

Dans le cas d'une distribution d'états d'interface le modèle peut se généraliser et l'admittance devient:

$$Y_{ss} = j\omega \frac{q^2}{kT} A \cdot \int_{-\infty}^{\infty} \frac{N_{ss}(\psi) f_o(\psi) (1 - f_o(\psi))}{1 + j\omega f_o(\psi) / c_n(\psi) n_s} d\psi$$

Dans ce cas, le calcul de l'intégrale doit être fait numériquement sauf pour deux conditions pour lesquelles H. DEULING, E. KLAUSMANN et A. GOETZBERGER calculent analytiquement  $G_p$  et  $C_p$  [113]:

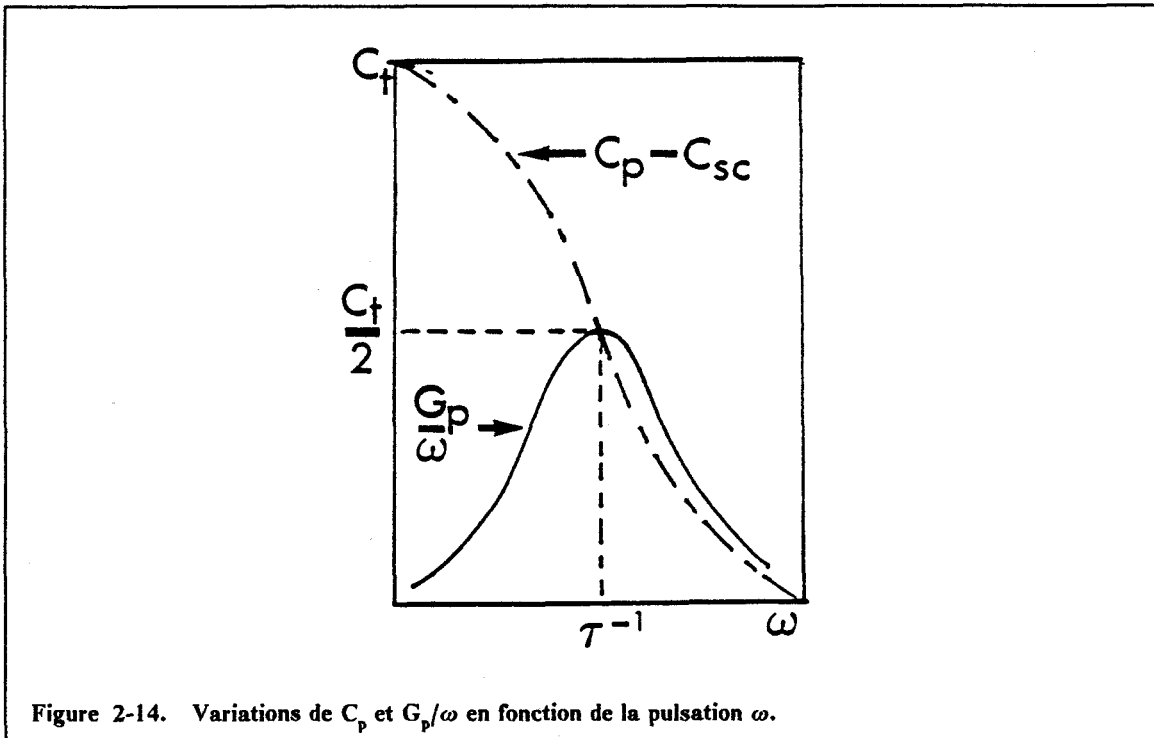


Figure 2-14. Variations de  $C_p$  et  $G_p/\omega$  en fonction de la pulsation  $\omega$ .

a) Si l'on suppose que  $N_{ss}(\psi)$  et  $c_n(\psi)$  (donc  $\sigma_n(E)$ ) varient peu dans un intervalle de quelques  $kT$  autour de  $\psi_{so}$  on trouve:

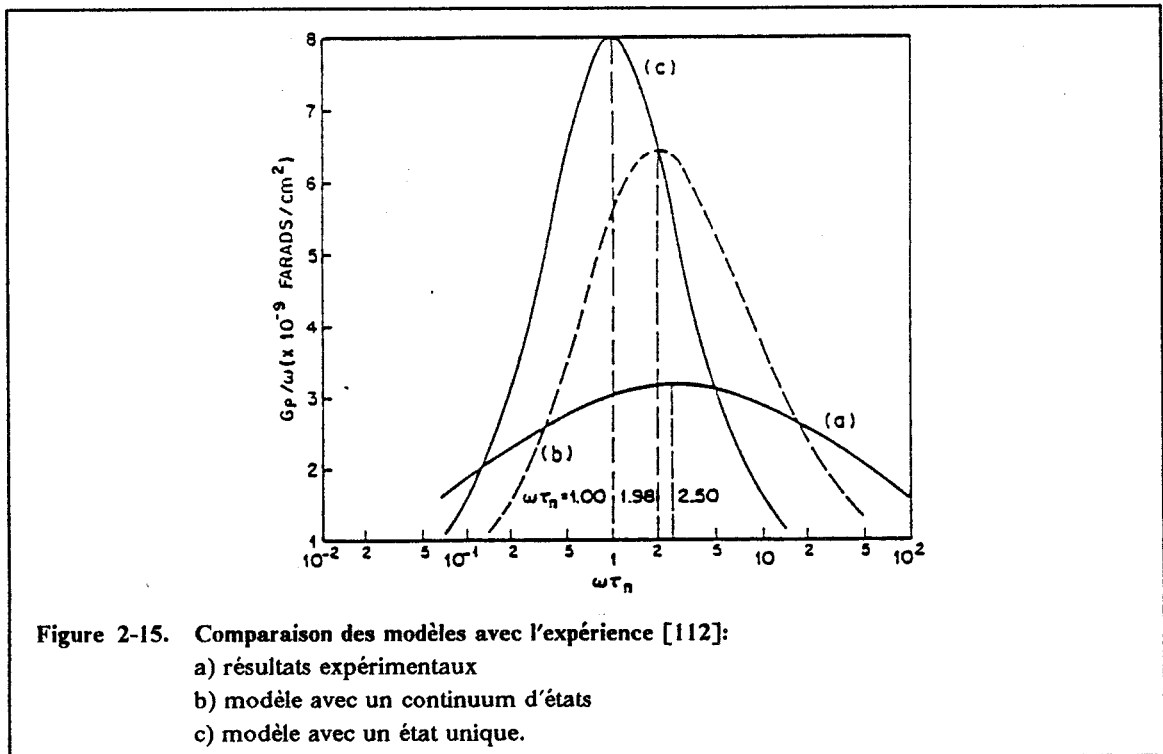
$$\frac{G_p}{\omega} = qN_{ss} \frac{\ln(1 + \omega^2 \tau_n^2)}{2\omega \tau_n} \quad \text{et} \quad C_p = \frac{qN_{ss}}{\omega \tau_n} \arctg(\omega \tau_n) + C_{sc}$$

b) Si l'on suppose que  $N_{ss}$  varie peu mais que  $\sigma_n(\psi)$  varie exponentiellement avec l'énergie suivant la formule  $\partial \ln(\sigma_n)/\partial \psi = 0.5 q/kT$  on obtient:

$$\frac{G_p}{\omega} = qN_{ss} \pi \frac{(1 - \Theta)}{\omega \tau_n} \quad \text{et} \quad C_p = \frac{qN_{ss}}{\omega \tau_n} \Theta \ln\left(\frac{1/\Theta + \omega \tau_n/2}{1/\Theta - \omega \tau_n/2}\right) + C_{sc}$$

avec  $\Theta = (1 + \omega^2 \tau_n^2/4)^{-1/2}$

Cependant expérimentalement les courbes  $G_p/\omega = f(\omega)$  en désertion sont en général beaucoup plus larges que ce qu'indique la théorie. Pour expliquer ce phénomène E.H. NICOLLIAN et A. GOETZBERGER [112] ont suggéré l'existence de fluctuations de potentiel de surface dues à la distribution ératique des charges en surface. Le calcul utilisant ce modèle statistique montre alors un élargissement des courbes  $G_p/\omega = f(\omega)$  et une diminution du maximum (Fig. 2.15). H. PREIER [114] propose un modèle où des états, distribués dans l'isolant et communiquant avec le semiconducteur par effet tunnel, provoquent une dispersion des constantes de temps. Toutefois ce modèle semble plus adapté à décrire l'action des états lents mentionnés dans la description de la structure MIS.



Nous avons utilisé le modèle statistique en introduisant une distribution gaussienne du potentiel de surface de variance  $\sigma_g$ . Les expressions de  $G_p/\omega$  et  $C_p$  deviennent [113]:

$$\frac{G_p}{\omega} = \frac{qN_{ss}}{\sqrt{2\pi\sigma_g}} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\ln(1 + \omega^2\tau_n^2 e^{-2\zeta})}{2\omega\tau_n e^{-\zeta}} \times \exp\left(-\frac{\zeta^2}{(2\sigma_g^2)}\right) d\zeta$$

$$C_p = C_{sc} + \frac{qN_{ss}}{\sqrt{2\pi\sigma_g}} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\text{arctg}(\omega\tau_n e^{-\zeta})}{\omega\tau_n e^{-\zeta}} \times \exp\left(-\frac{\zeta^2}{(2\sigma_g^2)}\right) d\zeta$$

pour une densité et une section efficace de capture lentement variables. Et

$$\frac{G_p}{\omega} = \frac{qN_{ss}\pi}{\sqrt{2\pi\sigma_g}} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1 - \Theta^*}{\omega\tau_n e^{-\zeta}} \times \exp\left(-\frac{\zeta^2}{(2\sigma_g^2)}\right) d\zeta$$

$$C_p = C_{sc} + \frac{qN_{ss}}{\sqrt{2\pi\sigma_g}} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\Theta^*}{\omega\tau_n e^{-\zeta}} \cdot \ln\left[\frac{1/\Theta^* + (\omega\tau_n e^{-\zeta})/2}{1/\Theta^* - (\omega\tau_n e^{-\zeta})/2}\right] \times \exp\left(-\frac{\zeta^2}{(2\sigma_g^2)}\right) d\zeta$$

pour une section efficace telle que  $\partial \ln(\sigma_n)/\partial \psi = 0.5 q/kT$ .  $\zeta$  représente les fluctuations du potentiel de surface et  $\Theta^* = (1 + \omega^2\tau_n^2 e^{-2\zeta}/4)^{-1/2}$



## Banc de mesure

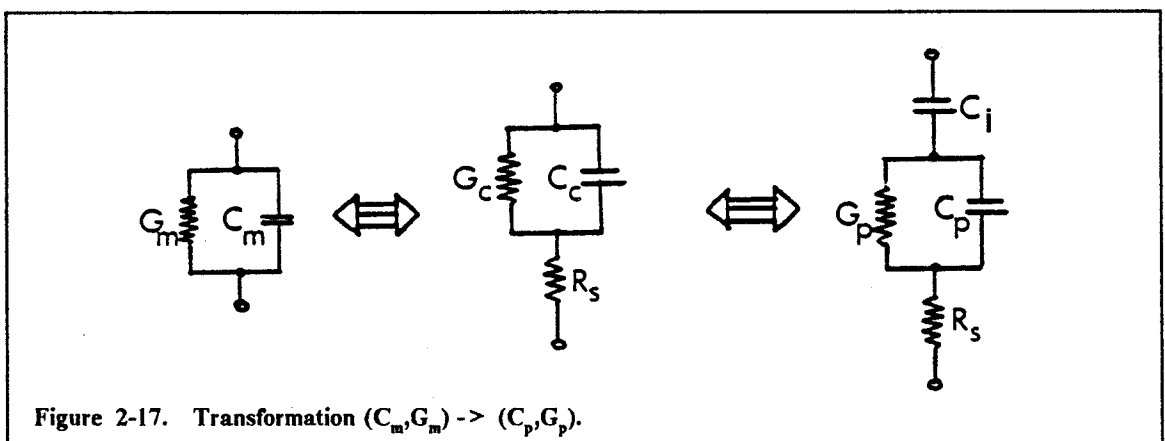
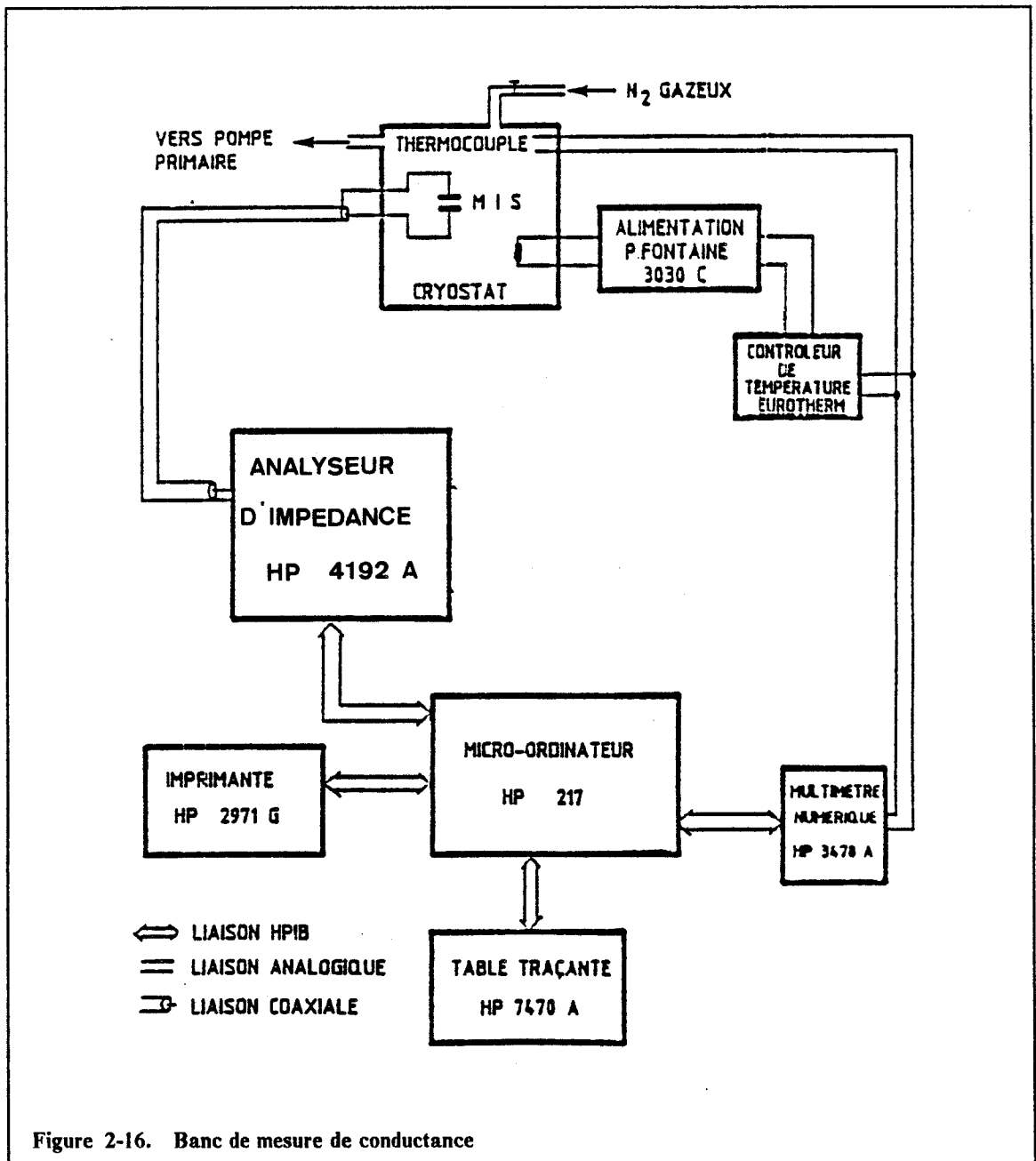
Le banc de mesure est composé d'un analyseur d'impédance HP4192A contrôlé par un microordinateur HP et du même cryostat utilisé pour les mesures  $I(V)$  (fig. 2.16). L'analyseur d'impédance mesure la capacité et la conductance pour des fréquences comprises entre 5Hz et 13MHz. En dessous de 500Hz une calibration de l'appareil est nécessaire à chaque fréquence tandis que de 10MHz à 500Hz seules trois calibrations suffisent. Pour automatiser au maximum les mesures, nous avons limité la gamme de fréquences utilisées entre 500Hz et 10MHz. Il est possible de commander l'analyseur pour effectuer des balayages en tension à différentes fréquences ou des mesures à tension constantes. Lorsqu'on fixe la polarisation appliquée sur la grille, il est possible d'enregistrer un nombre plus important de fréquences dans un laps de temps plus court. Dans ce cas, le nombre de fréquences est, en général, de 82 fréquences ce qui correspond à 20 fréquences par décades dans la gamme étudiée. Pour les mesures  $C(V)$  à différentes fréquences, le nombre de fréquences est de l'ordre de 30 afin de limiter le temps de mesure (3h). Le balayage en tension peut comprendre jusqu'à 80 points de mesure et le signal est moyenné sur deux à quatre mesures.

L'analyseur atteint sa sensibilité maximale entre 100KHz et 10KHz qui est de  $10^{-8}$  S sur la conductance et de 0.1pF sur la capacité. Compte tenu de la surface des structures MIS utilisée ( $3.4 \cdot 10^{-4}$  cm<sup>2</sup>) cela correspond à une détection limite d'environ  $10^{10}$  états eV<sup>-1</sup> cm<sup>-2</sup>. La précision sur les valeurs de  $G_p/\omega$  et de  $C_p$  dans la gamme 100KHz-10KHz est de l'ordre de 5%. En dessous de 2KHz la conductance devient très faible est le rapport signal sur bruit diminue fortement ce qui dégrade la précision sur la mesure de densité d'états.

## Extraction des paramètres

L'admittance équivalente parallèle est obtenue à partir des valeurs mesurées  $G_m$  et  $C_m$  (Fig. 2.17).

La résistance série  $R_s$  peut être importante et introduire des erreurs. Les corrections sont calculées de la manière suivante. En accumulation et à haute fréquence le schéma se réduit à  $C_i$  en série avec  $R_s$ .



$$R_s = \frac{G_{ma}}{G_{ma}^2 + \omega^2 C_{ma}^2}$$

où  $G_{ma}$  et  $C_{ma}$  sont les valeurs mesurées en accumulation. Les valeurs corrigées représentant l'admittance réelle de la structure MIS sont alors

$$G_c = \frac{(G_m^2 + \omega^2 C_m^2)\Delta}{\Delta^2 + \omega^2 C_m^2} \quad C_c = \frac{(G_m^2 + \omega^2 C_m^2)C_m}{\Delta^2 + \omega^2 C_m^2}$$

$$\text{où } \Delta = G_m - (G_m^2 + \omega^2 C_m^2)R_s$$

Finalement, l'admittance parallèle ( $G_p, C_p$ ) s'obtient par:

$$\frac{G_p}{\omega} = \frac{\omega C_i G_c}{G_c^2 + \omega^2 (C_i - C_c)^2} \quad C_p = \frac{\omega^2 C_i C_c (C_i - C_c) - C_i G_c^2}{G_c^2 + \omega^2 (C_i - C_c)^2}$$

Nous avons développé un programme d'ajustement des valeurs expérimentales sur l'expression théorique par une méthode de moindres carrés. L'organigramme de ce programme est donné dans la figure 2.18. Après avoir effectué les corrections de résistance série nécessaires, il est possible de choisir quelle est l'expression théorique qui sera utilisée pour le fit (section efficace constante ou variable). Les paramètres ajustables pour le fit de la courbe  $G_p/\omega = f(\omega)$  sont la densité d'états  $N_{ss}$ , la constante de temps  $\tau$  correspondant au maximum, et la variance des fluctuations de potentiel de surface  $\sigma_g$ . Les valeurs de  $N_{ss}$ ,  $\tau$  et  $\sigma_g$  minimisant l'erreur quadratique moyenne sont utilisées pour effectuer le fit de la courbe  $C_p = f(\omega)$ . Les paramètres ajustables sont alors  $\psi_s$  et  $N_D$ . Ils servent à calculer la capacité de désertion  $C_{sc}$  qui intervient comme une constante ajoutée à  $C_{ss}$  pour chaque fréquence. En réalité, le rôle similaire tenu par ces deux paramètres dans l'expression de  $C_{sc}$  oblige à connaître de façon assez précise la valeur du dopage pour trouver la valeur du potentiel de surface. Enfin,  $\tau$  et  $\psi_s$  permettent de calculer  $\sigma_n$  par:

$$\sigma_n = \frac{\exp\left(\frac{q\psi_s}{kT}\right)}{\tau N_D v_n}$$

### Limitations

Les limitations de cette méthode sont assez nombreuses et il convient de les garder à l'esprit.

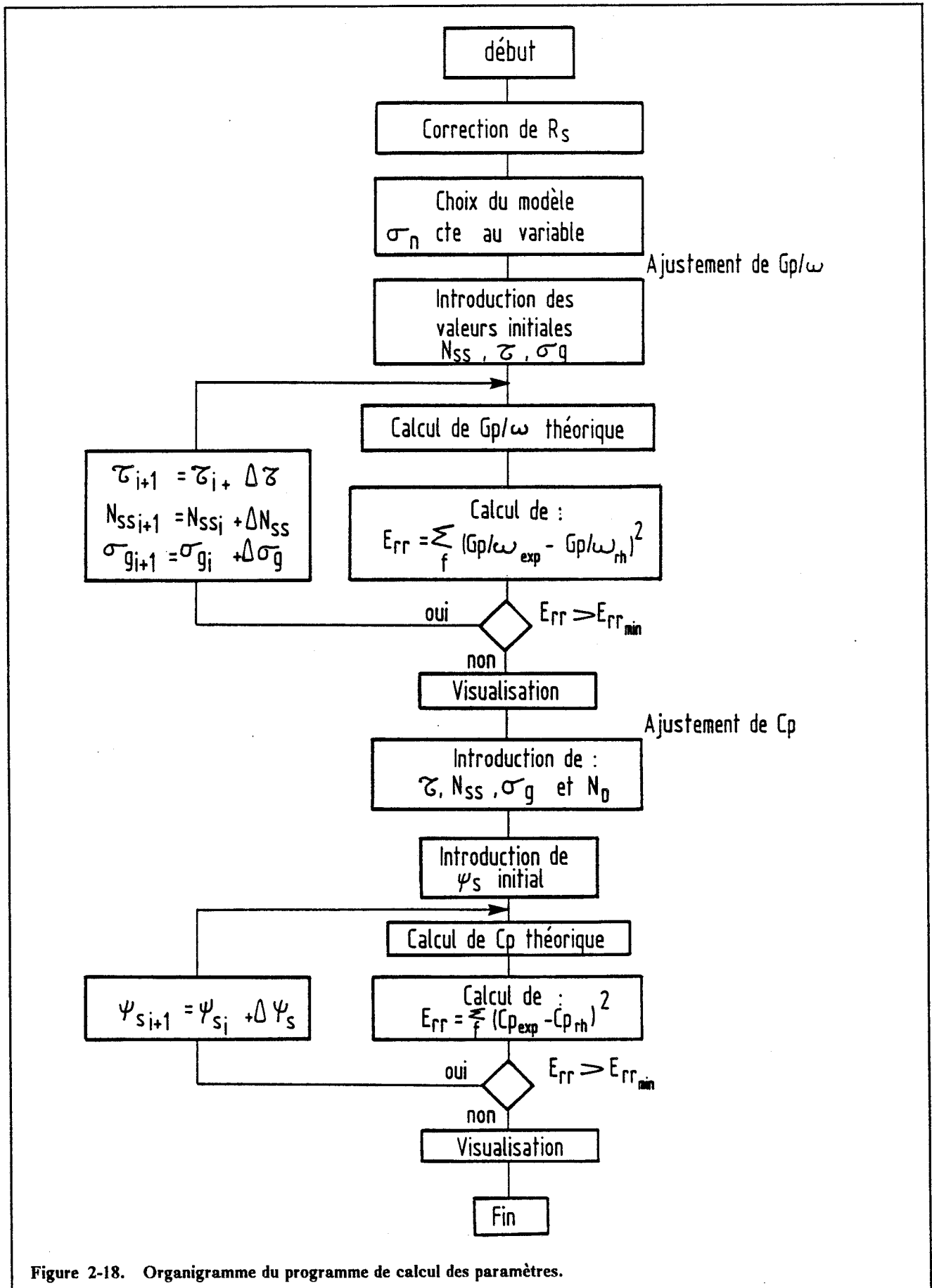


Figure 2-18. Organigramme du programme de calcul des paramètres.

- Les schémas équivalents utilisés ne sont valables qu'en désertion ou faible inversion. Dans ce dernier cas les fluctuations de potentiel de surface sont court-circuitées par la couche d'inversion.
- Cette méthode utilise un ajustement par moindres carrés et par conséquent les résultats doivent être analysés avec prudence. Si la détermination de la densité d'états est assez précise ( $10^{10}$  états  $eV^{-1}cm^{-2}$  dans notre cas) il n'en est pas de même pour la section efficace de capture et pour l'énergie qui sont toutes deux liées à la connaissance du dopage. Les fluctuations de potentiel ne peuvent être considérées qu'en tant que paramètre de fit. L'incertitude sur ce paramètre est très grande et seul l'ordre de grandeur doit être pris en compte.
- Le dopage est un paramètre important et doit être connu assez précisément.
- Seules deux lois de variation de section efficace en énergie peuvent être prises en compte. Dans les cas où la section efficace ne varie pas de cette façon l'ajustement se fait avec une expression théorique qui ne correspond pas à la réalité physique et donc peut être assez difficile, voire faux.
- L'excursion en énergie est relativement faible car elle est liée à la gamme de fréquences possibles et au fait que seuls les régimes de désertion et de faible inversion sont exploitables.

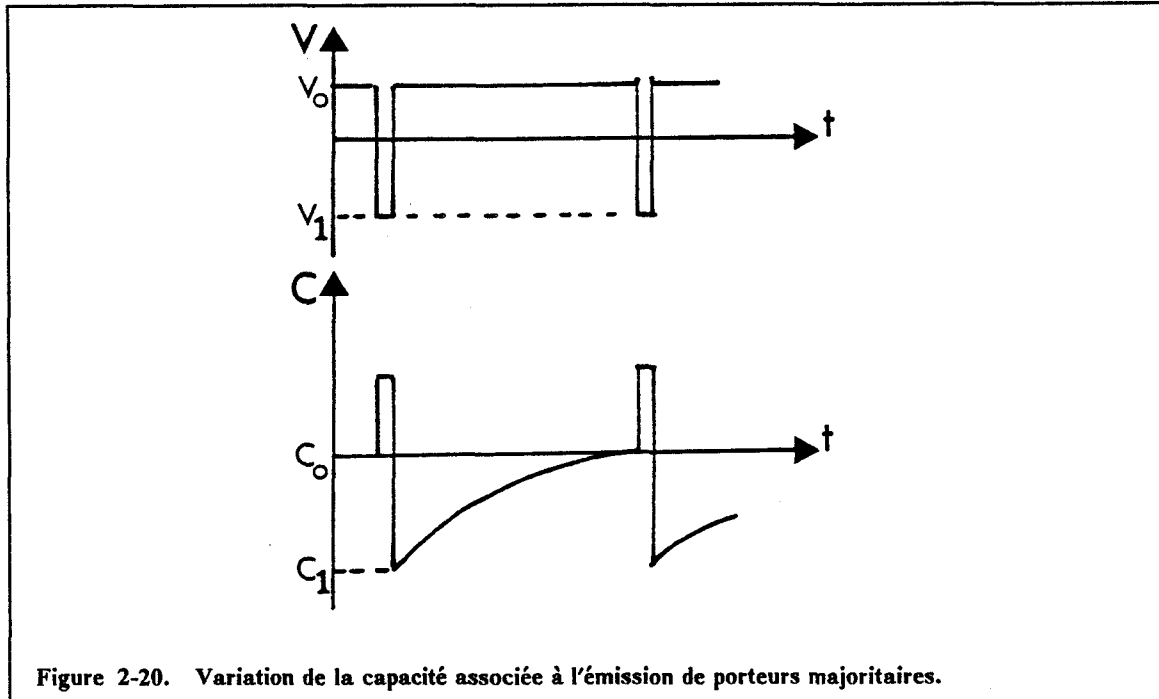
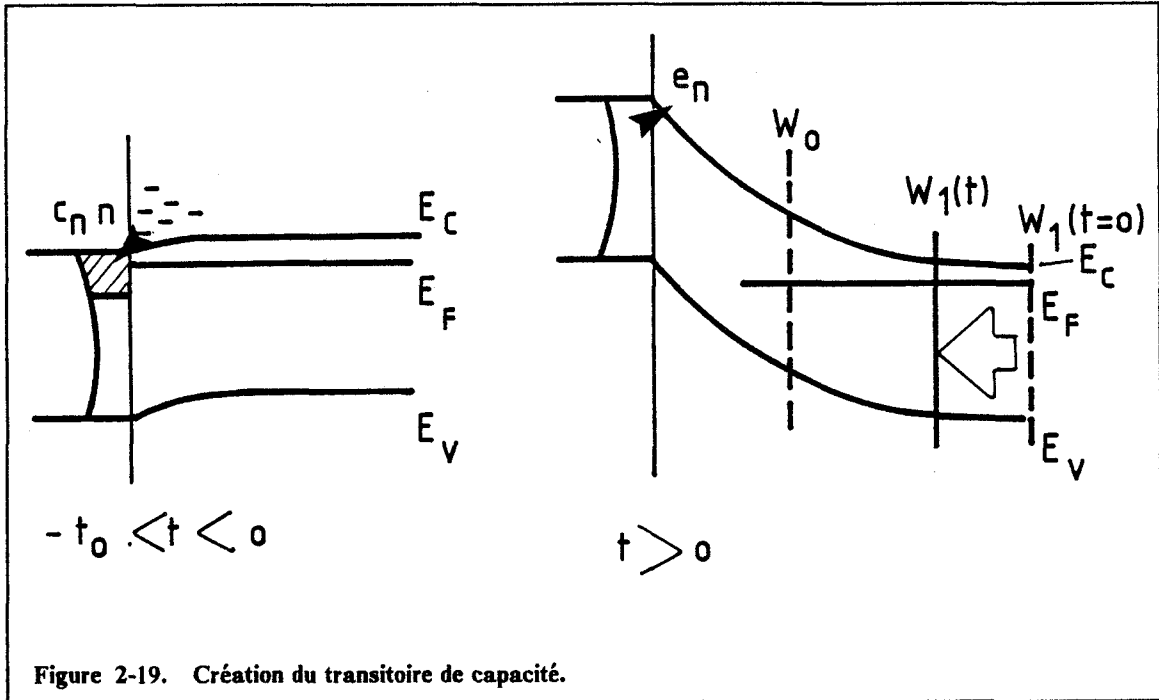
### 2.3.1.3 Mesures DLTS-ICTS

La méthode DLTS (Deep Level Transient Spectroscopy) proposée initialement par D.V. LANG [115] consiste à remplir les pièges d'interface par une polarisation en accumulation de la structure MIS et à étudier la cinétique d'émission des porteurs lorsque l'on revient à une polarisation en désertion. On observe en pratique le retour à l'équilibre de la capacité de la structure MIS. Le taux d'émission étant lié à l'énergie et à la température, la spectroscopie en énergie se fait en variant la température. La méthode ICTS (Isothermal Capacitance Transient Spectroscopy) développée par E. YAMAGUSHI [116], [117] analyse le même phénomène mais l'analyse spectroscopique est faite sur l'évolution temporelle du transitoire. A une température fixée, une constante de temps d'émission correspond à une énergie. Les deux méthodes sont théoriquement équivalentes. Ces deux analyses ont été modifiées [118] de manière à tenir compte d'une éventuelle variation de section efficace de capture en fonction de l'énergie. Les bancs de mesure sont décrits dans l'annexe 1.

#### Principe

Entre  $t = -t_0$  et  $t = 0$  on polarise une structure MIS en accumulation (Fig. 2.19), les états d'interface captent rapidement les électrons en excès. A  $t = 0$  la tension revient à une valeur pour laquelle on atteint la désertion, les porteurs piégés sont alors réémis avec une constante de temps  $\tau_n^{-1}$  qui dépend fortement de la température. Au début de l'émission les électrons piégés représentent une charge négative qui est compensée par une augmentation de la charge positive des donneurs ionisés de la zone

désertée ( $W_1(t=0) > W_0(t=\infty)$ ). Au cours de l'émission la charge diminue et donc la largeur de la zone désertée revient à sa valeur d'équilibre (Fig. 2.19). La variation de la capacité de la structure MIS a l'allure indiquée par la figure 2.20 .



*Expression de la variation de la capacité*

Pendant la relaxation la structure MIS satisfait l'équation de conservation de la charge qui s'écrit:

$$Q_M + Q_i + qAN_D W(t) + (-q)A \int_{E_v}^{E_c} N_{ss}(E)(1 - f(E,t))dE = 0 \quad [IV - 3]$$

$Q_M$  et  $Q_i$  étant la charge de métallisation et la charge répartie dans l'isolant.  $f(E,t)$  est la fonction d'occupation d'un niveau d'énergie  $E$  à l'instant  $t$ . On considère que tous les pièges sont remplis au temps  $t=0$ .

La tension appliquée sur la métallisation  $V_g$  se décompose en deux parties:  $V_i$  qui correspond à la différence de potentiel aux bornes de l'isolant et  $\psi_s$  qui est la chute de tension dans le semiconducteur.

$$V_g = V_i + \psi_s \quad [IV - 2]$$

Si l'on tient compte des charges dans l'isolant:

$$V_i = -\frac{Q_M}{C_i} - \psi_i \quad [IV - 4]$$

où  $\psi_i$  est la chute de potentiel due aux charge réparties dans l'isolant. Le potentiel de surface dans l'approximation de désertion est donné par:

$$\psi_s = \frac{qN_D}{2\epsilon_s} (W(t))^2 \quad [IV - 5]$$

Les expressions IV-2 à IV-5 permettent de calculer la relation entre la capacité totale  $C(t)$  et la charge à l'interface  $Q_{ss}(t)$ :

$$\left[ \frac{C_i}{C(t)} \right]^2 = 1 - \frac{2C_i^2}{q\epsilon_s N_D A^2} \left[ \frac{Q_i}{C_i} - \psi_i - V_g + \frac{Q_{ss}(t)}{C_i} \right] \quad [IV - 6]$$

$$\text{où } Q_{ss}(t) = -qA \int_{E_v}^{E_c} N_{ss}(E)(1 - f(E,t))dE$$

Le traitement mathématique de cette expression va nous permettre d'extraire la densité des états d'interface  $N_{ss}(E)$  et leur section efficace de capture  $\sigma_n(E)$ .

### Analyse de transitoire par DLTS

L'analyse DLTS constitue en fait un filtrage. On fixe une fenêtre de taux d'émission telle que la réponse du filtre soit maximale lorsque le taux d'émission  $e_n(T)$  passe dans cette fenêtre  $e_{n_0}$ . Le filtrage box-car utilisé ici correspond à un double échantillonnage à des temps  $t_1$  et  $t_2$ . On définit le signal DLTS comme:

$$DLTS(T) = \left[ \frac{C_i}{C(T,t_2)} \right]^2 - \left[ \frac{C_i}{C(T,t_1)} \right]^2 \quad t_2 > t_1$$

En utilisant l'expression IV-6 on obtient:

$$DLTS(T) = -\frac{2C_i}{\epsilon_s N_D A} \int_{E_v}^{E_c} N_{ss}(E) [f(T,E,t_2) - f(T,E,t_1)] dE$$

Dans le cas où  $(C(t_2)-C(t_1))/C(t_1) \ll 1$  on retrouve l'expression classique de la DLTS:

$$DLTS(T) = -\frac{C(t_1)^3}{\epsilon_s N_D A C_i} \int_{E_v}^{E_c} N_{ss}(E) [f(T, E, t_2) - f(T, E, t_1)] dE$$

$g_1(E, T) = f(T, E, t_2) - f(T, E, t_1)$  représente la fonction de réponse du filtre. Le calcul de cette fonction est fait dans l'annexe 2. La réponse maximum est obtenue pour l'énergie  $E^*$  vérifiant:

$$e_{nss}(E^*) = \frac{\ln t_2/t_1}{t_2 - t_1}$$

et si l'on utilise l'expression du taux d'émission on trouve

$$E^* = E_c - kT \ln \left[ \sigma_n(E^*) v_n N_c \frac{t_2 - t_1}{\ln(t_2/t_1)} \right]$$

Si la densité d'états  $N_{ss}$  ne varie pas de façon notable dans l'intervalle d'ionisation où la fonction de réponse  $g(E, T)$  est différente de zéro on peut la sortir de l'intégrale et la densité est donnée par le signal DLTS:

$$N_{ss}(E^*) = \frac{\epsilon_s N_D A}{2C_i} \frac{DLTS(T)}{G_1(T)}$$

où  $G_1(T)$  est l'intégrale de la fonction de réponse calculée dans l'annexe 2.

$G_1(T) = kT \ln(t_2/t_1)$  dans le cas où la section efficace de capture varie faiblement dans l'intervalle d'ionisation et

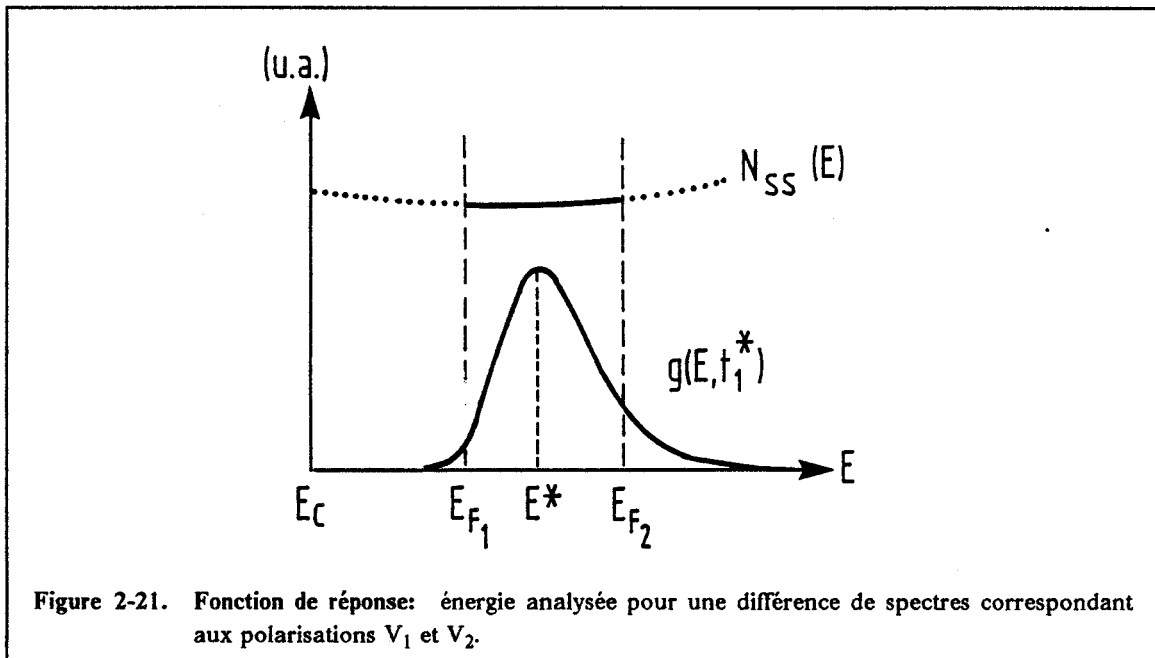
$$G_1(T) = \frac{kT \ln(t_2/t_1)}{1 + \frac{kT}{\sigma_n(E)} \frac{\partial \sigma_n(E)}{\partial E}}$$

pour une section efficace de capture variable.

Il apparaît donc que la connaissance de la section efficace de capture ainsi que sa variation en fonction de l'énergie sont nécessaires pour le calcul de  $G_1(T)$  et aussi pour le calcul de l'énergie  $E^*$ . D'autre part il faut remarquer que la fenêtre d'émission dépend du choix des temps  $t_1$  et  $t_2$ . Le calcul de la section efficace s'effectue de la manière suivante:

On considère la différence de deux spectres DLTS correspondant à des tensions de polarisation  $V_1$  et  $V_2$  légèrement différentes de façon à isoler la réponse d'une partie de la bande interdite comprise entre  $E_{F_1}$  et  $E_{F_2}$  (Fig. 2.21) qui sont les niveaux de Fermi à l'équilibre pour les deux tensions de polarisations. Le principe est identique à celui de la méthode ERDLTS (Energy Resolved DLTS) proposée par N.M. JOHNSON [119] et T. KATSUBE [120].





Cette différence de spectres présente un maximum pour une certaine température  $T_{\max}$  qui dépend du choix de  $t_1$  et de  $t_2$  et qui correspond au cas où le recouvrement de la densité d'états avec la fonction de réponse pour l'énergie  $E^*$  est maximal. On a

$$e_n(E^*, T_{\max}) = \frac{\ln(t_2/t_1)}{t_2 - t_1}$$

or

$$e_n = \Gamma v_n T^2 \exp - \frac{(E_C - E)}{kT} \quad \text{où } \Gamma \text{ est une constante du matériau.}$$

En faisant varier  $t_1$  et  $t_2$  on obtient plusieurs couples  $(e_n, T_{\max})$  et un traitement de type Arrhenius ( $\ln(T^2/e_n) = f(1/T)$ ) permet de déduire  $E^*$  et  $\sigma_n(E^*)$ . Si l'on répète la méthode pour différentes valeurs de tensions de polarisation on obtient plusieurs valeurs de  $E^*$  ce qui permet d'avoir la variation de la section efficace de capture en fonction de l'énergie puis de calculer la densité d'états d'interface.

### Analyse de transitoire par ICTS

Le signal ICTS(t) est défini comme l'application de l'opérateur  $-t \frac{\partial}{\partial t}$  sur l'expression  $\left[ \frac{C_i}{C(t)} \right]^2$

$$\text{ICTS}(t) = -t \frac{\partial}{\partial t} \left[ \frac{C_i}{C(t)} \right]^2 = - \frac{\partial}{\partial \ln(t)} \left[ \frac{C_i}{C(t)} \right]^2$$

Expérimentalement on ne connaît la capacité que pour un nombre discret de temps  $t_i$ , on devra donc faire des dérivées numériques afin d'obtenir le signal ICTS(t):

$$ICTS(t_i^*) = - \frac{[\frac{C_i}{C(t_{i+1})}]^2 - [\frac{C_i}{C(t_i)}]^2}{\ln(t_{i+1}) - \ln(t_i)}$$

avec  $t_i^* = \sqrt{t_{i+1}t_i}$

De la même façon qu'en DLTS, on peut trouver la relation liant la signal ICTS à la densité d'états  $N_{ss}(E)$  en utilisant l'équation IV-6.

$$ICTS(t) = - \frac{2C_i}{\varepsilon_s N_D A} \int_{E_v}^{E_c} N_{ss}(E) \frac{f(E, t_{i+1}) - f(E, t_i)}{\ln t_{i+1} - \ln t_i} dE$$

L'expression de la fonction de réponse  $g_2(E, t_i^*) = \frac{f(E, t_{i+1}) - f(E, t_i)}{\ln t_{i+1} - \ln t_i}$  est donnée dans l'annexe 2 où l'intégrale  $G_2(t_i^*)$  de cette fonction est aussi calculée. La fonction  $g_2$  présente un maximum pour l'énergie  $E_i^*$  telle que:

$$E_i^* = E_c - kT \ln \left[ \sigma_n(E_i^*) v_n N_c t_i^* \frac{r-1}{\sqrt{r} \ln r} \right] \quad \text{où } r = t_{i+1}/t_i$$

Si la densité varie peu sur un intervalle de quelques  $kT$ ,

$$N_{ss}(E_i^*) = \frac{\varepsilon_s N_D A}{2C_i} \frac{ICTS(t_i^*)}{G_2(t_i^*)}$$

avec  $G_2(t_i^*) = kT$  pour une section efficace de capture variant peu dans l'intervalle d'ionisation et

$$G_2(t_i^*) = \frac{kT}{1 + \frac{kT}{\sigma_n(E_i^*)} \frac{\partial \sigma_n(E)}{\partial E}}$$

pour une section efficace de capture variable.

Encore une fois le calcul de  $\sigma_n(E)$  est nécessaire. On procède de la même façon qu'en DLTS. La différence de deux spectres correspondant à des tensions différentes sera maximale lorsque le recouvrement de la densité et de l'intégrale de la fonction de réponse sera maximum. On relève les constantes de temps des maximum à différentes températures pour déterminer les couples  $(t_i^*, T)$  qui vérifient

$$e_n(E_i^*, T) \cdot t_i^* = \frac{\sqrt{r} \ln r}{r - 1}$$

et l'exploitation de type Arrhenius donne la section efficace de capture et l'énergie. La dépendance en énergie sera déduite en faisant varier les polarisations.

### Corrélation DLTS-ICTS

Du fait du rôle symétrique joué par les deux paramètres  $t$  et  $T$ , les deux analyses DLTS et ICTS sont équivalentes. Néanmoins, l'exploitation de type Arrhenius

ne donne pas la section efficace de capture avec précision étant donné que  $\ln(\sigma)$  est déterminé par l'intersection d'une droite avec l'axe des ordonnées, la pente de la droite étant en plus calculée sur un intervalle petit de  $1/T$ . En conséquence, il peut être parfois difficile de connaître exactement la dépendance de la section efficace avec l'énergie. C'est pourquoi l'utilisation des deux méthodes permet de justifier a posteriori la loi de variation choisie. Les corrections intervenant dans la détermination de la densité d'états et dues à cette variation sont différentes pour les deux méthodes à cause de la dépendance en température différente. L'accord entre les deux mesures de densité valide la loi de variation.

### Limites de validité

Nous rappelons ici les différentes hypothèses qui ont servi aux calculs analytiques ainsi que quelques remarques sur les deux méthodes qu'il est bon de connaître pour une interprétation critique des résultats.

- L'analyse mathématique des deux méthodes suppose toujours une section efficace de capture indépendante de la température. Dans le cas contraire il n'est pas possible d'avoir accès à l'activation thermique et l'utilisation de ces méthodes conduit à des valeurs de section efficace de capture apparentes. Malheureusement, à part en étudiant les cinétiques de capture [121], il est en général très difficile de décorréler les évolutions énergétiques et thermiques des sections de capture d'états d'interface à l'aide de ces techniques. Nous essaierons donc pour notre part de vérifier cette hypothèse avec des mesures de conductance à différentes températures. Dans ce cas, le problème réside dans l'incertitude de la détermination de la section de capture par la méthode de la conductance.

- L'autre hypothèse de calcul est la faible variation de la densité d'états d'interface dans l'intervalle d'ionisation. Celle-ci est en général vérifiée.

- Les calculs ne prennent pas en compte la présence de pièges de volume mais nos échantillons n'en contenaient pas.

- L'utilisation de l'ICTS permet théoriquement d'obtenir une spectroscopie plus précise de la densité d'états qu'avec la DLTS car la fonction de réponse a une largeur proportionnelle à la température et donc les mesures d'ICTS faites à température constante analysent une partie du gap de largeur constante ce qui n'est pas le cas en DLTS. Néanmoins, la mise au point d'un système de mesure de spectres d'ICTS présente plus de difficultés. La dérivée numérique du signal oblige à acquérir un nombre très important de points et ceci sur une gamme de temps relativement étendue si l'on veut avoir des informations sur une grande partie de la bande interdite.

- Il faut rappeler enfin que ces techniques de caractérisation sont insensibles, au premier ordre, aux fluctuations de potentiel de surface contrairement aux méthodes de capacité haute fréquence ou de conductance ce qui autorise une détermination plus précise de l'énergie lorsqu'on connaît la section efficace de capture.

### 2.3.2 Etats lents

Sur les capacités MIS, la présence d'états lents se manifeste par deux phénomènes. L'hystérésis dans les courbes  $C(V)$  et la déformation des courbes  $C(V)$  en balayage rapide pour des temps de remplissage en accumulation croissant (Fig. 2.8). Pour chaque échantillon nous avons effectué les mesures permettant d'observer ces déformations.

L'hystérésis est donnée par un simple balayage aller et retour en tension. L'inconvénient de cette mesure est de donner un résultat global sur la charge dans l'isolant. Les charges mobiles et les états lents ne sont pas séparables.

Pour une valeur de capacité donnée, la déformation des courbes  $C(V)$  correspondant à des temps de remplissage croissant est représentative de la charge piégée. La distribution énergétique des états lents est théoriquement donnée par l'évolution de la tension en fonction du temps pour différentes capacités. En pratique le balayage en tension n'est pas suffisamment rapide et il y a émission de charges pendant le tracé ce qui ne permet pas de remonter à la distribution des états lents.

Ces mesures donnent simplement accès à un ordre de grandeur de la densité d'états lents à l'interface  $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{GaInAs}$ . Nous les utiliserons surtout pour comparer les échantillons entre eux.

## Chapitre 3. Etude du dépôt de $\text{Si}_3\text{N}_4$

Le dépôt d'un isolant remplissant correctement sa fonction constitue la première étape à maîtriser d'une technologie MISFET. Les courants de fuite négligeables, la faible dispersion de la permittivité diélectrique en fréquence, la résistance aux champs électriques élevés, l'homogénéité et la reproductibilité sont les principales caractéristiques d'un bon isolant. Ces qualités sont toujours très fortement dépendantes des conditions de dépôt du film diélectrique. En ce qui concerne le dépôt de nitrure de silicium sur les composés III-V, la fragilité de la surface et la volatilité des éléments nécessitent l'élaboration de procédés minimisant le bombardement ionique et la température de réaction.

Les procédés basés sur l'activation thermique des réactions chimiques (Chemical Vapor Deposition) [122], [123], utilisent des températures élevées ( $> 500^\circ\text{C}$ ) et les gaz  $\text{SiH}_4$  et  $\text{NH}_3$ . Les procédés où les réactions sont activées par plasma (Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition [124], [125], ou Remote PECVD [34], [126], [127]), permettent des dépôts à des températures inférieures ( $250^\circ\text{C}$ - $350^\circ\text{C}$ ) avec les mêmes gaz. Dans les dépôts PECVD l'échantillon est placé entre les électrodes qui créent le plasma par application d'un champ électrique radio fréquence (13.56MHz). Pour les dépôts RPECVD le plasma n'est pas en contact direct avec l'échantillon. Les espèces excitées ( $\text{NH}_3$ ) diffusent et rencontrent les autres gaz ( $\text{SiH}_4$ ) dans la chambre de dépôt. On peut également utiliser la photolyse des gaz de réaction  $\text{SiH}_4$  et  $\text{NH}_3$  (Photo Enhanced CVD) [128]. La température de dépôt est de l'ordre de  $100^\circ\text{C}$  à  $200^\circ\text{C}$  et l'énergie nécessaire à la dissociation des gaz est apportée par un rayonnement ultraviolet (lampe mercure ou deutérium). La technique de résonance électronique cyclotron (ECR) [129], [130], permet également le dépôt de  $\text{Si}_3\text{N}_4$ . L'énergie est fournie au plasma par un rayonnement micro-onde (2.45GHz) à la fréquence cyclotron qui est adaptée par un champ magnétique. Le flux magnétique permet d'amener le plasma en contact avec l'échantillon. Les températures sont de l'ordre de  $100^\circ\text{C}$  avec les gaz  $\text{SiH}_4$  et  $\text{N}_2$ . On peut également utiliser un plasma micro-onde sans résonance magnétique [131]. La diffusion des espèces permet alors la réaction près de l'échantillon. Les méthodes utilisant l'ammoniac souffrent généralement de l'incorporation d'hydrogène dans le film d'isolant qui induit des phénomènes de piégeage d'électrons chauds ou des dégradations lors des traitements thermiques.

Au cours de cette étude nous avons utilisé un dépôt de  $\text{Si}_3\text{N}_4$  par plasma multipolaire de silane et d'azote (MPCVD). Le dépôt est effectuée à température ambiante. Une cathode chaude, polarisée négativement par rapport aux parois de la

chambre, émet des électrons qui ionisent les gaz  $\text{SiH}_4$  et  $\text{N}_2$ . La plasma est entretenu par un confinement magnétique des électrons. Ce type de multipôle a été utilisé pour la première fois par R. LIMPAECHER et R.R. MACKENZIE [132]. La description du système utilisé pour cette étude est faite par P. BOHER et ses collaborateurs [81].

Ce chapitre commence par l'étude par spectroscopie d'absorption infra-rouge de la stœchiométrie des films de  $\text{Si}_3\text{N}_4$  obtenus pour différentes conditions de dépôt et se poursuit par l'analyse de l'effet de ces conditions sur les propriétés électriques.

### 3.1 *Stœchiométrie des films de $\text{Si}_3\text{N}_4$*

Les mesures de spectroscopie d'absorption infra-rouge ont fourni des informations qualitatives sur la stœchiométrie des dépôts. L'association avec des mesures d'ellipsométrie et de rétrodiffusion Rutherford (RBS) a permis une étude détaillée de la stœchiométrie en fonction des conditions de dépôt [81].

Nous avons enregistré des spectres d'absorption IR sur des films de  $\text{Si}_3\text{N}_4$  déposés sur des substrats en silicium avec des vitesses différentes. La Figure 3.1 montre trois de ces spectres correspondant aux vitesses 10Å/mn, 24Å/mn et 40Å/mn. On remarque immédiatement l'apparition des pics de la liaison N-H (stretching et bending modes) lorsque la vitesse de dépôt augmente. De façon moins évidente sur cette figure on peut noter un déplacement du pic Si-N. Cette observation est plus facile sur la figure 3.2 dans laquelle nous avons reporté la position du pic Si-N en fonction de la vitesse de dépôt. La faible épaisseur des couches (faible signal) ne permet pas d'obtenir cette position avec une précision inférieure à quelques  $\text{cm}^{-1}$ . Néanmoins l'évolution de la position du pic Si-N vers les nombres d'ondes plus élevés est assez nette lorsque la vitesse de dépôt augmente. Cette évolution peut être due à la présence du pic Si-O situé à 1050  $\text{cm}^{-1}$ . Si l'on considère une quantité croissante d'oxygène avec la vitesse, le nombre de liaisons Si-O augmente et donc l'amplitude du pic correspondant à cette liaison également. Ce pic étant très proche du pic Si-N, notre appareillage les distingue difficilement et on observe en fait la somme des deux contributions. L'élévation de l'amplitude du pic Si-O a pour effet de décaler la position du pic "Si-O,Si-N" vers les nombres d'ondes plus élevés. De plus la position de ce pic d'absorption est sensible à l'environnement de la liaison Si-N. Des contraintes dans le film ou la présence d'atomes différents au voisinage modifient la fréquence d'absorption de cette liaison par rapport à une liaison dans un nitrure de silicium de stœchiométrie idéale.

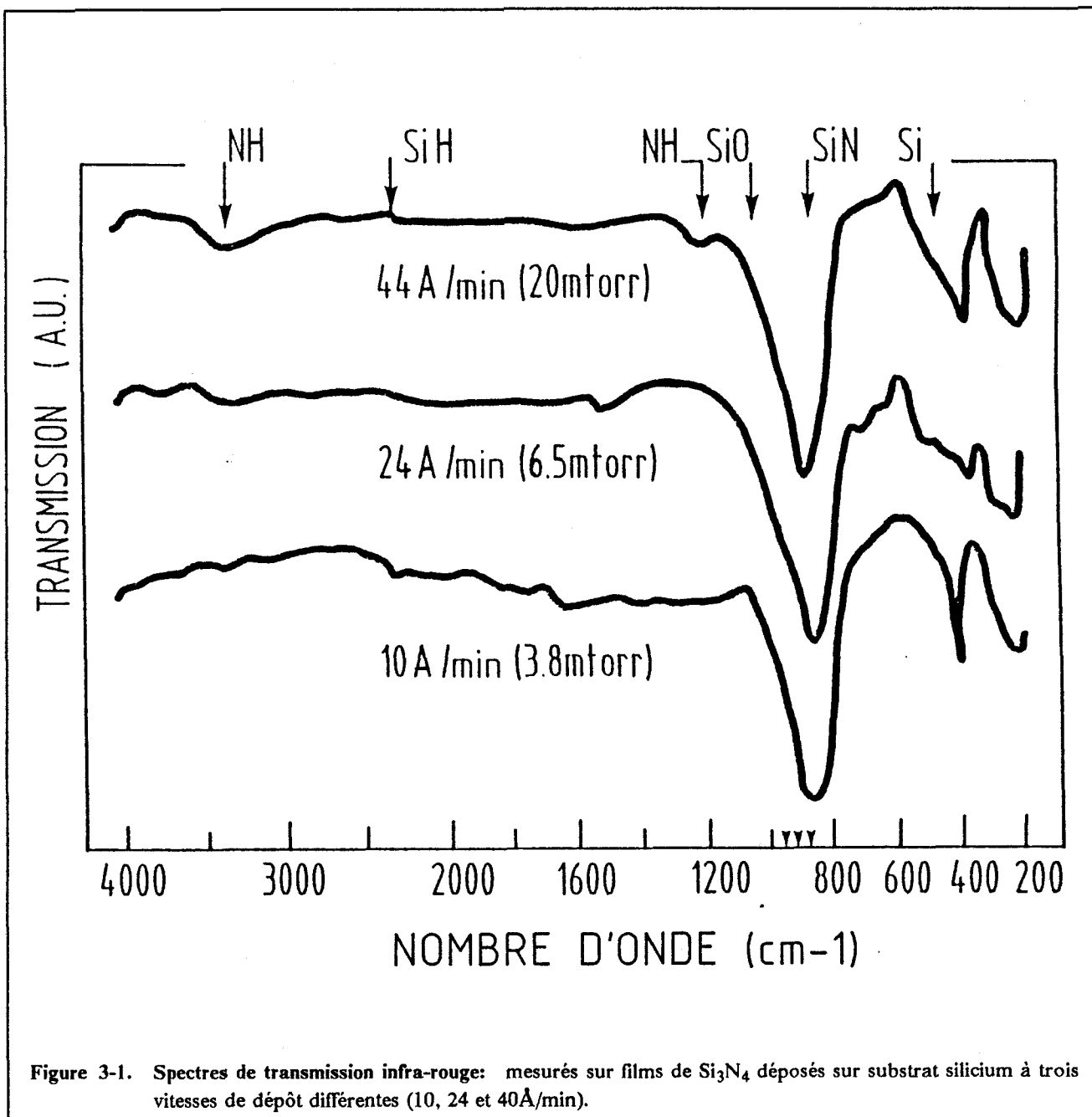
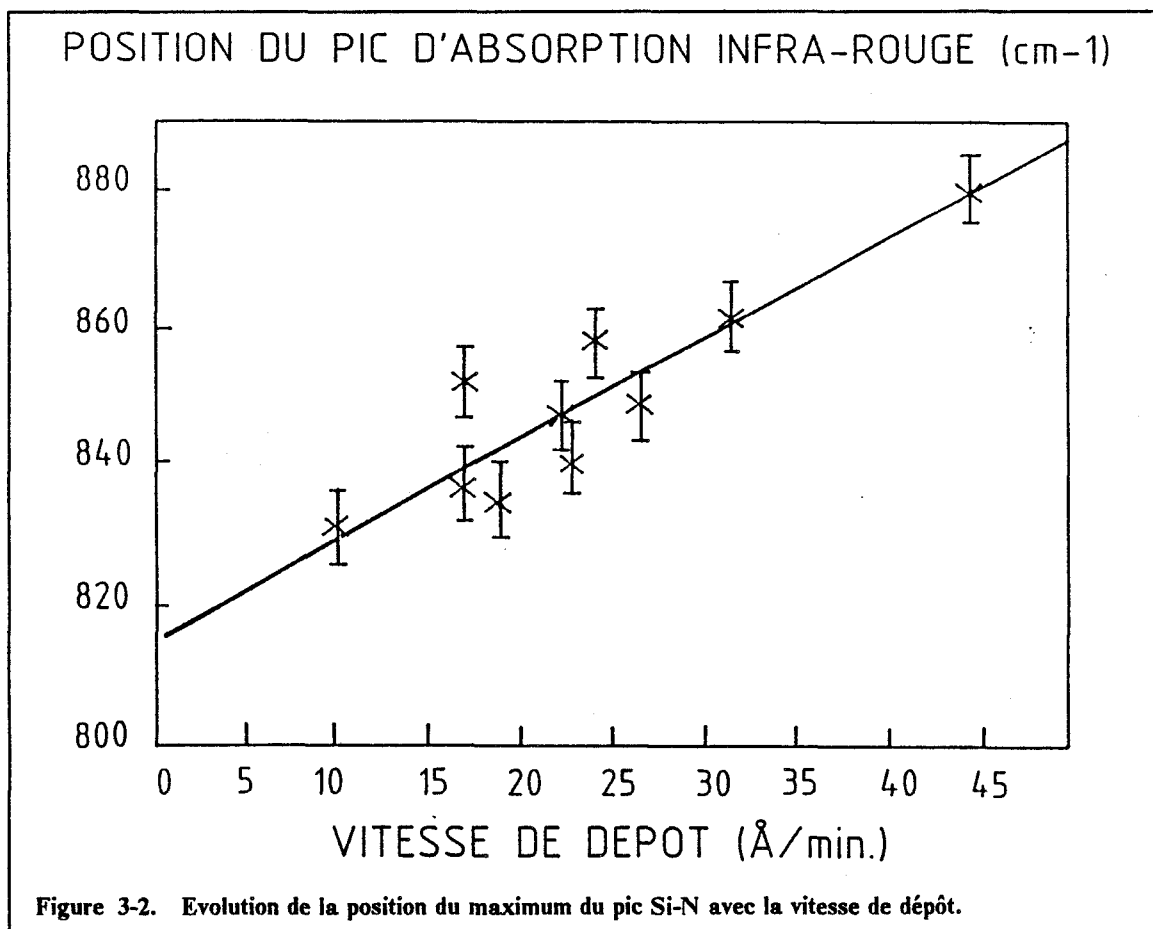


Figure 3-1. Spectres de transmission infra-rouge: mesurés sur films de  $\text{Si}_3\text{N}_4$  déposés sur substrat silicium à trois vitesses de dépôt différentes (10, 24 et 40 Å/min).

J. REMMERIE et H.E. MAES [122] ont effectué une étude précise par spectroscopie infra-rouge de couches de  $\text{SiO}_x\text{N}_y$  allant de  $\text{SiO}_2$  à  $\text{Si}_3\text{N}_4$  déposées par un système CVD basse pression à  $820^\circ\text{C}$  utilisant un mélange  $\text{NH}_3 + \text{NO}_2/\text{SiH}_2\text{Cl}_2$ . Ils constatent la même évolution de la position du pic "Si-N" en fonction de la stœchiométrie du film (Fig. 3.3). Deux autres observations concernant leurs travaux seront utiles pour nos interprétations. Selon eux, la structure de l'oxyde de silicium stœchiométrique n'apparaît que pour des concentrations d'oxygène très élevées ( $\text{O}/\text{N} + \text{O} \sim 1$ ). D'autre part la quantité de liaisons N-H augmente avec la proportion d'oxygène dans la couche, ce qui est observé aussi par d'autres auteurs [123].



La position des pics (Si-N, Si-O) que nous observons varie de 830 cm<sup>-1</sup> à 880 cm<sup>-1</sup> ce qui correspond approximativement aux positions mesurées par ces auteurs pour des proportions O/(N+O) comprises entre 0% et 35%. Si l'on regarde l'amplitude des pics Si-N normalisée par rapport à l'épaisseur  $d_f$  du film, c'est à dire  $\text{Log}(I_0/I_f) \cdot d_f^{-1}$ , en fonction de la vitesse de dépôt (Fig. 3.4) on constate aussi que pour les vitesses faibles l'amplitude augmente. Un point semble en dehors de l'évolution générale mais il correspond à un échantillon ayant subi un procédé un peu particulier (le dépôt a été effectué en deux étapes). L'évolution du maximum et de l'amplitude, en accord avec les résultats de J. REMMERIE et H.E. MAES, semblent indiquer une incorporation d'oxygène croissante avec la vitesse de dépôt. La stœchiométrie des films se rapproche de Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> lorsque la vitesse de dépôt diminue.

On retrouve des résultats analogues à ceux de cette même étude en ce qui concerne la présence d'hydrogène en excès lié à l'azote puisque celui-ci apparaît pour des vitesses de dépôt élevées et donc pour des fortes concentrations d'oxygène. Malheureusement, le faible signal sur les spectres infra-rouge n'a pas permis de détecter l'hydrogène pour des vitesses inférieures à 40 Å/mn (Fig. 3.1) ce qui ne signifie pas qu'il soit absent dans ces cas mais simplement qu'il est en concentration inférieure à quelques % atomiques.



corrected data

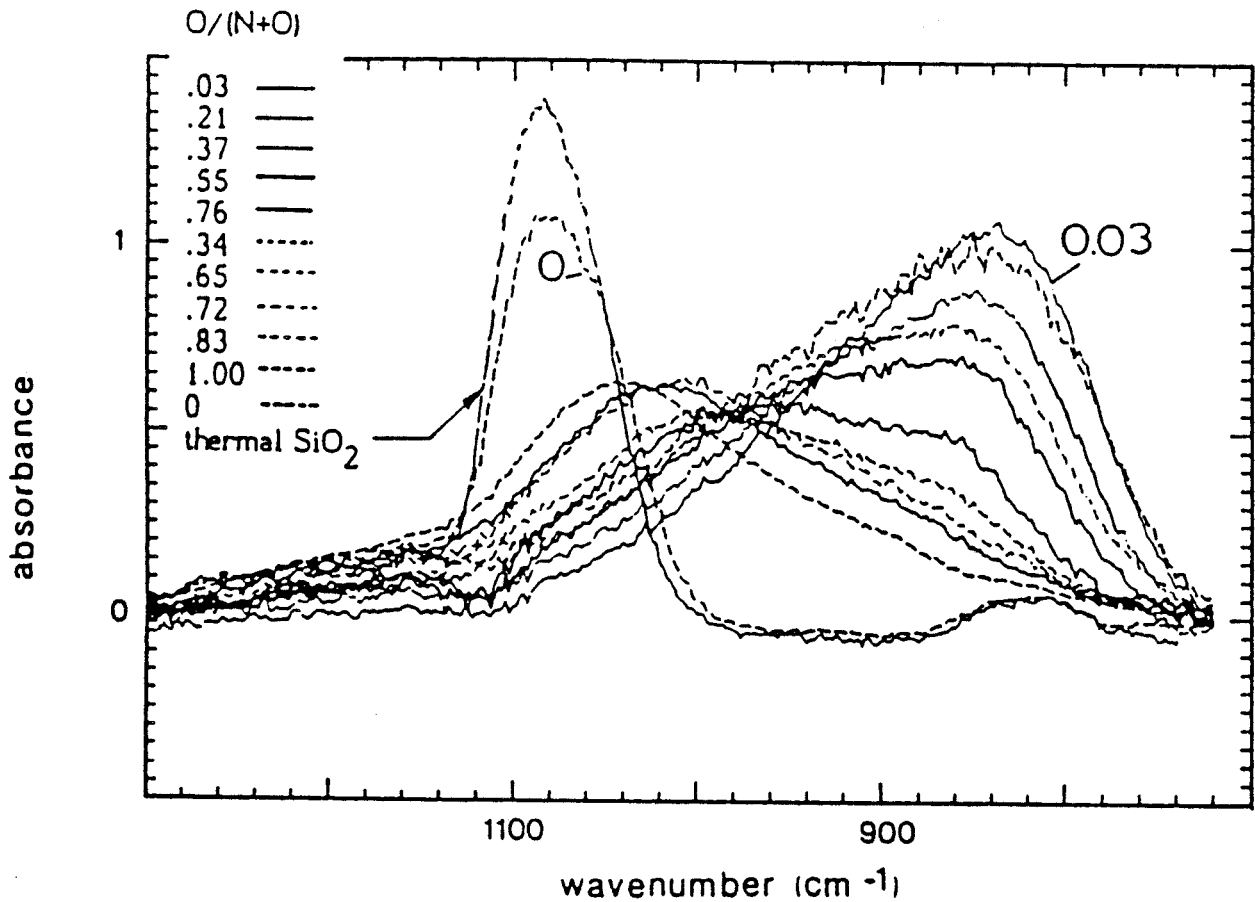
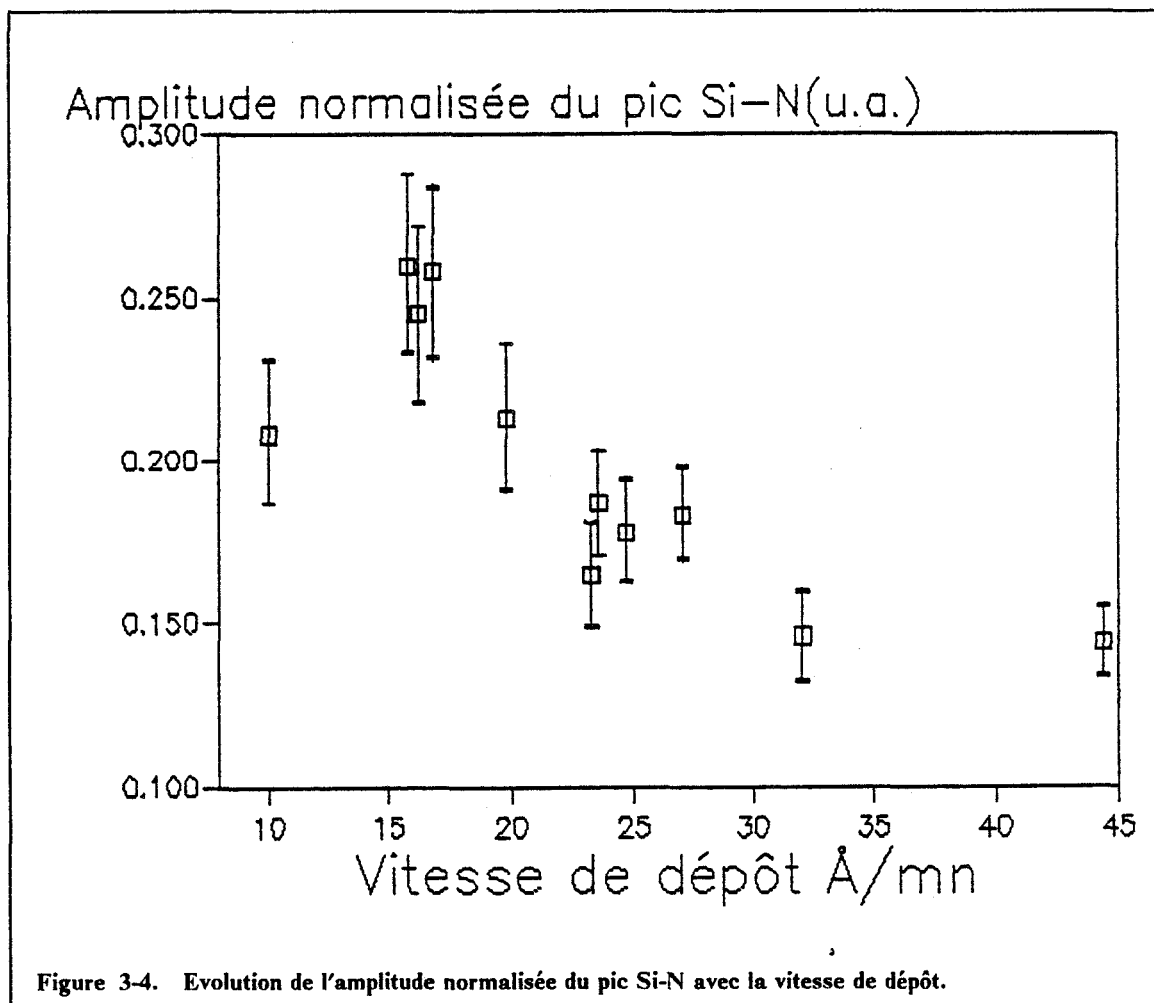


Figure 3-3. Spectres d'absorption infra-rouge: déplacement du pic Si-N pour des films d'oxynitrides de silicium de compositions variables [122]

Nous présentons dans la figure 3.5 deux spectres de transmission infra-rouge typiques des dépôts de nitrure de silicium MPCVD à température ambiante et PECVD à 200°C. La principale différence entre ces deux types de dépôt porte sur la quantité d'hydrogène présente dans le film de  $\text{Si}_3\text{N}_4$ . Le fort pic Si-H détecté montre que l'hydrogène du film obtenu par PECVD est surtout lié au silicium et qu'il est présent dans le film avec une concentration de l'ordre de 20% atomiques [133], [138].

Il faut noter que, dans les films obtenu par MPCVD, l'hydrogène n'est observé que sous la forme de liaisons N-H (Fig. 3.1) et non sous la forme de liaisons Si-H comme dans les dépôts PECVD. Dans ce type de dépôt la réaction est limitée par la décomposition du silane qui passe par la génération de polymères  $(\text{SiH})_N$  [134] alors que pour un dépôt MPCVD le faible rapport  $\text{SiH}_4/\text{N}_2$  (2.5% [81]) et l'absence de liaison Si-H indiquent que le silane est bien décomposé et que la réaction est plutôt limitée par la décomposition de l'azote. La décomposition du silane est vraisemblablement activée par le filament chaud émetteur d'électrons. Jusqu'à présent les seuls types de dépôt parvenant à produire des films de  $\text{Si}_3\text{N}_4$  contenant peu d'hydrogène sont des systèmes de type CVD à 800°C [123], [135] ou par pulvérisation [136] qui présentent tous de

gros handicaps pour les applications III-V (température > 300°C ou bombardement énergétique). Des faibles concentrations d'hydrogène ont pu être également obtenues à l'aide du procédé RPECVD à 400°C [34], [126] qui, lui, est bien mieux adapté aux technologies III-V.



Les mesures d'ellipsométrie et de retrodiffusion Rutherford effectuées sur les mêmes films de nitrure de silicium ont permis une approche plus quantitative de la stœchiométrie et de l'incorporation d'oxygène [81]. Elles montrent que la proportion d'oxygène varie effectivement avec la vitesse de dépôt (~5 %at pour 10Å/min. et > 20 %at pour 40Å/min.). Cette vitesse est, en fait, un paramètre complexe dépendant à la fois de la pression totale dans la chambre et du courant de décharge entre le filament et les parois de la chambres. L'incorporation est directement fonction de ce paramètre et non de la pression ou du courant de décharge pris séparément. L'augmentation du rapport  $\text{SiH}_4/\text{N}_2$  a également pour effet d'élever la concentration d'oxygène dans les films.

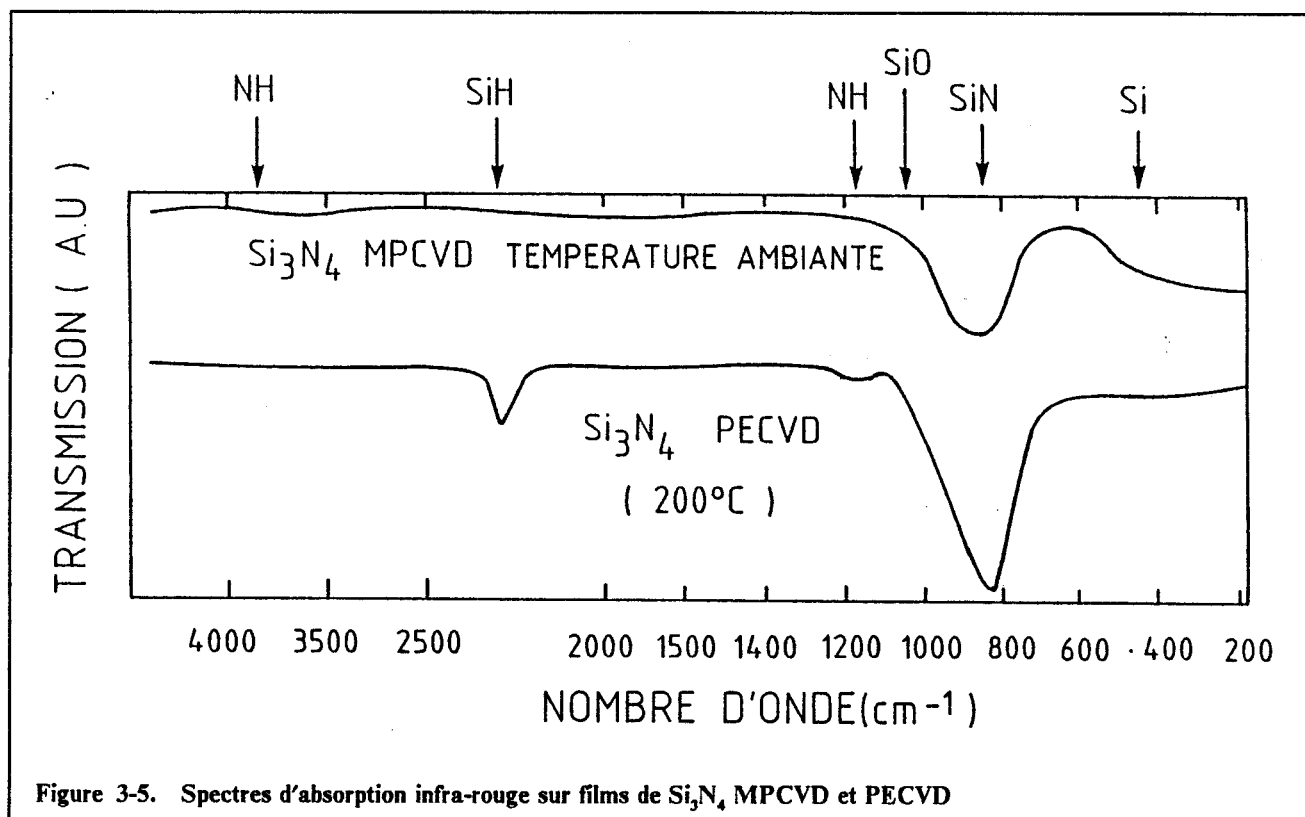


Figure 3-5. Spectres d'absorption infra-rouge sur films de  $\text{Si}_3\text{N}_4$  MPCVD et PECVD

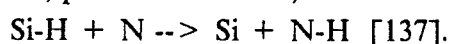
Avant d'examiner les propriétés électriques de ces isolants nous pouvons tirer plusieurs conclusions de cette étude de stœchiométrie.

1. L'oxygène présent dans tous les dépôts peut provenir des gaz de réaction (rapport  $\text{SiH}_4/\text{N}_2$ ), de la surface du substrat (présence d'oxyde en surface en quantité variable) ou, dans certains cas, des parois de la chambre de dépôt (désorption d'oxygène).
2. La concentration d'oxygène dans la couche dépend du rapport  $\text{SiH}_4/\text{N}_2$  et de la vitesse de dépôt sans que l'on sache exactement quel est le mécanisme d'incorporation.

Un mécanisme possible serait lié à la différence d'efficacité du plasma à ioniser les espèces  $\text{SiH}_4$  et  $\text{N}_2$ . Si la vitesse de dépôt augmente par élévation de la pression ou du courant de décharge, la décomposition du silane (relativement facile) augmente plus rapidement que l'ionisation de l'azote ce qui crée un manque d'azote ionisé.

La réaction  $3 \text{SiH}_4 + 2 \text{N}_2 \rightarrow \text{Si}_3\text{N}_4 + 6 \text{H}_2$  produisant des liaisons Si-N devient incomplète ce qui favorise la création de liaisons Si-O. L'hypothèse d'un manque d'azote ionisé est confirmée par l'élévation de la concentration d'oxygène avec l'augmentation du rapport  $\text{SiH}_4/\text{N}_2$ .

3. Les films contiennent très peu d'hydrogène dont la concentration augmente avec la vitesse de dépôt. Il semble que dans ce cas l'oxygène se substitue à l'azote dans les liaisons Si ce qui favorise la création de liaisons N-H. Un mécanisme proposé est la dissociation, près de la surface, des liaisons Si-H suivant la réaction



Dans notre cas, deux hypothèses sont possibles: ou le silane est décomposé sans former de polymères  $(\text{SiH})_N$  ou l'oxygène déséquilibre la réaction pour donner



4. Les conditions pour réaliser un film de nitrure de silicium pratiquement stœchiométrique sont: un rapport  $\text{SiH}_4/\text{N}_2$  de 2.5%, un courant de décharge de 105mA et une pression totale de 6.5mTorr [81].

## 3.2 Propriétés électriques de l'isolant

Dans ce paragraphe, nous étudions les propriétés électriques des films de nitrure de silicium déposés sur des échantillons de GaInAs. Les caractérisations sont faites sur des structures MIS fabriquées suivant la méthode décrite dans le paragraphe 4.1. Aucun traitement de désoxydation n'a été effectué sur ces échantillons.

### 3.2.1 Qualité de l'isolant et vitesse de dépôt

La vitesse de dépôt semble être le paramètre majeur agissant sur la stœchiométrie des films de  $\text{Si}_3\text{N}_4$ . Nous avons donc essayé d'observer l'effet de ces différences de stœchiométrie sur les propriétés électriques. Trois échantillons présentant des différences de stœchiométrie importantes, c'est à dire ceux déposés à des vitesses de 10Å/mn, 24Å/mn et 40Å/mn correspondant aux spectres de la figure 3.1, ont été étudiés. La résistivité à 1MV/cm, le champ de claquage et les constantes diélectriques mesurées sur un grand nombre de structures MIS sont résumés dans le tableau 3.1. Mis à part l'échantillon contenant la plus forte concentration d'oxygène pour lequel la résistivité présente une très forte dispersion ( $2 \cdot 10^{11}$  à  $5 \cdot 10^{13} \Omega\text{cm}$ ) les autres films isolants ont une résistivité semblable d'environ  $5 \cdot 10^{13}$  à  $2 \cdot 10^{14} \Omega\text{cm}$ . Le champ de claquage est toujours aux environs de  $5 \cdot 10^6$  V/cm. Les constantes diélectriques  $\epsilon_i$  sont calculées à partir de la capacité mesurée en accumulation à différentes fréquences. La dispersion en fréquence de  $\epsilon_i$  est assez faible (< 7%) comparée celle observée pour d'autres types de dépôts (~15% pour  $\text{Si}_3\text{N}_4$  Photo CVD [128] et ~30% pour  $\text{Si}_3\text{N}_4$  PECVD [124]).

Ces caractéristiques sont suffisamment bonnes et homogènes pour envisager des applications de type MISFET. Cependant un dépôt effectué à vitesse élevée semble très hétérogène du point de vue de la résistivité.

### 3.2.2 Mécanisme de conduction et vitesse de dépôt

Nous avons également examiné le type de conduction à travers l'isolant. Le mécanisme de conduction observé dans les films de nitrure de silicium est en général le type Poole-Frenkel [124], [128], [139]. Par contre la hauteur de barrière des pièges responsables de cette conduction varie entre 0.8 et 2.4 eV. Pour déterminer les mécanismes possibles nous avons mesuré la densité de courant en fonction du champ électrique à température ambiante et en fonction de la température à champ électrique constant.

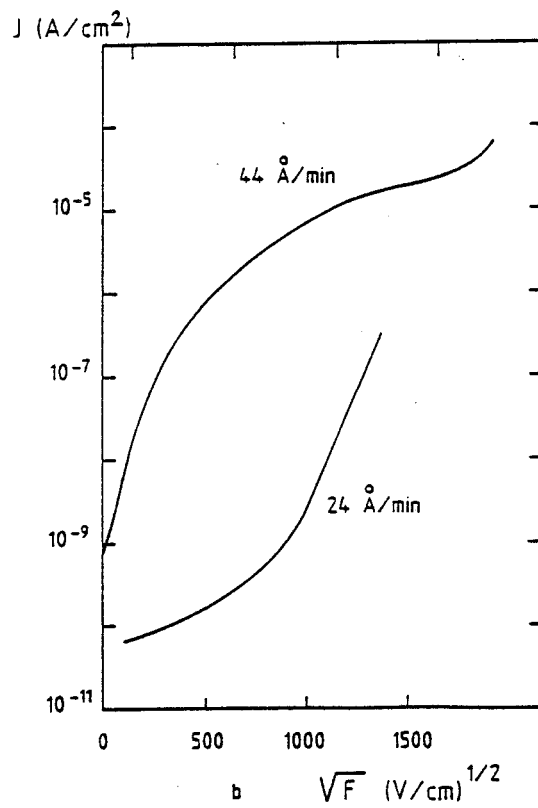
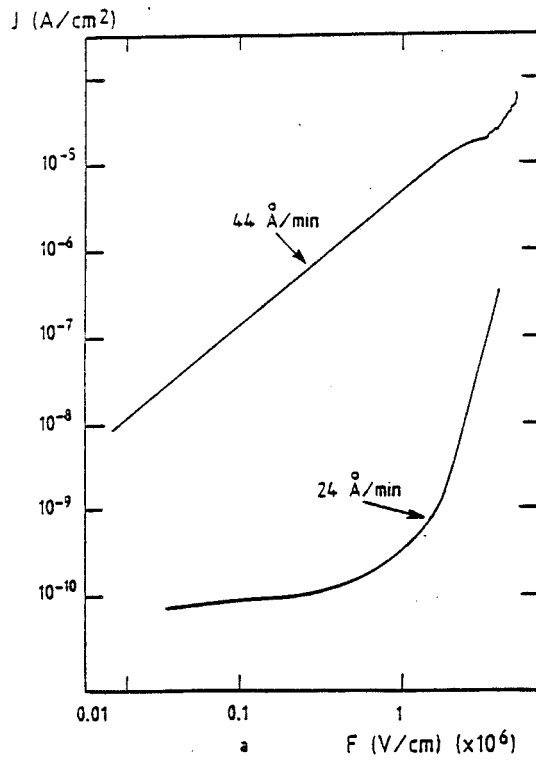
Echantillon	Vitesse de dépôt (Å/min)	Epaisseur (Å)	Résistivité ( $\Omega\text{cm}$ )	Champ de claquage (MV/cm)	$\epsilon_i$ à 1MHz	$\epsilon_i$ à 500Hz	$\Delta\epsilon_i$
a	44	1100	de $1.6 \cdot 10^{11}$ à $5 \cdot 10^{13}$	5.2	6.34	6.58	0.24
b	24	700	$4 \cdot 10^{13}$	4	7.2	7.67	0.47
c	10	500	de $3 \cdot 10^{13}$ à $2 \cdot 10^{14}$	4	6.8	7	0.2

Tableau 3.1: Propriétés électriques des films de nitrure de silicium.

Les figures 3.6a et 3.6b montrent les dépendances du courant en fonction du champ électrique pour deux échantillons. Pour une vitesse de dépôt élevée la forte densité de courant varie linéairement avec le champ électrique tandis que pour une vitesse plus faible la dépendance est plutôt en  $\sqrt{F}$ . D'après la revue des différents types de conduction faite au chapitre 2, une variation linéaire en fonction du champ indique un mécanisme ohmique ou ionique. Dans ce dernier cas des phénomènes d'hystérésis apparaissent. Par conséquent un tracé aller et retour du courant doit mettre en évidence le type de conduction. Sur la figure 3.7 on observe nettement une hystérésis du courant, ce qui laisse penser que des ions mobiles se trouvent dans l'isolant. Sur cette même figure on peut noter l'absence d'hystérésis sur l'échantillon ayant eu un dépôt à vitesse plus faible. Le tracé de  $\text{Log}(J.T)$  en fonction de  $1/T$  (Fig. 3.8) ne permet pas de calculer une énergie d'activation ionique. Le comportement ressemble en fait à celui d'une distribution de pièges en énergie.

Une dépendance linéaire du courant en fonction de  $\sqrt{F}$  est caractéristique des mécanismes Schottky ou Poole-Frenkel. Pour les champs élevés la pente de la droite  $\log(J) = f(\sqrt{F})$  est déterminée par la constante diélectrique du matériau. La constante diélectrique calculée à partir de la valeur expérimentale de cette pente est de 7.06 pour le mécanisme Poole-Frenkel et de 1.76 pour l'émission Schottky. La valeur de 7.06 est très proche de celle évaluée à partir des mesures  $C(V)$  en accumulation (Tableau 3.1) et on peut conclure à un type de conduction Poole-Frenkel activé par des pièges dans l'isolant. Les mesures en température permettent de déterminer la hauteur de barrière vue par ces pièges. Le tableau 3.2 contient les résultats de mesures effectuées à des tensions différentes sur un certain nombre de structures MIS réalisées sur cet échantillon. On peut calculer une valeur moyenne de  $q\phi_b$  d'environ 0.73 eV ; ce piège situé relativement près de la bande de conduction de l'isolant est à l'origine de la conduction observée. Cependant, pour une structure MIS nous avons pu pousser la mesure en température jusqu'à voir apparaître un deuxième niveau à environ 1.24eV de la bande de conduction (Fig. 3.9). Il est possible que ce piège existe dans les autres cas mais les difficultés liées aux mesures de courant à haute température (100 à 150°C) et à champ électrique élevé (claquage partiel ou total, changement de résistivité) n'ont pas permis de le révéler.

Il apparaît donc que les propriétés électriques des films déposés sont influencées par la vitesse de dépôt et donc vraisemblablement par la stœchiométrie du  $\text{Si}_3\text{N}_4$ . Nous verrons dans le chapitre suivant que cette vitesse affecte aussi la qualité de l'interface  $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{GaInAs}$ . Une vitesse de dépôt élevée produit un matériau hétérogène présentant des défauts de stœchiométrie et des espèces ioniques mobiles participant à la conduction à travers l'isolant. Pour les films contenant moins d'oxygène et déposés moins rapidement, les caractéristiques électriques sont meilleures et présentent plus d'homogénéité. Le mécanisme de conduction Poole-Frenkel est celui généralement observé dans les films de  $\text{Si}_3\text{N}_4$ .



**Figure 3-6. Densité de courant dans les films de nitrure de silicium:**  
 (a) Densité de courant en fonction du champ électrique  $F$  mesurée sur des films de nitrure de silicium déposés à 24Å/min et 44Å/min..  
 (b) Densité de courant en fonction de  $F^{1/2}$  pour les mêmes films

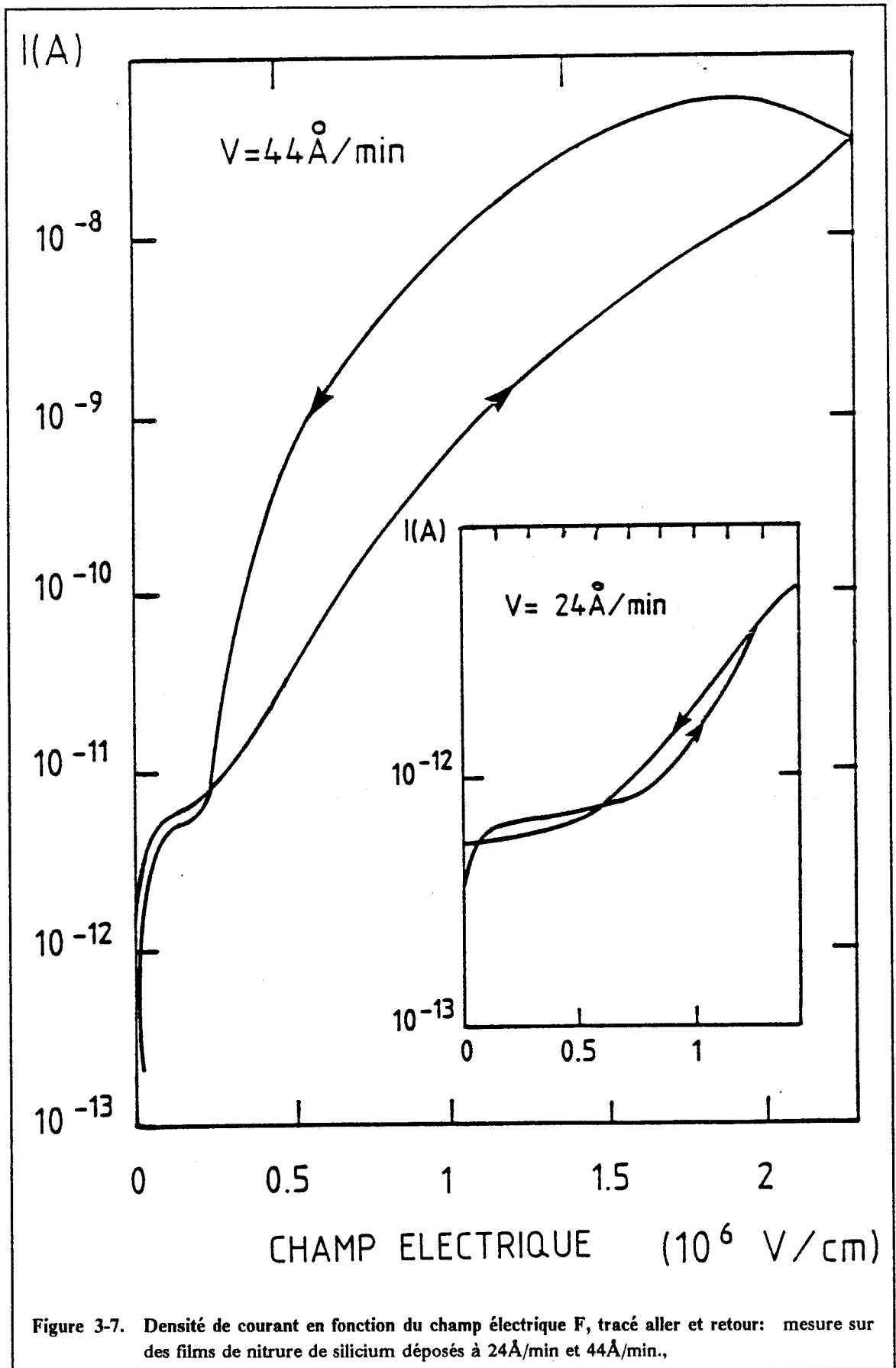


Figure 3-7. Densité de courant en fonction du champ électrique  $F$ , tracé aller et retour: mesure sur des films de nitrure de silicium déposés à  $24 \text{ \AA/min}$  et  $44 \text{ \AA/min}$ .



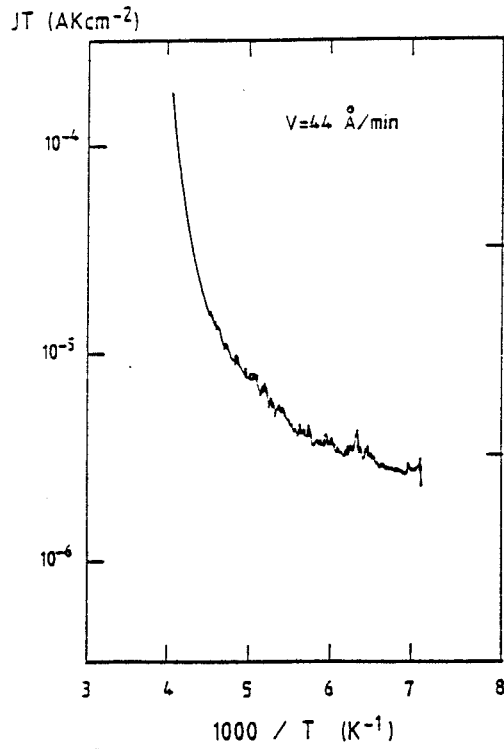


Figure 3-8.  $\text{Log}(J.T)$  en fonction de  $1/T$ : déterminé pour un film de nitrure de silicium déposé à  $44\text{\AA}/\text{min}$ .

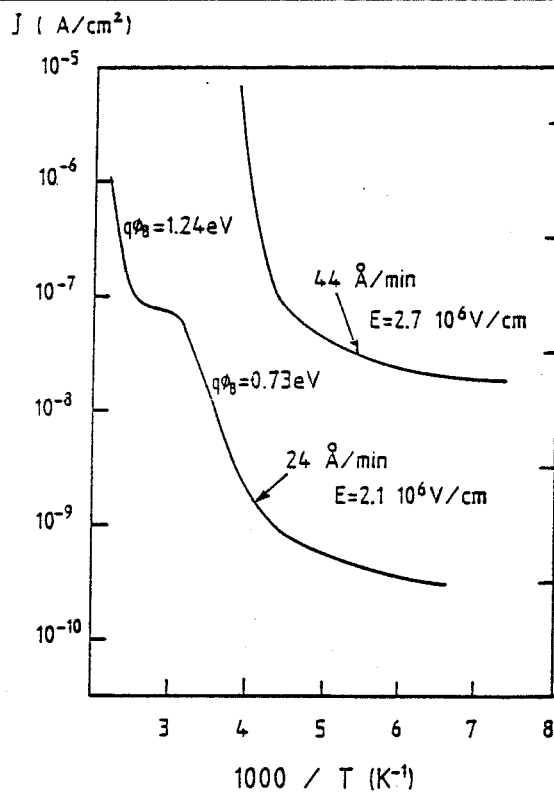


Figure 3-9. Dépendance de la densité de courant en fonction de la température: déterminé pour deux films de nitrure de silicium déposés à  $24$  et  $44\text{\AA}/\text{min}$ .

N° échantillon	Champ électrique F (MV/cm)	$\epsilon_{P.F.}$	$q\phi_b$ (eV)
1	2.15	7.8	0.64
2	2.85	6.2	0.75
3	1.15	7.06	0.76
3	1.4	7.06	0.82
3	2.15	7.06	0.66
3	2.15	7.06	0.70
4	2.15	7.8	0.76
5	1.4	10.3	0.70
5	2.15	10.3	0.76

**Tableau: 3.2: Récapitulatif des mesures de  $q\phi_b$  effectuées sur cinq structures MIS pour différentes valeurs du champ électrique ( $v = 24\text{\AA}/\text{min}$ ).**

Il est néanmoins difficile de relier les propriétés électriques observées aux défauts apparus dans l'étude de stœchiométrie. En effet, on ne connaît pas la nature des ions mobiles et, s'il est probable que les pièges détectés par les mesures électriques soient liés aux défauts de stœchiométrie, il est difficile de conclure quant à la responsabilité de l'oxygène dans ce domaine.

### 3.3 Conclusions

Le plasma multipolaire permet donc de déposer à température ambiante et dans un environnement peu énergétique des couches de  $\text{Si}_3\text{N}_4$  pratiquement stœchiométriques et comportant très peu d'hydrogène, en particulier grâce à la grande efficacité du filament pour décomposer le silane.

Un problème subsiste en la présence d'oxygène incorporé dans les films et dont la concentration dépend des conditions de plasma. Il faut noter que dans certains cas la présence d'oxygène peut diminuer les contraintes à l'intérieur du film [133], [140], [141] et donc, présenter un certain intérêt. Il modifie l'équilibre des réactions qui sont à l'origine de la formation du dépôt de  $\text{Si}_3\text{N}_4$ . L'oxygène est très réactif et il convient de minimiser toute contamination extérieure. Dans ces conditions il est peu envisageable de se passer d'une ambiance de traitement sous ultra-vide. Les défauts de stœchiométrie créés par un rapport  $\text{SiH}_4/\text{N}_2$  ou une vitesse de dépôt trop grande altèrent

les propriétés électriques des films déposés et il est par conséquent important de bien maîtriser les paramètres du plasma pour obtenir un isolant efficace.

Les conditions optimisées pour obtenir un film de  $\text{Si}_3\text{N}_4$  contenant le moins possible d'oxygène et présentant de bonnes propriétés électriques pour la réalisation de structures MIS et de transistors sont: un rapport  $\text{SiH}_4/\text{N}_2$  le plus faible possible pour assurer la réaction et des conditions de plasma ajustées pour obtenir une vitesse de dépôt inférieure à  $24\text{\AA}/\text{mn}$ .

Il reste maintenant à examiner si ce type de dépôt optimisé est compatible avec l'obtention d'une interface présentant une faible densité de pièges nécessaire à la réalisation de transistors performants.



## Chapitre 4. Etude de l'interface Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>/GaInAs

Ce chapitre a pour objet d'étudier les caractéristiques des interfaces Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> MPCVD/GaInAs préparées dans différentes conditions. Notre objectif, énoncé dans la conclusion du premier chapitre, est d'éliminer l'oxyde natif afin de déposer sur la surface de GaInAs propre un isolant dont nous venons de montrer les bonnes caractéristiques électriques et stœchiométriques. Cette formule présente l'intérêt de se passer d'un oxyde natif de composition variable et peu reproductible. Néanmoins il n'est pas suffisant d'éliminer l'oxyde pour obtenir une interface Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>/GaInAs de bonne qualité électrique, il faut en plus que le procédé de désoxydation n'induisse pas d'autres défauts.

Après avoir décrit rapidement les étapes technologiques nécessaires à la fabrication des structures MIS, nous nous assurerons que les conditions de dépôt de Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> optimisées dans le chapitre précédent sont bien compatibles avec l'obtention d'une interface de bonne qualité. L'ensemble des techniques de caractérisations électriques mis au point dans le chapitre 4 nous permettra ensuite d'évaluer les propriétés électriques de l'interface et de choisir le meilleur traitement de désoxydation capable de donner des transistors ayant de bonnes performances.

### 4.1 Fabrication des structures MIS

#### 4.1.1 Caractéristiques des échantillons

Afin d'obtenir une faible résistance série et un bon contact ohmique face arrière, les structures MIS ont été fabriquées avec des couches de GaInAs épitaxiées par VPE aux chlorures [102] sur substrat InP n<sup>+</sup> dopé S ( $N_D > 3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ). L'épaisseur est d'environ 2 μm et le dopage résiduel est de 1 à  $5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ . La mobilité à 300°K est de l'ordre de  $7000 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$ .

#### 4.1.2 Fabrication des structures MIS

##### 1. Nettoyage

Les échantillons sont d'abord nettoyés dans un mélange de solvants bouillants. Ensuite, deux préparations de surface ont été utilisées:

- une attaque chimique d'environ 1000Å dans une solution 10H<sub>2</sub>SO<sub>4</sub>-1H<sub>2</sub>O<sub>2</sub>-1H<sub>2</sub>O suivie d'un rinçage à l'eau désionisée (18MΩ)

ou,

- une désoxydation dans une solution de HF diluée suivie d'un rinçage à l'eau désionisée.

Ces deux traitements produisent un état de surface excellent et des mesures de photoémission X indiquent une faible quantité d'oxyde en surface [143].

## 2. Traitement in-situ

L'échantillon est immédiatement introduit dans le système ultra vide dans lequel on peut soit déposer directement le nitrure de silicium soit effectuer d'abord un traitement de désoxydation. L'objectif de ces traitements est de satisfaire deux conditions principales: une désoxydation efficace de la surface et une amélioration des propriétés électriques de l'interface élaborée ensuite lors du dépôt. Le traitement de désoxydation comprend deux étapes: un chauffage sous ultra-vide et un plasma d'hydrogène. Dans le cas du plasma d'hydrogène, nous avons pu tester les propriétés électriques de l'interface obtenue avec deux type de plasma, l'un ayant une forte densité d'ions hydrogène et l'autre une faible densité. Les deux traitements seront par la suite appelés respectivement "*plasma HD*" et "*plasma LD*".

L'effet d'un chauffage sous ultra vide a été largement étudié sur GaAs et il a été montré qu'il réduit la quantité d'oxyde en surface et élimine presque totalement une fine couche de composé carboné [144]. Sur GaInAs, après un chauffage à environ 200-250°C, il reste en général une couche de 5 à 10Å qui ne peut pas être enlevée par un chauffage aussi long soit-il [145]. Notre objectif étant de désoxyder la surface, les traitements utilisés comporteront toujours ce chauffage dit "de désoxydation" qui est une étape simple à effectuer et qui préserve l'état de la surface du semiconducteur.

Les caractéristiques du plasma d'hydrogène et ses effets sur les surfaces d'arseniure de gallium ont été largement étudiés [144], [146], [147], [148], [149]. Il provoque notamment une désoxydation efficace. Sur GaInAs, cette désoxydation est aussi observée [150].

Expérimentalement il est donc possible de réaliser trois types de traitements radicalement différents: *Le chauffage seul*, *le chauffage + plasma hydrogène LD* de durée variable et *le chauffage + plasma hydrogène HD* également de durée variable.

Certains traitements de passivation (notamment sur InP) introduisent lors des étapes de traitement de surface l'élément V sous forme gazeuse pour éviter son évaporation préférentielle [45], [56], [151], [152]. Le système de traitement utilisé pour cette étude qui offre également la possibilité d'introduire un pourcentage variable d'arsine ( $\text{AsH}_3$ ) pendant les traitements de passivation nous a permis de vérifier sur nos échantillons l'efficacité d'un tel procédé.

## 3. Dépôt de $\text{Si}_3\text{N}_4$

Le dépôt de nitrure de silicium est fait à température ambiante. Les vitesses de dépôt obtenues sont de l'ordre de 10Å/min à 30Å/min. Après dépôt, l'échantillon est sorti du système ultra vide.

#### 4. Recuit

La structure isolant/semiconducteur est ensuite soumise à un recuit destiné à rétablir les propriétés de l'interface.

#### 5. Métallisation

La structure MIS est complétée par une métallisation. 300Å de titane puis 2000Å d'or sont évaporés par effet joule à travers un masque métallique. La surface des plots de grille est de  $3.2 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2$ . Un recuit de 15min à 400°C est ensuite nécessaire pour évacuer les charges introduites dans l'isolant et pouvant aller jusqu'à l'interface pendant le dépôt de la métallisation [153], [154].

#### 6. Montage des échantillons

Afin de pouvoir effectuer les mesures électriques, les échantillons sont collés avec de la laque d'argent sur une pastille de cuivre nickelé. La laque d'argent réalise en même temps le contact ohmique sur le substrat en InP  $n^+$ .

## 4.2 *Influence des conditions de dépôt sur l'interface*

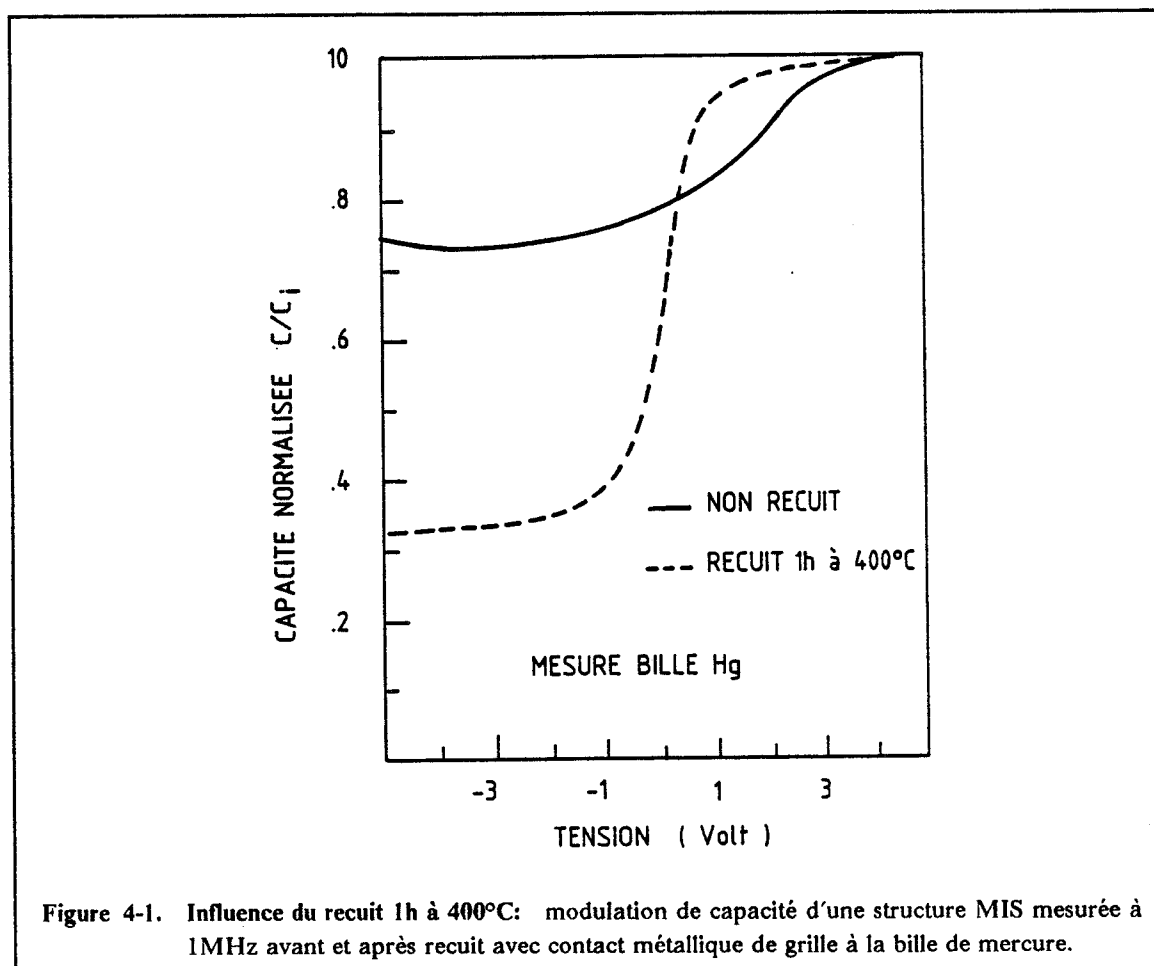
### 4.2.1 Effet du plasma de dépôt

Nous avons observé des échantillons ayant simplement subi un dépôt de  $\text{Si}_3\text{N}_4$  sans traitement de désoxydation.

On constate que les courbes  $C(V)$ , effectuées sur des structures MIS immédiatement après dépôt et en réalisant le contact métallique avec une bille de mercure (sans étape de métallisation), sont caractéristiques d'une forte densité d'état avec une modulation de potentiel de surface très faible. Pour retrouver une interface de bonne qualité électrique il est nécessaire de recuire l'échantillon. L'aspect bénéfique d'un recuit après le dépôt de l'isolant a aussi été observé par d'autres auteurs (avec  $\text{SiO}_2$  [33], [58], et  $\text{Si}_3\text{N}_4$  [139]). Pour déterminer les meilleures conditions de recuit, nous avons fait varier la température entre 270°C et 450°C et le temps entre 1h et 4h. On peut noter, en comparant les résultats obtenus à partir de mesures  $C(V)$  avec le contact à la bille de mercure et synthétisés dans le tableau 4.1, une amélioration sensible des propriétés électriques obtenues avec les recuits d'une heure à des températures supérieures à 350°C. Au delà d'une heure, l'effet du recuit n'est plus visible sur les courbes  $C(V)$ . La figure 4.1 montre les courbes  $C(V)$  mesurées avec le contact à la bille de mercure d'un échantillon ayant subi un recuit d'une heure à 400°C sous argon et d'un autre pour lequel aucun recuit n'a été fait. Pour faire une étude plus précise des propriétés électriques de l'interface  $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{GaInAs}$ , il est préférable de compléter la structure MIS par une métallisation de grille qui, d'une part définit précisément les dimensions de la structure et, d'autre part, fournit ainsi une structure de test se rapprochant de l'objet final que l'on se propose de fabriquer: le MISFET. Il est alors nécessaire d'effectuer un autre recuit que nous avons fixé à 1/4 d'heure à 400°C.

	Non recuit	R. 1h 270°C	R. 1h 355°C	R. 1h 400°C	R. 4h 400°C
$\frac{G_{\max}}{\omega C_{\max}}$ (1MHz)	0.22	0.19	0.15	0.145	0.16
$V_{fb}$ (V)	-2	-0.8	0.75	-0.65	-1
Hystérésis (V)	5	2.5	0.5	0.4	0.4
$N_{ss_{min}}$ ( $eV^{-1}cm^{-2}$ ) (Terman)	$3.10^{13}$	$8.10^{12}$	$3.10^{12}$	$2.10^{12}$	$2.10^{12}$

Tableau 4.1: Effet comparé des recuits après dépôt. Mesures capacitive avec contact à la bille de mercure.



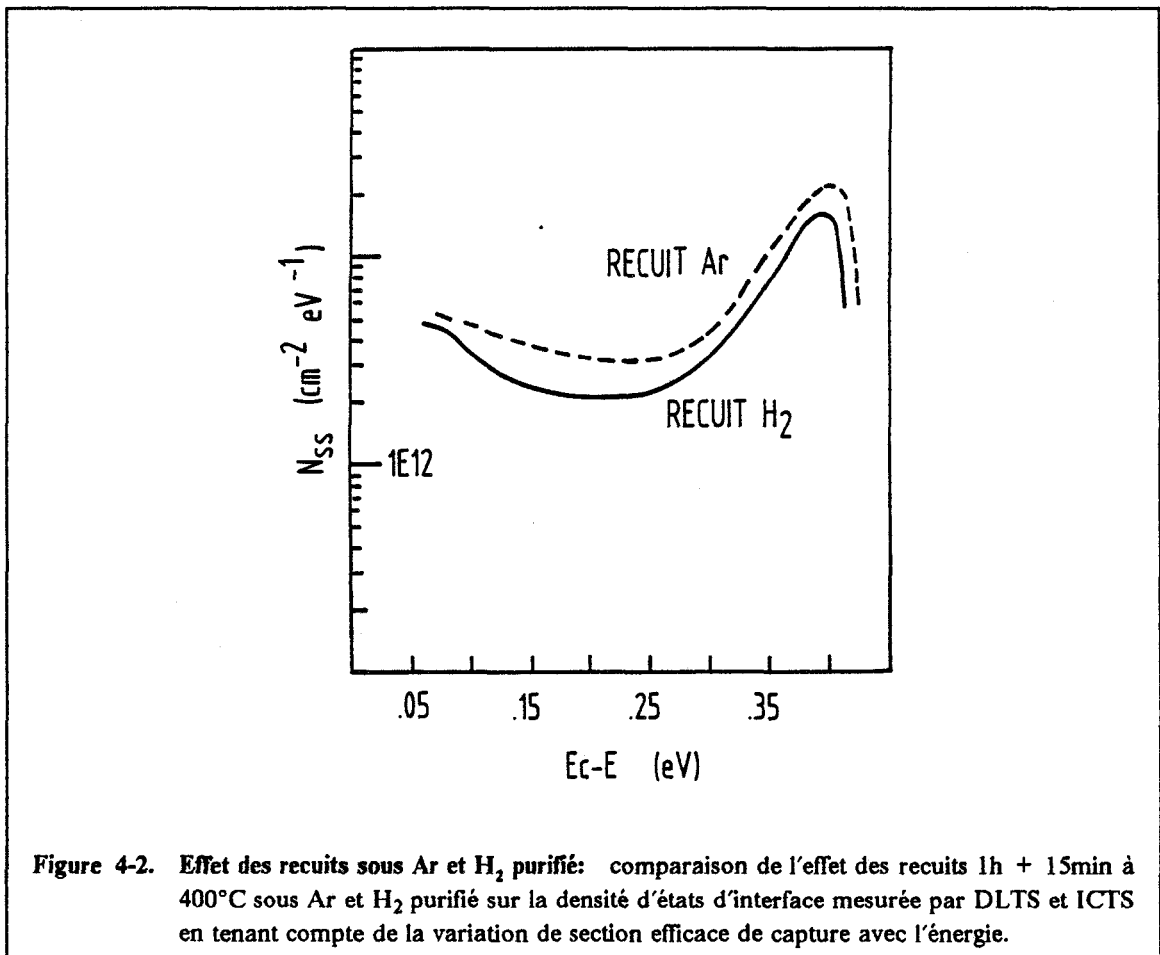


Nous avons également comparé l'efficacité des gaz Argon et Hydrogène purifié lors des recuits 1h + 1/4h à 400°C. Le tableau 4.2 reporte les valeurs de conductance maximum normalisée à 1MHz pour trois échantillons. Les recuits sous hydrogène purifié semblent diminuer la conductance due aux états d'interface et cette diminution apparaît plus forte lorsque la densité d'état est plus faible. Toutefois ce type de mesures est délicat à interpréter car on ne connaît pas exactement le potentiel de surface, c'est pourquoi les mesures de densité d'état par DLTS et ICTS sont beaucoup plus intéressantes. Nous avons effectué ce type de mesure sur le dernier échantillon du tableau 4.2. La figure 4.2 montre l'amélioration due au recuit sous hydrogène purifié au niveau de la densité d'état d'interface. Celle-ci diminue légèrement sur toute la zone d'énergie observée et le minimum passe de  $3.10^{12}$  à environ  $2.10^{12}$  état  $eV^{-1}cm^{-2}$ . De la même façon on constate sur la figure 4.3 qui représente la loi de variation de section efficace de capture donnant le meilleur accord ICTS-DLTS pour les deux échantillons, que la section efficace se situe environ une décade en dessous pour le recuit sous  $H_2$ . Nous reviendrons plus en détail sur la densité d'état observée et sur l'évolution de la section de capture en fonction de l'énergie dans la deuxième partie de ce chapitre consacrée à l'étude des traitements de désoxydation.

$\frac{G_{max}}{\omega C_{max}}$ (1MHz)	Recuit 1h 400°C + 15min 400°C Ar	Recuit 1h 400°C + 15min 400°C H <sub>2</sub>	
Ech1	0.265	0.212	-20%
Ech2	0.08	0.064	-20%
Ech3	0.059	0.04	-32%

Tableau 4.2: Effet comparé des recuits Ar et H<sub>2</sub>

Le recuit sous hydrogène purifié après dépôt et après métallisation est donc légèrement plus efficace pour rétablir les propriétés électriques de l'interface. Ceci peut être dû à une diffusion plus grande de l'hydrogène vers l'interface où il peut stabiliser plus facilement les liaisons pendantes ou perturbées qui existent certainement à la jonction du semiconducteur cristallin et du matériau amorphe. Néanmoins il est fort probable que le plasma de dépôt ne soit pas entièrement responsable de la dégradation des propriétés électriques de l'interface, la surface initiale de GaInAs avant dépôt peut présenter une densité d'état non négligeable suivant la préparation et il est quasiment impossible de distinguer l'origine des états d'interface. Nous n'avons pas pu disposer d'un recuit H<sub>2</sub> régulièrement et pour tous les échantillons. Par conséquent, pour permettre des comparaisons plus faciles entre les différents traitements nous avons utilisé à chaque fois les recuits sous argon (1h + 1/4h à 400°C).



**Figure 4-2.** Effet des recuits sous Ar et H<sub>2</sub> purifié: comparaison de l'effet des recuits 1h + 15min à 400°C sous Ar et H<sub>2</sub> purifié sur la densité d'états d'interface mesurée par DLTS et ICTS en tenant compte de la variation de section efficace de capture avec l'énergie.

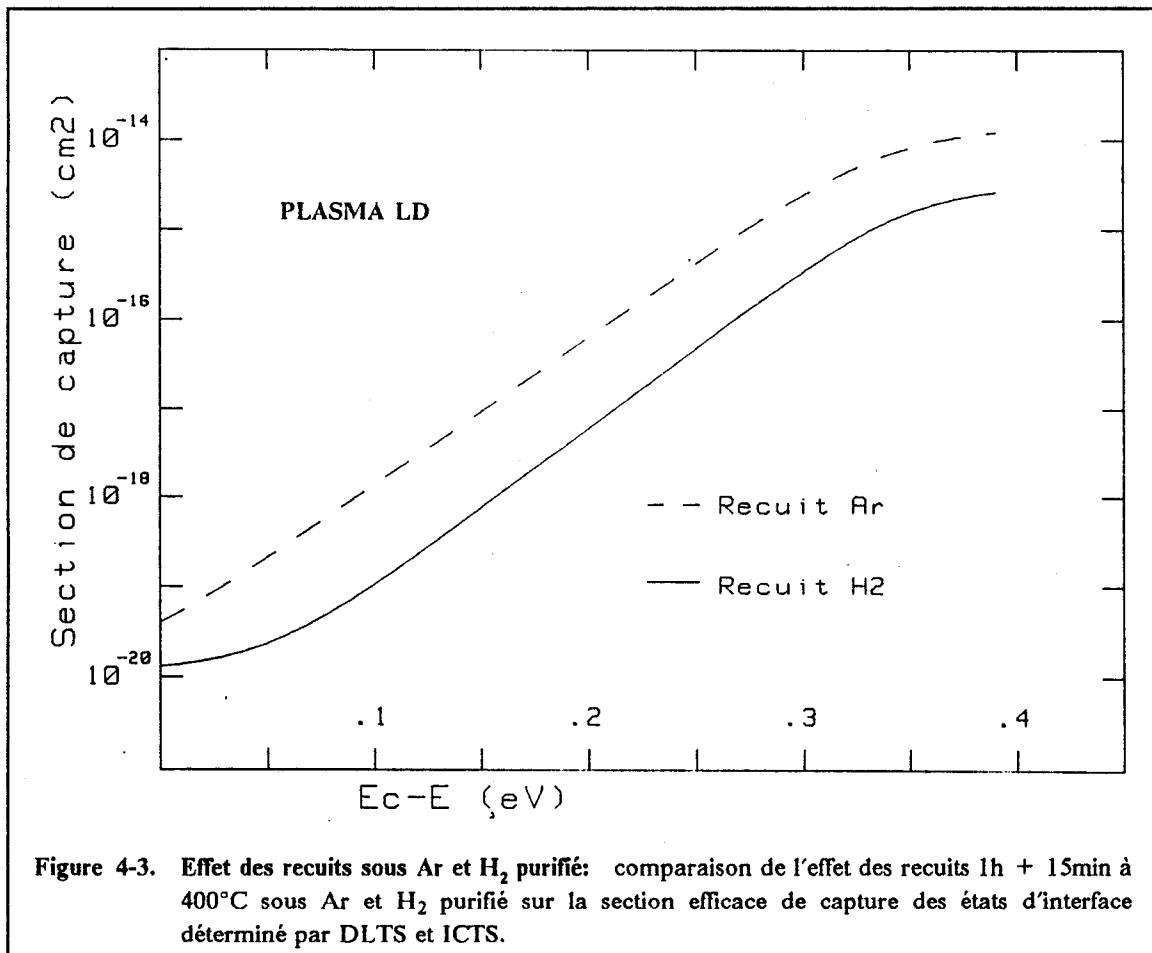
En résumé, un recuit après le dépôt de Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> est nécessaire pour obtenir une bonne qualité électrique de l'interface. L'amélioration est essentiellement due à l'effet de la température. Toutefois nous avons montré que l'ambiance lors du recuit joue également un rôle et qu'un recuit sous hydrogène purifié conduit à une densité d'état plus faible qu'un recuit sous argon.

#### 4.2.2 Influence de la vitesse de dépôt

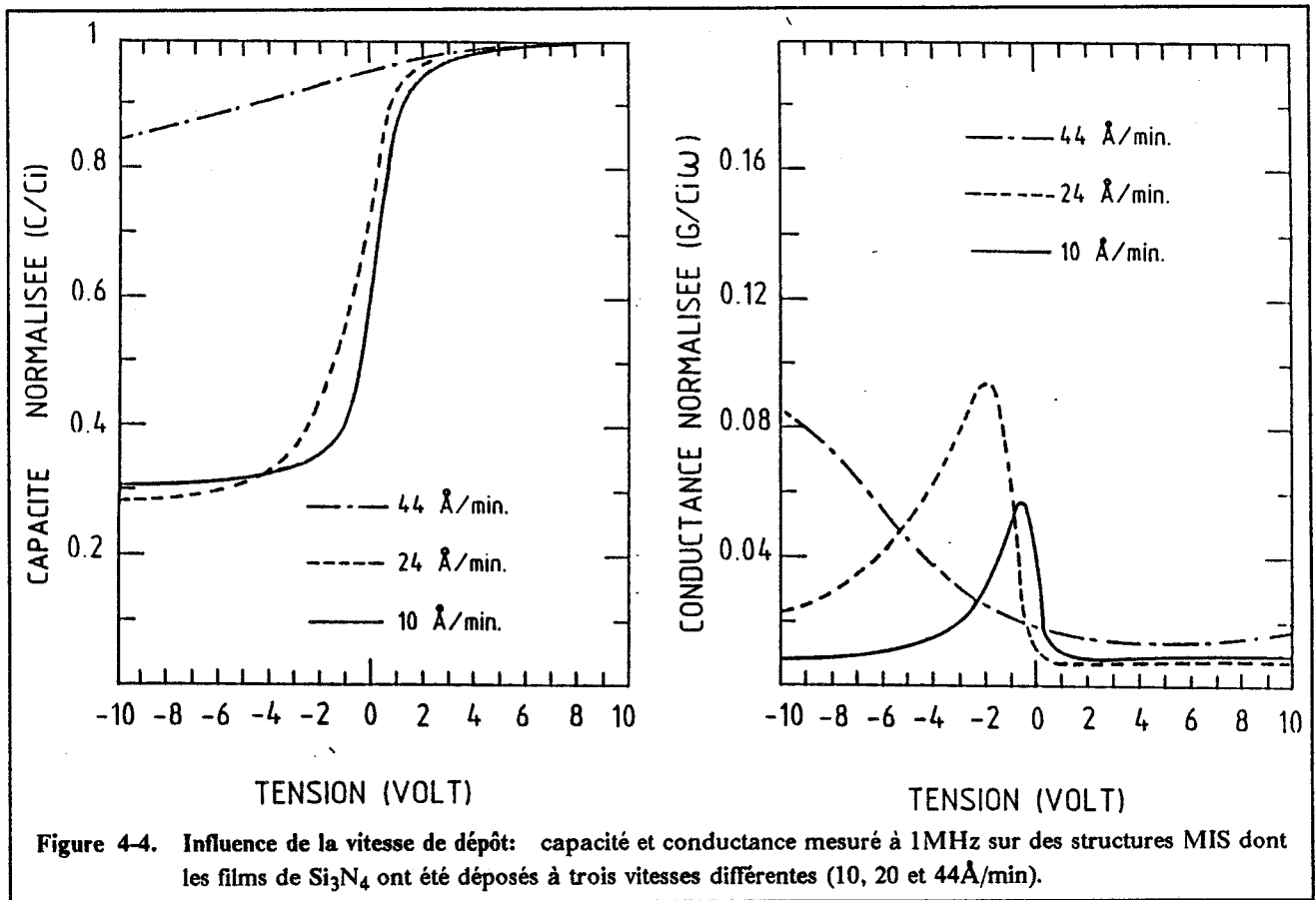
Les conditions de dépôt optimisées pour obtenir un film isolant homogène, pratiquement stœchiométrique et possédant de bonnes propriétés électriques sont déterminées par le rapport SiH<sub>4</sub>/N<sub>2</sub> et surtout par la vitesse de dépôt. Il est intéressant d'examiner si les vitesses considérées permettent d'atteindre de bons résultats sur les densités d'état d'interface.

Nous avons donc fabriqué des structures MIS sur les échantillons préparés en même temps que ceux correspondant aux trois vitesses de dépôt examinées dans le chapitre précédent (10Å/mn, 24Å/mn et 40Å/mn). Les surfaces n'ont subi aucun traitement avant le dépôt mis à part le même nettoyage chimique. Les capacités et conductances normalisées sont représentées sur la figure 4.4. Dans le cas de la vitesse la plus élevée, la modulation de capacité est considérablement réduite et la conductance ne présente pas de maximum ce qui indique une densité d'état d'interface très élevée

( $> 10^{13}$  état  $eV^{-1}cm^{-2}$  calculée par la méthode de Terman). Pour les deux autres vitesses la modulation de capacité est beaucoup plus forte avec une conductance plus faible pour la vitesse de  $10\text{\AA}/mn$ . Sur cet échantillon la conductance aux tensions négatives retrouve la valeur mesurée en accumulation, ce qui montre, avec le plateau de capacité, que l'on peut créer une couche d'inversion en surface et donc obtenir une modulation importante du potentiel de surface. Ceci ne peut être obtenu que pour des densités de pièges relativement faibles.



En plus de son action sur la stœchiométrie des films, la vitesse de dépôt modifie la qualité électrique de l'interface. En se rapprochant de la stœchiométrie idéale on diminue la densité d'état d'interface. Il est possible que le dépôt de  $Si_3N_4$  non stœchiométrique induise des pièges dans l'isolant, peut-être par l'intermédiaire des atomes d'oxygène ou d'hydrogène présents dans le film. Ces pièges peuvent très bien se former dès le début du dépôt et par conséquent être présents à l'interface. Un autre phénomène peut s'ajouter à celui-ci. Pour accroître la vitesse de dépôt, la pression totale dans la chambre a été augmentée. Il y a donc élévation du nombre d'espèces ionisées et énergétiques au contact de la surface, ce qui peut aussi dégrader les propriétés électriques et même stœchiométriques de l'interface.



Néanmoins il est rassurant de constater que les conditions de dépôt retenues dans le chapitre précédent pour réaliser des films homogènes de résistivité élevée sont compatibles avec la création d'interfaces possédant de faibles densités de pièges.

### 4.3 Influence du traitement de désoxydation

#### 4.3.1 Caractérisations électriques

##### 4.3.1.1 Influence du traitement de désoxydation sur les propriétés électriques de l'interface

Nous avons étudié, sur ces structures, l'action des différents traitements de désoxydation sur les propriétés électriques ( $N_{ss}$ ,  $\sigma_n$ ) de l'interface. Les résultats présentés ici ont été obtenus sur plusieurs échantillons, ce qui nous a permis de sélectionner les échantillons représentatifs de chaque traitement.

##### Le traitement chauffage + plasma HD

Les mesures  $C(V)$  à 1MHz permettent d'avoir rapidement une information globale sur la qualité de l'interface. La figure 4.5 qui représente la capacité et la conductance normalisées fait apparaître une forte densité d'état caractérisée par une déformation très importante de la courbe  $C(V)$  et par une conductance très élevée.

D'autre part, les tracés aller et retour montrent une hystérésis d'environ 0.8V pour une vitesse de rampe de 83mV/s entre -7V et +7V. Cette hystérésis est assez inattendue puisque le dépôt est réalisé à une vitesse suffisamment basse pour éviter l'incorporation d'ions mobiles (chap. 3). Il semble que dans ce cas des états lents soient présents à l'interface  $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{GaInAs}$ . Les informations quantitatives ont été obtenues par les mesures DLTS et ICTS.

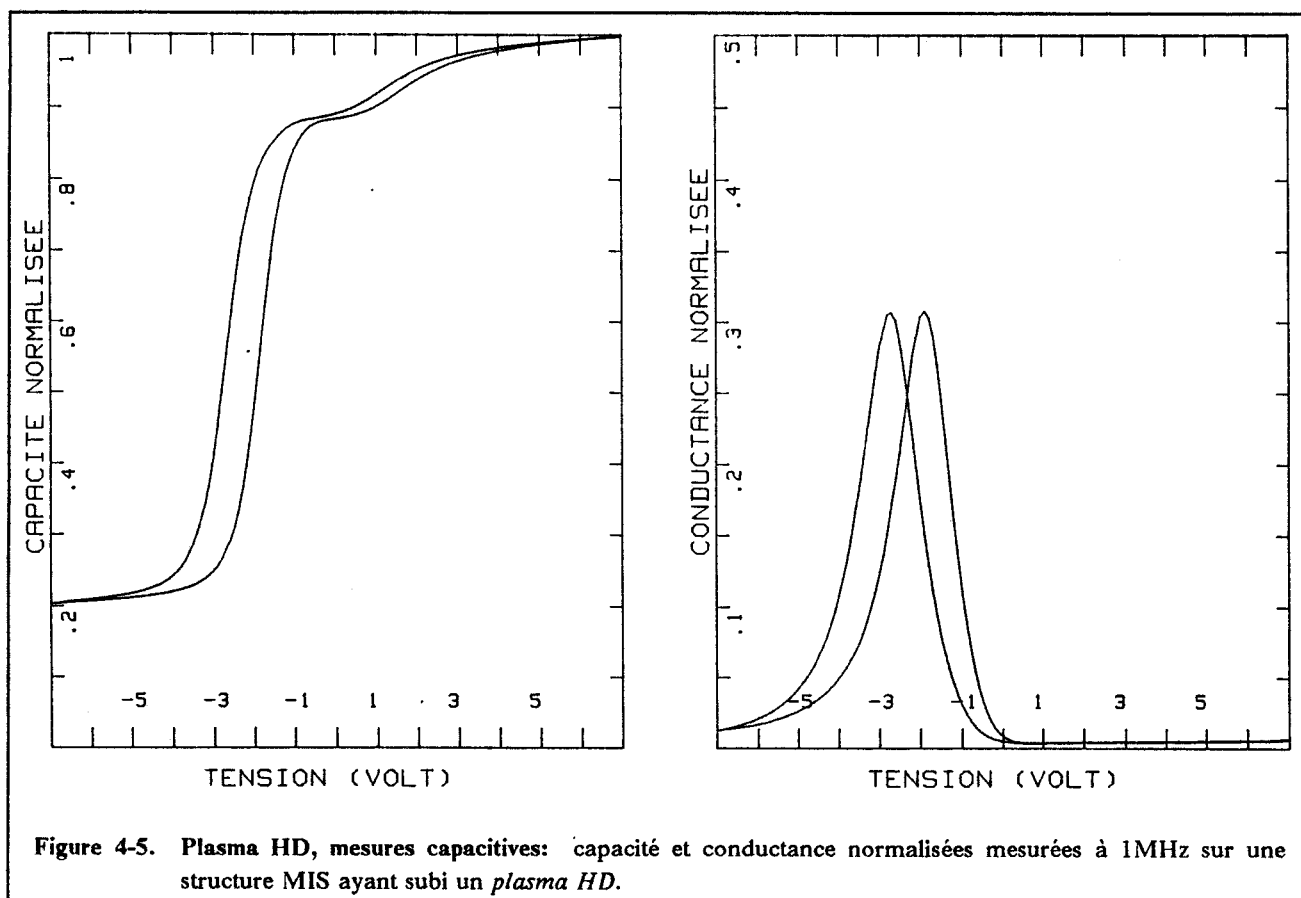


Figure 4-5. Plasma HD, mesures capacitives: capacité et conductance normalisées mesurées à 1MHz sur une structure MIS ayant subi un *plasma HD*.

Pour les mesures de DLTS, l'impulsion de remplissage est faite à +7.5V pendant 1ms pour assurer un remplissage complet des pièges. Le spectre est enregistré de 100 K à 300 K. La mesure de capacité est effectuée tous les deux degrés, de 0.1ms à 90ms après l'impulsion (toutes les 0.1ms de 0.1ms à 1ms, toutes les ms de 1ms à 10ms et toutes les 10ms de 10ms à 90ms). On choisit ensuite les temps  $t_1$  et  $t_2$  parmi ces mesures, ce qui permet d'avoir plusieurs spectres avec une seule remontée en température. Nous avons enregistré les transitoires de capacité en fonction de la température pour quatre tensions en désertion (-0.5V, -1.5V, -2.5V, -3.5V). La différence entre les spectres de deux tensions différentes et pour les mêmes temps  $t_1$  et  $t_2$  permet d'isoler la réponse d'une partie du gap et d'obtenir des pics bien marqués (fig. 4.6). La largeur à mi-hauteur des pics correspond à une zone d'énergie analysée de 40 à 60 meV suivant la température et pour une valeur de section efficace de capture fixée arbitrairement à  $10^{-15} \text{ cm}^2$ . Un traitement de type Arrhénius donne la section efficace de capture et l'énergie apparente de cette partie observée. La figure 4.7 représente la droite d'Arrhénius pour la différence des spectres à  $V = -1.5\text{V}$  et  $V = -2.5\text{V}$ .

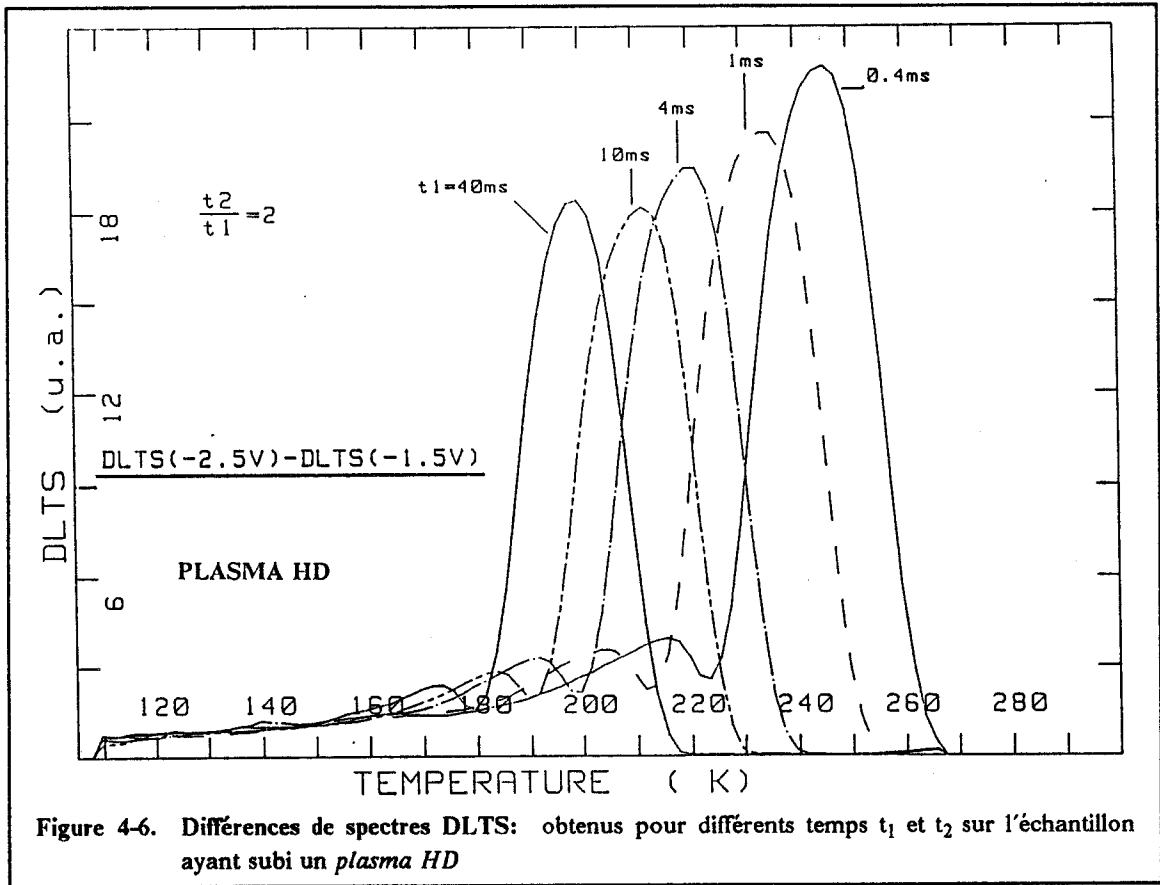


Figure 4-6. Différences de spectres DLTS: obtenus pour différents temps  $t_1$  et  $t_2$  sur l'échantillon ayant subi un *plasma HD*

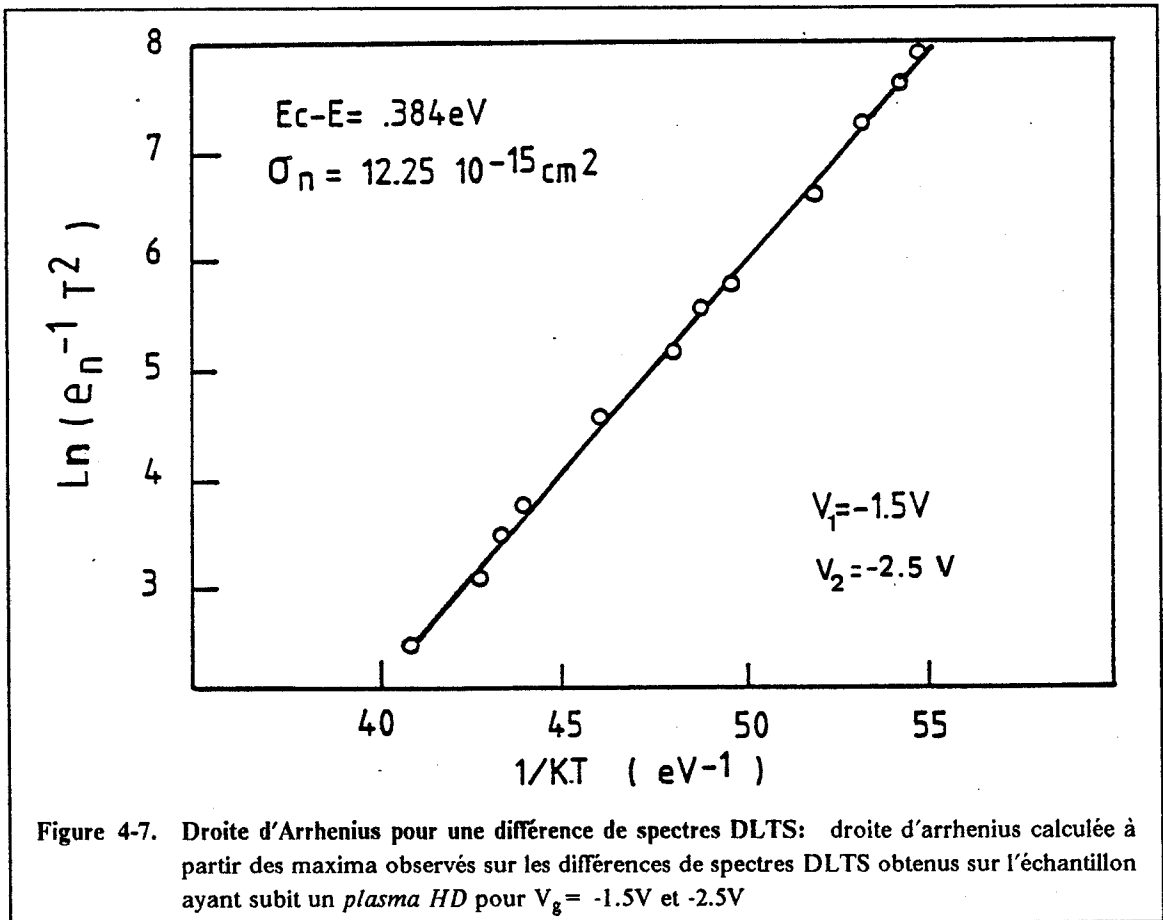


Figure 4-7. Droite d'Arrhenius pour une différence de spectres DLTS: droite d'arrhenius calculée à partir des maxima observés sur les différences de spectres DLTS obtenus sur l'échantillon ayant subi un *plasma HD* pour  $V_g = -1.5\text{V}$  et  $-2.5\text{V}$

En ICTS l'impulsion de remplissage est la même qu'en DLTS. Les températures sont choisies pour que l'émission des pièges se situe dans l'intervalle de temps observé par le capacimètre ( $10^{-5}$ s à 30s). Nous avons effectué ces mesures à 110 K, 130 K, 145 K et 165 K. La capacité est mesurée 58 fois entre  $10\mu\text{s}$  et 30s suivant une progression géométrique de rapport  $2^{1/3}$ . A chaque température, on mesure des spectres ICTS pour différentes tension en désertion entre 1V et -2V par pas de 0.25V (à 165 K, 1V correspond effectivement à une tension en désertion) et on calcule les différences de spectres comme en DLTS.

La figure 4.8 montre les mesures de capacité à 165 K pour quatre valeurs de tensions et les spectres ICTS correspondant. Les différences des spectres à une tension donnée pour les quatre températures sont représentées sur la figure 4.9 et la droite d'Arrhénius correspondante sur la figure 4.10. La détermination des paramètres des pièges se fait ici seulement sur quatre points mais ils correspondent à une excursion en température expérimentalement beaucoup plus grande qu'en DLTS.

La figure 4.11 récapitule les différentes déterminations de section efficace de capture à partir des mesures ICTS et DLTS. Sur cette figure la courbe en trait plein est de la forme:

$$\sigma_n(E) = \sigma_o + \frac{\sigma_1}{1 + \exp \frac{E - E_o}{E_1}}$$

Cette expression n'a pas de justification théorique. Elle permet simplement de calculer la dérivée de la section efficace de capture par rapport à l'énergie, ce qui est nécessaire pour le calcul de la densité d'états lorsque la section efficace de capture n'est pas constante. Les paramètres  $\sigma_o$ ,  $\sigma_1$ ,  $E_o$  et  $E_1$  sont ajustés pour donner le meilleur accord entre les mesures de DLTS et d'ICTS au niveau de la densité d'état. Ainsi, la figure 4.12a montre le calcul de la densité d'état en considérant que la section efficace de capture ne varie pas dans l'intervalle d'ionisation, alors que dans la figure 4.12b le calcul est fait avec la variation définie par l'équation précédente. L'accord entre les deux types de mesures (ICTS et DLTS) justifie l'utilisation des corrections dues à la loi de variation de section efficace de capture et le choix des paramètres  $\sigma_o$ ,  $\sigma_1$ ,  $E_o$  et  $E_1$ . Néanmoins, si la loi de variation est relativement bien définie, on conserve la même incertitude sur les valeurs absolues liée à une détermination par un tracé d'Arrhénius. Une erreur sur la valeur absolue de section efficace de capture introduit un décalage en énergie de la densité d'état.

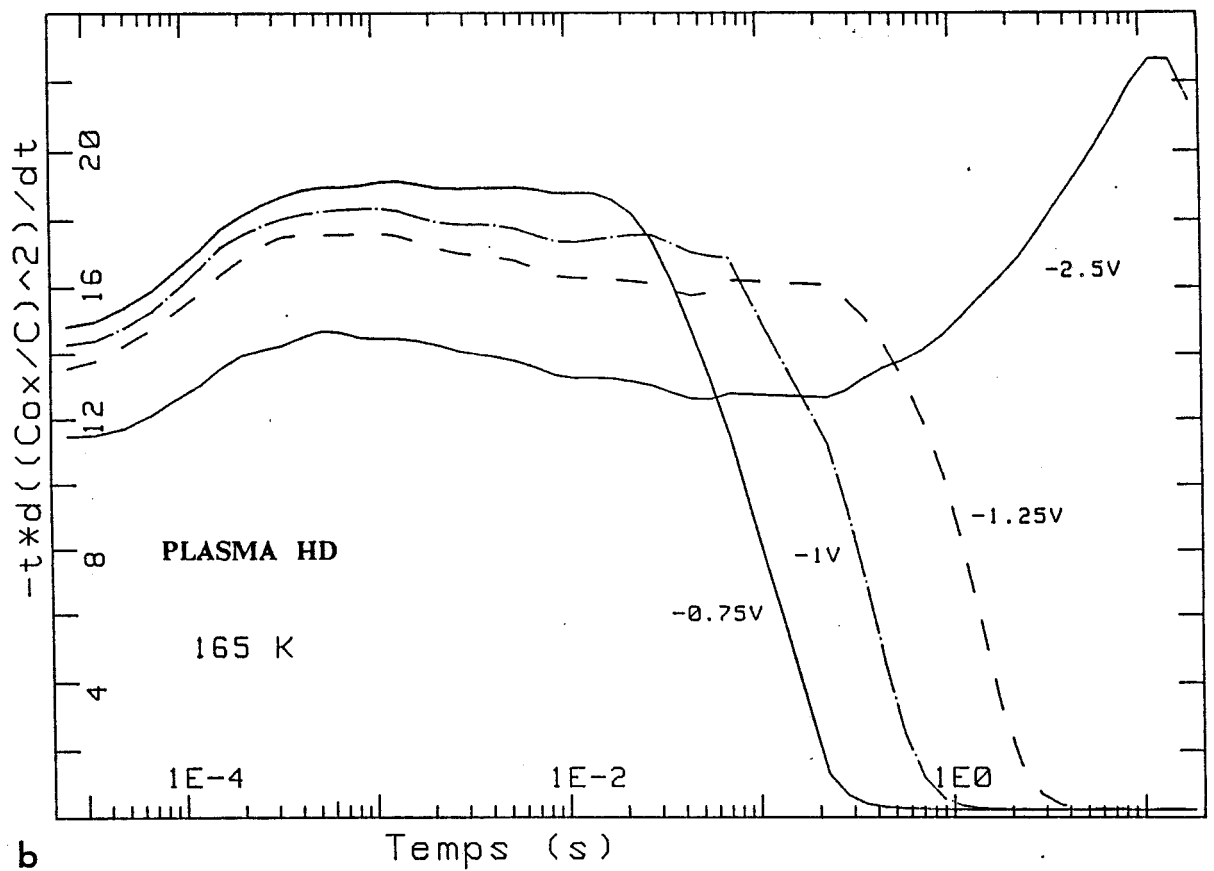
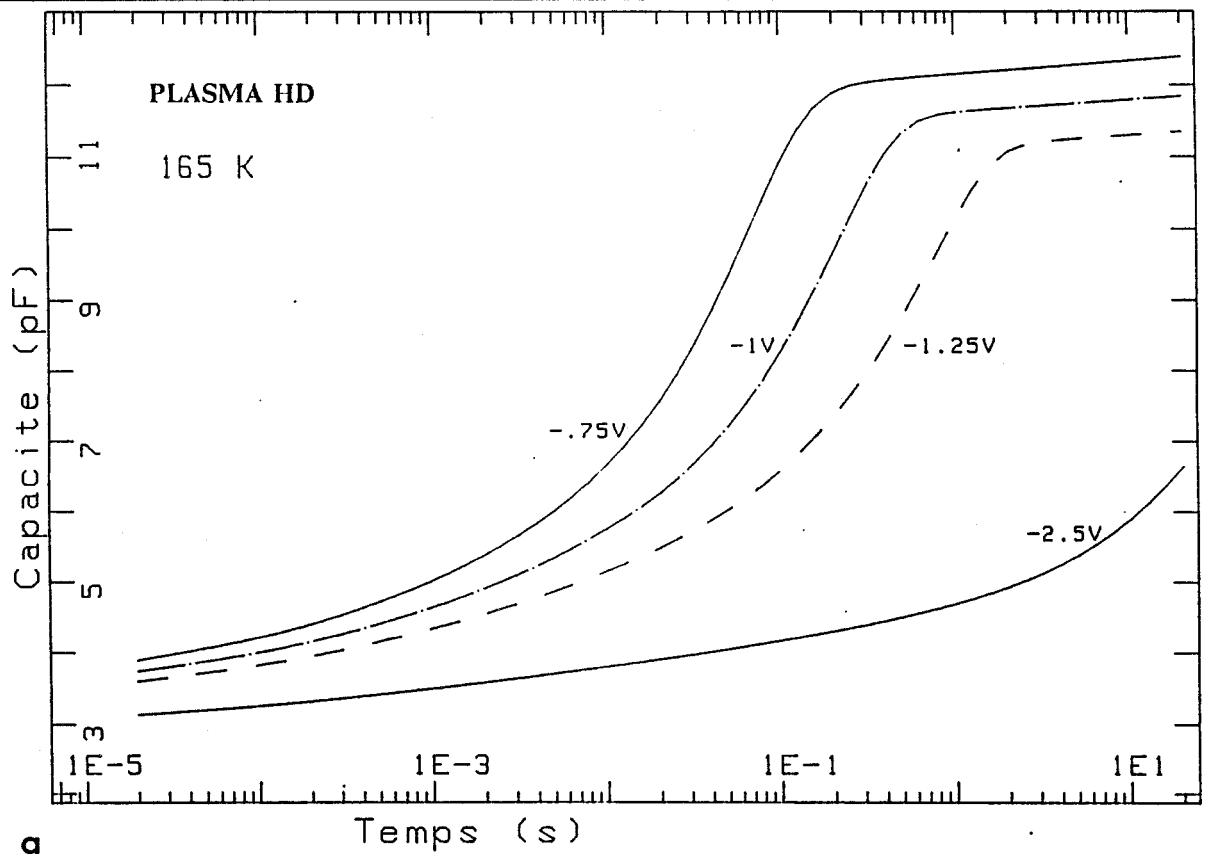
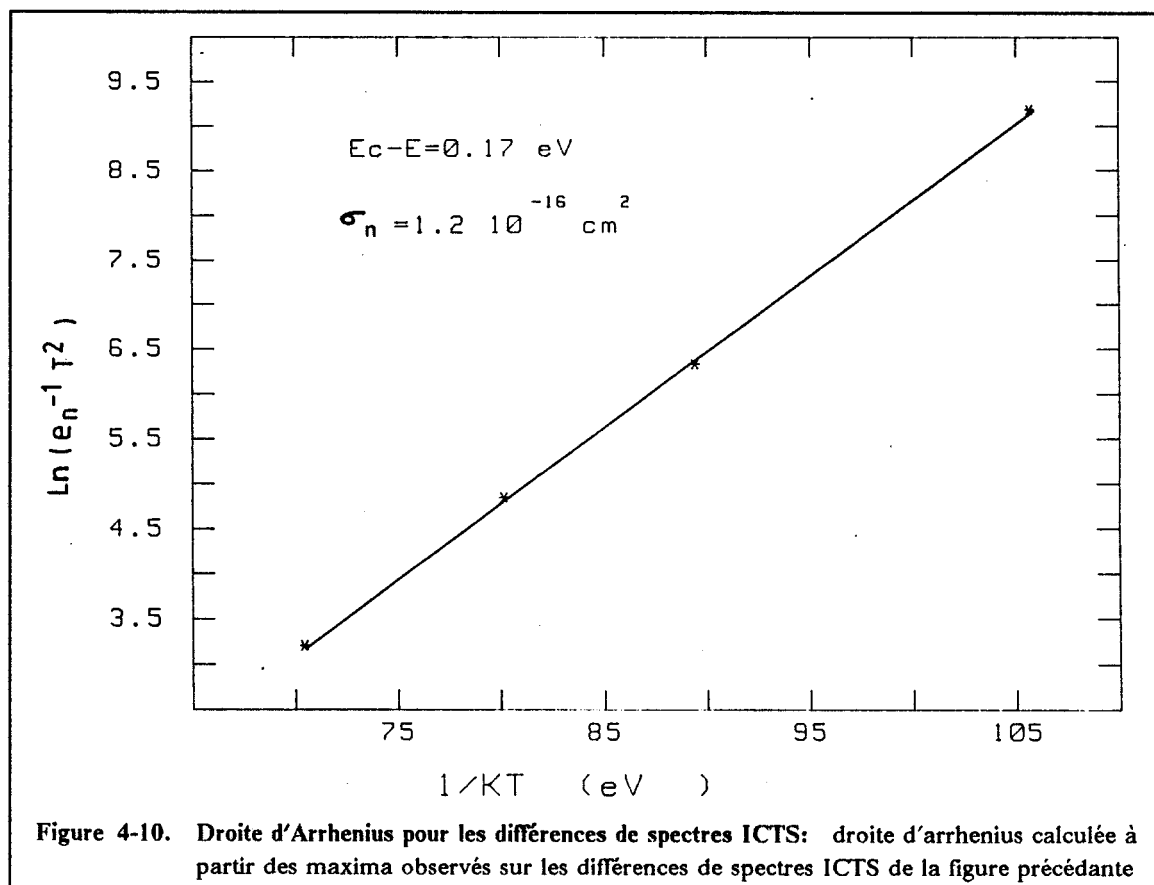
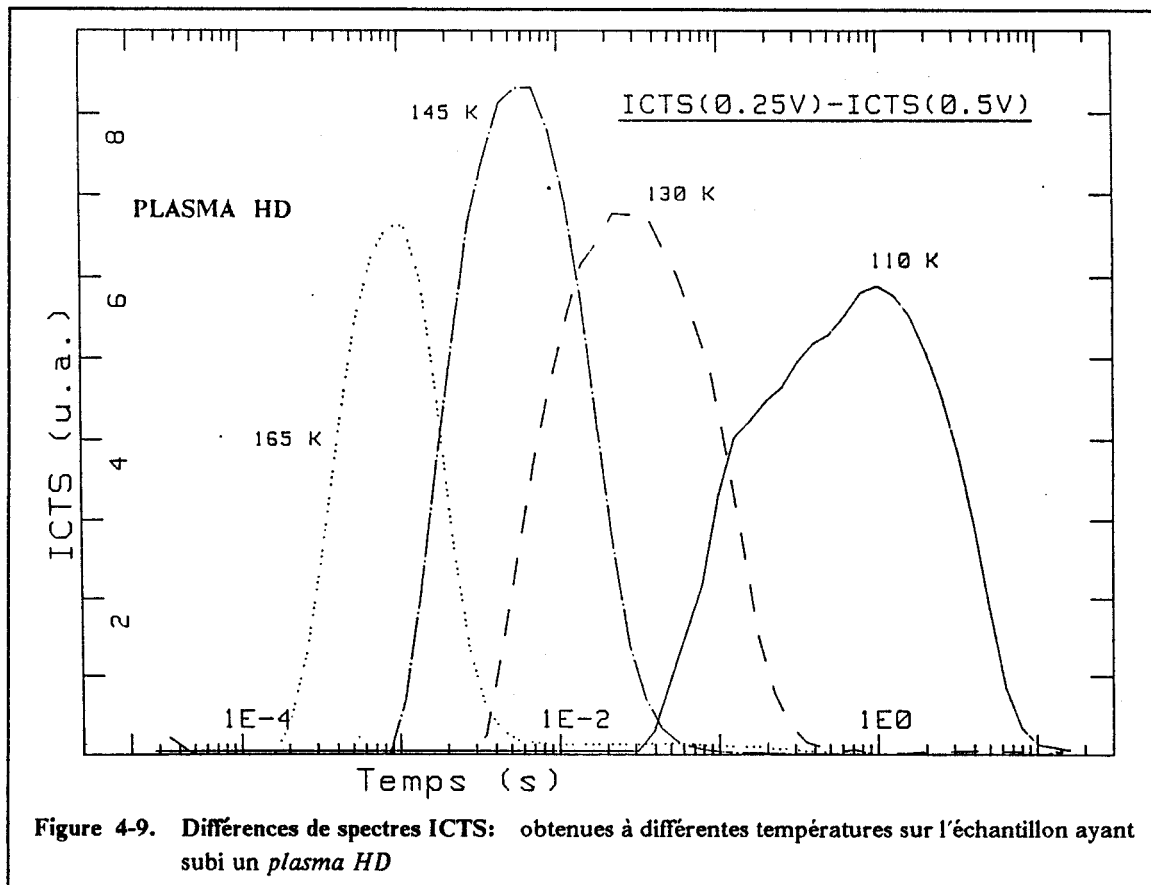


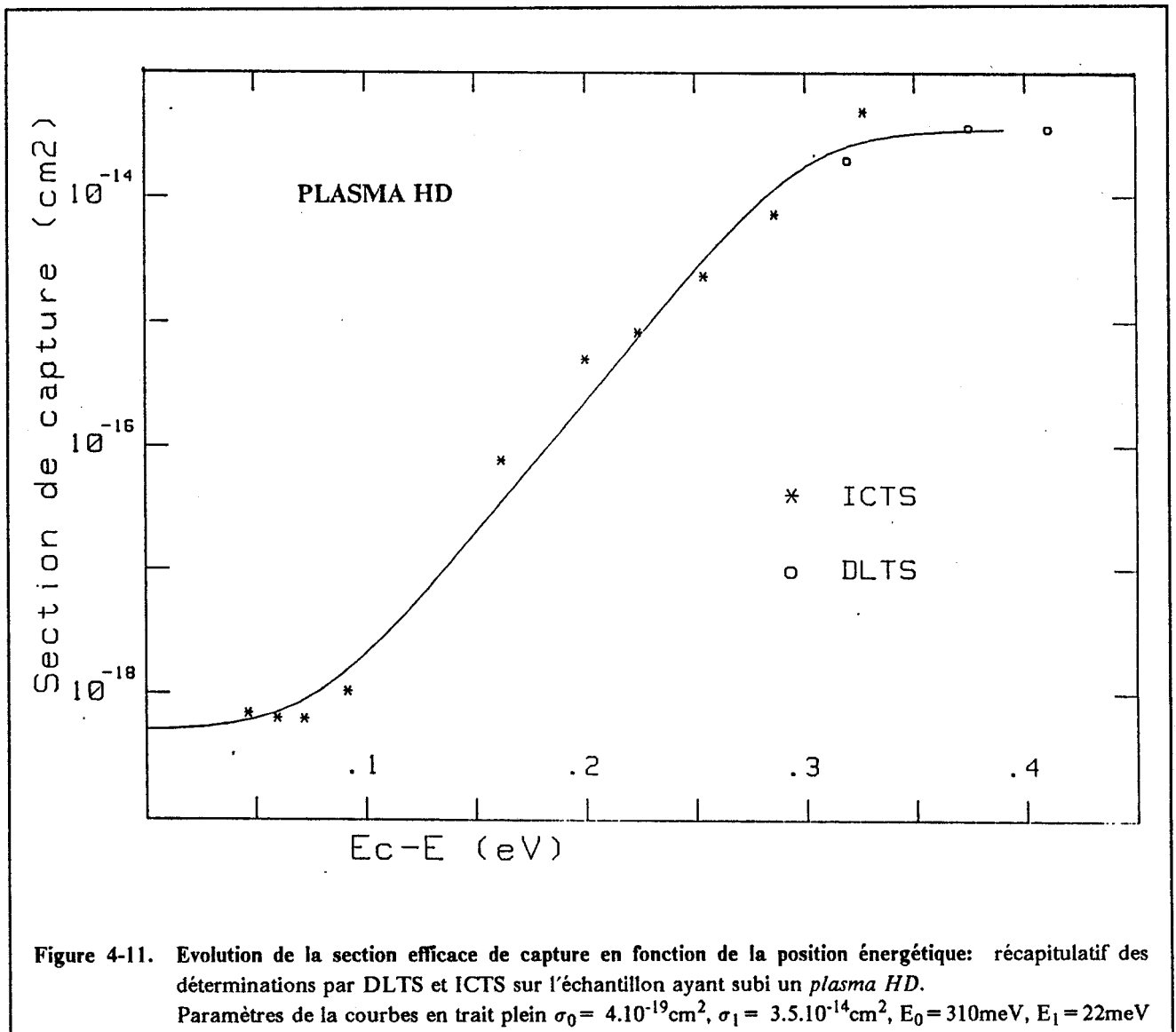
Figure 4-8. Transitoires de capacité sur l'échantillon ayant subi un plasma HD: (a) mesures   165 K pour différentes tensions de grille, (b) spectres ICTS correspondant.

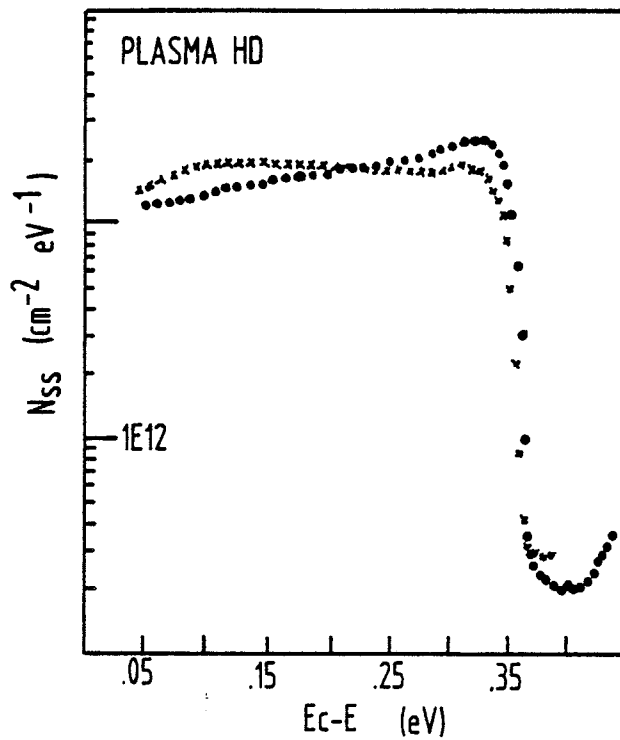




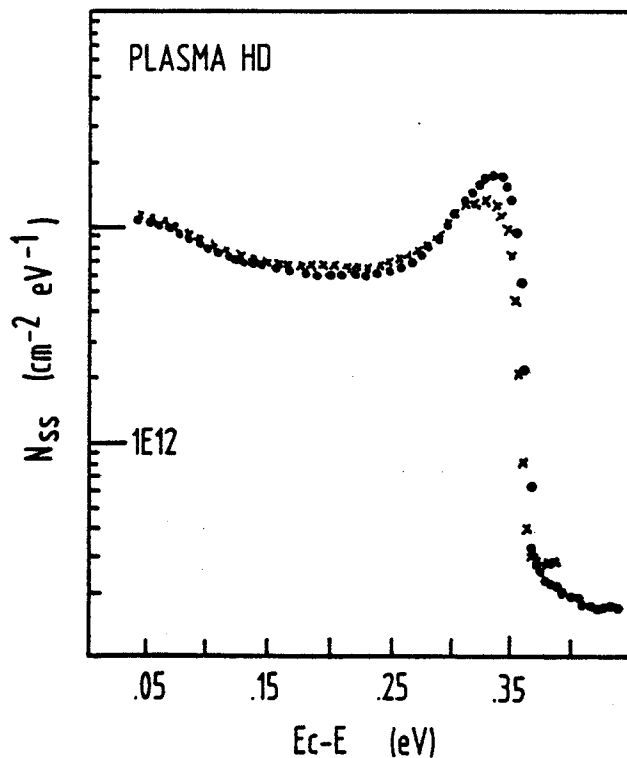
Le dopage, nécessaire aux calculs, est déterminé à partir des courbes  $1/C^2 = f(V)$  effectuées avec une rampe de tension rapide et à basse température pour minimiser l'influence des états d'interface (fig 4.13). Nous avons considéré un dopage constant de  $4.10^{15} \text{ cm}^{-3}$ .

Ce traitement produit donc une interface avec une densité d'état assez élevée dont le minimum se trouve à  $6.10^{12} \text{ état eV}^{-1}\text{cm}^{-2}$  et qui atteint  $2.10^{13} \text{ état eV}^{-1}\text{cm}^{-2}$  vers le milieu du gap. La section efficace de capture varie exponentiellement avec l'énergie et diminue de presque 5 décades entre le milieu du gap et la bande de conduction. Il est difficile d'interpréter cette variation mais l'accord des densités d'état calculées à partir des mesures de DLTS et d'ICTS et prenant en compte les corrections dues à ces variations confirme les mesures de section efficace de capture (à l'incertitude près sur les valeurs absolues).





(a)



(b)

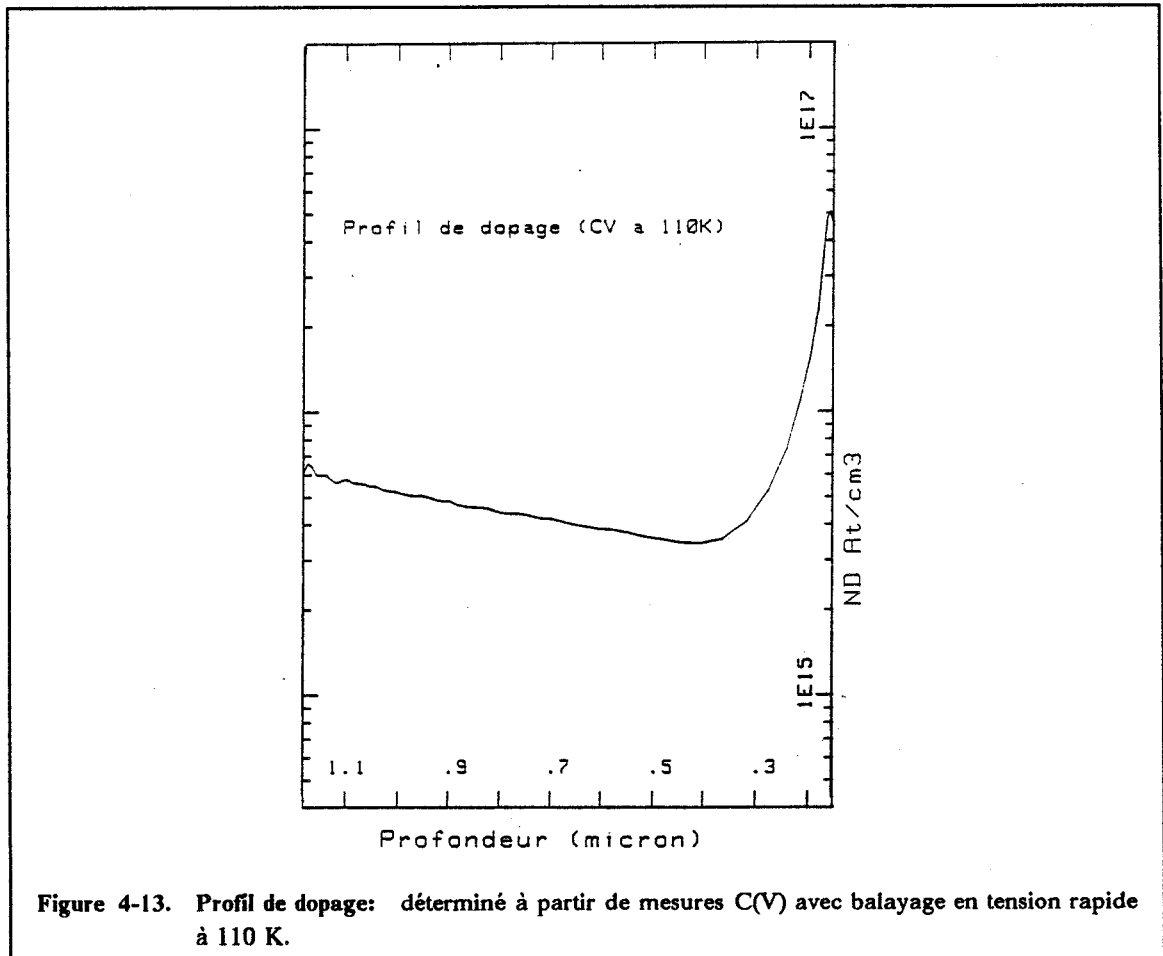
Figure 4-12. Détermination de la densité d'états d'interface:

(a) Calcul de la densité d'états d'interface sans corrections de variation de section efficace de capture dans l'intervalle d'ionisation.

(b) Calcul de la densité d'états d'interface avec corrections de variation de section efficace de capture déterminées à partir de la loi de variation en trait plein de la figure précédente.

● DLTS,  $V_g = -1.5V$   $t_1 = 1ms$   $t_2/t_1 = 2$

\* ICTS,  $V_g = -1.25V$   $165 K$   $r = 2^{1/3}$



#### Le traitement chauffage + plasma LD

Les mesures de capacité et de conductance à 1MHz (fig.4.14) montrent une courbe C(V) nettement moins déformée et une conductance beaucoup plus faible que dans le cas du traitement avec *plasma HD*. L'hystérésis est légèrement diminué (0.5V avec une vitesse de rampe de 82mV/s entre -7.5V et 7.5V). Nous avons effectué sur cet échantillon des mesures de DLTS et d'ICTS de la même façon que pour le précédent.

Les mesures de DLTS ont été enregistrées de 110 K à 300 K pour sept tensions en désertion (0V, -.25V, -.5V, -.75V, -1V, -1.5V et -2V) et les mesures d'ICTS ont été réalisées à quatre températures différentes (115 K, 130 K, 145 K et 160 K) de 1V à -1V tous les 0.25V. La figure 4.15 montre un spectre de DLTS obtenu à V = -1.5V pour trois temps  $t_1$  et un rapport  $t_2/t_1 = 2$ . On procède toujours de la même façon pour calculer la section efficace de capture en effectuant les différences de spectres. La figure 4.16 montre des exemples de droites d'Arrhénius obtenues avec cette méthode. En ce qui concerne les mesures d'ICTS la section efficace de capture n'a pu être correctement calculée que pour quatre tensions. En effet, lorsque l'on effectue les différences de spectres, le pic représentant la réponse de la partie du gap théoriquement analysée peut se trouver hors de la plage de temps observée par le capacimètre (fig. 4.17). Il peut donc arriver que l'on ne puisse déterminer la section efficace de capture que sur trois points de température. Ceci nous a paru délicat et nous avons préféré éliminer ces

déterminations. De plus, les différences de spectres effectuées pour des tensions correspondant à des zones éloignées de la bande de conduction présentent un élargissement très important des pics au point de rendre très imprécise la détermination de la constante de temps du maximum (fig.4.18). Ceci est provoqué par la superposition de deux effets. D'une part l'évolution du potentiel de surface n'est pas linéaire avec la tension de grille et donc, la différence de spectres représente une zone d'énergie plus importante lorsqu'on s'éloigne de la bande de conduction. D'autre part, dans le cas où la section efficace de capture augmente avec l'énergie par rapport à la bande de conduction, cette augmentation a pour effet d'élargir l'intervalle d'ionisation puisque le taux d'émission est défini par:

$$e_n = \sigma_n v_n N_C \exp - \frac{E_c - E_T}{kT}$$

Dans ces cas la détermination par une droite d'Arrhénius de la section efficace de capture se révèle très incertaine est nous n'en n'avons pas tenu compte. Ces effets étaient observés également sur l'échantillon précédant mais le signal plus élevé permettait une détermination plus aisée des constantes de temps.

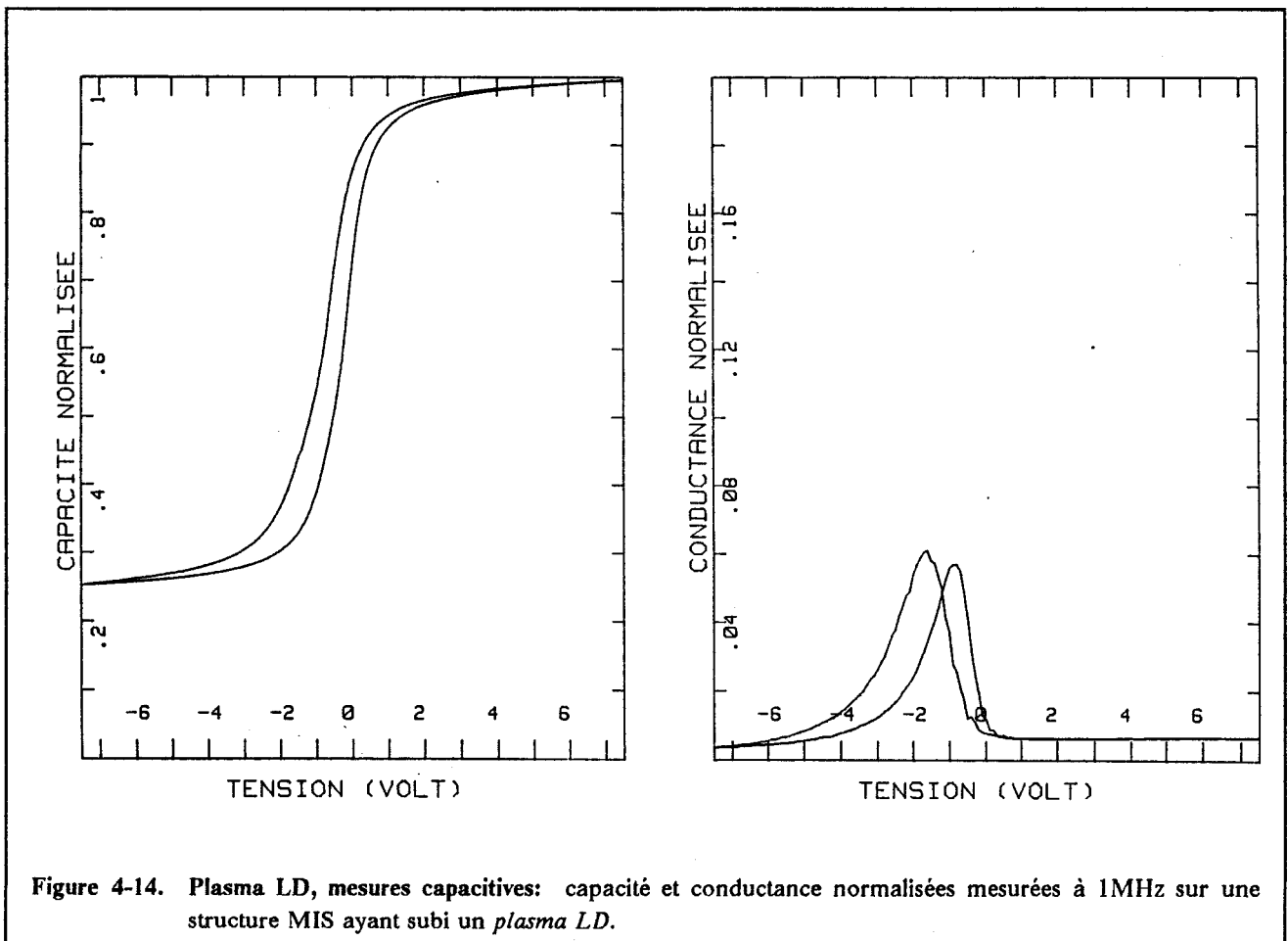
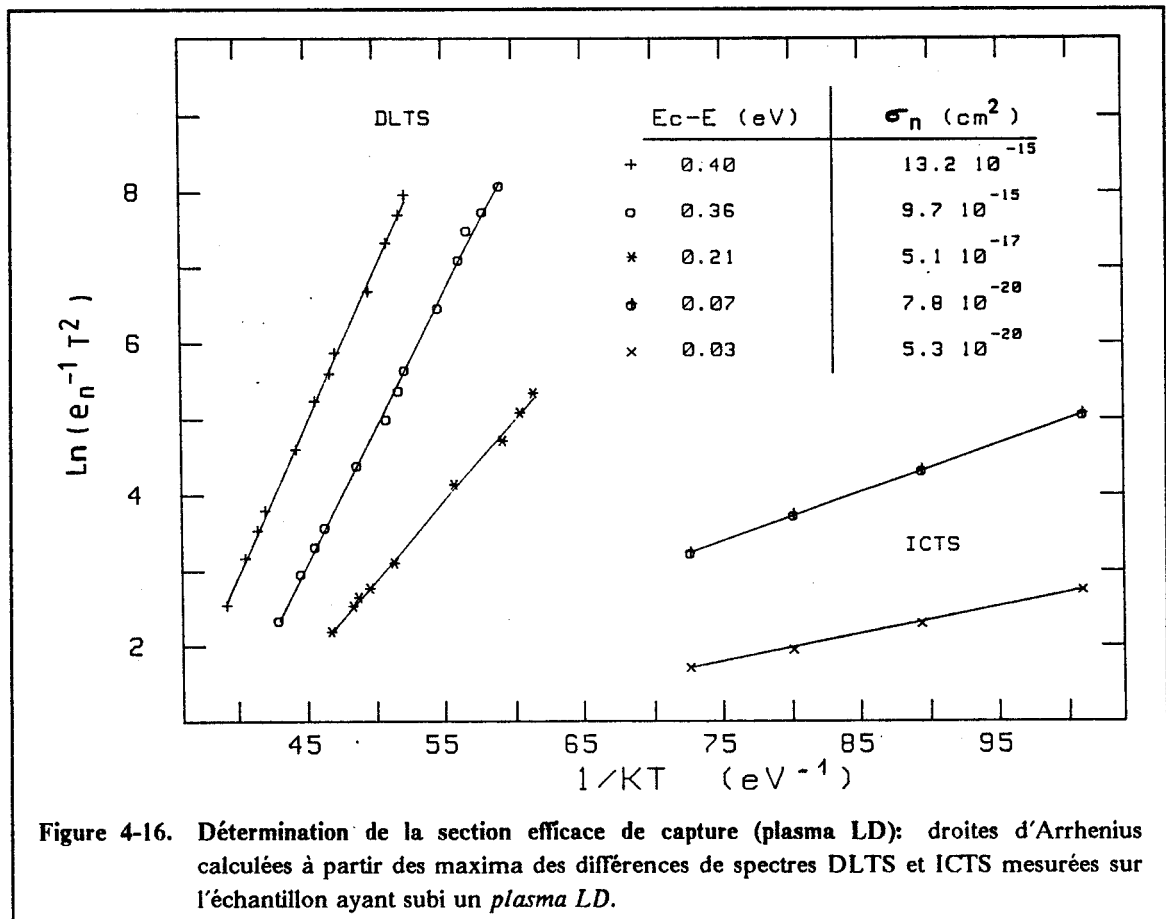
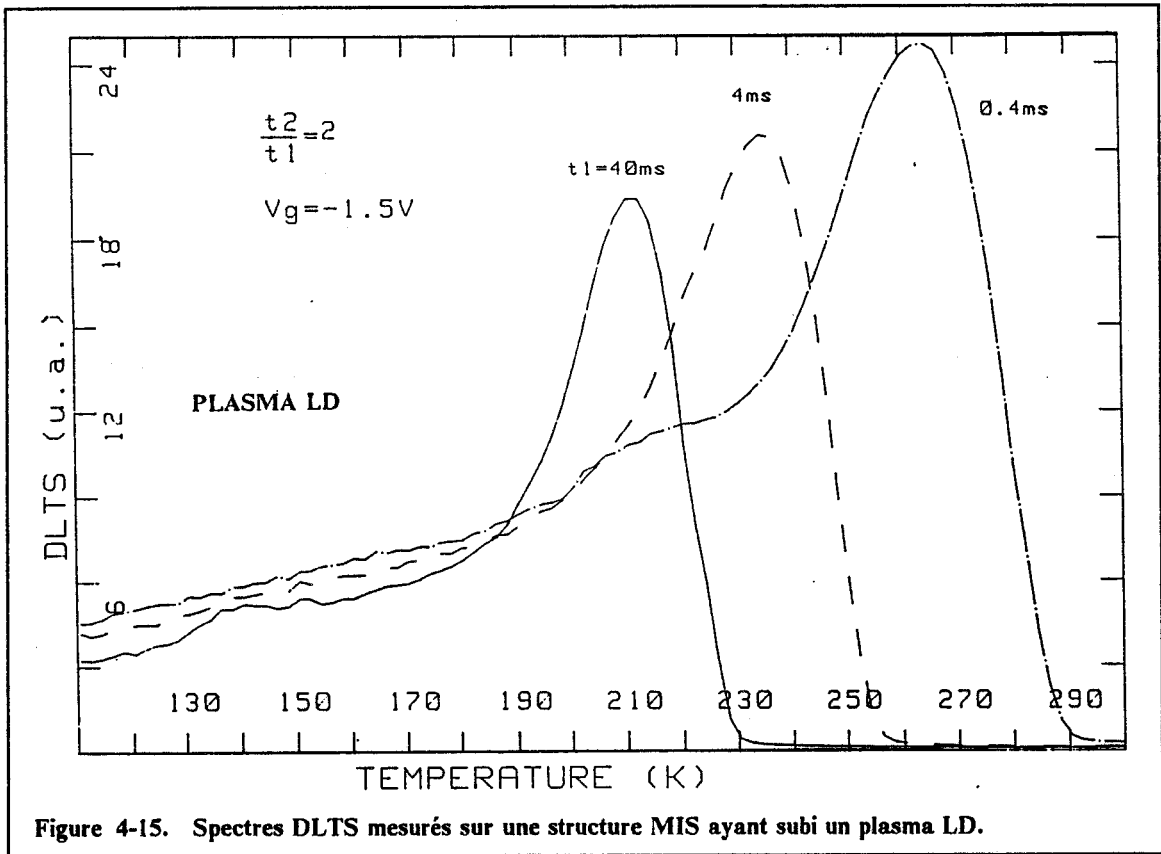
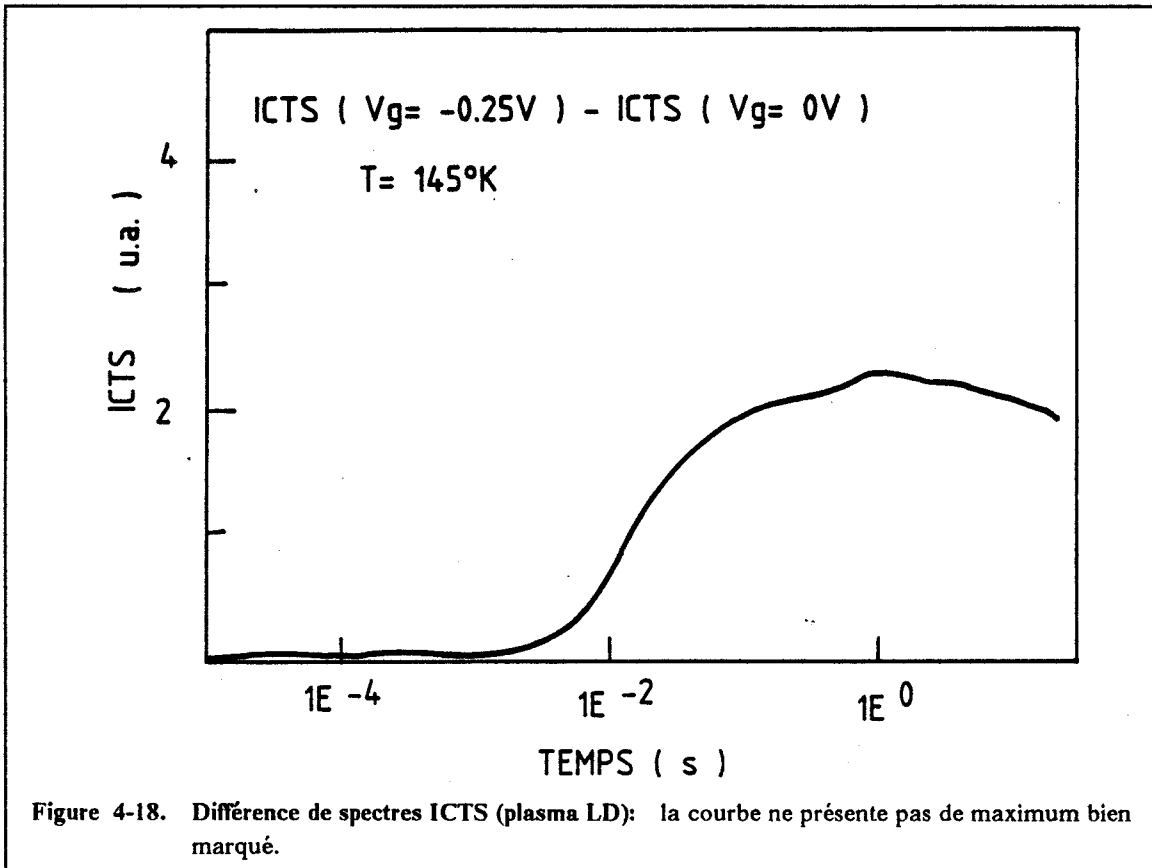
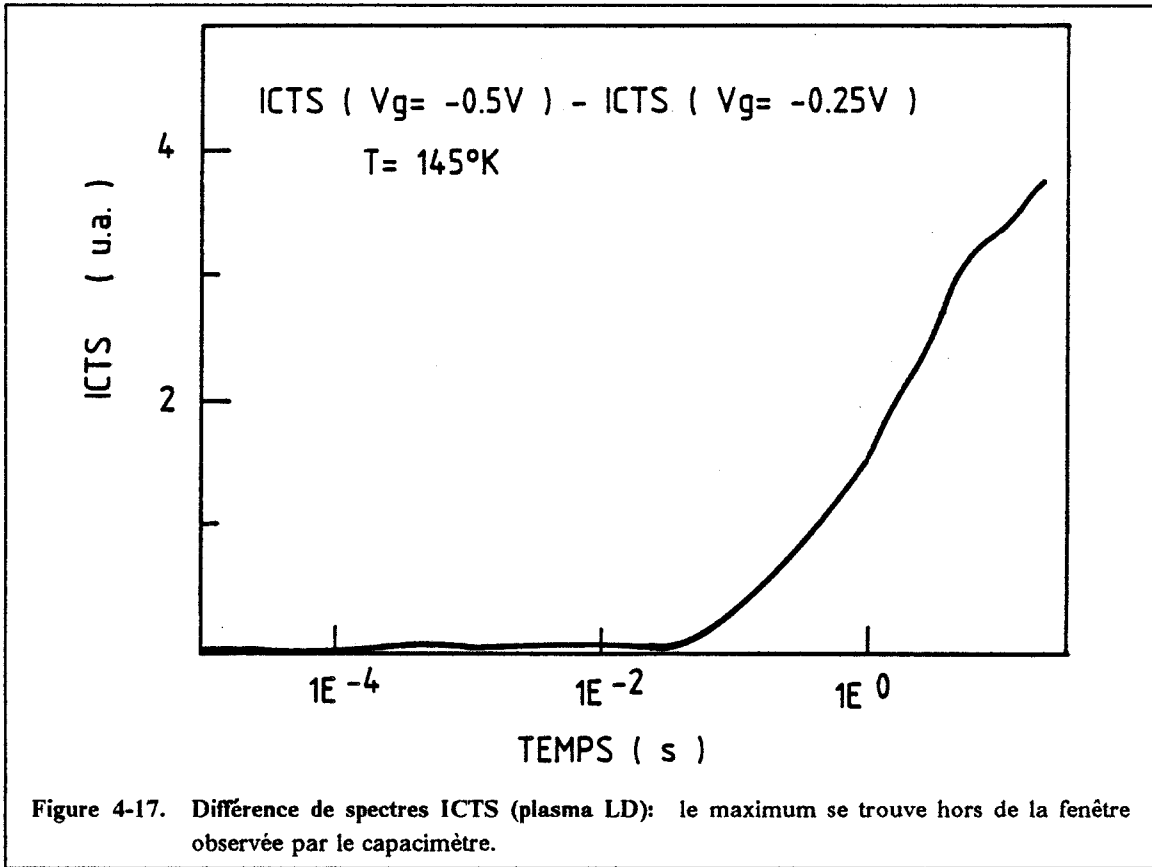


Figure 4-14. Plasma LD, mesures capacitives: capacité et conductance normalisées mesurées à 1MHz sur une structure MIS ayant subi un plasma LD.





Cependant nous avons pu déduire approximativement la variation de la section efficace de capture avec l'énergie (fig. 4.19). Les paramètres de l'expression analytique de la loi de variation de la section efficace de capture ont été ajustés pour obtenir un bon accord des mesures de densité d'état par DLTS et ICTS (fig. 4.20). Le dopage calculé de la même façon que précédemment est pris égal à  $3.10^{15} \text{ cm}^{-3}$  pour cet échantillon.

La densité d'état mesurée présente donc un minimum à environ  $3.10^{12}$  état  $\text{eV}^{-1}\text{cm}^{-2}$  et un maximum vers le milieu du gap à  $\sim 2.10^{13}$  état  $\text{eV}^{-1}\text{cm}^{-2}$ . La section efficace de capture varie également exponentiellement avec l'énergie. Il est intéressant de comparer les deux échantillons que nous venons d'étudier tant au niveau de la densité d'état d'interface qu'au niveau de la section efficace de capture (fig. 4.21a et 4.21b). On note que le traitement *chauffage + plasma LD* réduit d'environ un facteur deux le minimum de la densité d'état et légèrement la section efficace de capture par rapport au traitement comprenant un *plasma HD*. Les états d'interface sont, non seulement moins nombreux, mais également moins rapides. Le chauffage seul

Nous avons essayé ce type de traitement qui présente l'inconvénient de ne pas éliminer totalement l'oxyde natif en surface et donc l'impossibilité de fabriquer une interface meilleure que celle déjà existante.

Les mesures  $C(V)$  et  $G(V)$  à 1MHz effectuées sur cet échantillon sont reportées dans la figure 4.22. Si la modulation de capacité semble assez bonne, la conductance due aux états d'interface est importante. La figure 4.23 représente les conductances normalisées des trois échantillons que nous venons d'analyser. On remarque que le traitement *chauffage + plasma LD* donne la conductance minimale et qu'un chauffage simple dégrade moins fortement les propriétés électroniques de l'interface que le traitement comprenant un *plasma HD*. L'hystérésis semble être minimisée par le traitement *plasma LD*. Le chauffage qui n'a pas désoxydé complètement la surface produit l'hystérésis la plus élevée ( $> 1V$  avec une vitesse de rampe de  $165\text{mV/s}$  entre  $-10V$  et  $+10V$ ). Néanmoins le traitement *plasma HD* qui paraît avoir totalement désoxydé la surface produit une hystérésis du même ordre de grandeur ce qui semble indiquer que l'oxyde natif n'est pas le seul responsable de la génération des états lents. L'interface créée par le dépôt de  $\text{Si}_3\text{N}_4$  après un *plasma HD* paraît avoir des propriétés voisines de celle formée par l'oxyde natif du point de vue de l'existence d'états lents. Nous examinerons plus en détail ce fait lors de l'étude de la dérive des transistors.

Nous n'avons pas effectué de mesures de transitoires sur cet échantillon qui représente en fait un traitement "incomplet". Nous avons préféré poursuivre nos travaux sur le traitement donnant les meilleurs résultats (*plasma LD*).



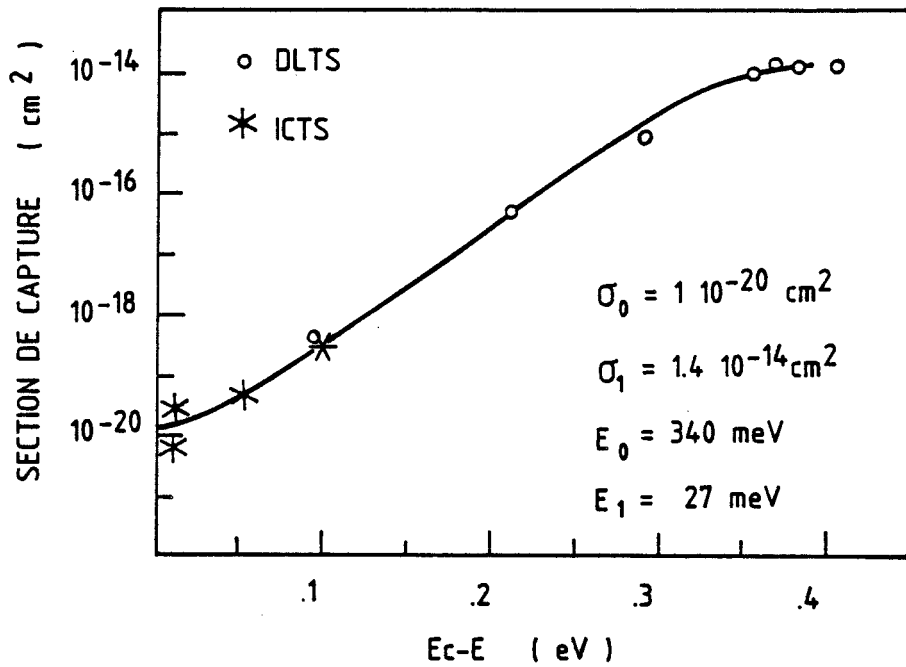


Figure 4-19. Evolution de la section efficace de capture en fonction de la position énergétique: récapitulatif des déterminations par DLTS et ICTS sur l'échantillon ayant subi un *plasma LD*.  
 Paramètres de la courbes en trait plein  $\sigma_0 = 1.10^{-20} \text{ cm}^2$ ,  $\sigma_1 = 1.4.10^{-14} \text{ cm}^2$ ,  $E_0 = 340 \text{ meV}$ ,  $E_1 = 27 \text{ meV}$

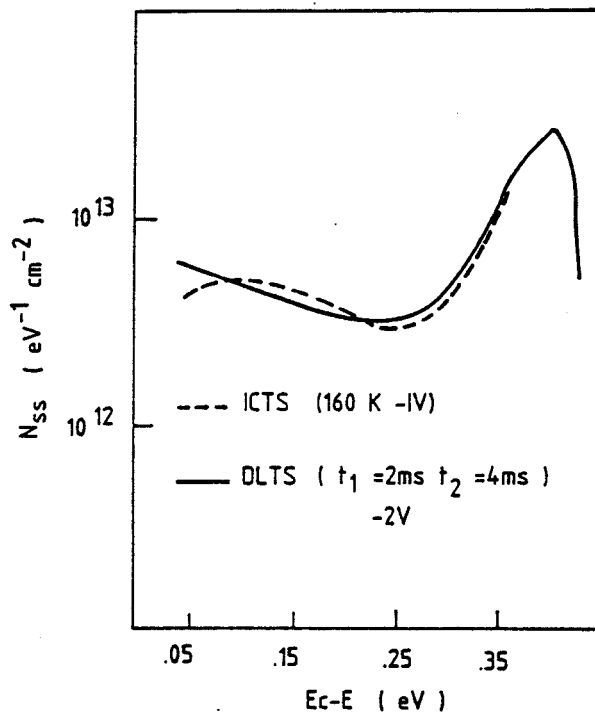


Figure 4-20. Détermination de la densité d'états d'interface: Calcul de la densité d'états d'interface avec corrections de variation de section efficace de capture déterminées à partir de la loi de variation en trait plein de la figure précédente.

DLTS,  $V_g = -2V$   $t_1 = 2 \text{ ms}$   $t_2/t_1 = 2$   
 ICTS,  $V_g = -1V$   $160 \text{ K}$   $r = 2^{1/3}$

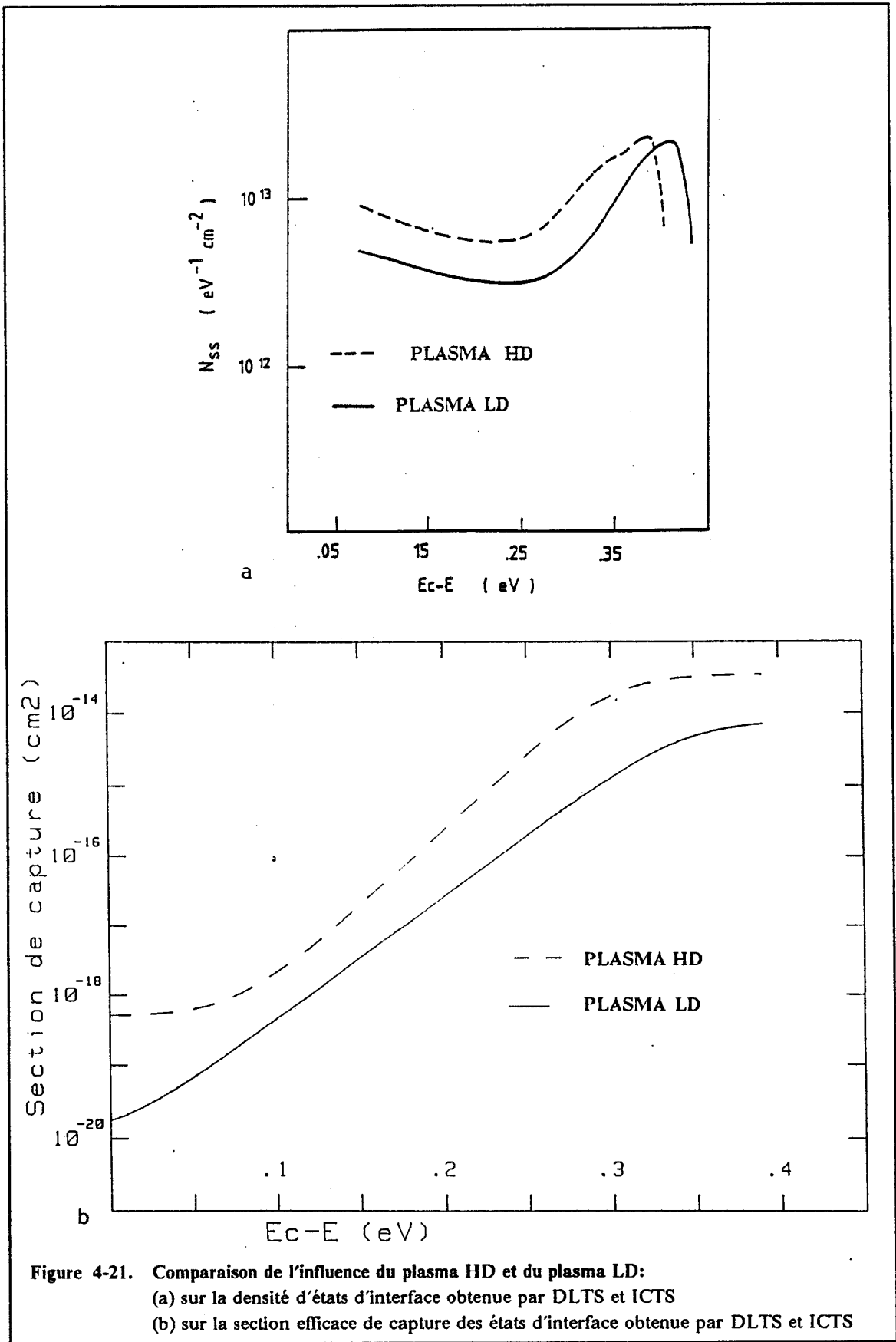


Figure 4-21. Comparaison de l'influence du plasma HD et du plasma LD:  
 (a) sur la densité d'états d'interface obtenue par DLTS et ICTS  
 (b) sur la section efficace de capture des états d'interface obtenue par DLTS et ICTS

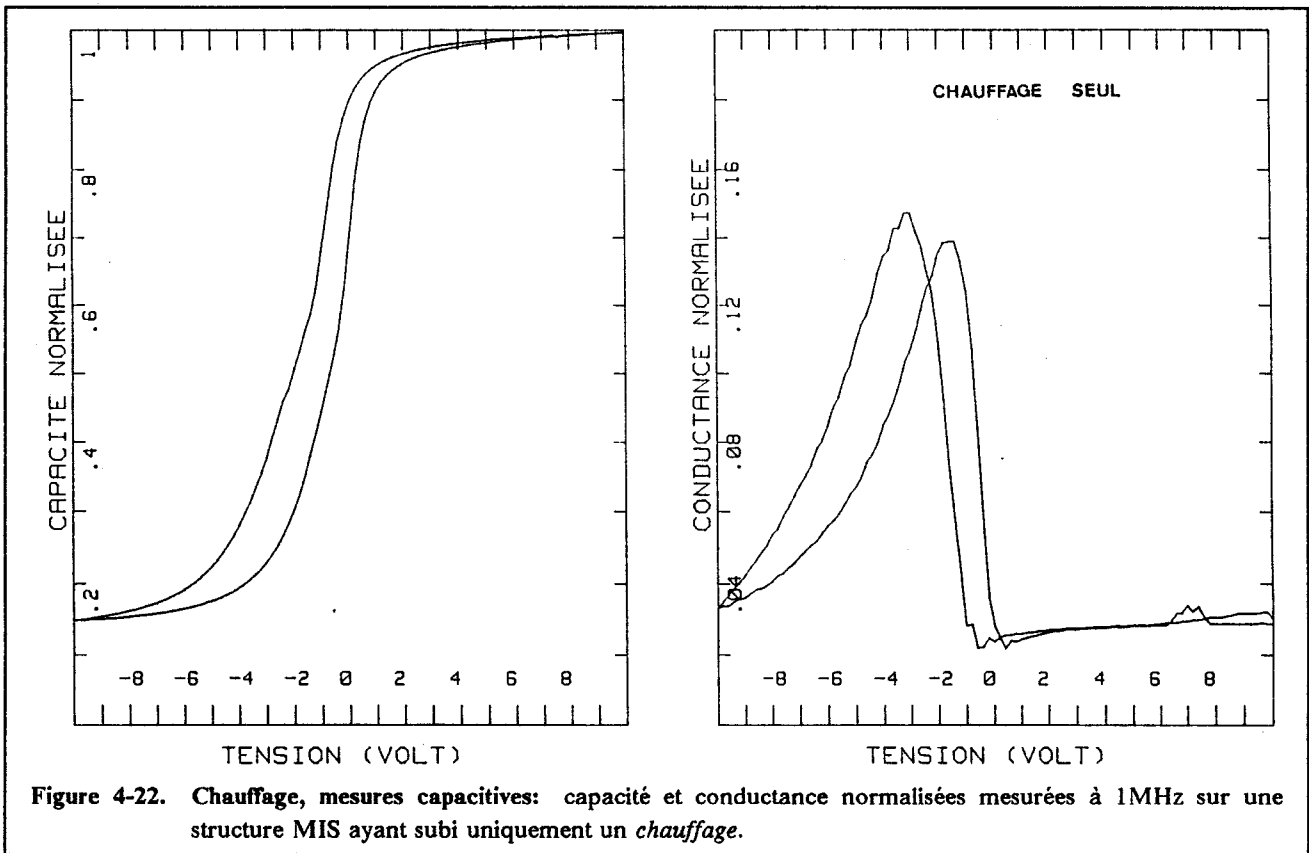


Figure 4-22. Chauffage, mesures capacitives: capacité et conductance normalisées mesurées à 1MHz sur une structure MIS ayant subi uniquement un *chauffage*.

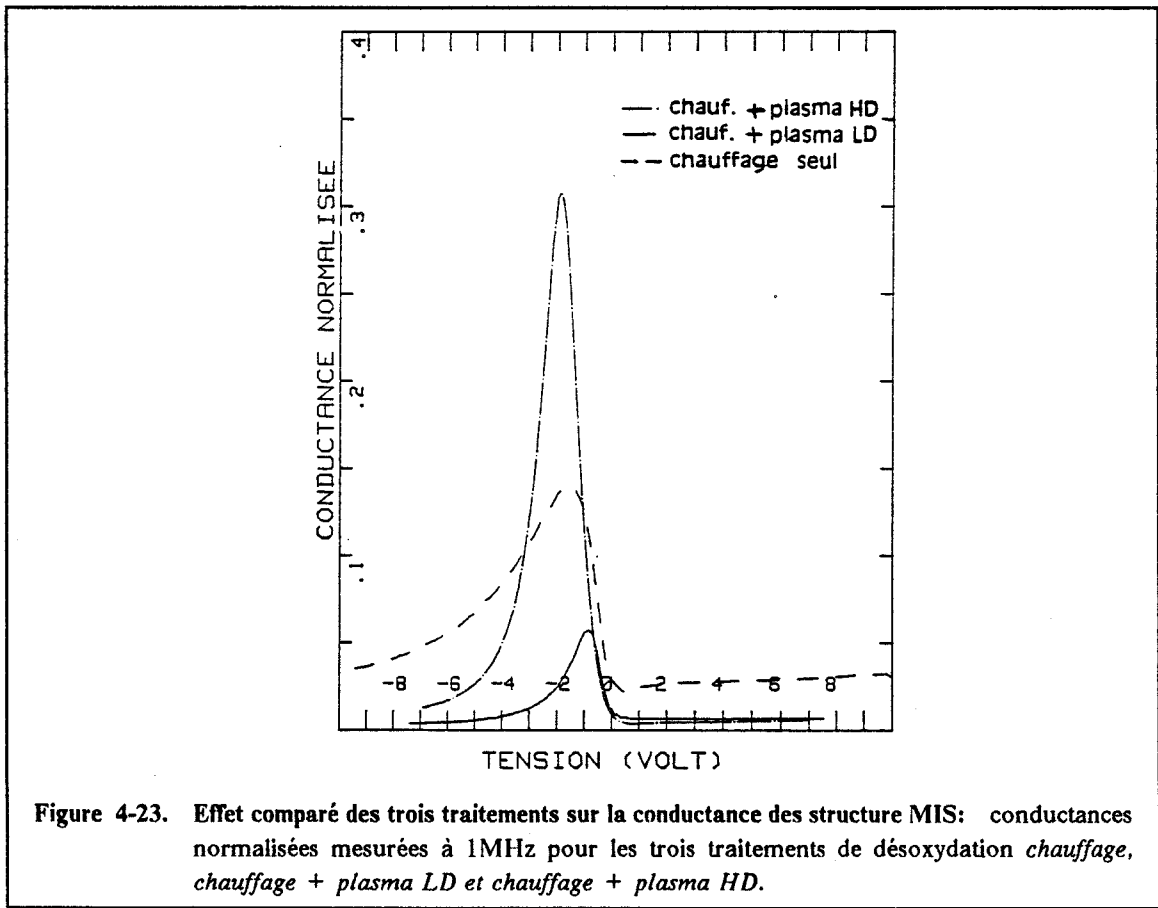
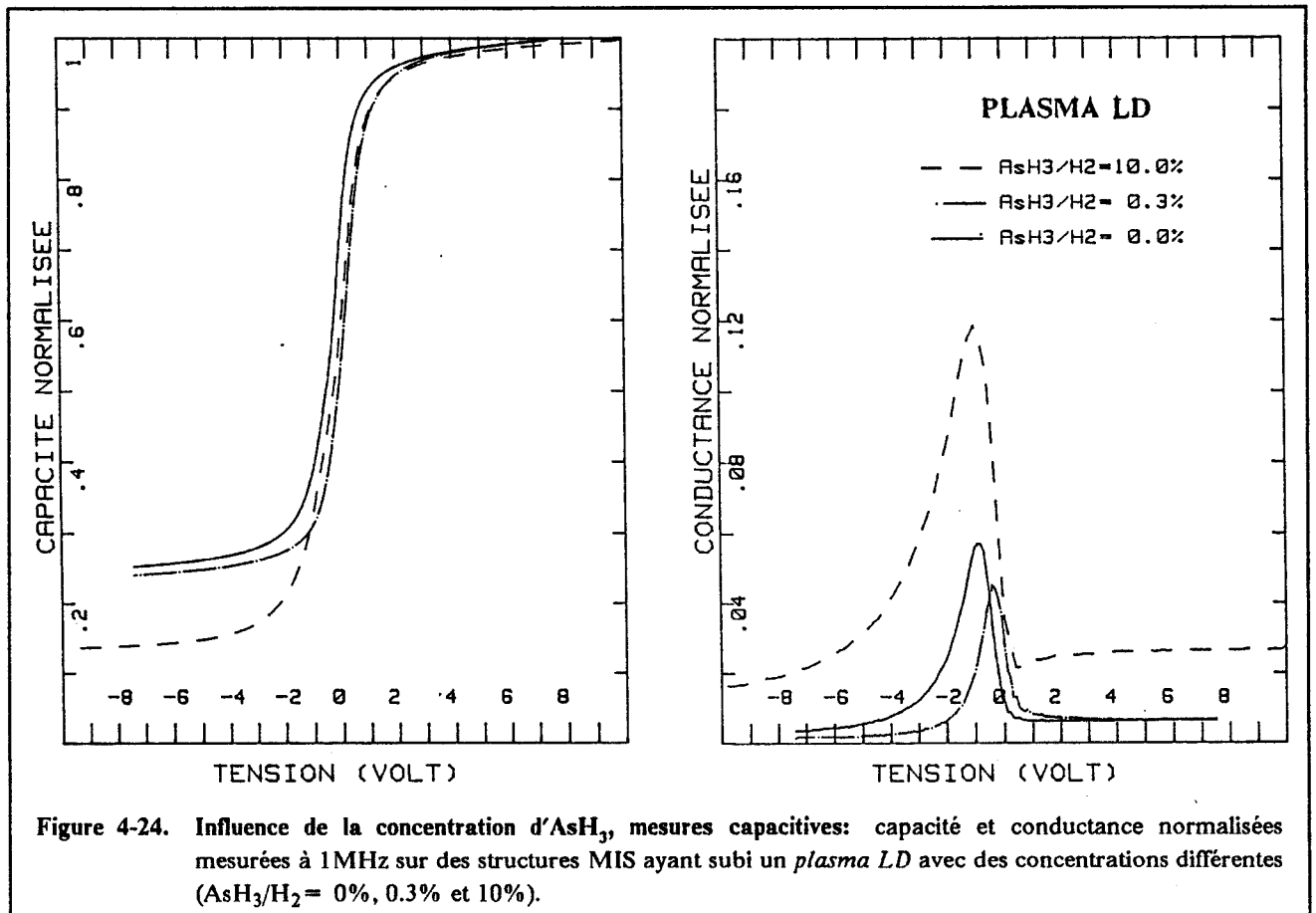


Figure 4-23. Effet comparé des trois traitements sur la conductance des structure MIS: conductances normalisées mesurées à 1MHz pour les trois traitements de désoxydation *chauffage*, *chauffage + plasma LD* et *chauffage + plasma HD*.

### Concentration en $AsH_3$

La volatilité de l'élément V étant souvent incriminée dans la génération de défauts de structure à la surface des composés III-V, nous avons voulu observer l'efficacité des traitements comprenant une pression partielle d'arsine pendant la désoxydation. Deux concentrations d'arsine (0.3% et 10%) ont été utilisées durant le traitement *chauffage + plasma LD*, l'échantillon traité avec l'hydrogène pur servant de référence.

La figure 4.24 montre les mesures capacitives effectuées sur ces trois échantillons. Il n'apparaît pas de différence notable entre ces trois échantillons même si celui traité avec 0.3% d' $AsH_3$  présente une conductance légèrement plus faible. Nous avons également effectué ces mesures à différentes fréquences pour étudier un peu plus précisément la réponse en fréquence des états d'interface (fig. 4.25). Encore une fois, il est difficile de déterminer à partir des courbes  $G_p/\omega$  quelle est la proportion d'arsine optimale. Il semble en réalité que les températures relativement basses utilisées pour ces traitements ne nécessitent pas de pression partielle d'arsine au cours de la désoxydation. La concentration d'arsine est un paramètre beaucoup moins déterminant que le type de plasma utilisé.



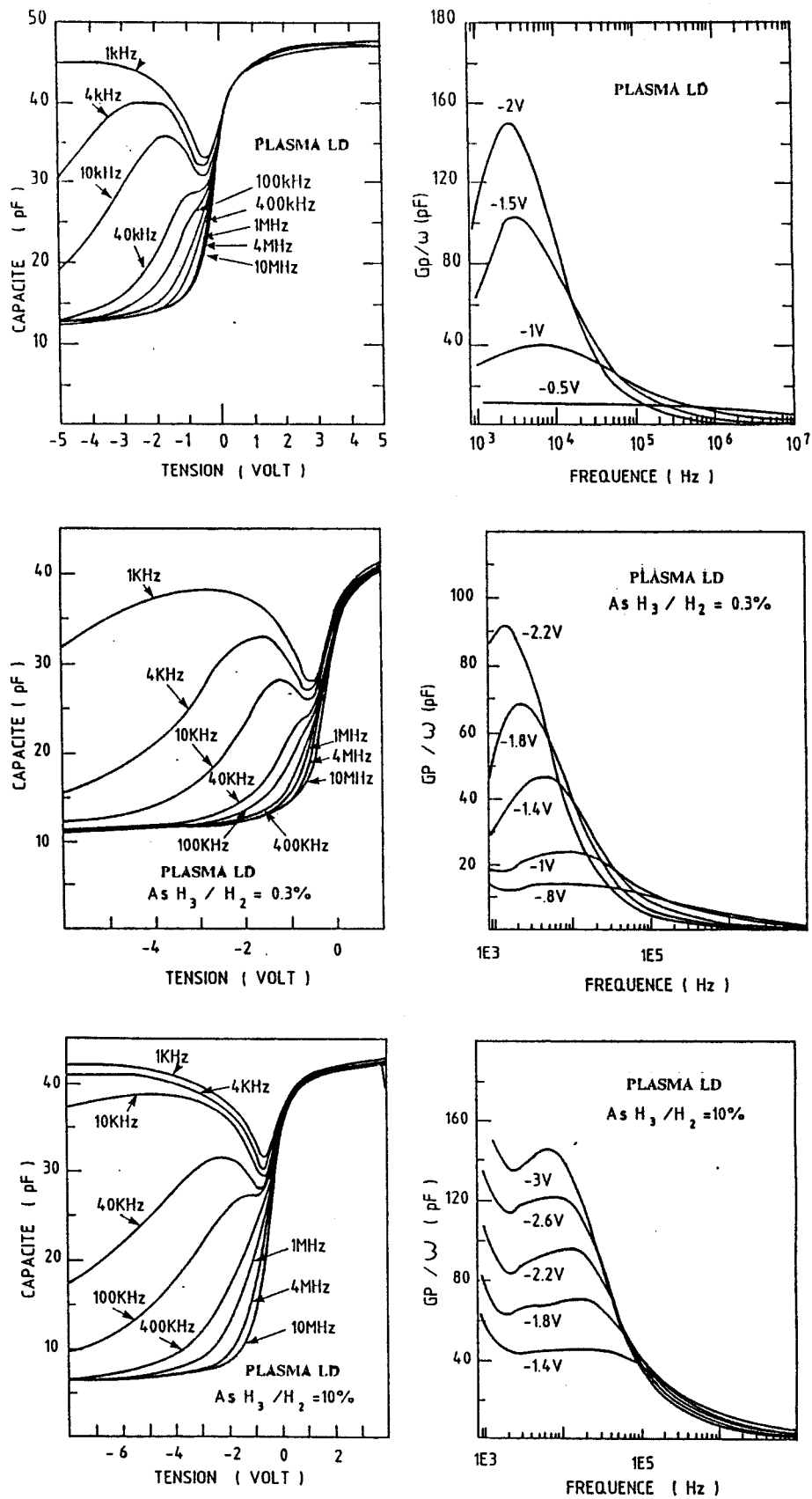


Figure 4-25. Influence de la concentration d' $AsH_3$ , mesures en fréquence: capacité et  $G_p/\omega$  mesurés à différentes fréquences sur des structures MIS ayant subi un *plasma LD* avec des concentrations différentes ( $AsH_3/H_2 = 0\%$ ,  $0.3\%$  et  $10\%$ ).

### 4.3.1.2 Evolution de la section efficace de capture

#### Introduction

Au cours des mesures que nous avons effectuées sur les différents échantillons nous avons pu noter que la section efficace de capture est calculée dans des gammes de températures très différentes suivant l'énergie observée. En DLTS, les sections efficaces de capture sont généralement calculées dans la gamme de 220 à 280 K environ alors qu'en ICTS les déterminations sont faites à partir de mesures dans la gamme de 110 K à 160 K. De plus, on observe que les mesures par ICTS correspondent à des énergies proches de la bande de conduction et les mesures par DLTS fournissent des valeurs pour des énergies plus près du milieu du gap. Il est possible que la variation de la section efficace de capture d'environ cinq décades observée entre le milieu du gap et la bande de conduction soit due à une activation thermique de la section efficace de capture. Pour une variation de la forme:

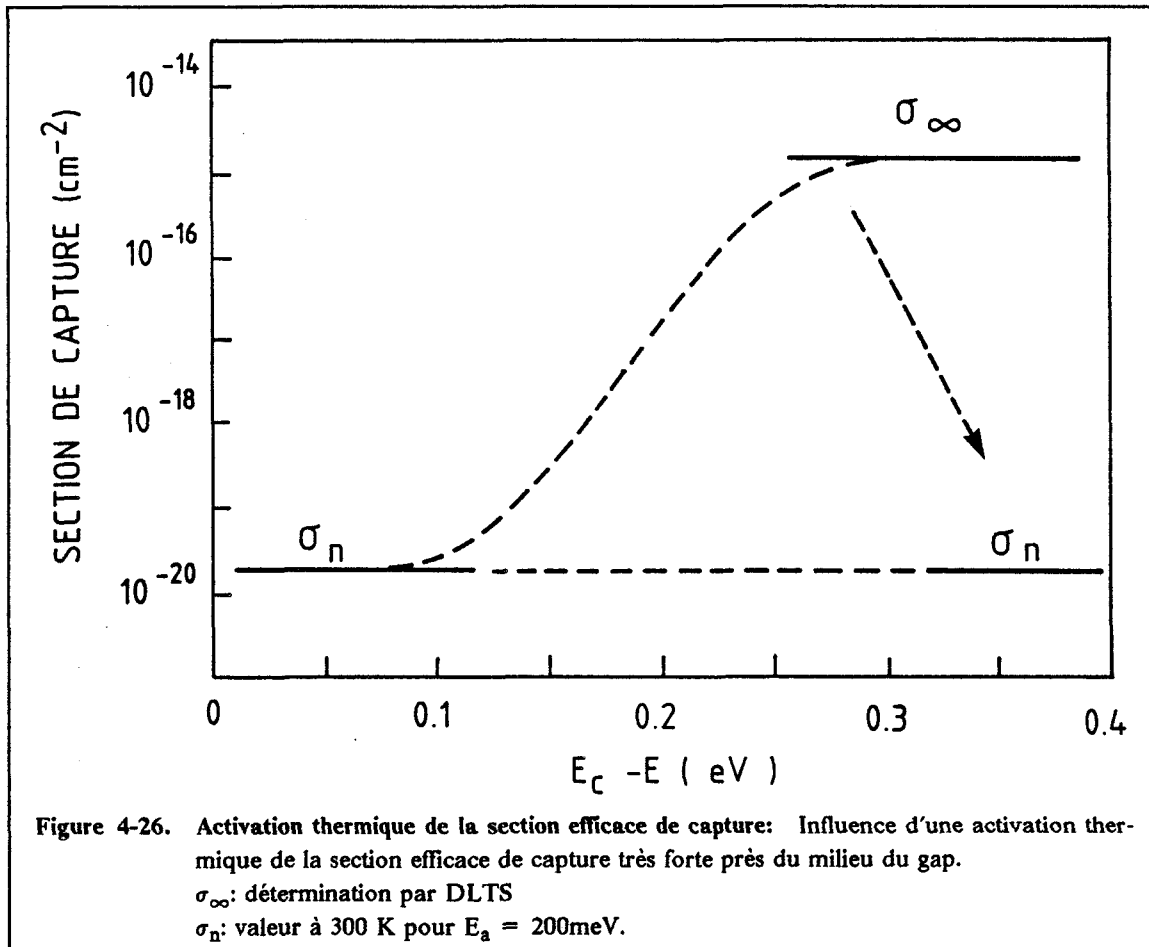
$$\sigma_n(E) = \sigma_{\infty}(E) \exp \frac{-E_a}{kT}$$

la progression de cinq décades observée expérimentalement entre les mesures à basses températures et celles effectuées dans la gamme de 220 K à 280 K permet d'estimer l'énergie d'activation nécessaire. Ainsi, entre 110 K et 280 K la variation du terme  $\exp(-E_a/kT)$  vaut  $10^5$  si  $E_a$  est de l'ordre de 180meV et entre 130 K et 260 K on trouve, pour la même variation, une énergie d'activation d'environ 260meV. Il faut donc considérer une énergie d'activation minimum d'environ 200meV pour prendre en compte la variation de section efficace de capture entre le milieu du gap et la bande conduction.

Si l'on regarde plus en détail l'effet d'une activation thermique de la section efficace de capture, on s'aperçoit que le traitement Arrhenius des maxima fournit en fait les valeurs de:

$$E_C - (E_T - E_a) \quad \text{et} \quad \sigma_{\infty}(E)$$

Ce qui signifie que l'on sous-estime la position énergétique et que l'on sur-estime la section efficace de capture. Il est effectivement possible que la position énergétique soit modifiée par l'activation thermique mais il reste cependant une variation énergétique de  $\sigma_{\infty}$  sur cinq décades. Si l'on prend en compte les températures auxquelles sont déterminées les sections efficaces de capture on trouve des valeurs apparentes - gouvernant la cinétique d'occupation aux températures considérées - d'environ  $\sigma_{\infty}(E) \times 10^{-4}$  à 260 K près du milieu du gap et  $\sigma_{\infty}(E) \times 10^{-10}$  à 110 K près de la bande de conduction pour une énergie d'activation de 200meV ce qui accentue encore la variation énergétique de  $\sigma_{\infty}(E)$  observée. Ceci suggère que soit l'activation thermique est faible et l'on a effectivement une variation énergétique, soit l'activation thermique est différente suivant la position dans le gap et que l'énergie d'activation est beaucoup plus élevée vers le milieu du gap que près de la bande de conduction. Dans ce cas la variation de cinq décades peut s'expliquer par la surestimation due à la mesure de  $\sigma_{\infty}(E)$  (fig 4.26).



Néanmoins une énergie d'activation thermique minimale de l'ordre de 200meV serait donc nécessaire pour interpréter les variations de section efficace de capture observées par DLTS et ICTS. Nous verrons avec les mesures de conductance à différentes températures si cette hypothèse peut être retenue.

### Mesures de Conductance

Il nous a paru intéressant de confirmer les résultats obtenus sur les échantillons traités avec les deux types de plasma par des mesures de conductance. En effet l'analyse développée dans le chapitre 2 permet de prendre en compte une éventuelle variation de section efficace de capture avec l'énergie. D'autre part le banc de mesure utilisé permet également d'effectuer des mesures à différentes températures pour détecter une variation de section efficace de capture avec la température. Les mesures étant faites dans une gamme de températures différente de celle utilisée en DLTS, le dopage est calculé ici à partir des mesures de  $C_{\min}$  et  $C_{\max}$  à 1MHz et à température ambiante (chap. 2). Nous avons pris pour les deux échantillons  $N_D = 10^{16}\text{cm}^{-3}$ .

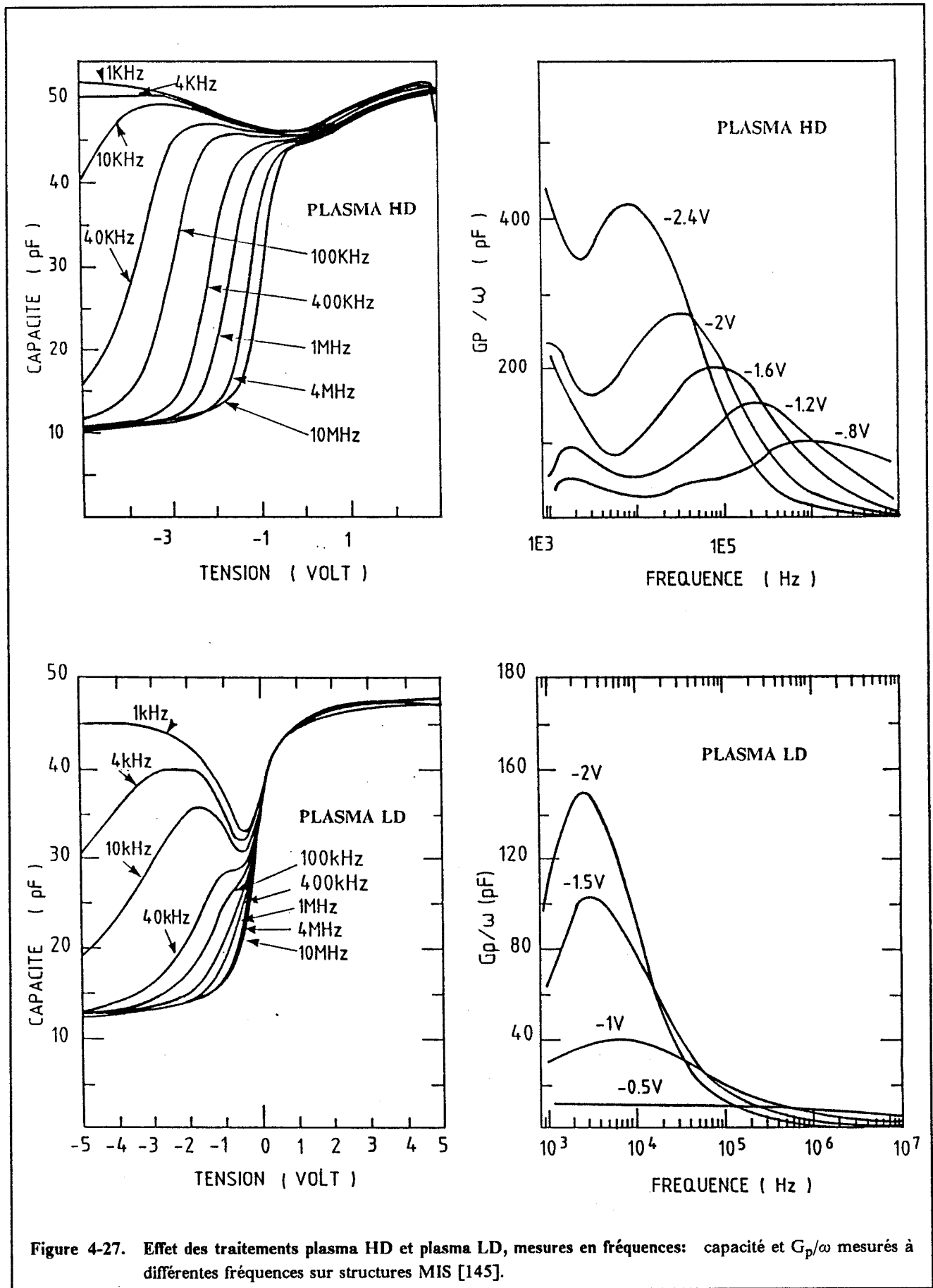


Figure 4-27. Effet des traitements plasma HD et plasma LD, mesures en fréquences: capacité et  $G_p/\omega$  mesurés à différentes fréquences sur structures MIS [145].



Pour les deux échantillons les mesures en fréquence à température ambiante sont représentées dans la figure 4.27. On remarque nettement la différence d'amplitude des courbes  $G_p/\omega$  ainsi que des constantes de temps supérieures de plus d'une décade pour le traitement *plasma HD* ce qui est cohérent avec les différences observées en DLTS et ICTS pour les sections efficaces de capture. L'extraction des paramètres étant basée sur une méthode de fit par moindres carrés, il est préférable que l'ajustement se fasse sur un nombre élevé de fréquences. Nous avons donc utilisé des mesures à tension constante sur 82 fréquences de 10MHz à 500Hz qui permettent de réduire le temps de l'expérience. Pour chaque tension on ajuste les valeurs expérimentales avec les deux expressions théoriques possibles suivant la procédure décrite dans le chapitre 2. Dans la plupart des cas l'expression prenant en compte la variation de section efficace de capture donne les meilleurs accords expérience-théorie (fig. 4.28). Néanmoins vers les basses fréquences ( $< 1\text{KHz}$ ) les courbes expérimentales s'écartent régulièrement des courbes théoriques. Ceci est principalement dû à la procédure expérimentale. La tension est maintenue constante de la première mesure à 10MHz à la dernière à 500Hz. Des phénomènes de dérive dus aux états lents peuvent donc apparaître pendant le déroulement de la mesure (2 minutes). De plus les constantes de temps observées (quelques ms) sont compatibles avec ce type de phénomène. Enfin, la sensibilité de l'analyseur d'impédance diminue fortement pour les fréquences inférieures à 1KHz.

La figure 4.29 montre, pour une tension donnée, les meilleurs ajustements obtenus sur les courbes  $G_p/\omega$  et  $C_p$  avec les deux expressions théoriques. L'ajustement avec le modèle à section efficace de capture variable ( $\gamma=0.5$ ) est réalisé avec une variance de fluctuation de potentiel de surface de 0.67, cette valeur est légèrement inférieure à celles observé par H. DEULING et ses collaborateurs sur l'interface Si/SiO<sub>2</sub> [113]. Dans le cas du modèle à section efficace de capture constante, des fluctuations de potentiel pratiquement nulles ( $\sigma_g=0.03$ ) produisent tout de même un pic  $G_p/\omega$  plus large que les mesures expérimentales. Il est donc nécessaire d'utiliser le modèle tenant compte des variations de section efficace de capture pour obtenir un bon ajustement des courbes expérimentales et théoriques.

Pour l'échantillon ayant subit un *plasma HD* nous avons reporté les résultats obtenus pour les meilleurs "fit" dans la figure 4.30. Les résultats utilisant l'expression analytique tenant compte d'une variation de section efficace de capture sont plus proches de ceux obtenus par DLTS et ICTS. Les modélisations avec une section de capture constante donnent en général une énergie plus élevée lorsque celle ci se rapproche du milieu du gap. Ceci correspond à une polarisation en inversion et la détermination du potentiel de surface à partir de la capacité du semiconducteur devient très imprécise ou même fausse.

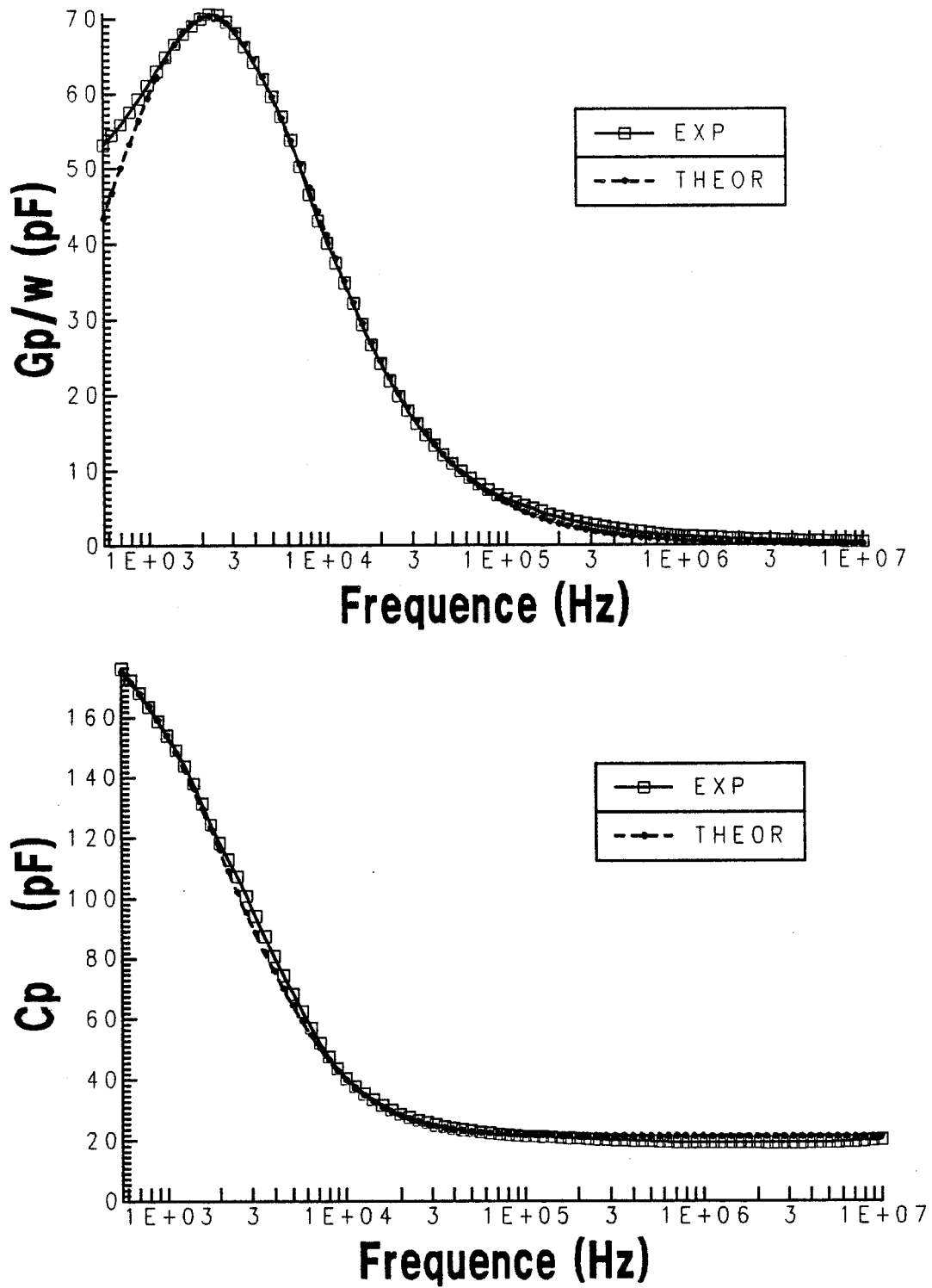


Figure 4-28. Fit des courbes  $C_p$  et  $G_p/\omega$ : les courbes théoriques correspondent au modèle prenant en compte la variation énergétique de la section efficace de capture.  
 Meilleur ajustement obtenu avec:  $N_{ss} = 1.8 \cdot 10^{12} \text{ eV}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ ,  $\tau = 1.85 \cdot 10^{-4} \text{ s}$ ,  $\sigma_g = 0.67$ ,  $E_C - E = 0.26 \text{ eV}$ ,  
 $N_D = 1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ,  $\sigma_n = 2.4 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^2$ .

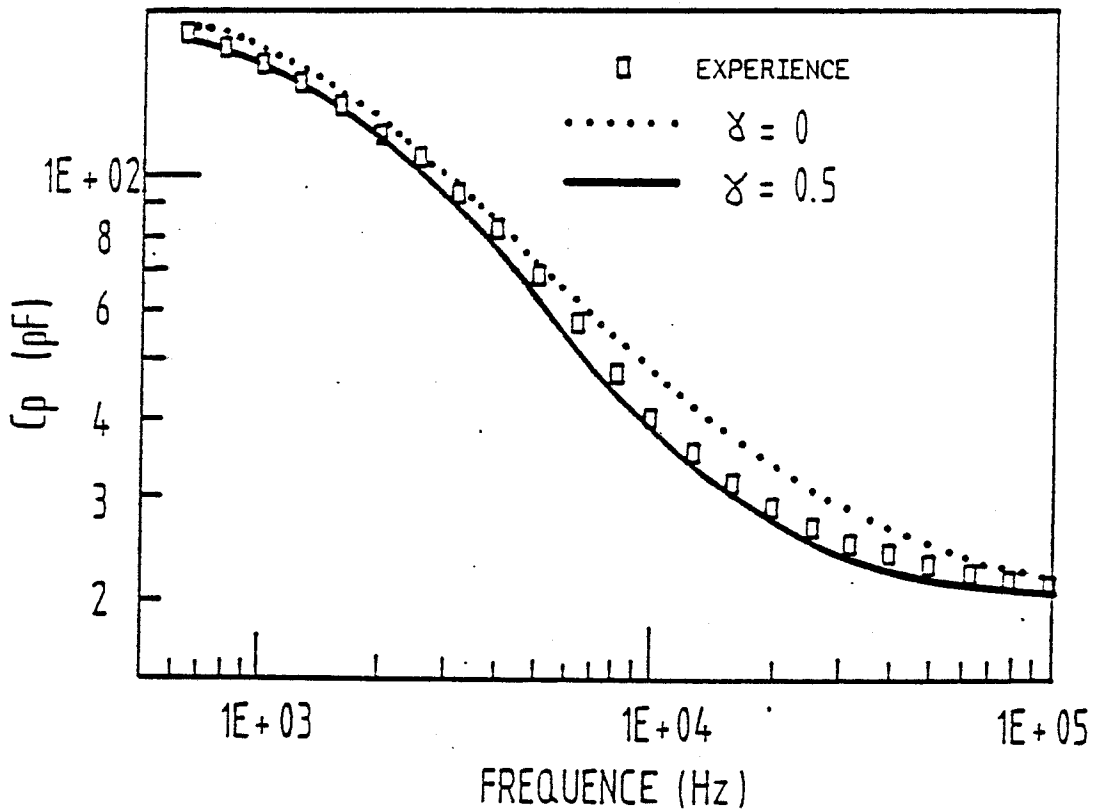
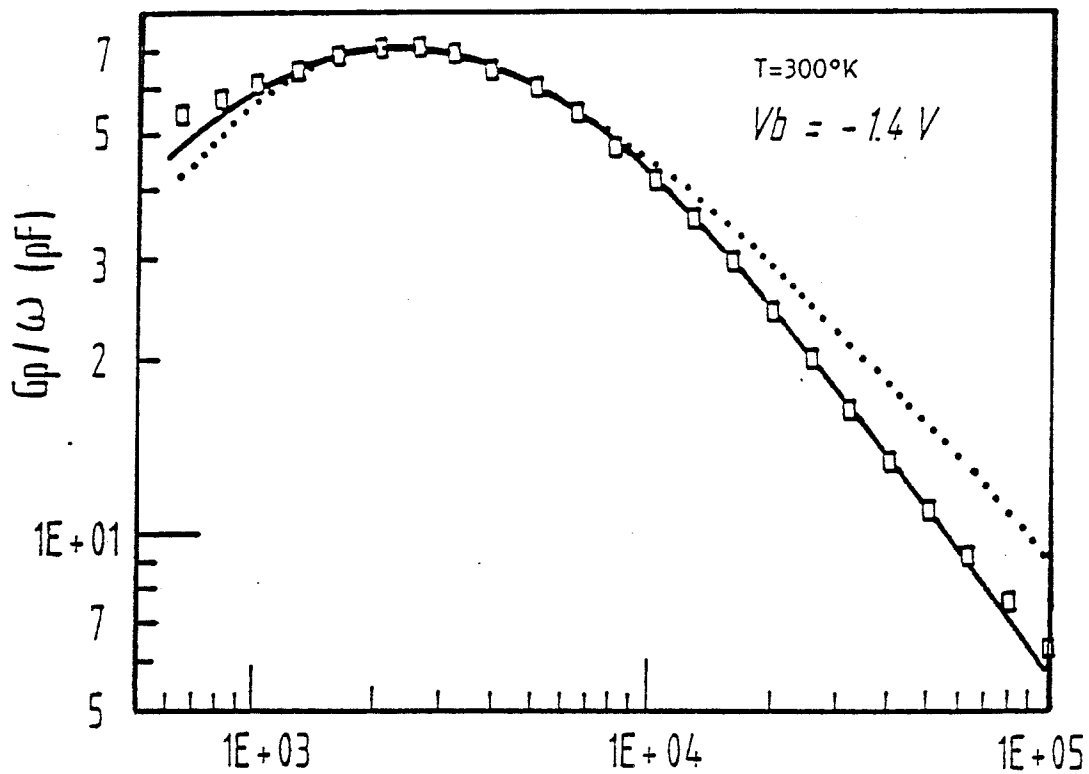


Figure 4-29. Fit des courbes  $C_p$  et  $G_p/\omega$  à l'aide des deux modèles théoriques: Ajustements des courbes expérimentales avec le modèle prenant en compte la variation énergétique de la section efficace de capture ( $\gamma = 0.5$ ) et avec le modèle prenant en compte une section efficace de capture constante ( $\gamma = 0$ ).

Sur la figure 4.31 illustrant les mesures faites sur l'échantillon ayant subi un traitement *plasma LD*, nous avons reporté les résultats des mesures faites à différentes températures. Pour plus de clarté, seuls les points prenant en compte la variation de section efficace de capture ont été retenus sur cette figure. Une fois encore, l'accord DLTS-ICTS/Conductance est remarquable. La procédure d'ajustement utilisée a permis de tenir compte des variations du niveau de Fermi avec la température et d'obtenir une détermination correcte du potentiel de surface pour chaque température. Sur la courbe représentant la section efficace de capture on note également le bon accord entre la loi de variation déterminée par DLTS-ICTS et les mesures de conductance. Si l'on considère simplement les mesures de conductance à différentes températures, il est impossible de détecter une activation thermique étant donné la faible précision des mesures. Par contre la comparaison avec les mesures de DLTS et ICTS permet d'aller un peu plus loin dans l'interprétation. En effet nous avons vu que la variation de cinq décades nécessite, pour être liée à une variation en fonction de la température, une énergie d'activation de l'ordre de 200meV. Or, à une énergie donnée, nous pouvons comparer les valeurs de la section efficace de capture déterminée par DLTS aux alentours de 250°K et celles déterminée en conductance à 390°K. La figure 4.31 montre simplement un rapport 3 entre ces déterminations ce qui correspond à une énergie d'activation de l'ordre de 70meV. (Une énergie  $E_a$  de 200meV donnerait, dans les mêmes conditions, un rapport 20). Entre 110 K et 280 K, cette énergie d'activation provoque une variation de la section efficace de capture de deux décades ce qui est bien insuffisant pour traduire la variation de plus de cinq décades observée en DLTS et ICTS.

De la même façon, si l'on considère l'hypothèse d'une activation thermique plus importante près du milieu du gap et une détermination de  $\sigma_\infty$  à l'aide des mesures DLTS et ICTS, la section efficace de capture apparente mesurée en conductance à température ambiante devrait être inférieure d'un facteur 1000 par rapport à  $\sigma_\infty$  pour  $E_a = 200\text{meV}$  ce qui n'est absolument pas le cas. Si l'on admet une erreur d'un facteur 10 sur la détermination par conductance (ce qui représente un cas très défavorable) on peut calculer une énergie d'activation de l'ordre de 60meV ce qui est encore une fois très insuffisant pour expliquer la variation en fonction de l'énergie.

Par conséquent, si les mesures de conductance à différentes températures ne permettent pas de déterminer avec certitude si la section efficace de capture est activée thermiquement, la comparaison de ces mesures avec les mesures de DLTS et d'ICTS permettent d'affirmer que, si elle existe, celle-ci n'est pas suffisante pour expliquer la variation énergétique observée. Les limitations des mesures de conductance sont dues essentiellement au fait que la gamme de température est trop élevée pour avoir une bonne sensibilité dans la mesure d'énergie d'activation. Malheureusement les mesures de conductance à basse température sont plus difficiles à réaliser avec notre banc de mesure puisque la température doit pouvoir être régulée pendant le temps de mesure. D'autre part l'abaissement de la température produit une augmentation des constantes de temps et donc un abaissement des fréquences des maxima ce qui est incompatible avec la sensibilité de notre appareillage qui diminue fortement en basse fréquence (< 1KHz).

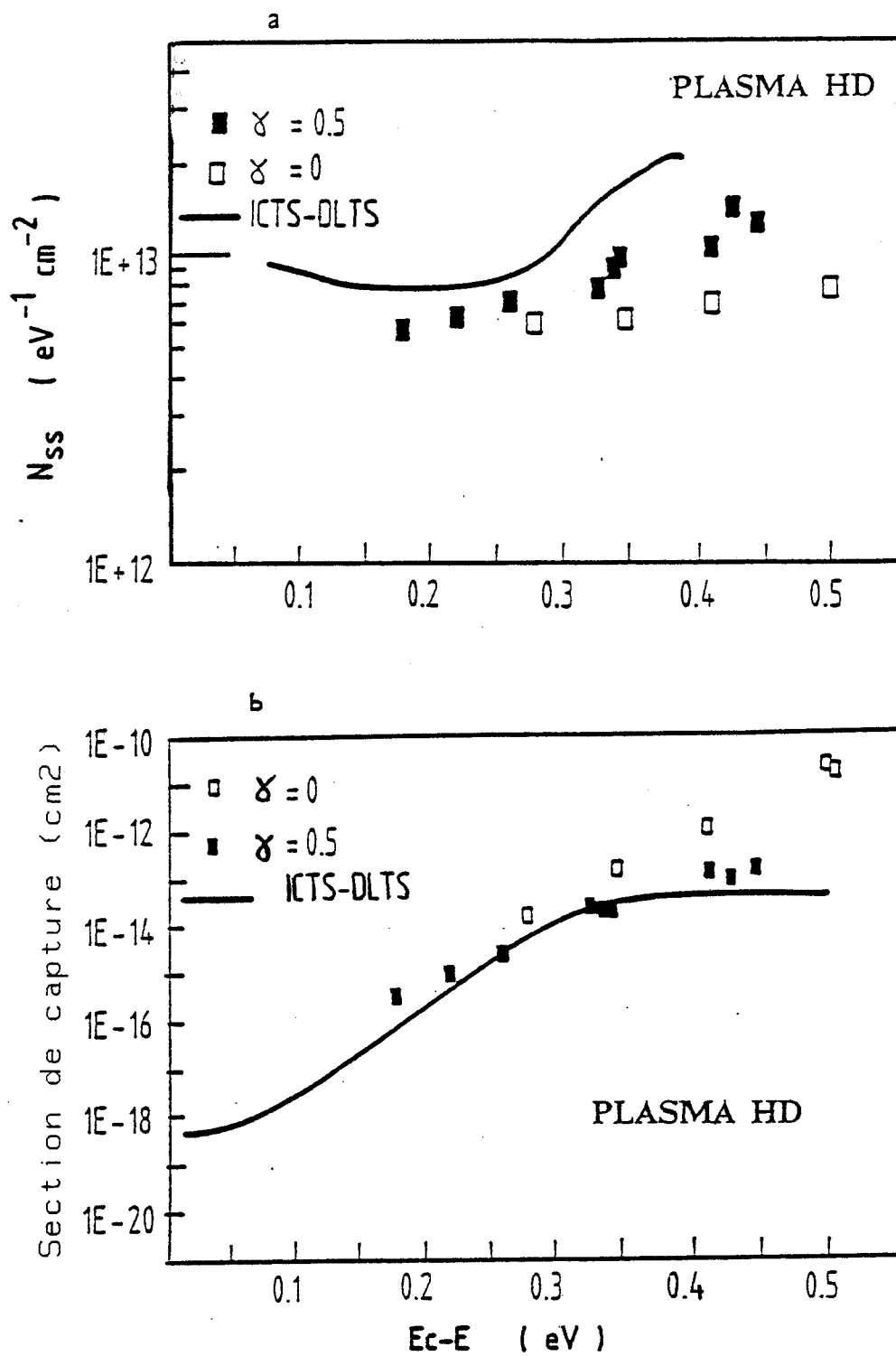
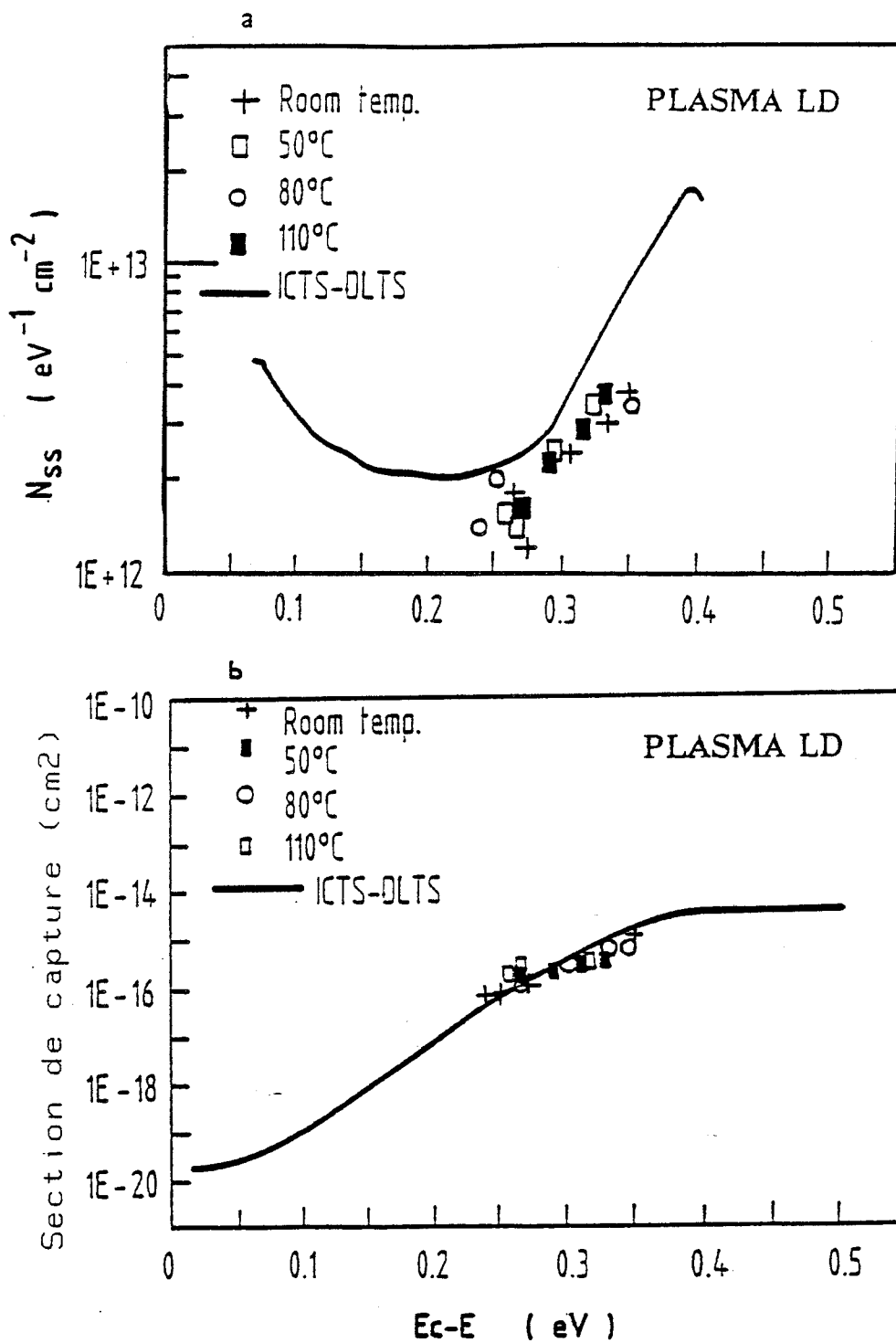


Figure 4-30. Comparaison des mesures DLTS-ICTS et conductance (plasma HD): résultats obtenus par ajustement des courbes de conductance à l'aide des deux modèles théoriques  
 (a) densité d'états d'interface  
 (b) section efficace de capture.

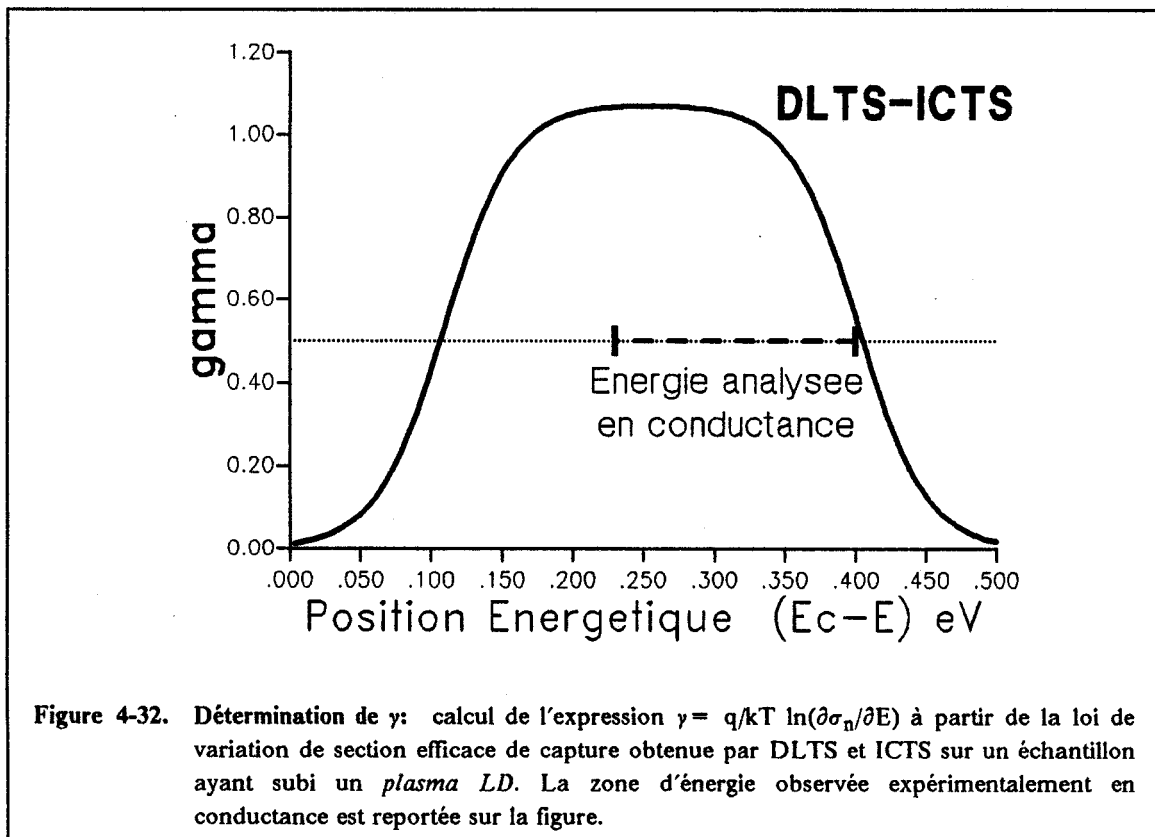


**Figure 4-31. Comparaison des mesures DLTS-ICTS et conductance (plasma LD): résultats obtenus par ajustement des courbes de conductance à différentes températures à l'aide du modèle théorique prenant en compte la variation énergétique de la section efficace de capture**  
 (a) densité d'états d'interface  
 (b) section efficace de capture.

Néanmoins ces mesures confirment indirectement l'existence d'une variation énergétique de la section efficace de capture et donc l'utilité d'effectuer les corrections nécessaires pour le calcul de la densité d'état. Mais il est possible que cette variation soit surestimée par la méthode utilisée pour la détermination des sections efficaces de capture dans le cas où une activation thermique existe. Dans ce cas, l'accord entre les deux spectroscopies peut être obtenu avec une loi de variation s'écartant légèrement des valeurs expérimentales.

Au cours des ajustements des mesures expérimentales à l'aide des deux modèles analytiques possibles, nous avons pu constater que les modèles tenant compte de la variation de section efficace de capture donnaient des résultats meilleurs avec des fluctuations de potentiel assez faibles. Néanmoins, lorsque le potentiel de surface correspond à une faible désertion, les courbes expérimentales  $G_p/\omega = f(\omega)$  s'élargissent fortement et les deux modèles donnent alors des résultats très comparables. Le modèle à section efficace de capture variable donne dans ces cas une variance des fluctuations de potentiel beaucoup plus grande (2 à 3 au lieu de .5 à 1). L'élargissement des courbes  $G_p/\omega = f(\omega)$  en désertion est généralement observé [155] mais il est surprenant que le modèle à section constante soit mieux adapté. En réalité, ce phénomène s'explique par le fait que seuls deux modèles sont utilisables et qu'un de ces modèles prend en compte une variation fixée à l'avance de la section efficace de capture définie par:

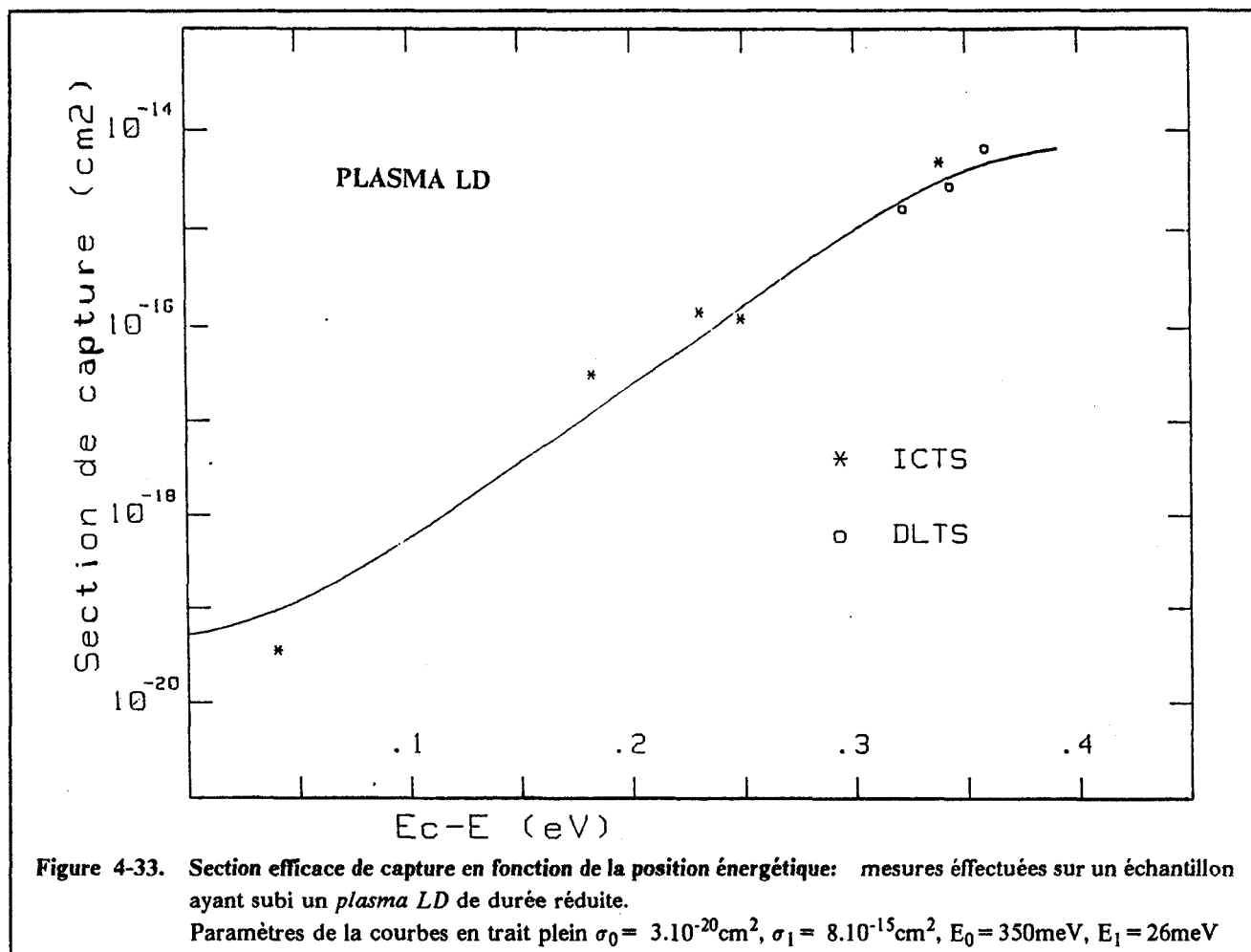
$$\gamma = \frac{q}{kT} \ln\left(\frac{\partial \sigma_n}{\partial \psi}\right) = 0.5$$



On peut montrer que l'effet sur les courbes de conductance est maximal dans ce cas et qu'une valeur de  $\gamma = 1$  produit les mêmes déformations que  $\gamma = 0$  qui correspond à une section efficace de capture constante [113]. Or, nous avons calculé la valeur de l'expression  $\ln(\partial\sigma_n/\partial E)$  à partir des mesures de DLTS et d'ICTS (fig 4.32). On remarque que les énergies observées en conductance correspondent à des valeurs de  $\gamma$  se rapprochant de 1 lorsque l'énergie diminue. Ceci signifie que la variation de section efficace de capture observée en DLTS et en ICTS est très importante et que l'on approche ici des limites de la technique de la conductance qui n'est pas sensible aux très fortes variations de section efficace de capture avec l'énergie.

#### 4.3.1.3 Reproductibilité du traitement

Une qualité importante d'un traitement de passivation est la reproductibilité. En effet, il ne suffit pas d'obtenir de bons résultats, il faut pouvoir les reproduire. Afin de le vérifier nous avons répété le traitement *plasma LD* sur un autre échantillon quatre mois après celui que nous venons d'étudier. Pour vérifier l'influence de la durée du plasma nous avons réduit le temps d'un facteur 2.



Les mesures DLTS ont été réalisées dans les mêmes conditions, de 100 K à 300 K et à -1V, -1.25V et -1.5V tandis que les mesures ICTS ont été faites à 115 K, 130 K, 145 K, 160 K, 175 K et 190 K pour des tensions allant de -1V à 1V. La section



efficace de capture, obtenue de la même façon que pour les autres échantillons, est présentée sur la figure 4.33. Les densités d'état calculées à partir de ces mesures sont données dans les figures 4.34a et 4.34b où l'on note la concordance des résultats obtenus en considérant l'évolution de section efficace de capture représentée en trait plein dans la figure 4.33. Les paramètres définissant cette courbe sont très proches de ceux calculés pour l'échantillon traité quatre mois auparavant (fig. 4.35). Par contre la densité d'état est pratiquement réduite d'un facteur 2 ( fig. 4.36).

Les bonnes propriétés électriques de l'interface produites par ce traitement sont donc confirmées par ces mesures. D'autre part la diminution du temps de traitement a provoqué une amélioration sensible de ces propriétés. Il apparaît donc clairement qu'une désoxydation de la surface peut être bénéfique mais que la surface propre est extrêmement fragile et que l'exposition prolongée à un plasma aussi "doux" soit-il augmente la densité d'état d'interface. Il y a un compromis délicat à trouver entre le moment où la surface est désoxydée et celui où le bombardement de la surface par les électrons et les espèces présentes dans la chambre dégrade la qualité de l'interface.

#### **4.3.1.4 Remarque sur les caractérisations électriques**

L'ensemble des caractérisations électriques effectuées également sur d'autres échantillons fait apparaître pour tous les échantillons une densité d'état présentant un minimum plus ou moins bien marqué autour de 0.2eV de la bande de conduction et surtout, un maximum d'environ  $2 \cdot 10^{13}$  état  $eV^{-1}cm^{-2}$  vers le milieu du gap. La section efficace de capture semble évoluer également de la même façon dans tous les cas avec des valeurs absolues et des pentes variant d'un échantillon à l'autre. La section efficace de capture est toujours plus petite d'un facteur  $10^5$  près de la bande de conduction par rapport aux valeurs du milieu du gap. Il n'est pas facile d'expliquer cette variation mais il est possible que l'on assiste en fait à une variation apparente de la section de capture. La présence d'un niveau important localisé près du milieu du gap et possédant une section efficace de capture très grande peut déformer de façon importante l'intervalle d'ionisation de telle sorte que pour des températures correspondant à une énergie théoriquement analysée par DLTS en deçà de ce niveau, on puisse tout de même détecter la réponse de cet état. Dans ce cas, le calcul de la section efficace de capture serait influencé par ce niveau d'autant plus fortement que sa densité d'état est élevée.

Nous avons eu pour certains échantillons quelques difficultés concernant le calcul de la section efficace de capture pour les énergies correspondant au minimum de la densité d'état. Dans ces cas particuliers le signal DLTS ou ICTS est assez faible et l'élargissement des pics correspondant aux différences de spectres est trop important. Le calcul n'est alors possible que pour les énergies proches de la bande de conduction ou du milieu du gap. Ces observations sont compatibles avec l'hypothèse précédente mais ne suffisent absolument pas à la confirmer. D'autre part, les mesures de conductance n'ont pas permis de conclure à une indépendance stricte de la section efficace de capture avec la température et il est possible qu'une activation thermique de la section efficace de capture amplifie la variation en fonction de l'énergie.

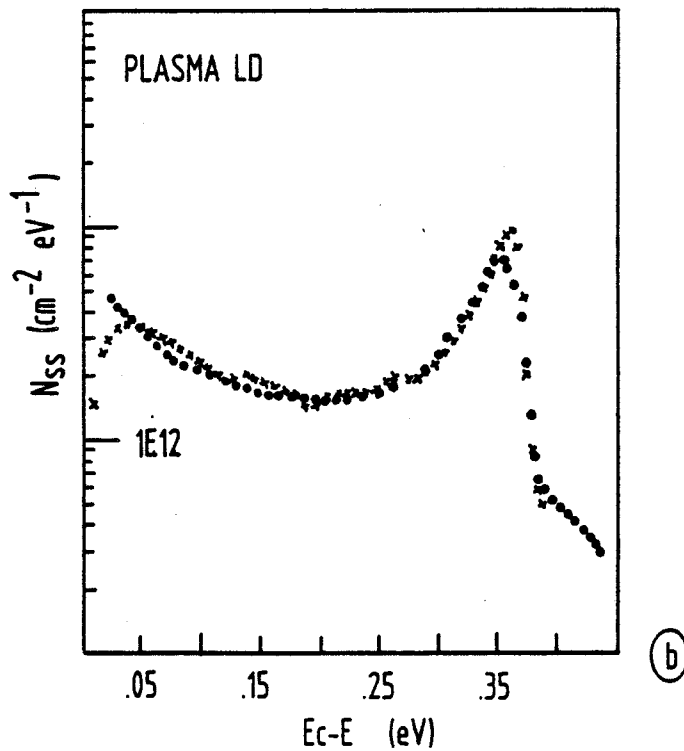
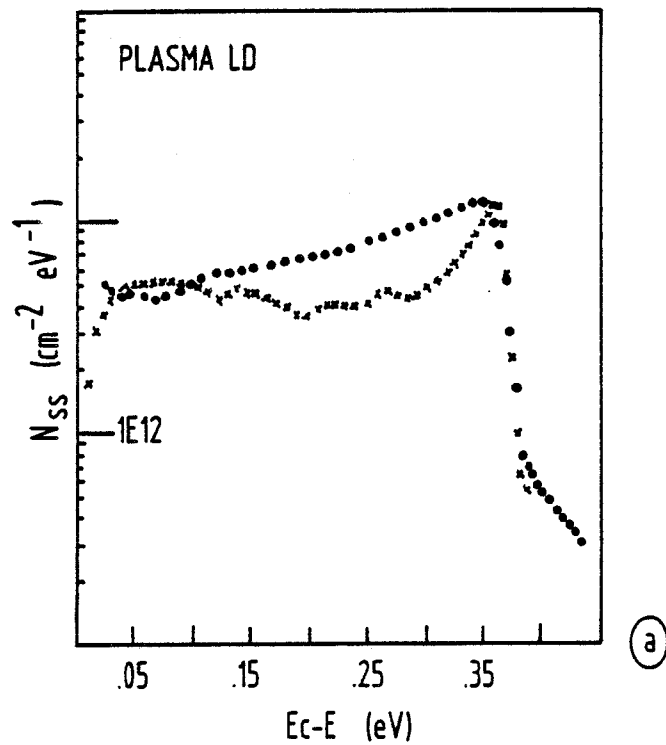


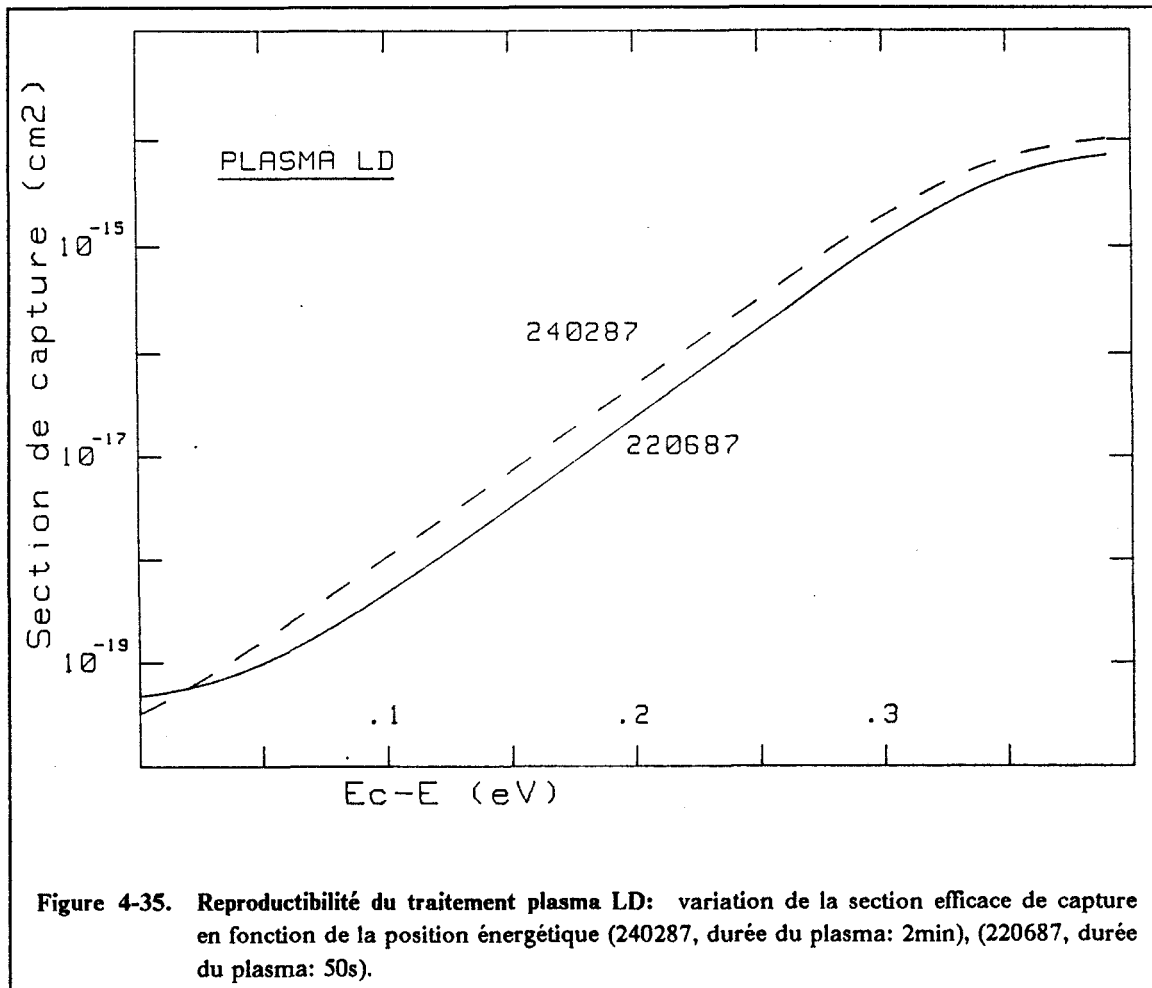
Figure 4-34. Détermination de la densité d'états d'interface: échantillon ayant subi un *plasma LD* de durée réduite

(a) Calcul de la densité d'états d'interface sans corrections de variation de section efficace de capture dans l'intervalle d'ionisation.

(b) Calcul de la densité d'états d'interface avec corrections de variation de section efficace de capture déterminées à partir de la loi de variation en trait plein de la figure 4.33.

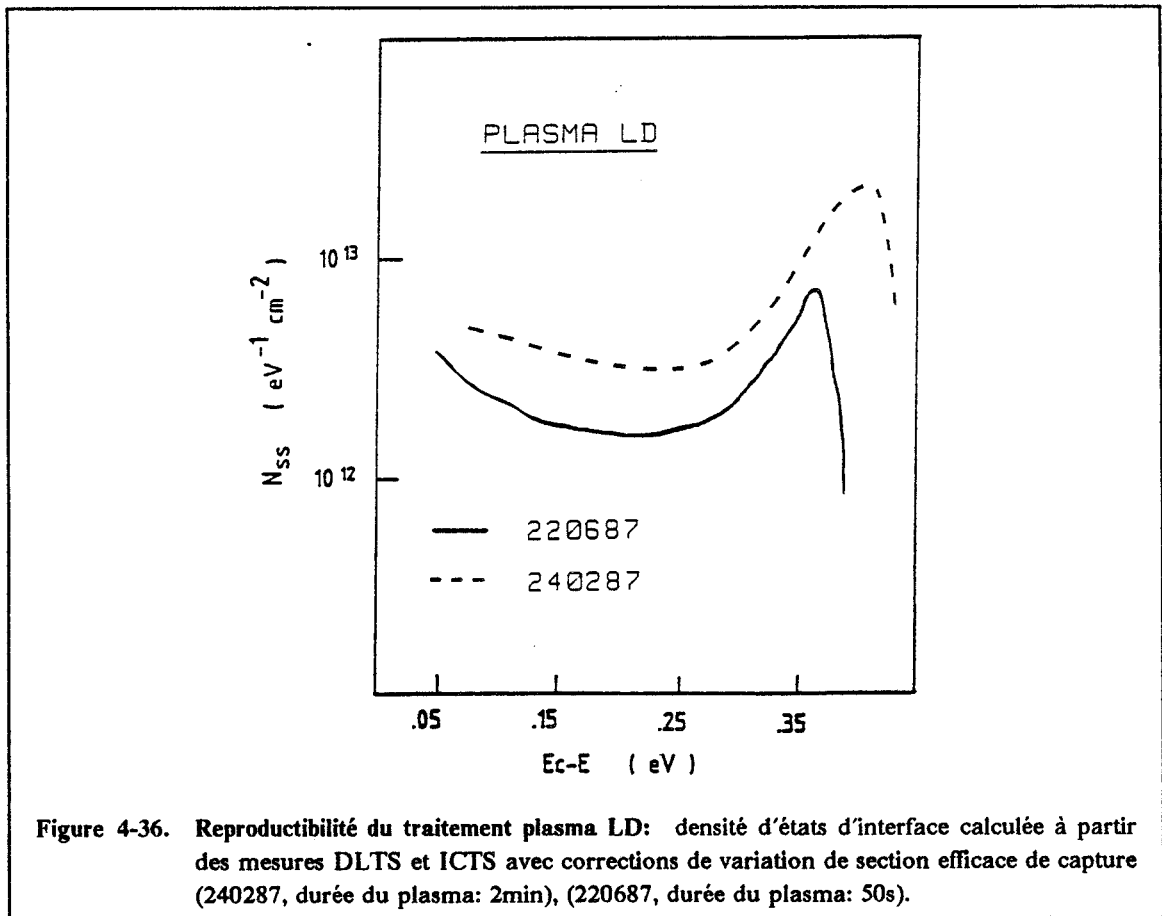
● DLTS,  $V_g = -1.5V$   $t_1 = 2ms$   $t_2/t_1 = 2$

\* ICTS,  $V_g = -1.3V$  190 K  $r = 2^{1/3}$



Malgré ces interrogations, l'ensemble des caractérisations électriques utilisées (mesures à 1MHz, DLTS, ICTS et Conductance) a permis de déterminer les effets caractéristiques des différents traitements de désoxydation sur les propriétés électriques de l'interface  $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{GaInAs}$ . L'accord entre les différentes techniques permet de valider leurs conditions d'utilisations.

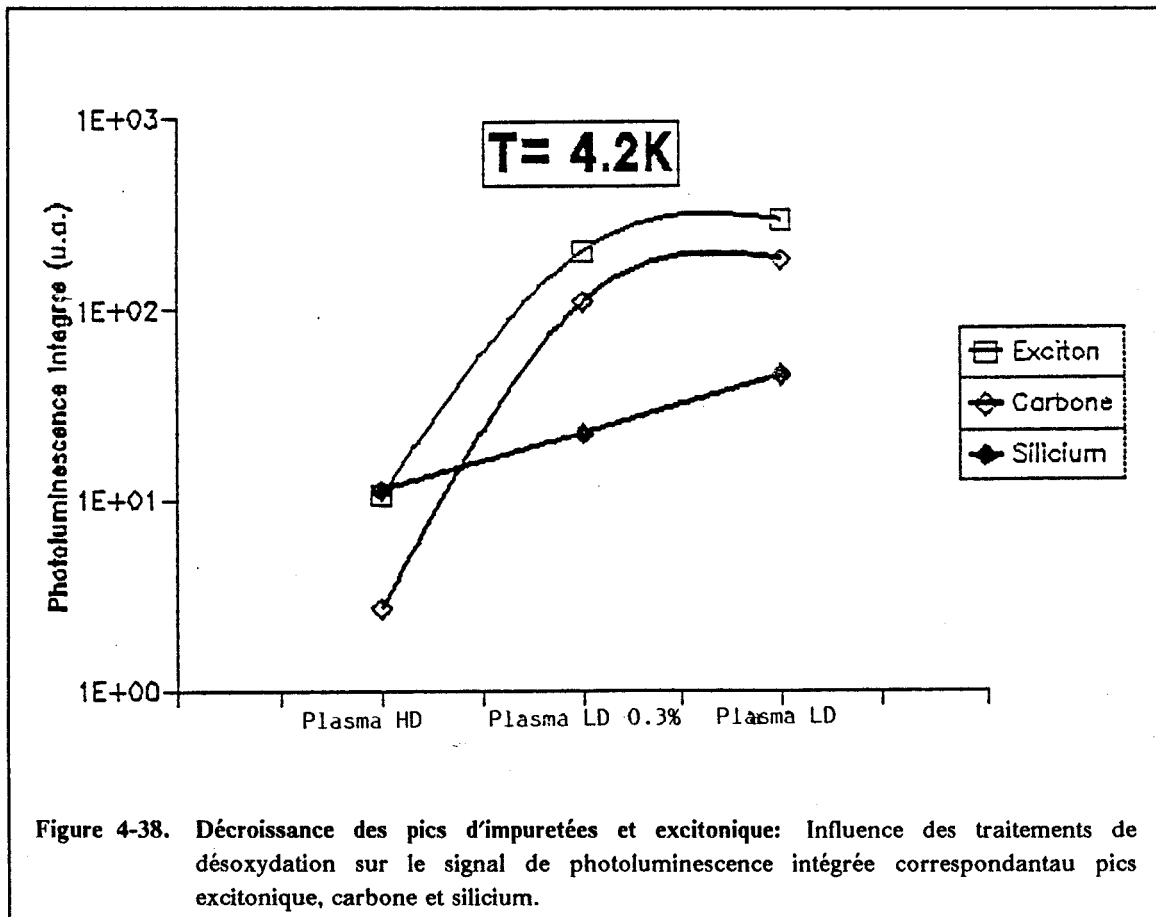
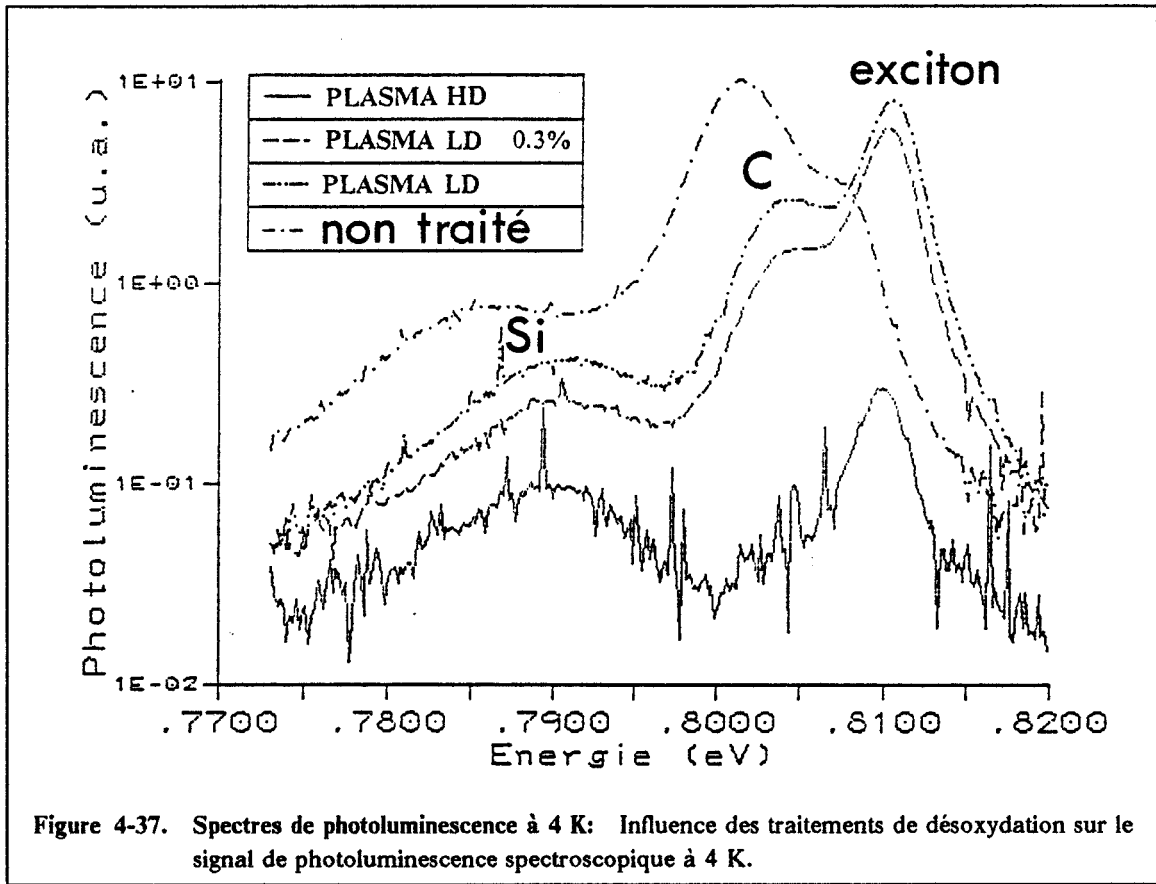
Une autre remarque concerne l'effet des différents traitements de surface. Le traitement *plasma HD* est trop violent. Il augmente la densité et la section efficace de capture des états d'interface. Le chauffage seul est moins efficace pour améliorer la qualité de l'interface que le traitement *plasma LD*. Pour les deux types de plasma le temps de traitement est très important. Il doit être suffisant pour éliminer l'oxyde mais limité afin de ne pas dégrader les propriétés électriques de la surface. Nous n'avons pas pu constater d'amélioration sensible apportée par la présence de l'élément V pendant le traitement. Les températures utilisées sont probablement trop basses pour que la présence de cet élément soit nécessaire. Enfin, le maintien de la chambre de traitement sous ultra vide a permis de réaliser un traitement de désoxydation très reproductible en ce qui concerne la qualité de l'interface.



### 4.3.2 Photoluminescence

Nous avons effectué des mesures de photoluminescence spectroscopique à basse température (4 K) sur le montage décrit en référence [156] et sur des échantillons  $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{GaInAs}$  sélectionnés après les différentes étapes technologiques. La source lumineuse utilisée est un laser Argon (série 2000) de Spectra Physics émettant à 488nm. A cette longueur d'onde, la profondeur de pénétration dans GaInAs est de l'ordre de 1000Å. Le détecteur germanium est refroidi par de l'azote liquide et sa bande passante est de 0.9 à 1.8 $\mu\text{m}$ . Cette mesure nous a permis de contrôler la vitesse de recombinaison en surface (dépendante de la quantité d'états de surface) et la qualité cristalline de GaInAs après les traitements de surface.

Nous avons mesuré la photoluminescence spectroscopique à 4 K sur quatre échantillons: un échantillon observé avant dépôt, deux ayant subi un *plasma LD* suivi d'un dépôt, l'un d'eux ayant été traité avec 0.3% d'arsine, et un dernier ayant subi un *plasma HD* suivi également d'un dépôt. Les spectres sont ensuite corrigés de l'absorption du film de  $\text{Si}_3\text{N}_4$  (fig. 4.37). Dans la gamme d'énergie étudiée (0.77eV - 0.82eV) on observe trois pics bien marqués.



Le décalage en énergie des spectres des échantillons traités par rapport à celui de l'échantillon brut peut s'expliquer par un décalage du monochromateur ou par le fait qu'il s'agit d'une autre couche épitaxiale dont la composition peut être légèrement différente. L'étude des variations en fonction de la puissance d'excitation a permis de les identifier comme un pic excitonique et deux pics de transition donneur-accepteur. Les énergies de liaison des impuretés les plus courantes dans GaInAs sont données par GOETZ [158])

Carbone	13meV
Zinc	22meV
Silicium	25meV

On a ici les pics du carbone (accepteur) et du silicium (amphotère) vraisemblablement donneur dans notre cas. Sur la figure 4.37 on remarque nettement l'évolution de l'amplitude générale des spectres qui chute de plusieurs ordres de grandeur entre le traitement *plasma LD* et le *plasma HD*. Si l'on regarde l'évolution des différentes contributions, on peut constater une diminution très rapide du pic excitonique et de celui du carbone après le *plasma HD* ainsi qu'une diminution plus lente du pic silicium (fig 4.38). Ces résultats amènent deux remarques importantes. La décroissance du pic excitonique étant caractéristique d'une dégradation de la qualité structurale de GaInAs, le *plasma HD* modifie la structure sur une épaisseur assez importante. D'autre part, si l'on suppose des sections efficace de recombinaison identiques ou de même ordre de grandeur pour chaque impureté, la diminution différente des pics associés au C et Si indique que le nombre d'accepteurs décroît plus rapidement que celui des donneurs, ce qui conduit à une augmentation du dopage résiduel en surface.

Les mesures de photoluminescence indiquent une nette augmentation de la vitesse de recombinaison en surface après le *plasma HD*. De plus, la décroissance du pic excitonique est caractéristique de la mauvaise qualité de la couche épitaxiale après ce traitement et sur une profondeur relativement importante (la profondeur de pénétration du faisceau d'excitation est d'environ 1000Å).

### 4.3.3 Discussion et interprétation

L'ensemble des caractérisations électriques effectuées dans ce chapitre a permis de mesurer l'effet des traitements de désoxydation sur les propriétés de l'interface  $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{GaInAs}$ . Nous discutons ici les points importants de l'étude ainsi que d'autres résultats obtenus parallèlement pour essayer de formuler une interprétation possible concernant l'effet des différents traitements sur l'état de l'interface qui est obtenue.

- Des mesures d'ellipsométrie cinétique effectuées pendant les traitements de désoxydation semblent indiquer que le *plasma LD* favorise la production d'arsenic amorphe à la surface de GaInAs [159] alors que le *plasma HD* produit une désoxydation pratiquement pure [145]. Le plasma de silane et d'azote nécessaire au dépôt de  $\text{Si}_3\text{N}_4$  semble également réduire complètement l'As amorphe formé lors du traitement *plasma LD*. Cette hypothèse est en accord avec des mesures de

spectroscopie de photoémission X qui montrent l'absence d'As amorphe à l'interface  $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{GaInAs}$  [143].

- Les mesures électriques suggèrent également une action différente pour les deux types de plasma. Le traitement *plasma LD*, caractérisé par une énergie des électrons primaires très faible ainsi que par une faible densité d'espèces ionisées ( $\text{H}^+$  ou  $\text{H}_2^+$ ), produit les interfaces présentant les densités d'état les plus faibles. La durée d'exposition semble jouer un rôle déterminant pour la qualité de l'interface. Le *plasma HD*, beaucoup plus énergétique, désoxyde complètement la surface mais dégrade les propriétés électrique de la surface de GaInAs et ne permet pas de fabriquer une interface  $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{GaInAs}$  de qualité suffisante pour le développement de transistors MISFET. Nous avons vu par ailleurs qu'un plasma de dépôt effectué dans des conditions trop brutales (vitesse de dépôt trop rapide) détruit les propriétés électriques de l'interface. Il est évident que le plasma de dépôt a un effet important sur les propriétés électriques de l'interface (nécessité d'un recuit après dépôt).
- Les mesures de photoluminescence sont en accord avec les mesures électriques en ce qui concerne la dégradation de la surface de GaInAs par *plasma HD*. De plus elles semblent indiquer une modification sur une épaisseur importante (1000Å) des concentrations relatives des impuretés. Comme cela était prévisible la photoluminescence se révèle être très intéressante pour le suivi des propriétés électriques de l'interface. Il est dommage que ces mesures ne puisse être faites pour l'instant que a posteriori. L'utilisation d'un détecteur très sensible (germanium) permettant de mesurer la photoluminescence intégrée in situ et à température ambiante sur les échantillons de GaInAs pendant les traitements devrait être une amélioration précieuse pour l'optimisation des traitements et notamment la durée du traitement de désoxydation.

Nous proposons ici une interprétation de ces résultats. L'énergie du traitement *plasma LD* n'est pas suffisante pour désoxyder efficacement la surface mais permet à l'hydrogène de s'associer à l'oxyde d'arsenic ( $\text{As}_2\text{O}_3$  ou  $\text{As}_2\text{O}_5$ ) pour former de l'arsenic élémentaire sur la surface de GaInAs. Dans le cas du *plasma HD*, l'énergie mise en jeu est beaucoup plus importante et les espèces présentes sont en majorité ionisées. L'action de ce type de plasma est alors la réduction de l'oxyde et de l'arsenic élémentaire comme sur GaAs [144]. La présence d'arsenic élémentaire semble protéger ou stabiliser la surface de GaInAs pendant le traitement *plasma LD* alors que dans le cas du *plasma HD* la surface est, après élimination de l'oxyde, directement exposée à l'environnement énergétique du plasma d'hydrogène. De même, la couche d'arsenic élémentaire permet le dépôt des premières couches de  $\text{Si}_3\text{N}_4$  sans exposer trop brutalement la surface au plasma de dépôt. L'hydrogène présent lors de ce plasma élimine l'arsenic élémentaire en excès en même temps que se dépose le nitrure de silicium. Si la surface de GaInAs n'est pas protégée comme c'est le cas après un traitement *plasma HD*, les premières secondes du plasma de dépôt détériorent la qualité de la surface. Dans les deux cas la durée du traitement est un paramètre important. Nous avons pu observer des densités d'état d'interface très importantes avec des traitements *plasma HD* longs (> 2 minutes). Mais la protection de la couche d'arsenic élémentaire ne semble pas totale puisque la durée du *plasma LD* a aussi des effets sensibles.

Si cette explication est en accord avec les données expérimentales elle est néanmoins insuffisante pour expliquer la modification du dopage résiduel en surface au cours des traitements observée en photoluminescence. De plus certaines interrogations subsistent. Par exemple on ne connaît pas le rôle exact de l'arsenic élémentaire, s'il est seul en cause et pourquoi le traitement *plasma LD* favorise-t-il son apparition contrairement au traitement *plasma HD* ? D'autre part, il est difficile d'expliquer à quoi sont dues les différences au niveau des paramètres des états d'interface correspondant aux différents traitements ainsi que leur évolution avec la position énergétique (forte densité au milieu du gap, section efficace de capture variable). En effet, il est difficile de séparer l'action du bombardement par les électrons primaires de celle de l'hydrogène atomique ou ionisé.

#### 4.4 Conclusions

Au cours de l'étude de l'interface  $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{GaInAs}$  nous avons pu analyser l'effet des différents traitements de désoxydation sur les propriétés de l'interface. Si certains points restent à élucider, il apparaît que les traitements peu énergétiques peuvent améliorer les propriétés électriques de l'interface. Par contre, les traitements énergétiques (*plasma HD*) dégradent fortement les caractéristiques de cette interface.

Nous proposons une interprétation dans laquelle l'arsenic élémentaire a un rôle protecteur ou stabilisateur de la surface pendant les étapes critiques et notamment au cours des premières secondes du plasma de dépôt. Celui-ci semble limiter les améliorations obtenues lors du traitement de désoxydation par son énergie plus importante. Ces résultats nous amènent à considérer que, si le traitement de désoxydation peut fournir une surface de bonne qualité électrique, il faut également pouvoir disposer d'un procédé de dépôt très "doux" pour ne pas détériorer l'état de surface obtenu. Dans notre cas, il semble que le plasma multipolaire de silane et d'azote nécessaire à un dépôt stœchiométrique et possédant de bonnes qualités électriques est encore trop violent ce qui nécessite la présence d'une couche protectrice d'arsenic amorphe. L'amélioration sensible des propriétés électriques de l'interface passe par l'utilisation d'un procédé de dépôt encore moins énergétique (plasma micro-ondes par exemple). Néanmoins, s'il semble qu'il existe une couche protectrice en surface après un *plasma LD*, il n'est pas exclu que l'interface finalement obtenue soit perturbée par la présence de défauts liés à l'arsenic ou à un mauvais arrangement de l'isolant avec le semiconducteur. On retrouve en effet, sur tous les échantillons, la présence d'une forte densité d'état près du milieu du gap possédant une section efficace de capture relativement élevée ( $10^{-14} \text{ cm}^{-2}$ ).

L'ensemble des techniques de caractérisation utilisées nous a permis d'optimiser le traitement de désoxydation. Nous avons donc choisi le traitement *chauffage + plasma LD* pour réaliser l'interface des transistors MISFET puisqu'il donne les meilleurs résultats et de façon très reproductible. La durée du plasma n'a pas pu être vraiment optimisée car l'ellipsométrie cinétique n'est pas sensible aux défauts électriques de la surface. Il est probable que la possibilité de mesurer la photoluminescence in-situ apporterait une aide précieuse pour l'optimisation de ce paramètre. Mais dans l'état ac-



tuel, la durée du plasma est fixée par la stabilisation de la trajectoire d'ellipsométrie cinétique.

Nous verrons dans le chapitre suivant quelles sont les performances que l'on peut attendre des transistors fabriqués avec le procédé composé de ce traitement de désoxydation optimisé suivi du dépôt de  $\text{Si}_3\text{N}_4$  défini dans le chapitre précédent.



## Chapitre 5. Etude des transistors

Nous venons d'étudier deux parties importantes d'un transistor MISFET GaInAs: l'isolant et l'interface isolant/semiconducteur. Les deux chapitres correspondants nous ont permis de connaître les divers paramètres expérimentaux modifiant leurs propriétés, de mieux cerner les phénomènes physiques mis en jeu, aussi bien pour le dépôt du nitrure de silicium que pour la fabrication de l'interface et, enfin, d'optimiser les deux étapes technologiques correspondantes.

L'ensemble de l'étude a été faite jusqu'à présent sur des dispositifs (structure MIS) plus simples que le transistor lui-même, il est donc important de vérifier sur les transistors, pour lesquels la technologie est plus complexe, l'application du procédé de fabrication de l'interface  $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{GaInAs}$ . En effet, comme nous le mentionnions dans le chapitre d'introduction, l'optimisation du procédé de passivation est généralement faite sur les structures MIS mais les résultats obtenus sur les dispositifs actifs ne sont pas toujours ceux attendus. Nous avons donc réalisé des transistors en tenant compte des informations recueillies au cours de l'optimisation des deux étapes technologiques que sont la désoxydation et le dépôt de  $\text{Si}_3\text{N}_4$ . Nous observerons dans cette partie des transistors fonctionnant en mode désertion car c'est un mode de fonctionnement qui ressemble fortement au comportement de la structure MIS que nous avons étudiée.

### 5.1 Caractérisations statiques

#### 5.1.1 Introduction

Le transistor à effet de champ qui ne se prête pas facilement aux caractérisations utilisées jusqu'à présent sur les structures MIS. En effet, les dimensions de la grille sont très petites ce qui donne une capacité de grille très faible tandis que le substrat semi-isolant augmente les résistances séries. De plus, c'est un dispositif qui fonctionne normalement hors équilibre puisqu'un courant  $I_{ds}$  traverse le canal. Enfin, de nombreux paramètres modifient le comportement de la structure (la mobilité électronique, la densité d'états d'interface, les résistances d'accès) pour lesquels il est difficile d'avoir une estimation directe et précise. Aussi les caractérisations statiques les plus couramment utilisées sont-elles les caractéristiques  $I_{ds}-V_{ds}$  d'où l'on tire la transconductance et une estimation de la mobilité des porteurs. Ces caractérisations ne permettent pas de remonter à la densité d'états d'interface qui agit sur les performances du dispositif. On obtient simplement un ordre de grandeur et des informations qualitatives. Plusieurs auteurs ont essayé de développer des caractérisations de type DLTS sur

ces dispositifs mais en observant cette fois des transitoires de courant [159], [160], [161], [162], [163], [164]. Malheureusement, si ces techniques permettent effectivement de mettre en évidence les phénomènes transitoires liés à l'émission ou à la capture de porteurs, aucune n'apporte directement de renseignements quantitatifs. Dans certains cas, la densité de pièges est obtenue par comparaison des mesures expérimentales aux résultats de simulations [159], [163]. Mis à part dans un cas où ces mesures sont faites en régime de saturation [162], la plupart des auteurs choisissent des conditions de mesures correspondant à un fonctionnement en régime linéaire [159], [160], [161], [164], [165], [166].

En réalité, les difficultés rencontrées pour la mise au point de ces techniques sur les transistors à effet de champ viennent principalement de deux points importants: d'une part, il n'existe pas d'expression analytique simple prenant en compte les états d'interface et modélisant le fonctionnement des diverses structures de transistors. Les modélisations précises font, la plupart du temps, appel à des résolutions numériques. D'autre part, le fonctionnement hors équilibre dû à la présence d'un champ électrique transverse produit une expression du potentiel de surface beaucoup plus complexe que dans le cas des structures MIS. Et c'est pour cette raison que la plupart des travaux dans ce domaine considèrent des tensions  $V_{ds}$  faibles correspondant au régime linéaire afin de minimiser l'effet de ce champ électrique.

Nous allons donc dans un premier temps chercher à modéliser le comportement d'un dispositif MISFET fonctionnant en désertion et présentant à l'interface isolant/semiconducteur une densité d'état constante, pour ensuite, essayer de déduire une expression analytique relativement simple d'un transitoire de courant.

### 5.1.2 Modélisations

La mise au point d'un modèle cohérent prenant en compte la présence d'états d'interface pour le calcul du courant dans le transistor à effet de champ à grille isolée MOSFET ou MISFET constitue un problème assez complexe et jusqu'à présent peu de résultats ont été publiés [167], [68]. La résolution des équations décrivant l'état du système nécessite un traitement numérique et des moyens informatiques relativement puissants. Le modèle décrit par D.L. LILE [68] utilise l'approximation de désertion pour calculer la largeur de la zone désertée en fonction du potentiel de surface. Cette méthode s'expose à deux critiques majeures. La première est que cette approximation n'est valable qu'en désertion ce qui limite beaucoup l'utilisation du modèle aux conditions de polarisations pour lesquels tout le canal est en désertion. Par conséquent, ce modèle ne peut pas être appliqué sérieusement dans les cas où une partie du canal seulement se trouve en désertion. La deuxième est qu'il ne considère pas le fonctionnement hors équilibre du dispositif et néglige les phénomènes liés à l'existence de pseudo niveau de Fermi. Ce modèle est en fait relativement simple mais il ne correspond pas exactement à la situation réelle de fonctionnement en présence d'états d'interface.

Nous avons préféré, pour réaliser cette étude, utiliser un modèle développé initialement par C. TURCHETTI et G. MASETTI [168] pour la modélisation de

MOSFET sur silicium que nous avons modifié pour prendre en compte l'effet des états d'interface.

### 5.1.2.1 Calcul du courant $I_{ds}$

L'étude détaillée des différentes équations est faite par les auteurs précédemment cités et nous invitons le lecteur à s'y reporter pour une analyse complète. Notre objectif étant de parvenir à extraire une expression du courant  $I_{ds}$  relativement simple reliée à la densité d'états d'interface, nous considérerons en première approximation une structure beaucoup plus simple que celle décrite par C. TURCHETTI et G. MASETTI. Schématiquement notre dispositif peut se représenter comme sur la figure 5.1. La structure de bande correspondante avec une polarisation  $V_g$  sur la grille et en l'absence de polarisation du substrat est illustrée sur la figure 5.2. La situation réelle à l'interface GaInAs/InP tampon est pratiquement inconnue. On supposera, pour ne pas alourdir les calculs, que la densité d'états à cette interface est très faible ou nulle et on négligera la charge de désertion à la jonction GaInAs/InP. De la même façon, on suppose que la couche tampon est suffisamment peu dopée pour pouvoir négliger le courant qui passe dans cette couche ce qui signifie que l'on effectue les calculs en considérant simplement le canal de GaInAs. La figure 5.2 permet de définir quelques paramètres importants pour la suite du calcul.  $\psi_s$  est le potentiel de surface,  $\xi$  est le potentiel au point  $x$  pour lequel la courbure de bande s'annule ( $\partial\psi/\partial x = 0$ ). La différence entre les pseudo niveaux de Fermi  $E_{F_n}$  et  $E_{F_p}$  correspond à la tension  $V(y)$ . Le dopage du canal est gardé constant sur toute la profondeur.

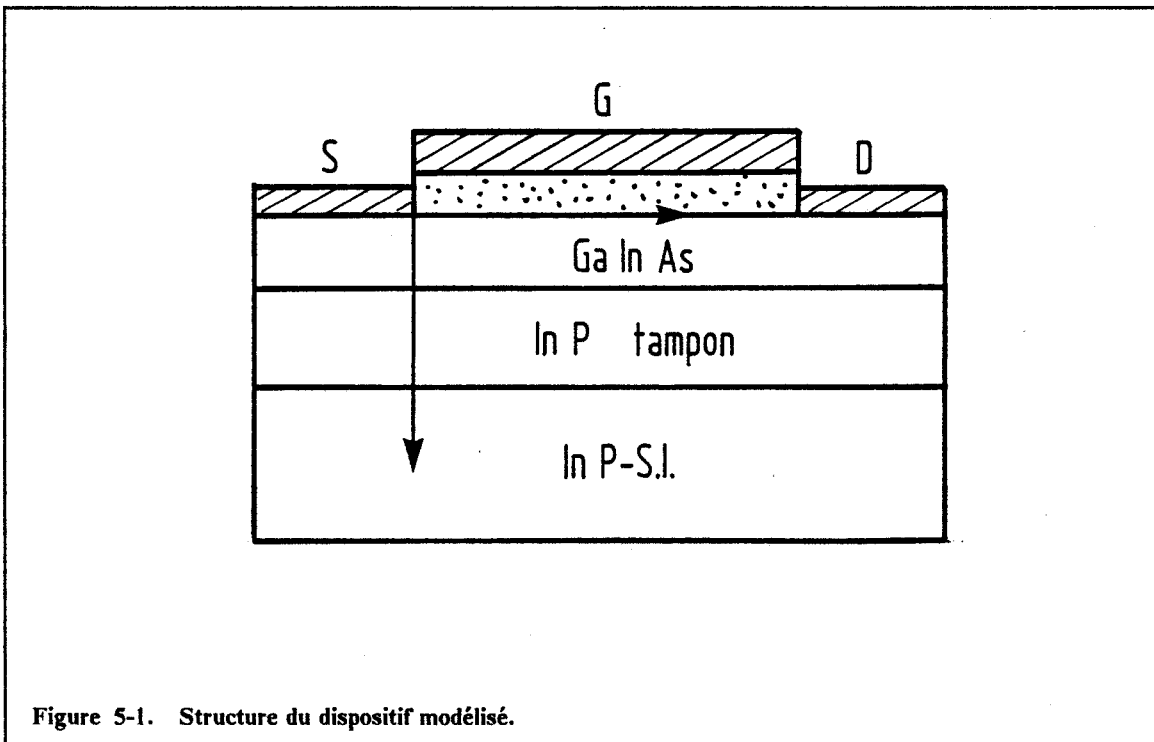
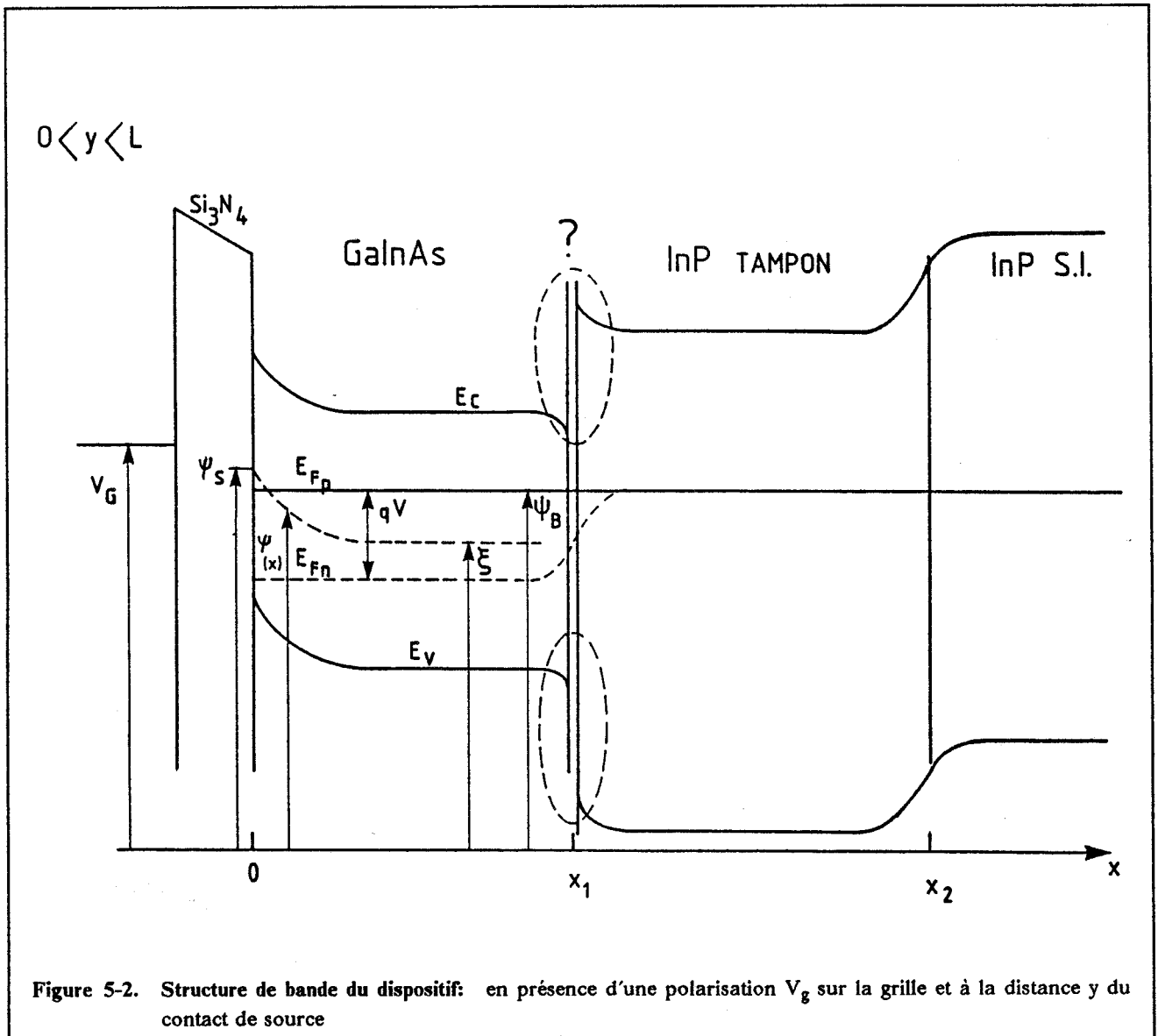


Figure 5-1. Structure du dispositif modélisé.



### A. Equation de continuité du courant

L'analyse numérique en deux dimensions du fonctionnement d'un MOSFET à désertion [169] montre que les pseudo niveaux de Fermi dans le canal ne dépendent pas de la coordonnée  $x$  perpendiculaire à l'interface. L'équation de continuité du courant peut donc s'écrire:

$$\frac{\partial J_n}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left[ -q\mu_n n(x,y) \frac{\partial V(y)}{\partial y} \right] = 0 \quad [V-1]$$

Si l'on considère une variation de  $\mu_n$  en fonction de  $y$ , on obtient:

$$\mu_n \frac{\partial n}{\partial y} \frac{\partial V}{\partial y} + \mu_n n \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} + n \frac{\partial \mu_n}{\partial y} \frac{\partial V}{\partial y} = 0 \quad [V-2]$$

$n$  est donné par

$$n(x) = n_i \exp\left(\frac{E_{Fn} - E_i}{kT}\right) = N_D \exp(\beta(\psi - V)) \quad [V - 3]$$

avec  $\beta = q/kT$  d'où:

$$\beta\left(\frac{\partial\psi}{\partial y} - \frac{\partial V}{\partial y}\right) \frac{\partial V}{\partial y} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} + \frac{1}{\mu_n} \frac{\partial\mu_n}{\partial y} \frac{\partial V}{\partial y} \quad [V - 4]$$

c'est à dire

$$\frac{\partial\psi(x,y)}{\partial y} = \frac{\partial V(y)}{\partial y} - \frac{1}{\beta} \frac{\partial}{\partial y} \left[ \ln\left(\mu_n \frac{\partial V(y)}{\partial y}\right) \right] \quad [V - 5]$$

$\frac{\partial\psi(x,y)}{\partial y}$  est donc indépendant de x et l'on peut écrire:

$$\frac{\partial\psi(x,y)}{\partial y} = \frac{\partial\xi(y)}{\partial y} \quad [V - 6]$$

ce qui donne:

$$\frac{\partial V}{\partial y} = \frac{\partial\xi}{\partial y} + \frac{1}{\beta} \frac{\partial}{\partial y} \left[ \ln\left(\mu_n \frac{\partial V(y)}{\partial y}\right) \right] \quad [V - 7]$$

L'intégration sur la section du canal de l'expression V-1 donne l'expression du courant de drain

$$I_{ds} = W_g \mu_n Q_n \frac{\partial V}{\partial y} \quad [V - 8]$$

où  $Q_n$  est la densité de porteurs libres dans le canal. En associant V-7 et V-8 on trouve:

$$I_{ds} = W_g \mu_n \left[ Q_n \frac{\partial\xi}{\partial y} - \frac{1}{\beta Q_n} \frac{\partial Q_n}{\partial y} \right] \quad [V - 9]$$

L'intégrale sur la longueur du canal donne:

$$I_{ds} = \frac{W_g}{L_g} \left[ \int_{\xi_0}^{\xi_L} \mu_n Q_n d\xi - \int_{Q_{no}}^{Q_{nL}} \mu_n dQ_n \right] \quad [V - 10]$$

Le premier terme correspond à la contribution de dérive tandis que le second correspond à la contribution de diffusion.

L'équation V-7 permet également de calculer la densité de porteurs libres dans le canal  $Q_n(y)$ . En effet, l'intégration de V-7 donne

$$\mu_n \frac{\partial V}{\partial y} = A e^{-\beta(\xi - V)} \quad [V - 11]$$

et avec V-8

$$Q_n(y) = \frac{I_{ds}}{W_g A} e^{\beta(\xi - V)} = B e^{\beta(\xi - V)} \quad [V - 12]$$

où la constante B peut être calculée en exprimant  $Q_n$  par:  $Q_n = Q_{sc} + Q_c$  où  $Q_c$  est la charge des porteurs libres correspondant au dopage du canal ( $qN_D x_1$ ) et  $Q_{sc}$  la charge du semiconducteur à l'interface, d'où:

$$Be^{\beta(\xi-v)} = -C_i(V_g - V_{fb} - \psi_s) - Q_{ss} + Q_c$$

Si l'on considère des conditions de bandes plates  $Q_{sc} = 0$  le potentiel de surface est

$$\psi_s = V_g - V_{fb} + \frac{Q_{ss}}{C_i} \quad \text{et} \quad \psi_s = \xi = V \quad \text{D'où:}$$

$$Q_n(y) = Q_c e^{\beta(\xi-v)} \quad [V - 13]$$

### B. Equation de Poisson

L'équation de Poisson dans le semiconducteur s'écrit

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} = \frac{-\rho(x)}{\epsilon_s} = q(N_D + p(x) - n(x)) \quad [V - 14]$$

avec:

$$E_{Fn} - E_{Fp} = -qV(y) \quad [V - 15]$$

$$n(x) = n_i \exp\left(\frac{E_{Fn} - E_i}{kT}\right) = N_D e^{\beta(\psi-v)} \quad [V - 16]$$

$$p(x) = n_i \exp\left(\frac{E_i - E_{Fp}}{kT}\right) \quad np = n_i^2 \exp\left(\frac{-qV}{kT}\right)$$

$$p(x) = \frac{n_i^2}{N_D} e^{-\beta\psi} \quad [V - 17]$$

d'où:

$$\rho(x) = q\left(N_D + \frac{n_i^2}{N_D} e^{-\beta\psi} - N_D e^{\beta(\psi-v)}\right)$$

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} = \frac{qN_D}{\epsilon_s} \left[ e^{\beta(\psi-v)} - \frac{n_i^2}{N_D^2} e^{-\beta\psi} - 1 \right]$$

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} = \frac{qN_D}{\epsilon_s} \left[ e^{\beta(\psi-v)} - e^{-\beta(\psi-2\psi_B)} - 1 \right] \quad [V - 18]$$

En intégrant entre la surface et le volume jusqu'au point où  $\psi = \xi$  on trouve:

$$Q_{sc} = \eta C_i \left[ \frac{1}{\beta} \left[ e^{\beta(\psi_s-v)} - e^{\beta(\xi-v)} + e^{-\beta(\psi_s-2\psi_B)} - e^{-\beta(\xi-2\psi_B)} \right] - (\psi_s - \xi) \right]^{1/2} \quad [V - 19]$$

avec

$$\eta = \frac{1}{C_i} (2\epsilon_s q N_D)^{1/2} \quad [V - 20]$$

D'autre part, le potentiel de surface est donné par la loi de Gauss



$$Q_{sc} + Q_{ss} = -C_i(V_g - V_{fb} - \psi_s) \quad [V - 21]$$

La densité de porteurs libres dans le canal est par conséquent:

$$Q_n = Q_c + Q_{sc} = Q_c - C_i(V_g - V_{fb} - \psi_s) - Q_{ss} \quad [V - 22]$$

V-22 et V-13 donnent:

$$Q_c e^{\beta(\xi - V)} = Q_c - C_i(V_g - V_{fb} - \psi_s) - Q_{ss} \quad [V - 23]$$

Si on néglige les porteurs minoritaires, V-19 et V-21 donnent:

$$\eta^2 \left[ \frac{1}{\beta} [e^{\beta(\psi_s - V)} - e^{\beta(\xi - V)}] - (\psi_s - \xi) \right] - (V_g - V_{fb} - \psi_s + \frac{Q_{ss}}{C_i})^2 = 0 \quad [V - 24]$$

La résolution numérique du système V-23 et V-24 donne  $\xi(y)$  et  $\psi_s(y)$  et donc  $Q_n(y)$ . Le calcul répété pour chaque valeur de  $y$  comprises entre 0 et  $L$  permet de calculer l'intégrale V-10 et donc le courant  $I_{ds}$ . On considère ici une mobilité  $\mu_n$  indépendante du champ électrique

### 5.1.2.2 Influence des états d'interface

Ces expressions ne donnent pas la valeur de la charge  $Q_{ss}$ . A l'équilibre, cette charge dépend de la courbure de bande en surface  $\psi_s$ . Il faut donc rajouter une équation permettant de déduire la charge  $Q_{ss}$  en fonction de  $\psi_s$  et de  $\xi$ .

Pratiquement nous avons introduit dans le programme de résolution les modifications suivantes. On commence par simuler le fonctionnement du transistor dans des conditions correspondant à l'accumulation et donc pour lesquels tous les états d'interface sont remplis.  $Q_{ss}$  atteint sa valeur maximale et est constant sur toute la longueur de la grille. Ce cas particulier permet de connaître la courbure de bande en surface quand tous les états sont remplis. Ensuite on modifie légèrement la tension  $V_g$ . La variation de courbure de bande due à ce changement de tension de grille permet de calculer la variation de charge  $Q_{ss}$  et on introduit cette nouvelle valeur pour le calcul de la courbure de bande correspondant à la tension de grille suivante. Cette méthode ne donne de bons résultats que si le  $\Delta V_g$  entre chaque tension est suffisamment faible et si la densité d'état d'interface n'est pas trop grande pour empêcher l'accumulation en surface.

De la même façon, lorsque l'on résoud le système (V-23, V-24) pour différentes valeurs de  $y$  afin d'effectuer l'intégrale donnant le courant  $I_{ds}$ , on tient compte de la modification de la courbure de bande du pas  $i$  de l'intégration pour calculer la valeur de la charge d'interface  $Q_{ss}$  utilisée pour le pas  $i+1$ . Encore une fois, le pas d'intégration doit être assez faible.

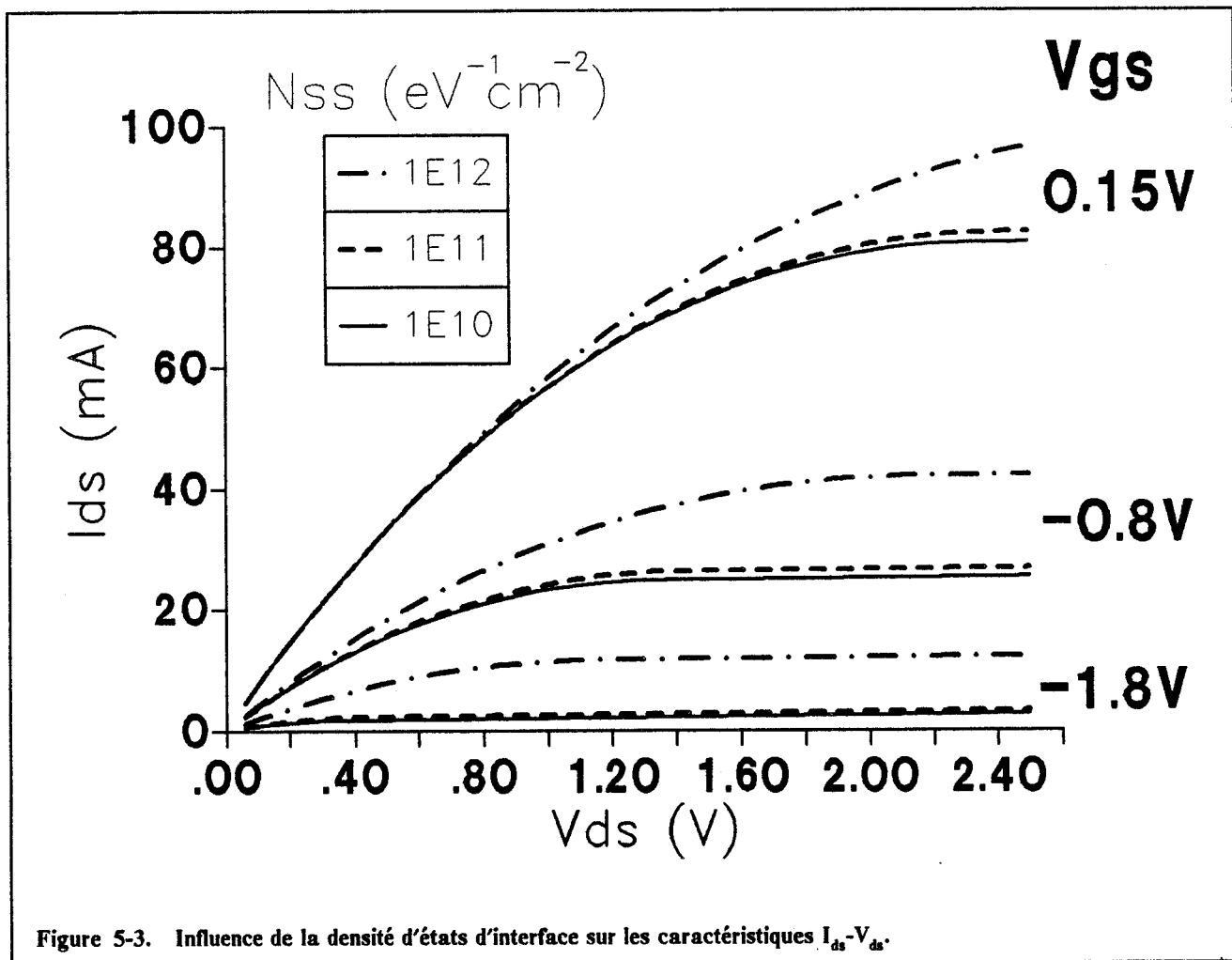


Figure 5-3. Influence de la densité d'états d'interface sur les caractéristiques  $I_{ds}-V_{ds}$ .

La figure 5.3 montre les caractéristiques  $I_{ds}-V_{ds}$  calculées de cette façon pour différentes valeurs de densité d'états  $N_{ss}$  constante et pour quelques tensions  $V_g$ . On considère ici simplement les interactions entre les états d'interface et la bande de conduction. La présence des états d'interface a pour effet d'augmenter la tension de saturation par réduction de la modulation du potentiel de surface. La modulation de courant est également plus réduite ce qui décale la tension de pincement vers les tensions de grille plus négatives (fig. 5.4). Pour les polarisations de grille et de drain produisant l'accumulation sous toute la longueur de la grille ( $V_g > 0.5V$  et  $V_{ds}$  suffisamment faible, fig. 5.3), il n'y a pas de modification des courbes  $I_{ds}-V_{ds}$  car les variations de potentiel de surface ne modifient pas le remplissage des états d'interface.

Le figure 5.5 montre la transconductance par millimètre de grille déduite des courbes  $I_{ds}-V_{ds}$  par dérivée numérique. La réduction de la transconductance apparaît lorsque la structure entre en désertion et la décroissance de la transconductance avec la tension de grille s'effectue plus lentement pour les densités d'états d'interface plus élevées. Il faut noter également une remontée de la transconductance lorsque la tension sur la grille est suffisamment négative pour annuler la charge des états d'interface. La structure se comporte alors comme si la densité d'états était nulle.

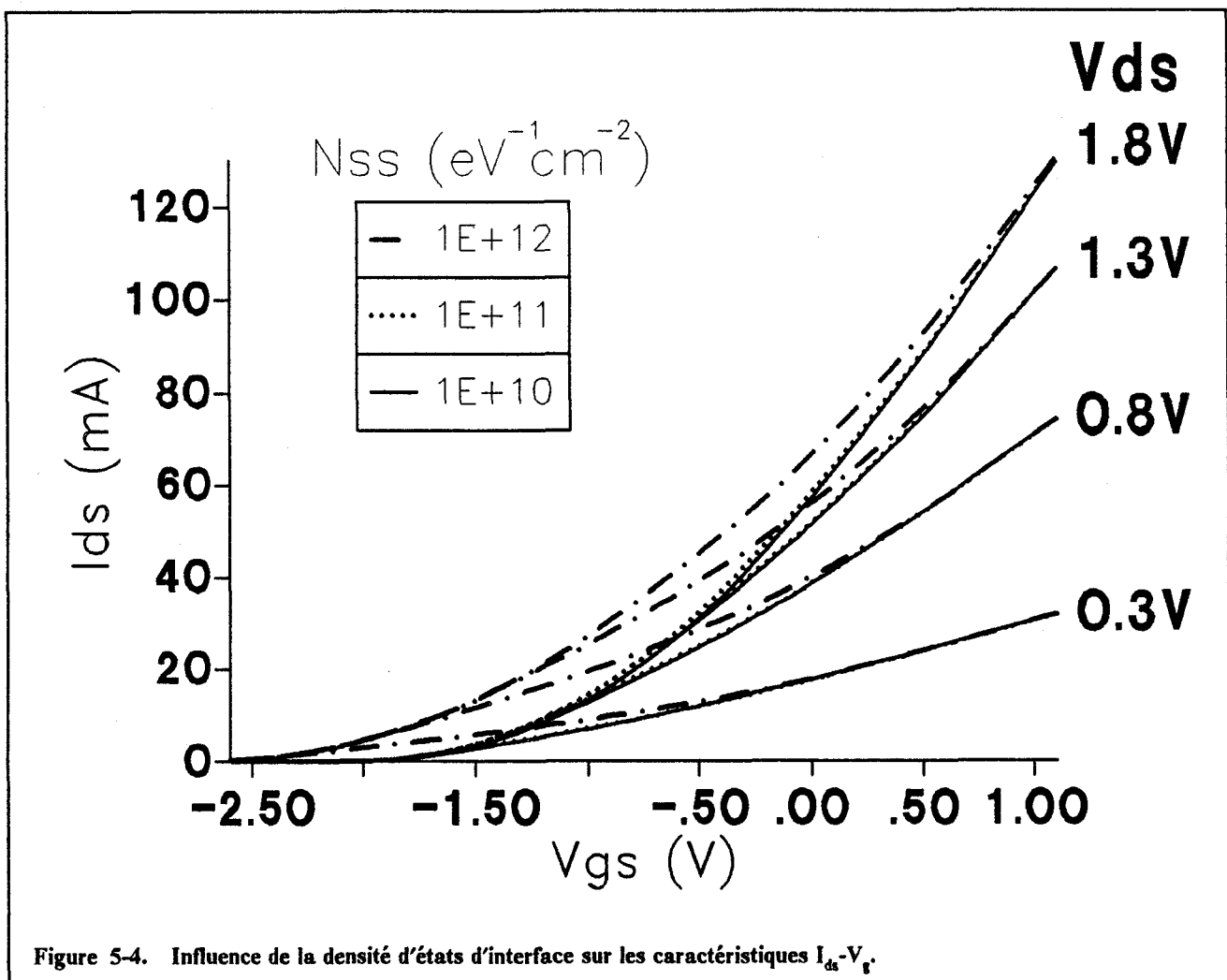
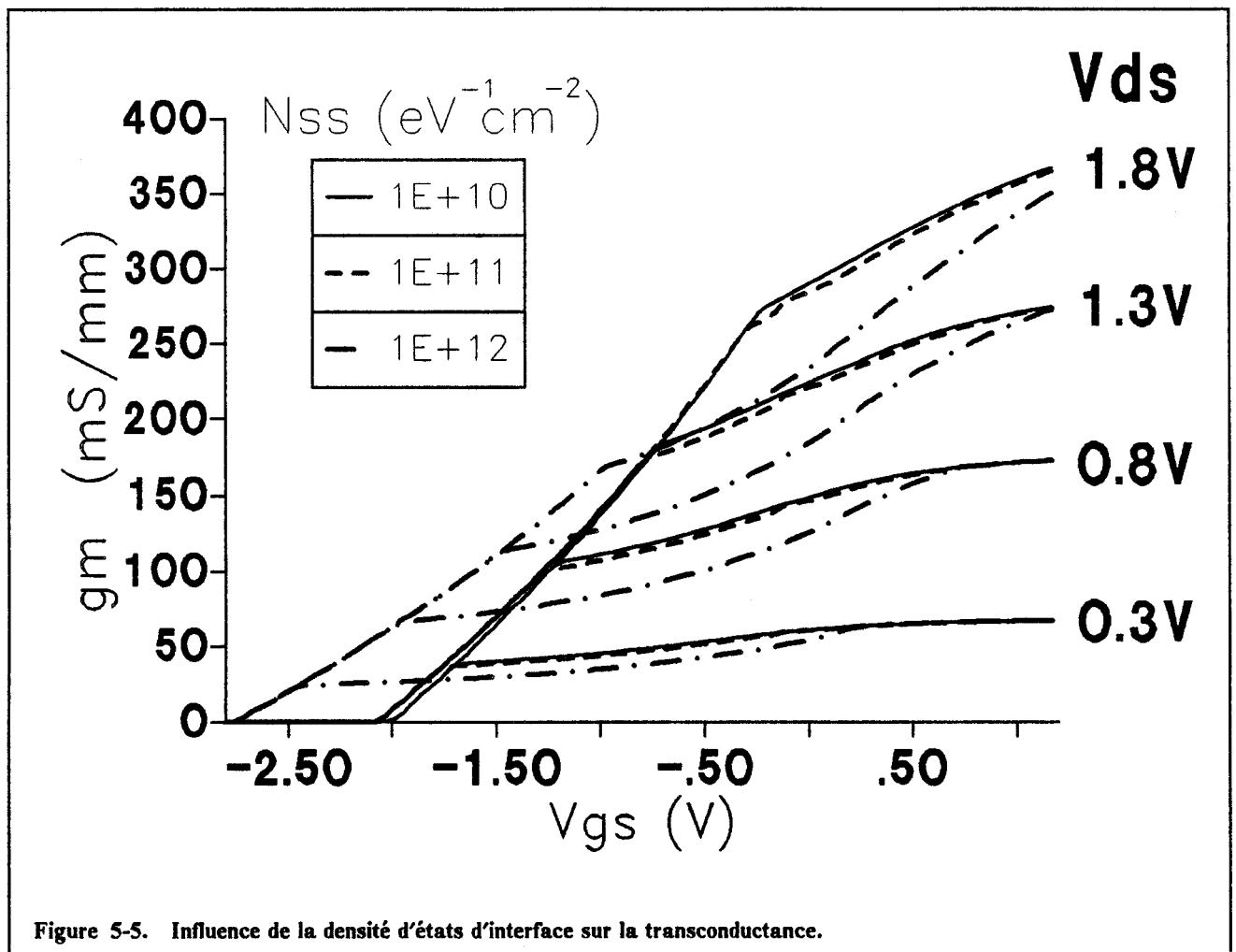


Figure 5-4. Influence de la densité d'états d'interface sur les caractéristiques  $I_{ds}$ - $V_g$ .

Ces trois figures montrent clairement que les modifications des caractéristiques du transistor deviennent réellement importantes que lorsque la densité d'état dépasse  $10^{11}$  états  $eV^{-1} cm^{-2}$ . Les modifications apportées au modèle initial pour prendre en compte une densité d'état d'interface constante donne des résultats cohérents en ce qui concerne le comportement du dispositif. Evidemment notre modèle est trop simple pour pouvoir être directement confronté aux mesures expérimentales car nous avons simplement considéré le canal n sans prendre en compte l'hétérojonction GaInAs/InP. De même, pour le régime de saturation nous n'avons pas tenu compte de la dépendance de la mobilité avec le champ électrique. En régime linéaire cette approximation n'est pas pénalisante et nous pourrions utiliser ce modèle pour l'étude des transitoires de courant. Enfin, la densité d'états constante introduite pour effectuer les simulations ne correspond pas à ce qui est mesuré expérimentalement sur les structures MIS.



### 5.1.2.3 Analyse des transitoires de courants

La modélisation précédente est trop complexe pour pouvoir être utilisée dans l'analyse des transitoires de courants. Nous allons donc restreindre le champ d'application et considérer simplement le régime linéaire en désertion. En effet, une analyse de type DLTS sur le courant  $I_{ds}$  nécessite de remplir les pièges d'interface pour observer ensuite l'émission lorsque l'on retrouve une situation d'équilibre en désertion. Or si l'on veut effectuer une spectroscopie en énergie, il faut pouvoir analyser une faible partie du gap ce qui n'est pas possible si le potentiel de surface varie fortement comme c'est le cas sous la grille lorsque la tension  $V_{ds}$  est très importante. C'est pourquoi il importe d'être, non seulement en régime linéaire, mais également avec des tensions  $V_{ds}$  faibles pour avoir une courbure de bande variant relativement peu sur toute la longueur de la grille.

En désertion et avant le régime de saturation, l'évolution des paramètres  $\xi$  et  $\psi_s$  fait apparaître que [168]:  
 $\xi(y) \sim V(y)$  et  $\psi_s(y) < \xi(y)$ .

Dans ces conditions, l'expression V-24 peut se simplifier en:

$$\eta^2(\psi_s - V(y)) - (V_g - V_{fb} - \psi_s + \frac{Q_{ss}}{C_i})^2 = 0 \quad [V - 25]$$

qui est simplement une équation du second degré en  $\psi_s$  d'où l'on tire le potentiel de surface  $\psi_s$  et la charge du semiconducteur par l'équation V-21.

$$\psi_s = (V_g - V_{fb} - \psi_s + \frac{Q_{ss}}{C_i} - \frac{\eta^2}{2}) + \eta^2 \left[ 1 - \frac{4}{\eta^2} (V_g - V_{fb} - \psi_s + \frac{Q_{ss}}{C_i} - V(y)) \right]^{1/2}$$

et

$$Q_{sc} = \frac{C_i \eta^2}{2} \left[ \left( 1 - \frac{4}{\eta^2} (V_g - V_{fb} - \psi_s + \frac{Q_{ss}}{C_i} - V(y)) \right)^{1/2} - 1 \right] \quad [V - 26]$$

La charge utile participant à la conduction étant  $Q_c + Q_{sc}$   
avec  $Q_c < 0$  et  $Q_{sc} > 0$

Le courant  $I_{ds}$  est donc donné par

$$I_{ds} = -\frac{W_g}{L_g} \mu_n \int_0^{V_{ds}} (Q_c + Q_s) dV$$

où, pour  $V_{ds} \ll |V_g - V_{fb} + \frac{Q_{ss}}{C_i}|$

$$I_{ds} = -\frac{W_g}{L_g} \mu_n V_{ds} \left[ Q_c - \frac{C_i \eta}{2} \left[ \eta - 2 \left( \frac{\eta^2}{4} - V_g + V_{fb} - \frac{Q_{ss}}{C_i} \right)^{1/2} \right] \right] \quad [V - 27]$$

Si on pose

$$P = \frac{\eta^2}{4} - V_g + V_{fb} \quad [V - 28]$$

$$M = \eta \frac{C_i}{2} \quad [V - 29]$$

$$I_M = -\frac{W_g}{L_g} \mu_n V_{ds} \quad [V - 30]$$

on obtient:

$$\frac{I_{ds}}{I_M} = Q_c - M \left( \eta - 2 \left( P - \frac{Q_{ss}}{C_i} \right)^{1/2} \right) \quad [V - 31]$$

d'où:

$$Q_{ss} = -\frac{C_i}{4M^2} \left[ \left( \frac{I_{ds}}{I_M} - Q_c + M\eta \right)^2 - 4M^2 P \right] \quad [V - 32]$$

Les équations V-31 et V-32 lient le courant  $I_{ds}$  à la charge piégée sur les états d'interface. Par conséquent, on peut détecter une modification de la charge d'interface en observant le courant  $I_{ds}$ .

Pour une variation de  $Q_{ss}$  telle que:

$$Q_{ss}(t) = q \int_{E_v}^{E_c} N_{ss}(1 - f(E,t)) dE$$

où  $f(E,t)$  est la fonction d'occupation d'un état à l'énergie  $E$  et à l'instant  $t$ . On peut définir un signal DLTS\* tel que:

$$DLTS^*(T) = \left( \frac{I_{ds}(t_1)}{I_M} - Q_c + M\eta \right)^2 - \left( \frac{I_{ds}(t_2)}{I_M} - Q_c + M\eta \right)^2$$

et, pour une densité d'état constante dans l'intervalle d'ionisation:

$$DLTS^*(T) = \frac{4M^2}{C_i} q N_{ss} \int_{E_v}^{E_c} f(E,t_1) - f(E,t_2) dE$$

on retrouve donc une expression du type:

$$N_{ss}(E^*) = \frac{qC_i}{4M^2} \cdot \frac{DLTS^*(T)}{G_1(T)}$$

avec

$$E^* = E_c - kT \left[ \sigma_n(E^*) v_n N_c \frac{t_2 - t_1}{\ln(t_2/t_1)} \right]$$

et  $G_1(T)$  est l'intégrale de la fonction d'occupation définie en DLTS (chap. 2). On pourra donc éventuellement prendre en compte une variation de la section efficace de capture avec l'énergie.

Néanmoins l'expression obtenue pour le signal DLTS\* diffère de celle obtenue pour les structures MIS. Dans le cas de la structure MIS, le signal DLTS est directement déterminé par la connaissance de la capacité aux instants  $t_1$  et  $t_2$ . Or, pour la nouvelle expression, le signal DLTS\* dépend non seulement du courant  $I_{ds}(t)$ , mais également d'autres paramètres beaucoup moins bien connus comme la mobilité électronique ( $I_M$ ) ou le dopage de la couche ( $\eta$ ,  $Q_c$ ). D'autre part, pour pincer le canal facilement en conservant une forte transconductance, le dopage du canal est généralement élevé et l'épaisseur très faible. Les tensions de grille sont donc limitées, pour les valeurs négatives, par le pincement du transistor. Au delà, le courant passant dans le canal est pratiquement nul et on ne détecte plus de transitoire même si l'émission des porteurs se poursuit. Pratiquement, il ne faut pas attendre de détermination très précise de la densité d'état par ces mesures. On pourrait également envisager de faire un traitement de type ICTS mais notre appareillage ne nous permet pas d'effectuer ce type de mesures.

## 5.1.3 Mesures expérimentales

### 5.1.3.1 Echantillons

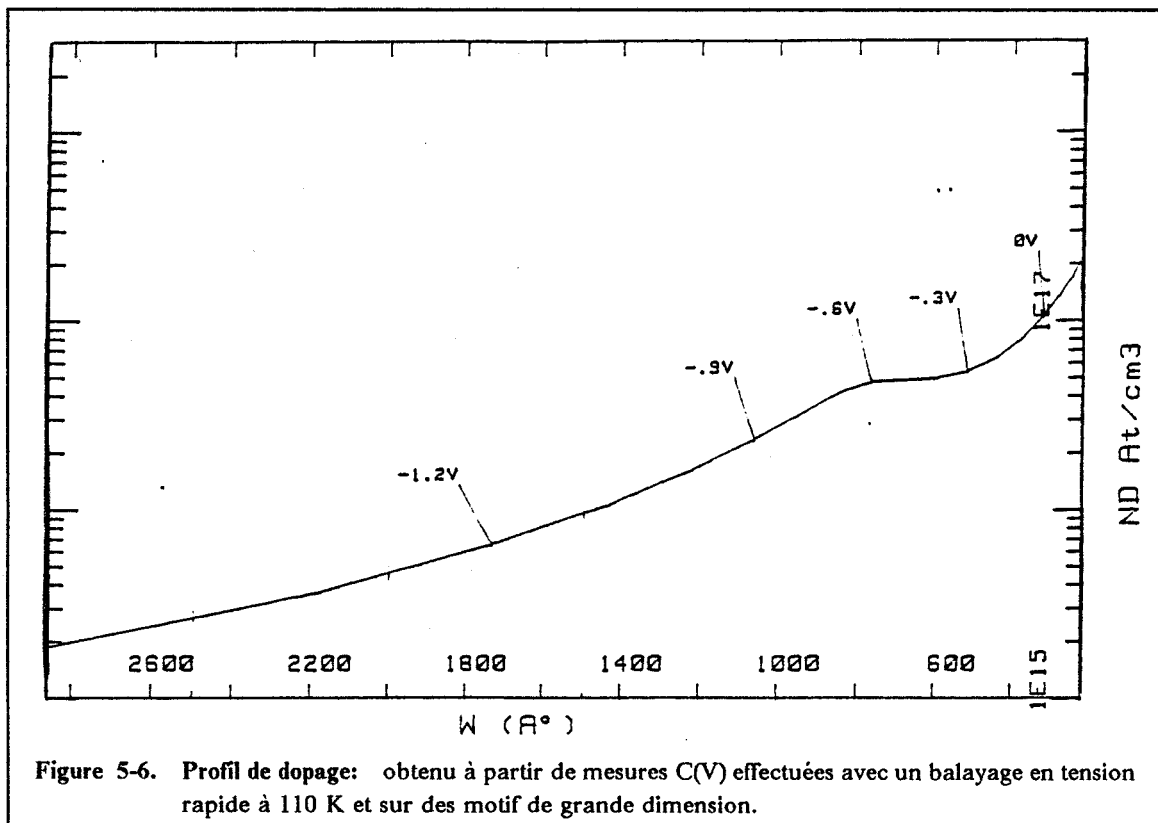
#### A) Structure

Les transistors que nous caractérisons ici sont fabriqués sur des couches épitaxiées sur des substrats InP semi-isolant dopé Fer (résistivité  $> 10^7 \Omega \cdot \text{cm}$ ).

La structure épitaxiale est réalisée en phase vapeur aux organométalliques par la société AIXTRON. Elle comprend deux couches:

- une couche tampon d'InP, non intentionnellement dopée et d'une épaisseur de  $0.2 \mu\text{m}$ , destinée à améliorer la pureté de la surface sur laquelle va croître la couche de GaInAs.
- la couche active de GaInAs, dopée n ( $N_D \sim 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ) et d'une épaisseur d'environ  $600 \text{ \AA}$ .

La figure 5.6 montre le profil de dopage obtenu à partir de mesures  $C(V)$  effectuées avec un balayage de tension rapide et à basse température sur des motifs de grande dimension réalisés en même temps que les transistors sur le même échantillon. Le substrat étant semi-isolant, le contact ohmique est pris sur une métallisation déposée autour de la grille. On tient compte de la résistance série importante pour effectuer le traitement en  $1/C^2$ .



## B) Etapes technologiques

Le dessin des masques servant à la fabrication des transistors est représenté sur la figure 5.7. La longueur de la grille est de  $2\ \mu\text{m}$  et la largeur de  $200\ \mu\text{m}$ . La distance entre les métallisations de drain et de source est supérieure de  $5\ \mu\text{m}$  à la longueur de grille.

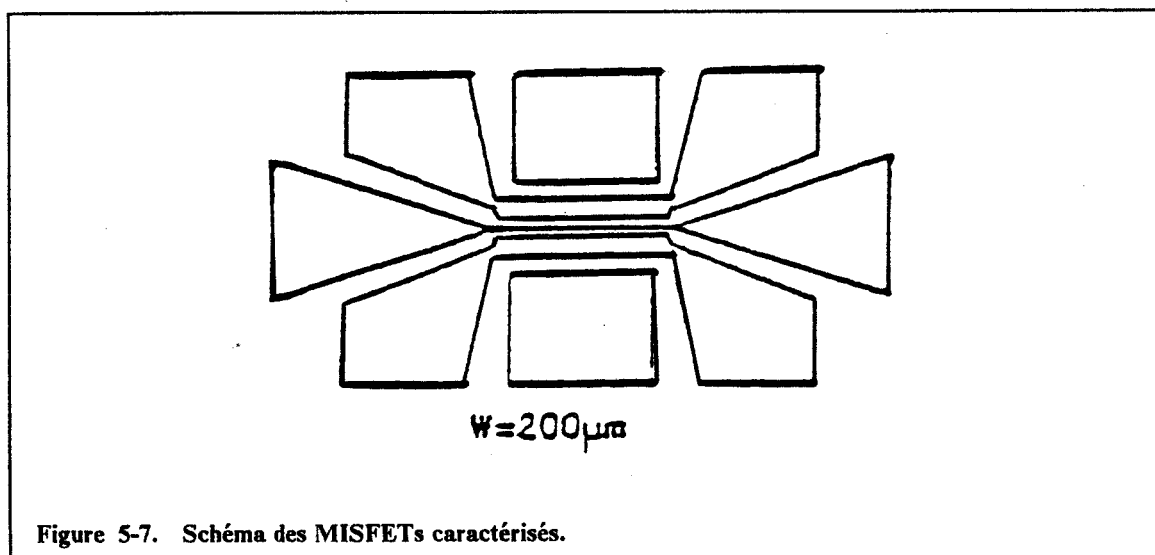


Figure 5-7. Schéma des MISFETs caractérisés.

le schéma de la structure complète est représenté dans la figure 5.8. Dans cette technologie on effectue d'abord le dépôt de nitrure et la formation des mésas constitue la dernière étape. Les résines utilisées pour le masquage des différentes zones sont des résines photosensibles positives.

### 1. Dépôt de $\text{Si}_3\text{N}_4$

La préparation chimique de la surface est identique à celle utilisée pour les structures MIS. On réalise ensuite les traitements de désoxydation (*chauffage + plasma LD*) dans le système ultra vide et le dépôt de  $\text{Si}_3\text{N}_4$  ( $520\text{\AA}$ ) suivi d'un recuit d'une heure à  $400^\circ\text{C}$  sous Ar.

### 2. Métallisation de grille

La métallisation de grille s'effectue par évaporation de Ti/Au suivant le même procédé que pour les structures MIS mais sur un masque de résine. La grille est définie par lift off. Le recuit de métallisation est le même que pour les structures MIS (15min  $400^\circ\text{C}$  Ar).

### 3. Contacts ohmiques

Le nitrure de silicium est d'abord gravé par un procédé de gravure sèche aux emplacements des contacts ohmiques. Un empilement de trois couches de Ni/AuGe/Ni est ensuite déposé et la définition des contacts ohmiques est réalisée par lift off. Le recuit de métallisation consiste en une montée en température jusqu'à  $400^\circ\text{C}$ .



#### 4. Formation des mésas

Le diélectrique est ouvert aux emplacements des mésas et on procède ensuite à l'attaque sélective de GaInAs dans un mélange de  $1\text{H}_3\text{PO}_4 - 1\text{H}_2\text{O}_2 - 8\text{H}_2\text{O}$ . Puis, l'attaque de l'InP est effectuée par une solution de 30% HCl - 70%  $\text{H}_3\text{PO}_4$ . L'épaisseur totale attaquée est d'environ  $0.6\mu\text{m}$  ce qui fait que la couche tampon et une partie du substrat sont attaqués.

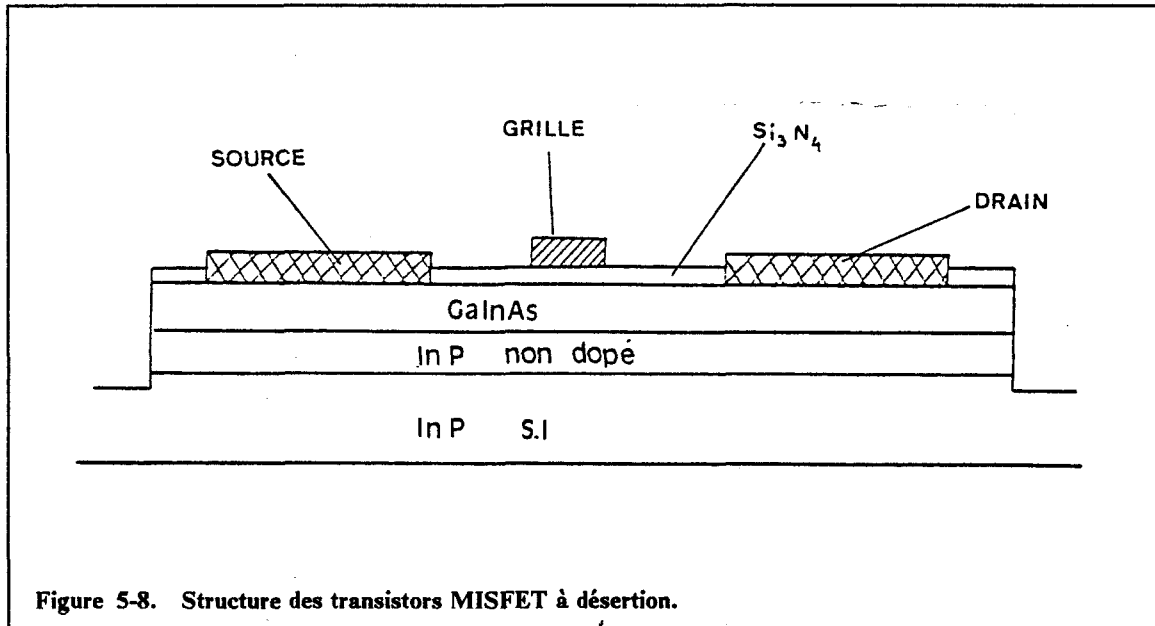


Figure 5-8. Structure des transistors MISFET à désertion.

#### 5.1.3.2 Etudes des caractéristiques $I_{ds}-V_{ds}$ et $g_m-V_g$

Les figures 5.9 et 5.10 représentent les caractéristiques  $I_{ds}-V_{ds}$  et  $g_m-V_g$  à 300 K et 110 K mesurées sur ce transistor. La transconductance maximum est de  $40\text{mS/mm}$  à 300 K et de  $60\text{mS/mm}$  à 110 K.

On peut remarquer l'amélioration des caractéristiques à basse température. L'augmentation de la transconductance peut s'expliquer par une augmentation de la mobilité avec l'abaissement de la température. A basse température le pincement est pratiquement atteint. Le courant résiduel est peut être dû à un dopage trop important de la couche tampon ou à une accumulation de porteurs à l'interface GaInAs/InP.

Ces résultats permettent de déduire les valeurs des résistances totales entre drain et source. La résistance totale est la pente inverse des courbes  $I_{ds}-V_{ds}$ .

$$R_T = 2 R_c + R_{source} + R_{drain} + R_{canal}$$

où  $R_c$  est la résistance de contact ( $\sim 3\Omega$ ),  $R_{source}$  et  $R_{drain}$  les résistances d'accès ( $R_{source} = R_{drain}$ )

Si l'on suppose le canal purement résistif, on peut obtenir une estimation de la mobilité électronique. Cette hypothèse n'est vérifiée que pour des tensions  $V_{ds}$  faibles.

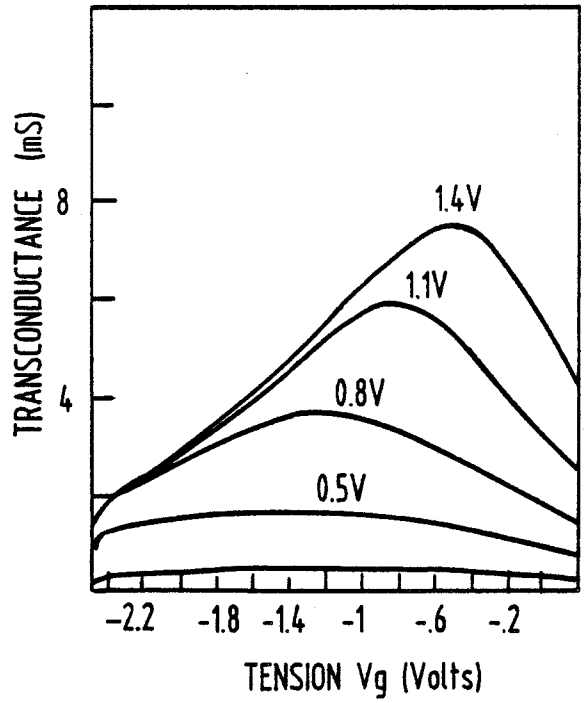
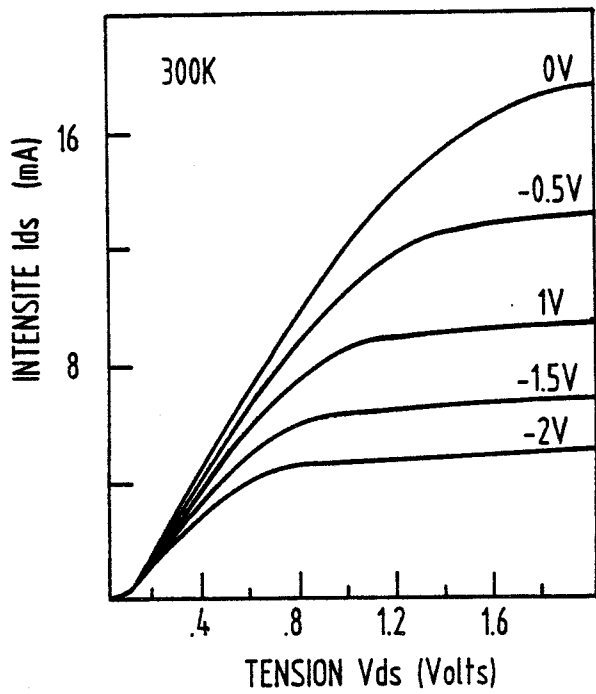


Figure 5-9. Caractéristiques  $I_{ds}$ - $V_{ds}$  et  $g_m$ - $V_g$  à 300 K.

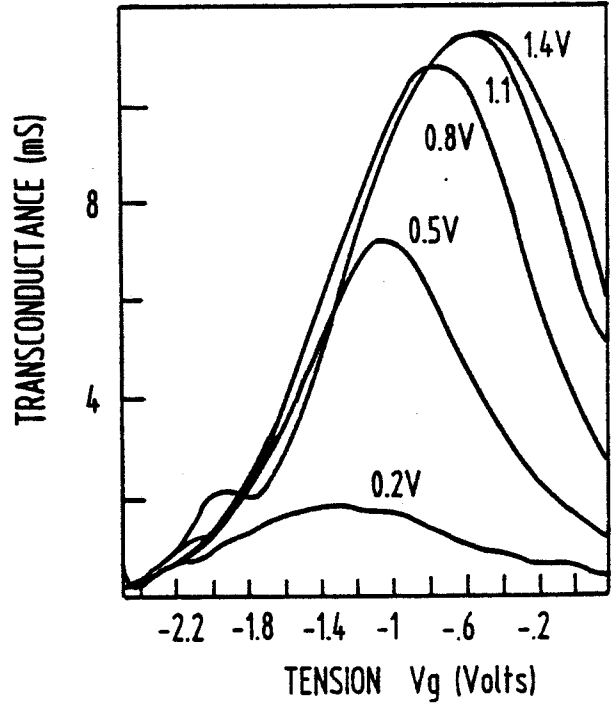
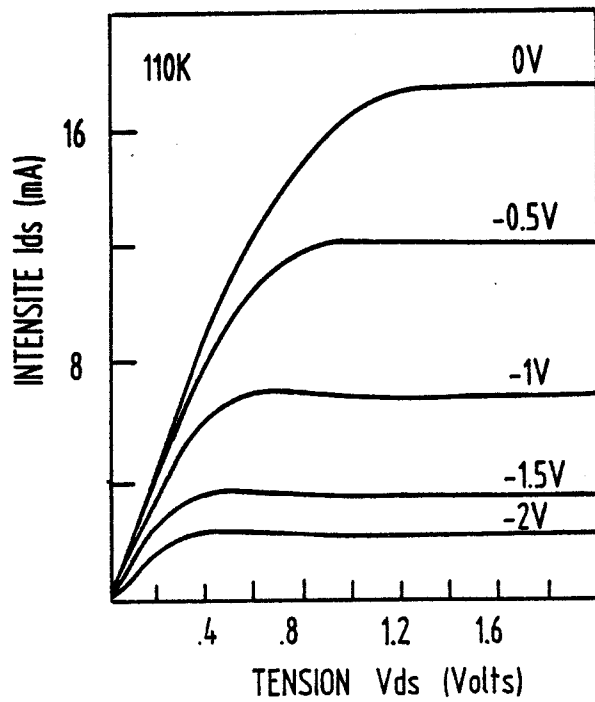


Figure 5-10. Caractéristiques  $I_{ds}$ - $V_{ds}$  et  $g_m$ - $V_g$  à 110 K.

Dans les conditions de bandes plates, on a :

$$R_{\text{source}} = \frac{L_s}{\mu_n N_D q x_1 W_g} \quad \text{et} \quad R_{\text{canal}} = \frac{L_g}{\mu_n N_D q x_1 W_g}$$

où  $L_s$  est la distance entre source et grille,  $L_g$  la longueur sous la grille,  $x_1$  la profondeur du canal et  $W_g$  la largeur de la grille. D'où :

$$R_T - 2R_c = \frac{L_g + 2L_s}{\mu_n N_D q x_1 W_g}$$

Le tableau 5.1 donne les valeurs de la mobilité électronique estimée à partir de cette expression à l'aide des courbes  $I_{ds}-V_{ds}$  pour  $V_g = 0V$ .

Température	Mobilité ( $\text{cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ )
110 K	8350
150 K	7460
200 K	6360
296 K	4570

**Tableau 5.1: Mobilité électronique en fonction de la température.**

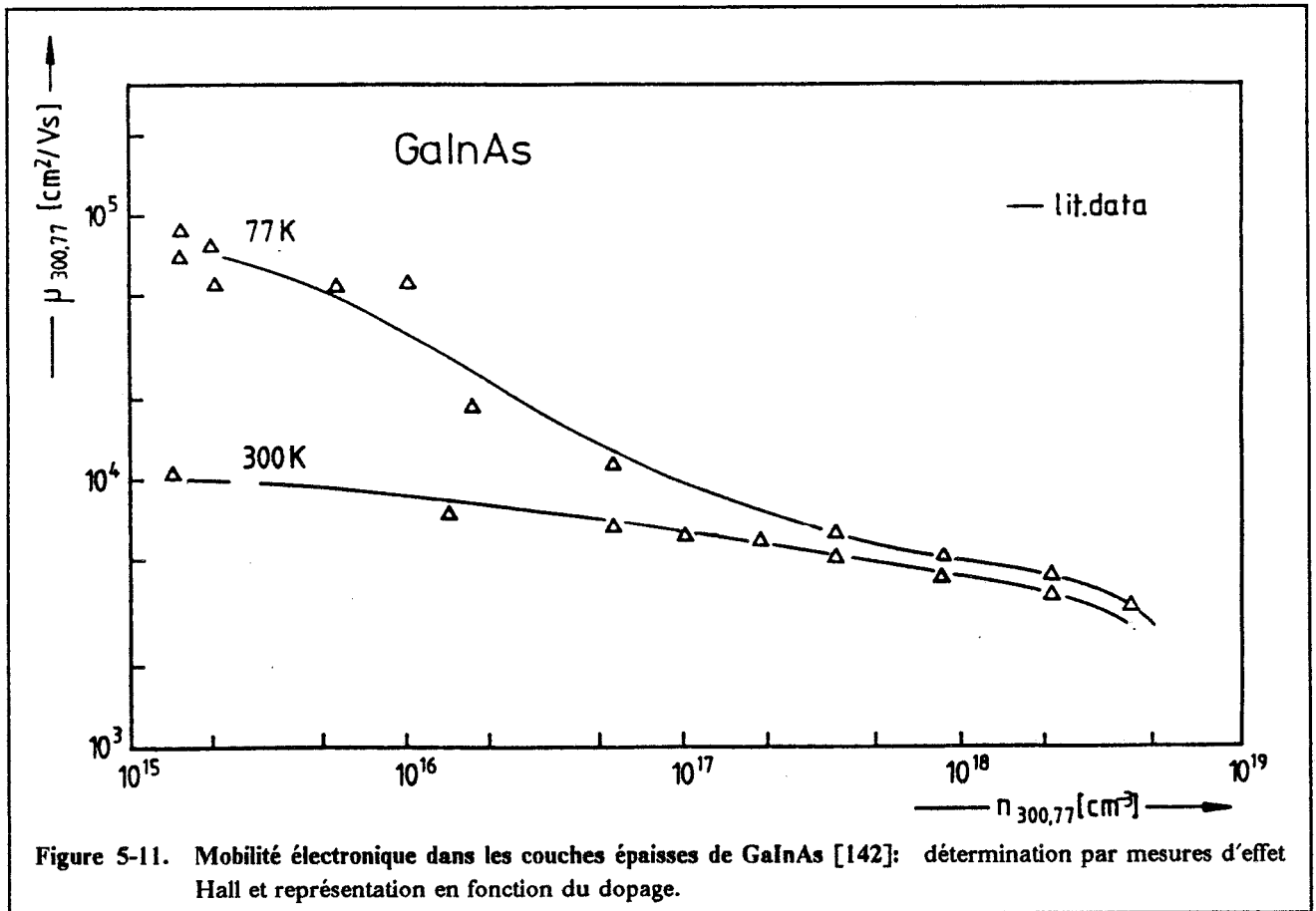
Cette méthode de calcul ne peut s'appliquer correctement que si les états d'interface ne perturbent pas trop les caractéristiques  $I_{ds}-V_{ds}$  à partir desquelles la résistance  $R_T$  est calculée. On peut admettre que cette hypothèse est vérifiée puisque les simulations montrent qu'à  $V_g = 0V$  et pour  $V_{ds}$  faible, le courant  $I_{ds}$  ne change pas beaucoup avec la densité d'états d'interface. Les valeurs de mobilité obtenues sont voisines de celles déterminées par mesures d'effet Hall dans les couches épaisses de GaInAs présentant le même dopage (fig. 5.11). Ceci montre que la technologie n'affecte pas la mobilité des électrons dans les transistors fonctionnant en mode désertion et que les couches minces de GaInAs épitaxiées sur une couche tampon en InP ont pratiquement la même mobilité que les couches épaisses. L'évolution de la transconductance avec la température est donnée sur la figures 5.12. On met ainsi en évidence les comportements différents à faible et à fort  $V_{ds}$ . D'autre part, pour les faibles valeurs de  $V_{ds}$  transconductance peut être approximée par [106]:

$$g_m = \mu_n \frac{W}{L} \cdot \bar{C} \cdot V_{ds}$$

où  $\bar{C}$  est la capacité moyenne de grille.

On peut alors expliciter la dépendance de  $g_m$  avec la température aux faibles valeurs de  $V_{ds}$  pour lesquelles cette relation est valable. L'examen des courbes de

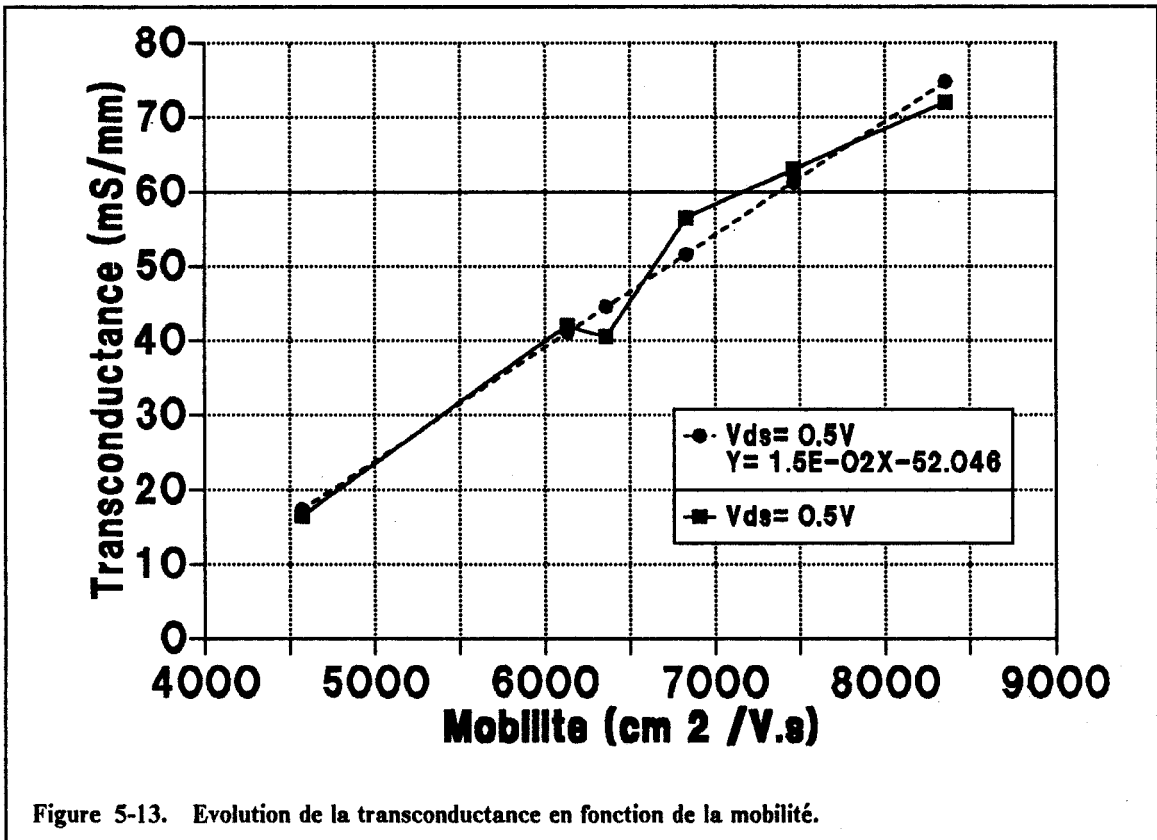
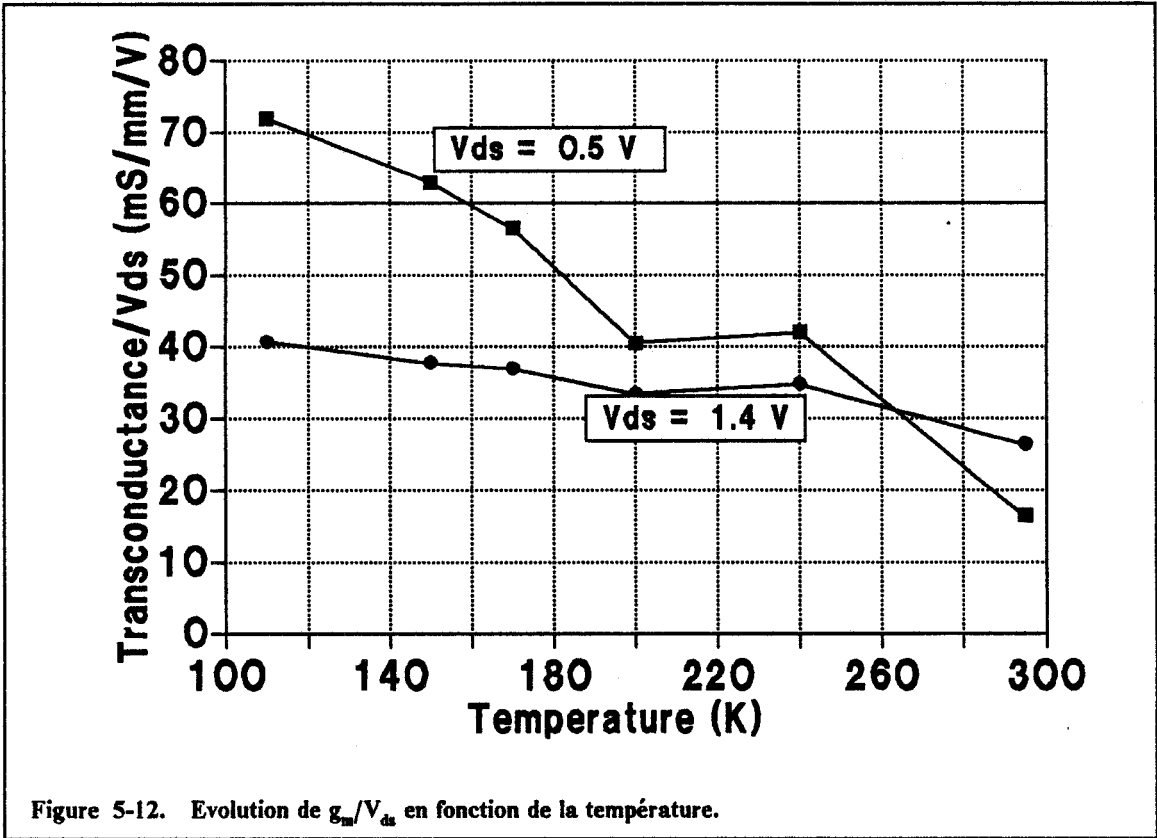
transconductance en fonction de la mobilité (fig. 5.13) montre que la transconductance est quasiment proportionnelle à la mobilité.



### 5.1.3.3 Mesures de transitoires de courant

#### Montage

Le schéma du montage expérimental est illustré par la figure 5.14. La partie de ce montage concernant la régulation en température est identique à celle utilisée pour les mesures de transitoires de capacité. Un générateur d'impulsion HP8112A 50MHz applique les impulsions de remplissage sur la grille. L'acquisition du transitoire est faite, tous les deux degrés, aux bornes de la résistance de mesure  $R_m$  qui est prise très petite ( $3\Omega$ ) pour ne pas modifier la tension  $V_{ds}$  de façon importante. Avant l'acquisition du transitoire et pour chaque température, l'ampèremètre HP3778A mesure le courant correspondant à la tension de grille de repos. L'oscilloscope numérique programmable Tektronics 7854 enregistre le transitoire sur 1000 point par l'intermédiaire de l'entrée ampli différentiel Tektronics 7A22. Le signal est moyenné sur 40 acquisitions (30s) et l'oscilloscope réalise ensuite un échantillonnage correspondant aux temps utilisés pour la mesure DLTS (9 points par décade). Les valeurs sélectionnées sont transmises à l'ordinateur.



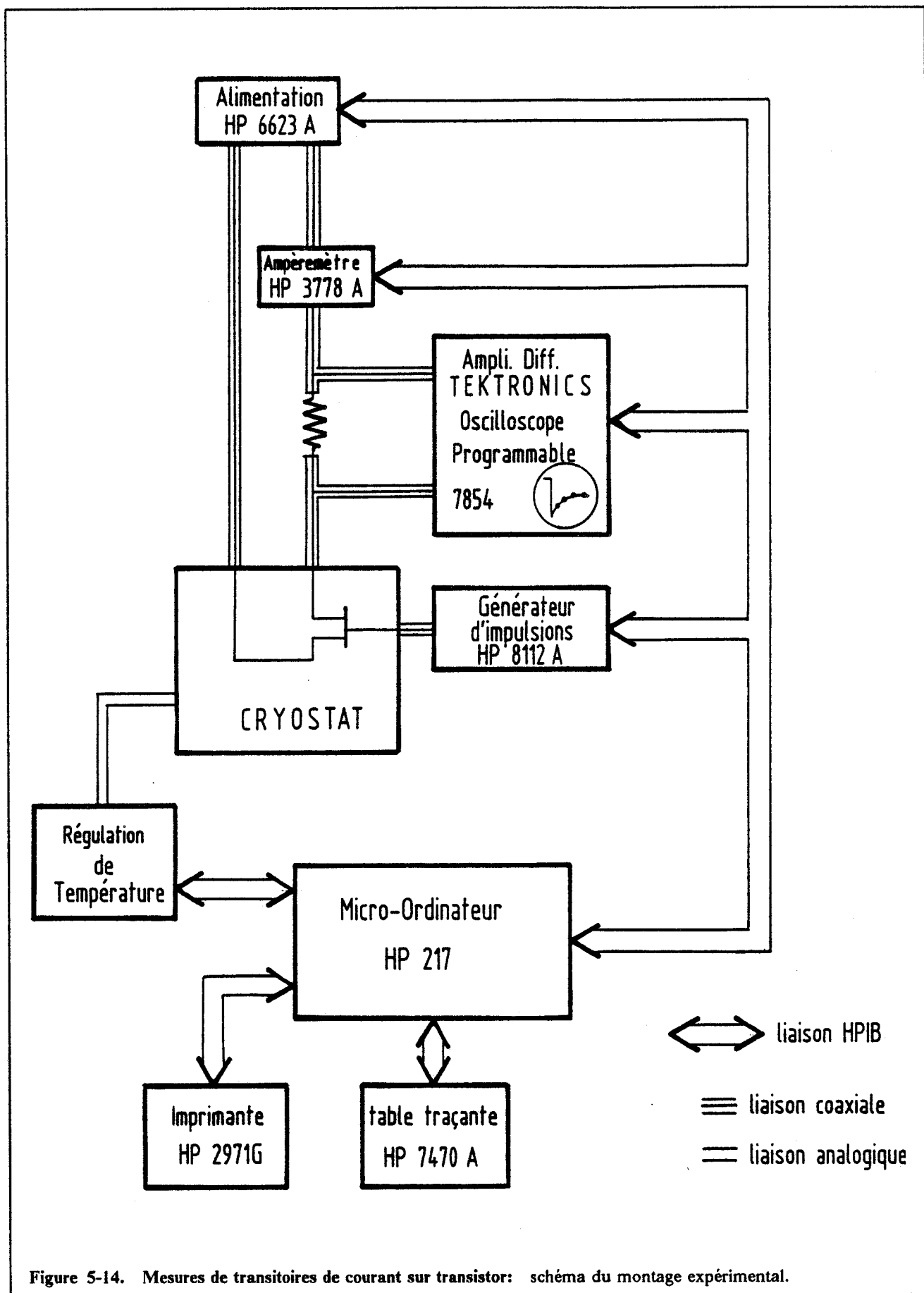


Figure 5-14. Mesures de transitoires de courant sur transistor: schéma du montage expérimental.

## Résultats

Nous avons enregistré deux séries de spectres correspondant à deux tensions de grille en désertion -2V et -1.8V. L'impulsion de remplissage dure dans chaque cas 1ms à  $V_g = +0.5V$  et la tension  $V_{ds}$  est égale à 0.4V. Les valeurs de courant sont transmises à l'ordinateur pour les temps  $t$  de 2ms à 200ms après l'impulsion avec 9 point par décade.

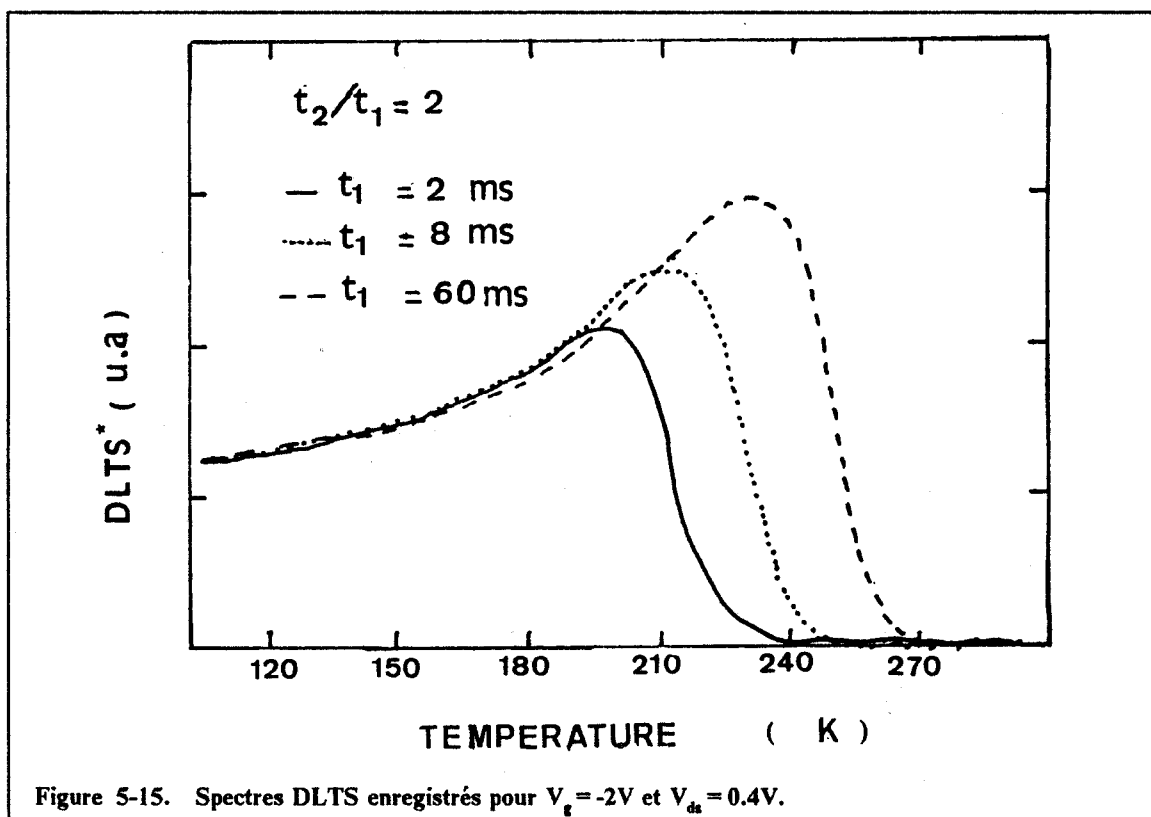
Le signal DLTS\* est calculé à partir des valeurs de courant corrigées des résistances séries

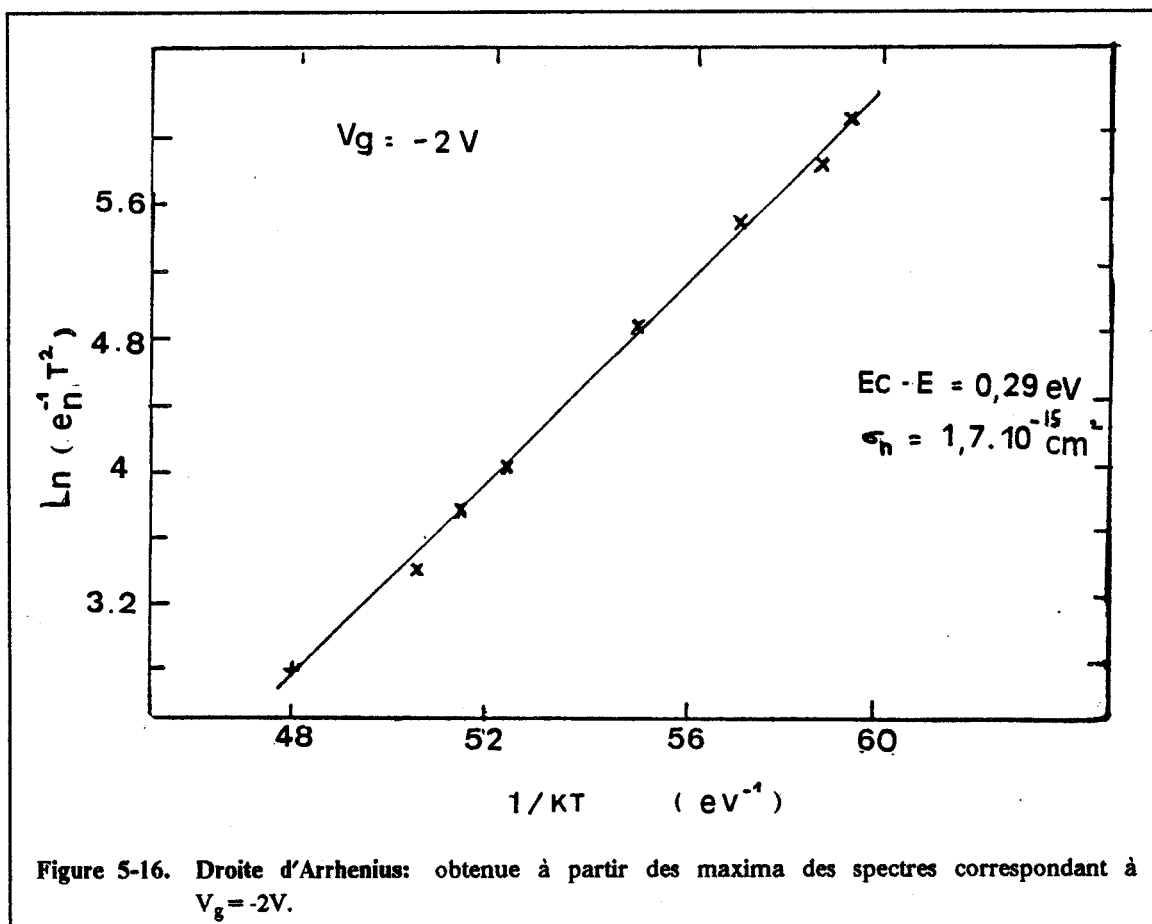
$$I_{ds} = V_{ds} \cdot I_{mes} [V_{ds} - 2R_s I_{mes}]^{-1}$$

avec  $R_s = R_c + R_{source} \sim 14\Omega$ .

La figure 5.15 montre les courbes DLTS\* correspondant à des couples de temps  $t_1$  et  $t_2$  différents avec un rapport  $t_2/t_1$  constant et égal à 2 et pour la tension  $V_g = -2V$ .

Le traitement Arrhenius des maxima permet d'estimer la section efficace de capture (fig. 5.16). La valeur obtenue ( $1.7 \cdot 10^{-15}$  à  $E_C - E = 0.29eV$ ) est du même ordre de grandeur que celle obtenues sur les structures MIS. Nous n'avons pas pu effectuer ces mesures pour des tensions  $V_g$  beaucoup moins négatives car, dans ce cas, le rapport signal sur bruit est trop faible à cause de la faible résistance de mesure.



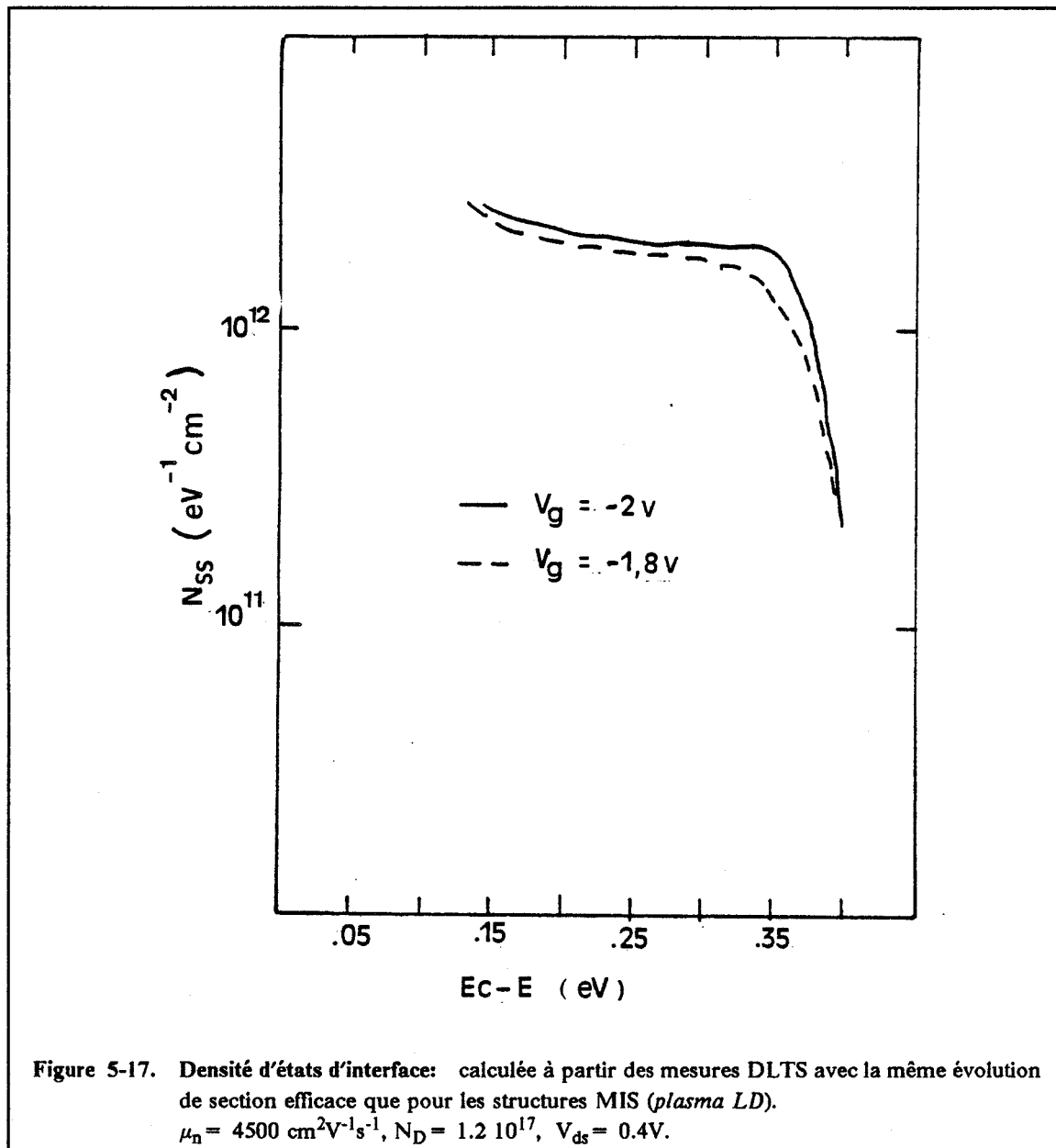


Pour calculer la densité d'états nous avons donc pris la même évolution de section efficace de capture en fonction de l'énergie que pour les structures MIS ayant subi le même traitement *chauffage + plasma LD*. La figure 5.17 donne les densité d'états calculée à partir de ces mesures en prenant une mobilité constante égale à  $4500 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$  qui est la valeur estimée à partir des courbes  $I_{ds}-V_{ds}$  à température ambiante. En réalité la mobilité dépend fortement de la température et un calcul correct devrait prendre en compte cette variation de mobilité. Mais pour les énergie proches du milieu du gap, la température de mesure est proche de la température ambiante et on peut accepter les valeurs calculées dans cette zone. Un densité d'état d'environ  $3.10^{12}$  à  $0.3\text{eV}$  de la bande de conduction n'est pas très éloignée des valeurs obtenues sur les structures MIS.

En résumé, les mesures de transitoire de courant posent des difficultés pratiques qui limitent les possibilités d'utilisation de cette technique. La gamme de tension de grille utilisable est réduite, pour les valeurs inférieures, par le pincement du canal et, pour les valeurs supérieures, par le faible rapport signal sur bruit. Le montage utilisé ici n'était pas optimisé pour ce genre de mesure et la limite supérieure pourrait être repoussée en améliorant la sensibilité du banc de mesure.

Néanmoins, les mesures de transitoires de courant ont permis d'obtenir une estimation de la densité d'état d'interface cohérente avec les mesures de capacité sur les structures MIS.





#### 5.1.3.4 Modélisation des caractéristiques

A partir des mesures expérimentales nous avons pu estimer la résistance série la mobilité électronique dans le canal et la densité d'états ont été introduits dans le programme de simulation. La figure 5.18 reporte les résultats de simulation des courbes  $I_{ds}$ - $V_{ds}$  et  $g_m$ - $V_g$  obtenus à température ambiante (300 K) en prenant une densité de  $1.6 \cdot 10^{12}$  états  $\text{eV}^{-1}\text{cm}^{-2}$ . Compte tenu des limitations du modèle exposées au début de ce chapitre on retrouve approximativement les valeurs expérimentales (fig. 5.9). L'accord devrait être meilleur avec une densité légèrement supérieure puisque la valeur estimée expérimentalement par DLTS était de l'ordre de  $2 \cdot 10^{12}$  états  $\text{eV}^{-1}\text{cm}^{-2}$  mais on atteint ici une limite de la résolution numérique. En effet, pour une densité plus élevée, la charge à l'interface due aux états d'interface devient supérieure à la charge du canal ( $qN_Dx_1$ ) et la résolution numérique devient beaucoup plus difficile.

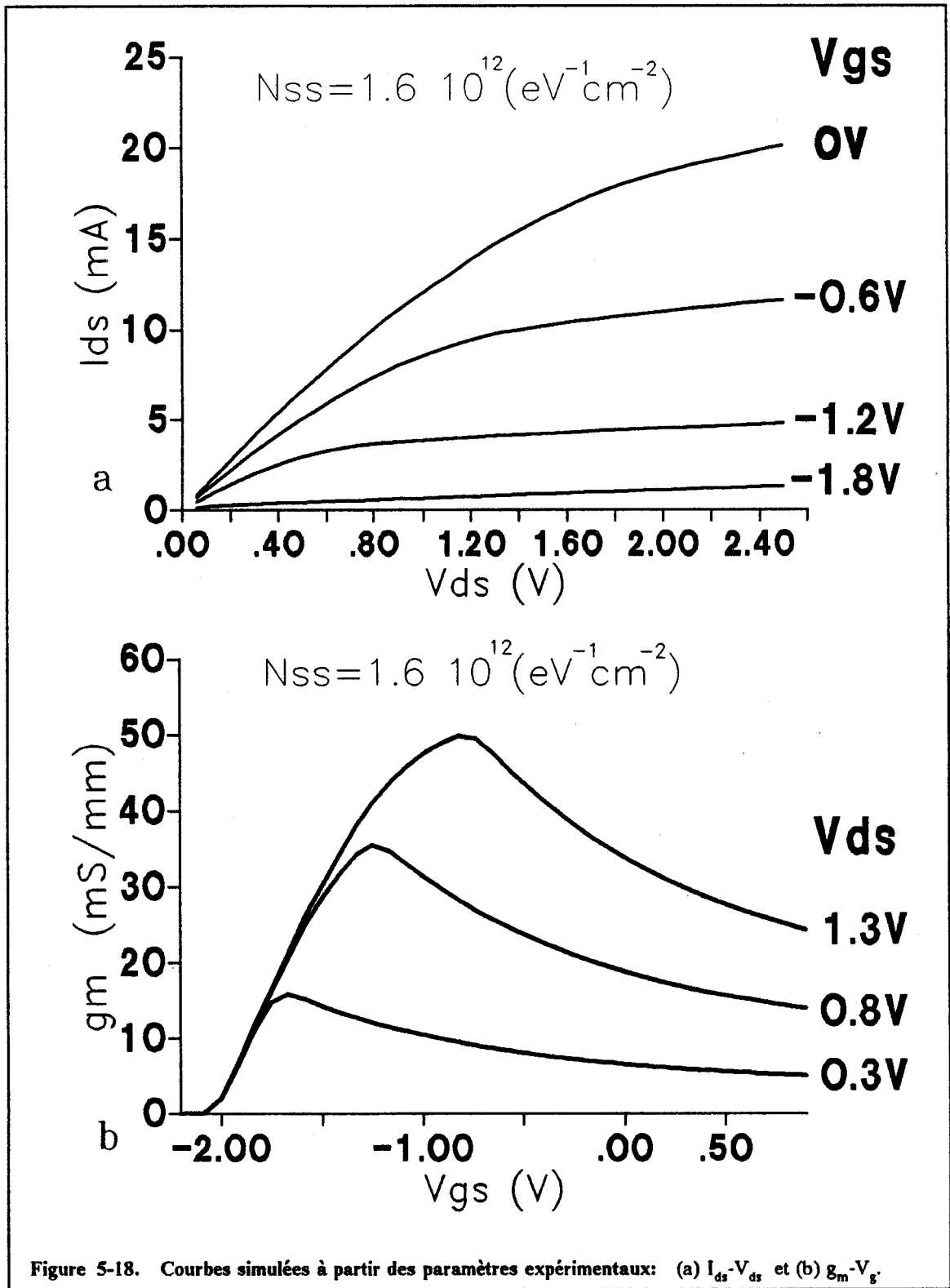


Figure 5-18. Courbes simulées à partir des paramètres expérimentaux: (a)  $I_{ds}$ - $V_{ds}$  et (b)  $g_m$ - $V_g$ .

La différence entre les courbes expérimentales et les modélisations est également liée à la simplicité du modèle. Nous avons supposé pour les calculs une interface GaInAs/InP parfaite et l'absence de courant dans la couche d'InP tampon. Ceci ne semble pas être le cas puisque le pincement du canal n'est pas atteint expérimentalement. De plus, nous n'avons pas tenu compte de la variation de la

mobilité électronique avec le champ électrique ce qui rend délicat une comparaison des courbes en régime de saturation.

Pour pouvoir être réellement comparé aux courbes expérimentales, les modélisations devraient prendre en compte l'hétérojonction GaInAs/InP et la dépendance de la mobilité en fonction du champ électrique.

D'autres transistors ont été fabriqués sur des structures épitaxiales mieux adaptées et possédant par exemple, une couche de GaInAs  $n^+$  en surface afin de diminuer les résistances d'accès. Les étapes technologiques ont été légèrement modifiées de manière à en tenir compte mais les traitements de désoxydation et le dépôt de nitrure de silicium ont été réalisés dans les mêmes conditions. Nous avons pu obtenir sur ces échantillons des transconductances de 150mS/mm pour une longueur de grille de  $2\mu\text{m}$  [38].

## 5.2 Stabilité des dispositifs

### 5.2.1 Stabilité des transistors

Les mesures de stabilité ont été effectuées sur plusieurs échantillons ayant des performances différentes au niveau de la transconductance. Le comportement observé est très comparable d'un échantillon à l'autre car ces transistors ont tous subis le même type de traitement de désoxydation (*chauffage + plasma LD*). Les résultats présentés ici ont été obtenus sur les transistors possédant les meilleurs transconductances [38].

Pour examiner la stabilité dans le temps des transistors, on applique un créneau de tension sur la grille alors que la tension drain source est maintenue constante et on enregistre l'évolution du courant  $I_{ds}$  en fonction du temps.

Pour des faibles tensions  $V_{ds}$  on peut remarquer une stabilité pratiquement parfaite du courant  $I_{ds}$  jusqu'à  $10^4$ s, et ce, pour des tensions  $V_{gs}$  allant jusqu'à 2V (fig. 5.19). Lorsqu'on augmente la tension  $V_{ds}$  (3V) on observe également une grande stabilité du dispositif (fig. 5.20,  $\Delta I_{ds}/I_{ds} < 5\%$  à qq  $10^4$ s) comparée à l'ordre de grandeur de la dérive reportée dans la littérature qui est généralement de 20%. Néanmoins il existe une légère dégradation par rapport aux mesures à  $V_{ds}$  faible. Cette dégradation de la stabilité pourrait également être provoquée par l'action de porteurs chauds. En effet lorsque l'on augmente la tension  $V_{ds}$ , le champ électrique en sortie de grille peut atteindre des valeurs très élevées et l'énergie cinétique des porteurs, très importante, provoque des phénomènes d'injection dans le nitrure de silicium.

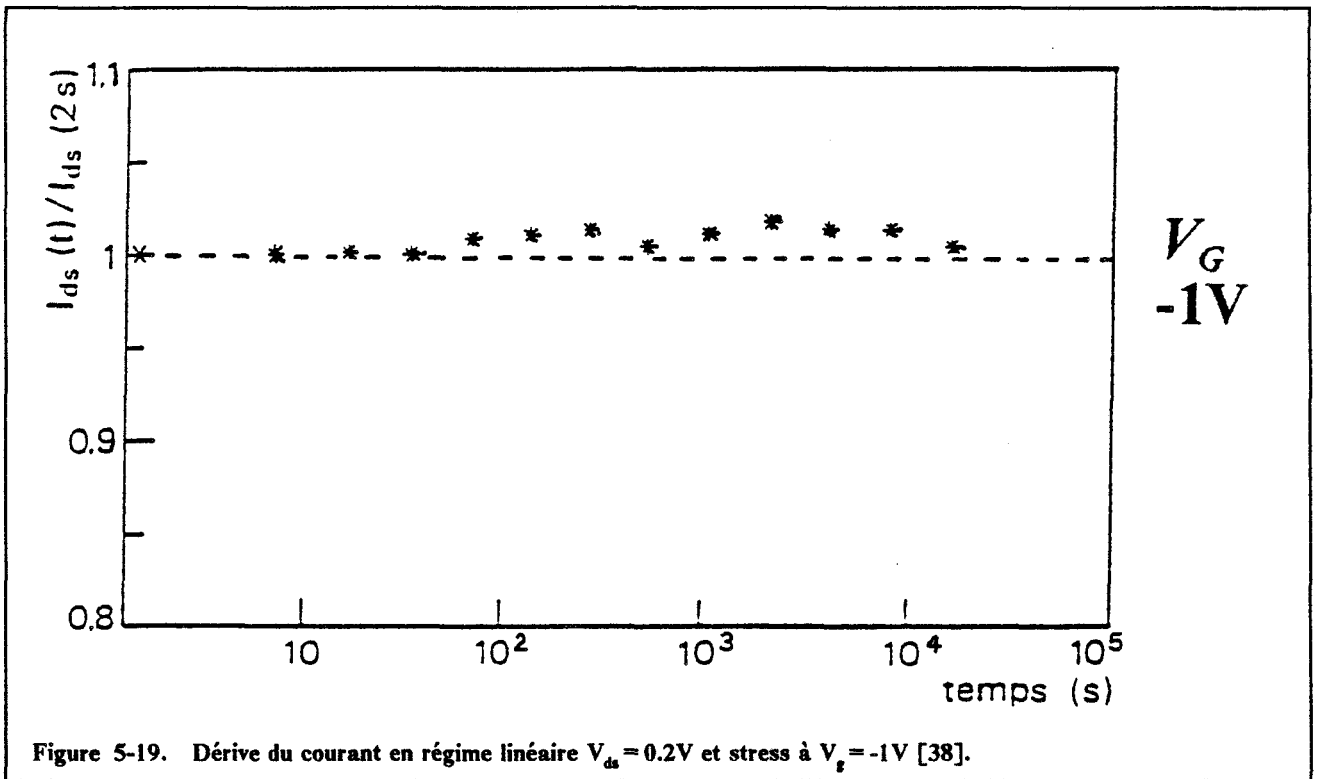


Figure 5-19. Dérive du courant en régime linéaire  $V_{ds} = 0.2V$  et stress à  $V_g = -1V$  [38].

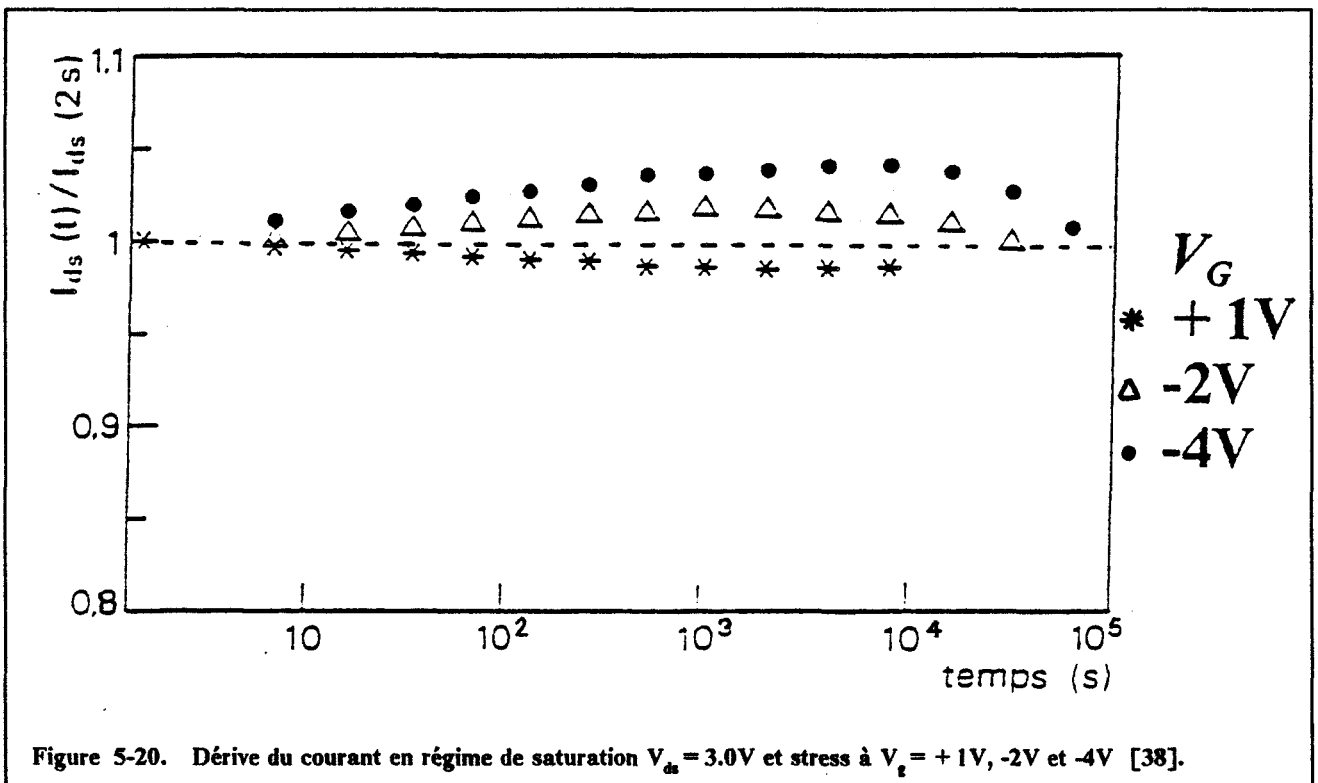


Figure 5-20. Dérive du courant en régime de saturation  $V_{ds} = 3.0V$  et stress à  $V_g = +1V, -2V$  et  $-4V$  [38].

Toutefois, il apparaît que l'ensemble des étapes technologiques optimisé pour la fabrication des structures MIS et utilisé pour les transistors permet de réduire considérablement les phénomènes de dérive observés généralement sur ce type de dispositif. L'option de désoxydation choisie au début de l'étude se révèle ici efficace et

confirme indirectement la responsabilité des oxydes natifs de GaInAs dans ces phénomènes.

## 5.2.2 Comparaison avec les structures MIS

Sur les structures MIS préparées dans les mêmes conditions de désoxydation il apparaît toujours une hystérésis sur les courbes  $C(V)$  aller et retour. Les constantes de temps mises en jeu dans ce type de mesures sont de l'ordre de quelques secondes et ne sont pas réellement comparables à celles effectuées sur les transistors. Nous avons donc effectué des mesures  $C(V)$  avec un balayage de tension rapide après des temps de capture en accumulation allant jusqu'à  $10^4$ s.

Lorsque la tension de capture est relativement élevée (6V), on remarque un décalage des courbes  $C(V)$  allant jusqu'à 0.8V au bout de  $10^4$ s (fig. 5.21). La figure 5.22 représente les variations de tension de grille correspondant à une capacité de  $0.8 C_i$  en fonction du temps. la dépendance logarithmique en fonction du temps est celle généralement observée. Par contre lorsque la tension de capture est de 1.5V, la dérive des caractéristiques est inférieure à 0.2V pour le même temps (fig. 5.23).

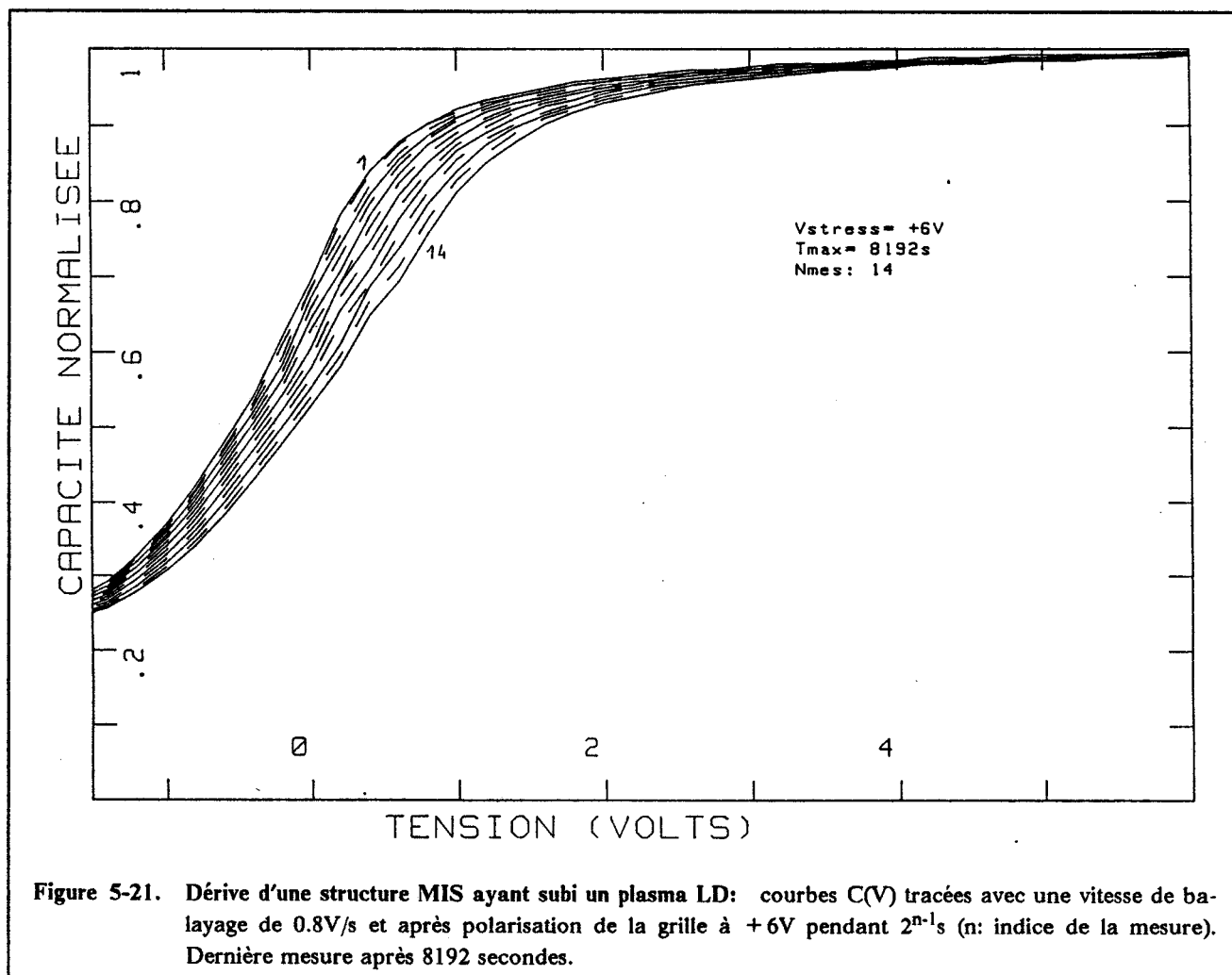


Figure 5-21. Dérive d'une structure MIS ayant subi un plasma LD: courbes  $C(V)$  tracées avec une vitesse de balayage de 0.8V/s et après polarisation de la grille à +6V pendant  $2^{n-1}$ s (n: indice de la mesure). Dernière mesure après 8192 secondes.

Les mesures de dérive du courant  $I_{ds}$  sur les transistors indiquent cependant que, même pour des polarisations de grille correspondant à l'accumulation, la variation du courant  $I_{ds}$  n'est pas comparable aux variations de tension de grille observées sur les structures MIS. Si l'on tient compte de la transconductance mesurée sur ces transistors, un décalage de la tension de grille de 0.2V conduirait à une variation du courant  $I_{ds}$  d'au minimum 10% ce qui n'est pas comparable à la dérive mesurée expérimentalement.

Cette différence de comportement peut éventuellement être expliquée par le fait que, dans le cas des transistors, il existe un champ électrique transverse dû à la tension  $V_{ds}$  qui n'existe pas dans le cas des structures MIS. Ce champ a pour effet de modifier la courbure de bande le long de la grille, on peut ainsi avoir une situation d'accumulation près de la source et une situation de désertion près du drain. Dans le cas des structures MIS, c'est toute la surface de la capacité qui est en accumulation.

Le fonctionnement du transistor et de la structure MIS diffèrent fondamentalement par la présence d'un courant dans le transistor qui n'existe pas dans la structure MIS. S'il est difficile de préciser les mécanismes provoquant la dérive dans les deux structures, il est vraisemblable que la différence de stabilité observée a pour origine cette différence de fonctionnement.

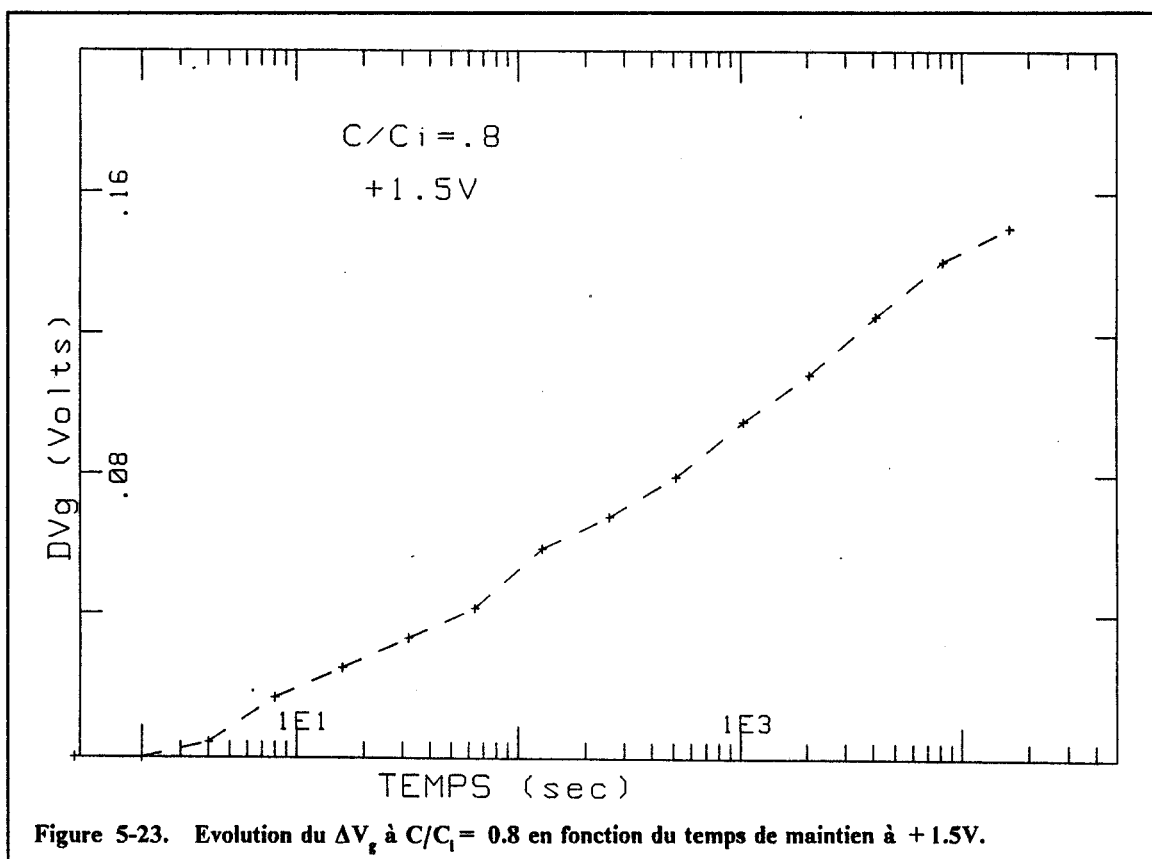
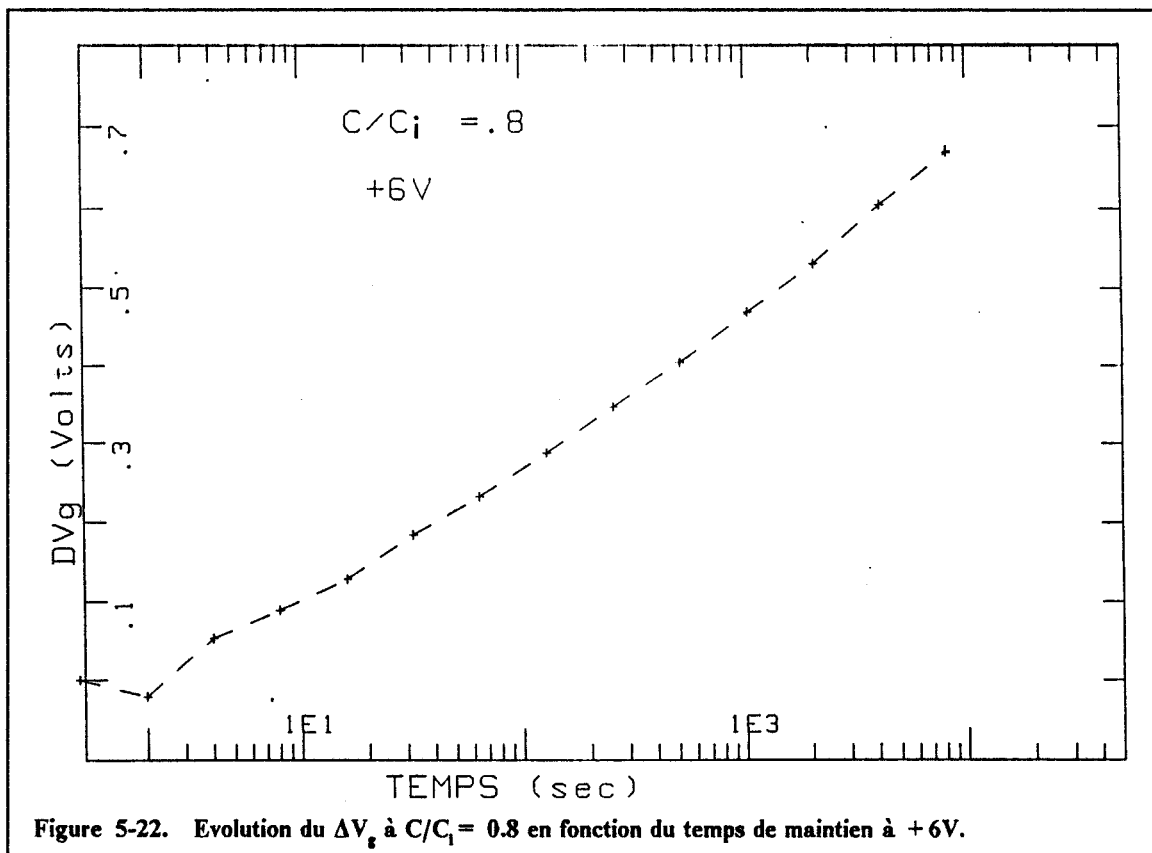
Il est donc important de vérifier la stabilité dans le temps sur les transistors. Les structures MIS ne sont pas des dispositifs permettant de déterminer avec certitude si un procédé technologique peut réduire les phénomènes de dérive observés sur les transistors.

### 5.3 Conclusions

Les traitements étudiés sur les structures MIS et appliqués à la fabrication des transistors ont permis de réaliser des transistors MISFET dotés de bonnes performances (150mS/mm pour  $L_g = 2\mu\text{m}$ ) [38] et se situant parmi les meilleures réalisations publiées récemment (fig. 1-9). Le concept de désoxydation développé dans cette étude pour réduire les phénomènes de dérive du courant  $I_{ds}$  se révèle très efficace. L'optimisation des traitements précédant le dépôt de  $\text{Si}_3\text{N}_4$  a permis d'obtenir une très bonne stabilité des performances des dispositifs.

L'application à la fabrication des transistors de la technologie utilisée pour les structures MIS n'a pas produit de dégradation sensible des propriétés électriques de l'interface. Par contre, les différences de stabilité dans le temps des transistors et des structures MIS montrent qu'il est important de fabriquer les transistors avant d'affirmer si un procédé permet ou non d'éliminer les phénomènes de dérives.

Les modélisations prenant en compte les états d'interface ont permis de développer une analyse de transitoire de courant donnant des informations quantitatives sur les états d'interface à partir de mesures effectuées directement sur les transistors.







## Conclusion

L'objectif de cette étude était de déterminer les propriétés électriques de l'interface  $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{GaInAs}$  afin d'optimiser un procédé de fabrication de transistors MISFETs sur  $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ . Afin de remédier aux problèmes de dérive du courant généralement observés sur ce type de dispositif, le procédé choisi se définit par trois points principaux: un système opérant sous ultra vide, la désoxydation de la surface de GaInAs et le dépôt de nitrure de silicium par plasma multipolaire. La fabrication des transistors MISFET nécessitait au préalable une optimisation de ce procédé sur des structures MIS. Nous avons donc commencé par rechercher les meilleures conditions de dépôt de  $\text{Si}_3\text{N}_4$  en vue de l'obtention d'un bon isolant de grille. Dans un deuxième temps nous avons étudié l'effet des différents traitements de désoxydation sur les propriétés électriques de l'interface  $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{GaInAs}$ . La maîtrise des différentes étapes technologiques et, en particulier à l'optimisation des deux étapes clés de notre procédé: la désoxydation de la surface de GaInAs et le dépôt de nitrure de silicium, nous ont permis de réaliser ensuite des transistors MISFET sur GaInAs à haute stabilité et possédant des performances intéressantes ( $150\text{mS/mm}$  pour  $L_g = 2\mu\text{m}$ ).

Au cours de l'étude du dépôt de nitrure de silicium, nous avons pu montrer que le dépôt de  $\text{Si}_3\text{N}_4$  par plasma multipolaire (MPCVD) est bien adapté pour les applications MISFET sur les composés III-V comme GaInAs. Les caractérisations optiques ont permis d'optimiser les conditions de dépôt afin d'obtenir des films pratiquement stœchiométriques avec des proportions d'hydrogène très faibles. L'écart à la stœchiométrie est dû principalement à l'incorporation d'oxygène malgré l'utilisation d'une chambre de dépôt maintenue sous ultra vide entre les dépôts. La proportion d'oxygène dans les films varie avec le rapport des gaz de réaction et avec la vitesse de dépôt selon un mécanisme qui n'a pas pu être déterminé avec certitude mais qui semble lié à la décomposition de l'azote. Les propriétés électriques des films de  $\text{Si}_3\text{N}_4$  dépendent également des conditions de dépôt. Les caractérisations électriques ont montré que les vitesses de dépôt de l'ordre de  $40\text{\AA}/\text{minute}$  favorisent l'incorporation d'ions mobiles. Les dépôts effectués à des vitesses inférieures à  $24\text{\AA}/\text{minute}$  se caractérisent par de bonnes propriétés diélectriques, une meilleure homogénéité et par une conduction de type Poole-Frenkel.

Pour effectuer l'étude des propriétés électriques de l'interface formé par le  $\text{Si}_3\text{N}_4$  MPCVD et le GaInAs sur des structures MIS, nous avons associé quatre techniques de caractérisation électrique (C(V) à 1MHz, Conductance, Deep Level Transient Spectroscopy, Isothermal Capacitance Transient Spectroscopy). Les mesures C(V) à 1MHz ont été utilisées pour les caractérisations rapides et qualitatives tandis que les

trois autres techniques ont fourni des informations quantitatives sur la densité et les sections efficaces de capture des états d'interface.

Les mesures de conductance et les mesures de transitoires de capacité ont mis en évidence une variation de la section efficace de capture en fonction de la position énergétique pour les deux types de traitement de désoxydation utilisés. Près de la bande de conduction la section efficace de capture est inférieure d'environ cinq décades par rapport aux valeurs déterminées près du milieu du gap où elle atteint  $10^{-14}\text{cm}^2$ . Les densité d'états d'interface déterminées en tenant compte de cette évolution présente un maximum près du milieu du gap. S'il n'est pas encore possible d'interpréter l'évolution de la section efficace de capture et de la densité d'états d'interface observée, nous avons pu néanmoins déterminer une signature représentative de l'effet de chaque traitement de désoxydation sur les propriétés électriques de l'interface.

Le système ultra vide utilisé permet d'effectuer un chauffage sous ultra vide et un plasma d'hydrogène. Le plasma d'hydrogène le moins énergétique (*plasma LD*) précédé d'un chauffage ( $200^\circ\text{C}$ ) est apparu comme le meilleur traitement de désoxydation réalisable dans ce système et de façon très reproductible ( $N_{\text{ss, min}} \sim 10^{12}$  états  $\text{eV}^{-1}\text{cm}^{-2}$ ). L'énergie et la durée du plasma de désoxydation sont les deux paramètres les plus importants pour la fabrication d'une interface possédant de bonnes propriétés électriques. Nous n'avons pas détecté de défauts liés à la volatilité de l'arsenic probablement à cause des températures relativement basses utilisées. L'effet du plasma de dépôt de  $\text{Si}_3\text{N}_4$  sur la surface après le traitement de désoxydation n'est pas du tout négligeable. Des résultats d'ellipométrie et de photoémission X semblent indiquer que l'arsenic amorphe présent en surface après le *plasma LD* a un rôle protecteur lors du plasma de dépôt.

Après la phase d'optimisation des traitements de désoxydation et de dépôt de l'isolant nous avons pu vérifier sur les transistors l'efficacité du procédé retenu. A cette occasion, nous avons développé une analyse de type DLTS sur les transistors à partir de modélisations de transitoires de courant prenant en compte les états d'interface. Les mesures pourront être améliorées mais elles ont permis d'obtenir une estimation de la densité d'états du même ordre de grandeur que celle mesurées sur les structures MIS. Les mesures de stabilité ont confirmé l'intérêt et l'efficacité des traitements de désoxydation sur les transistors. La dérive du courant drain-source est inférieure à 5% au bout de  $10^4$  secondes. Par contre, nous avons observé un comportement différent des structures MIS qui présentent une dérive beaucoup plus importante. Cette différence n'est pas réellement expliquée mais peut être liée à la présence du courant traversant le transistor. Néanmoins elle indique qu'il existe encore des pièges dans l'isolant même après le traitement de désoxydation.

L'ensemble des résultats obtenus montrent l'intérêt du procédé choisi pour la réalisation de MISFET sur GaInAs et en particulier le concept de désoxydation dans un système maintenu sous ultra vide. Certaines questions restent cependant sans réponse précise et devront faire, à l'avenir, l'objet de recherches plus approfondies. Par exemple, il n'est pas possible de dire pour l'instant à quoi sont dues la forme de la densité d'états d'interface et celle de la section efficace de capture observées sur les structures MIS.

D'autre part, il serait souhaitable de préciser le rôle exact de l'arsenic amorphe ainsi que celui du plasma de dépôt dans la formation de l'interface. L'utilisation de la photoluminescence in situ pourrait se révéler intéressante pour détecter la dégradation de l'interface en temps réel. Enfin la différence de stabilité observée sur les structures MIS et sur les transistors mériterait une étude spécifique.



# Annexe A. Mesure de transitoire de capacité

## A.1 Montage expérimental

Le schéma du dispositif expérimental est représenté sur la figure 1-2. Il comprend essentiellement: un générateur d'impulsions pour amener la structure hors équilibre, un capacimètre pour mesurer les transitoires de capacité, et le même cryostat que celui utilisé pour les mesures de conductance. L'ensemble étant piloté par un microordinateur HP217 qui est ensuite aussi utilisé pour le dépouillement des données.

Le capacimètre HP4280A est contrôlé par un microprocesseur et est programmé par bus IEEE. Il offre la possibilité de commander la polarisation appliquée sur l'échantillon par l'intermédiaire d'un signal TTL transmis au générateur d'impulsions. Le capacimètre effectue une mesure de capacité à 1MHz avec un signal de modulation de 10 ou 30mV. Sa résolution peut atteindre  $10^{-15}$ F lorsqu'on utilise une compensation interne. L'intervalle de mesure entre deux valeurs de capacité sur le transitoire peut être choisie entre 10 $\mu$ s et 30s. Lorsque l'intervalle de mesure est plus court que le temps d'intégration du capacimètre, ce dernier réitère la mesure jusqu'à ce que le temps total soit égal au temps d'intégration. Dans ce cas, les mesures ne sont pas faites sur le même transitoire ce qui nécessite d'utiliser des structures relativement stables.

Le générateur d'impulsion HP8112A délivre un signal entre -16V et +16V à une fréquence au maximum égale à 50MHz.

Le contrôleur de température Eurotherm permet soit de réguler à une température donnée (mode utilisé pour les mesures ICTS), soit d'effectuer une rampe de température (mode utilisé pour les mesures DLTS).

## A.2 Conditions de mesure

### ► Température de mesure

- ICTS

Nous choisissons une température pour laquelle la constante d'émission des pièges se situe dans l'intervalle de temps observé par le capacimètre ( $10^{-5}$ s à 30s). En pratique, nous avons effectué les mesures entre 100 K et 200 K par pas de 10 à 20 K.

- DLTS

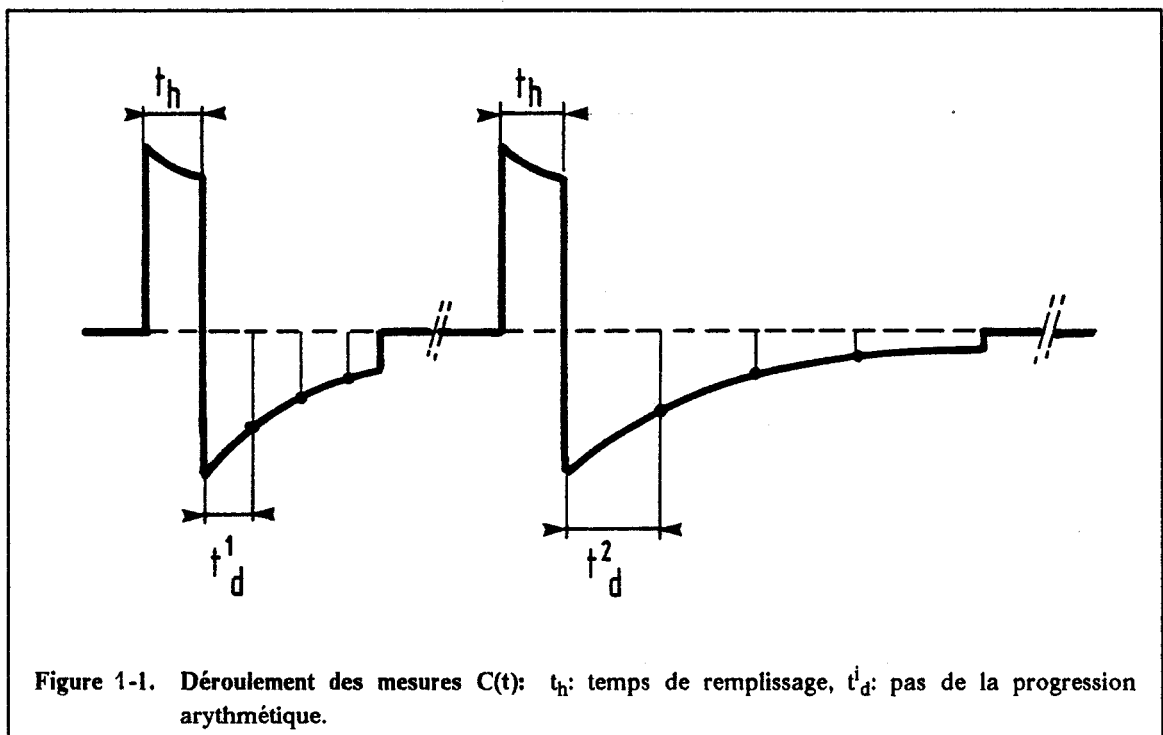
Les spectres DLTS sont enregistrés entre 100 K et 300 K en utilisant une rampe de température d'environ 130 K/heure et les mesures de capacité sont effectuées tous les deux degrés.

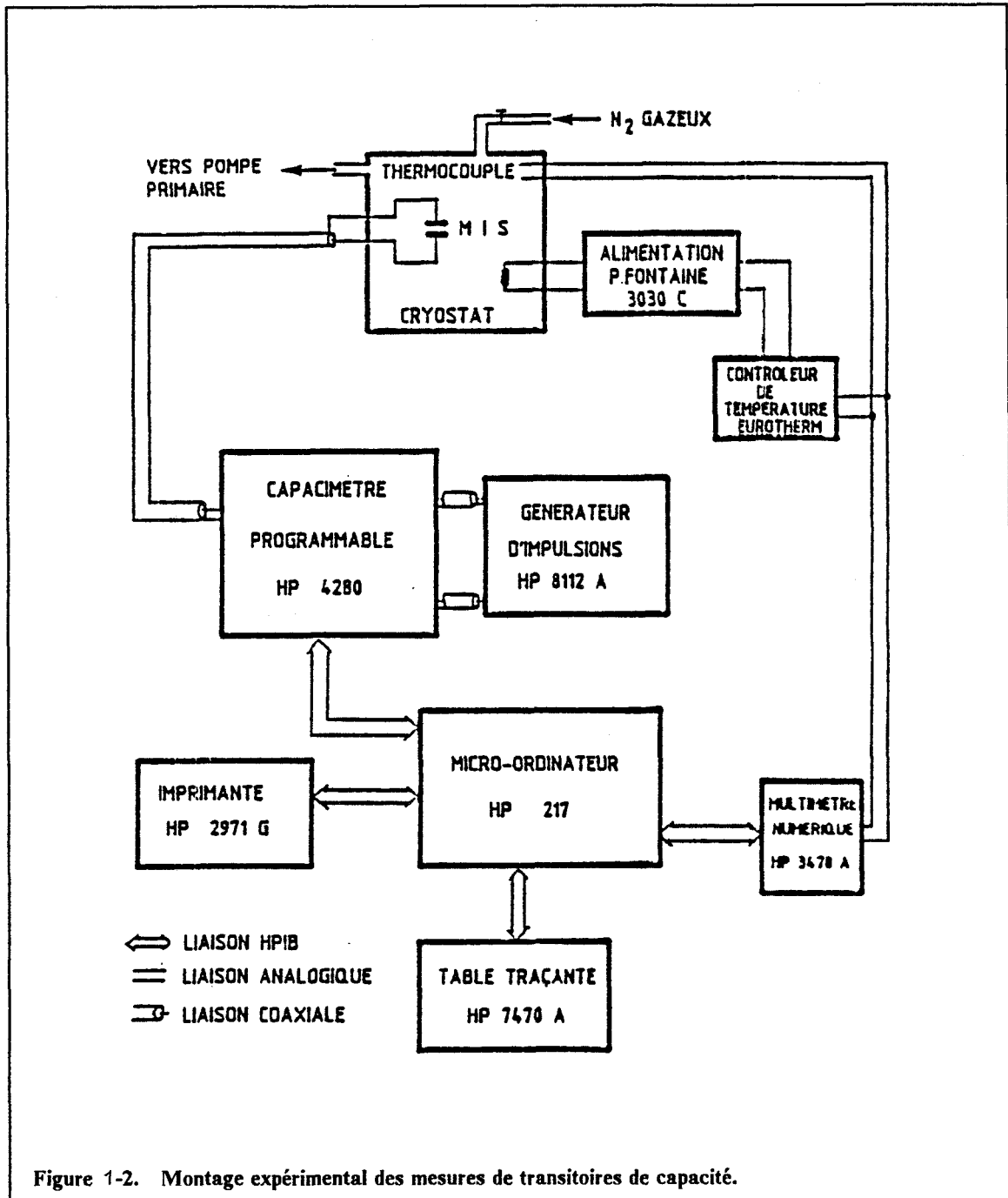
- ▶ Mesures  $C(t)$

Le capacimètre permet uniquement d'enregistrer la capacité pour des temps en progression arithmétique. Ainsi, pour acquérir la valeur de la capacité de  $10\mu\text{s}$  à  $30\text{s}$ , le nombre de lectures nécessaire est de l'ordre de  $10^6$ , nombre qui dépasse largement les capacités de mesures du capacimètre. Nous avons alors effectué plusieurs transitoires pour différents intervalles de temps et changé le pas de la progression arithmétique dans chaque intervalle (fig. 1-1).

Dans le cas de l'ICTS nous n'avons pris qu'une mesure par intervalle et choisi un nombre d'intervalles égal au nombre de temps désiré ( $n$ ). Ceci nous permet de connaître la capacité pour des temps en progression géométrique (il suffit de choisir un pas pour l'intervalle  $i$  de largeur  $t_i = r \cdot t_{i-1}$ , où  $r$  est le rapport de la progression géométrique). Comme la résolution en énergie dépend du rapport  $t_{i+1}/t_i$ , on a la même résolution pour tous les points du spectre ICTS (typiquement  $t_1 = 10\mu\text{s}$ ,  $r = 2^{1/3}$  et  $n = 58$ )

Dans le cas de la DLTS, le nombre d'intervalles est typiquement 3 avec 9 lectures par intervalle. Les mesures de capacité sont faites toutes les 0.1ms, 1ms, 10ms selon l'intervalle.









## Annexe B. Calcul des réponses DLTS et ICTS

### B.1 Fonction de réponse des états d'interface

Considérons la fonction  $g_2(E, t_i^*)$  définie par:

$$g_2(E, t_i^*) = \frac{f(E, t_{i+1}) - f(E, t_i)}{\ln t_{i+1} - \ln t_i}$$

et la fonction

$$\frac{g_1(E, T)}{\ln(t_2/t_1)} = \frac{f(E, t_2) - f(E, t_1)}{\ln t_2 - \ln t_1}$$

L'analogie des deux fonctions est évidente lorsque l'on remplace  $t_2$  par  $t_{i+1}$  et  $t_1$  par  $t_i$ . Cette observation permet d'effectuer le calcul des deux fonction de réponses DLTS et ICTS simplement à partir du calcul de la fonction  $g_2(E, t_i^*)$ . En utilisant ces expressions on pourra exprimer le signal DLTS(T) comme:

$$DLTS(T) = \frac{2C_i \ln(t_2/t_1)}{\epsilon_s N_D A} \int_{E_v}^{E_c} N_{ss}(E) \frac{g_1(E, T)}{\ln(t_2/t_1)} dE$$

et le signal ICTS( $t_i^*$ ) comme:

$$ICTS(t_i^*) = \frac{2C_i}{\epsilon_s N_D A} \int_{E_v}^{E_c} N_{ss}(E) g_2(E, t_i^*) dE$$

$g_2(E, t_i^*)$  est une fonction qui nous donne la contribution au signal ICTS( $t_i^*$ ) de la densité d'états de surface dans l'intervalle  $(E, E + dE)$ . On l'appellera fonction de réponse des états de surface.

Pour déduire l'expression de  $g_2(E, t_i^*)$  il faudra d'abord connaître l'évolution du facteur d'occupation  $f(E, t)$  à partir de la résolution de l'équation différentielle suivante:

$$\begin{aligned} \frac{df(E, t)}{dt} = & - e_n(E) f(E, t) + n_s c_n(E) [1 - f(E, t)] \\ & + e_p(E) [1 - f(E, t)] - p_s c_p(E) f(E, t) \end{aligned}$$

où  $e_n(E)$  et  $e_p(E)$  sont les coefficients d'émission des électrons et des trous,  $c_n(E)$  et  $c_p(E)$  leurs coefficients de capture, et  $n_s$  et  $p_s$ , les concentrations de porteurs libres à l'interface.

En utilisant l'hypothèse de vidage pour la zone de charge d'espace du semiconducteur, ( $p_s \sim 0$  et  $n_s \sim 0$  pour  $x < w(t)$ ), le facteur d'occupation se réduit à:

$$f(E,t) = f_{\infty}(E) + [f_0(E) - f_{\infty}(E)] \exp [ -(e_n(E) + e_p(E)) t ]$$

$f_0(E)$  est le facteur d'occupation à  $t=0$  et  $f_{\infty}(E)$  le facteur d'occupation à l'équilibre. (fig. 1-1)

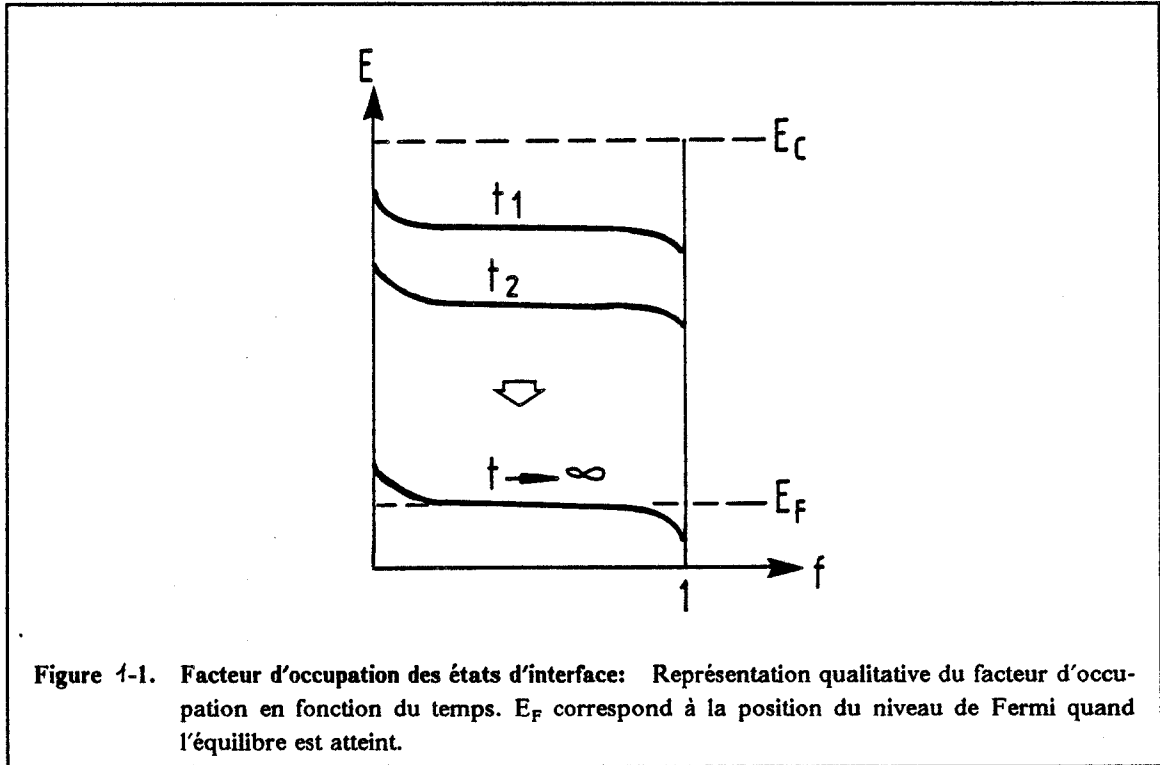


Figure 1-1. Facteur d'occupation des états d'interface: Représentation qualitative du facteur d'occupation en fonction du temps.  $E_F$  correspond à la position du niveau de Fermi quand l'équilibre est atteint.

Dans le régime de désertion, la variation de charge des états de surface ne se produit que pour les énergies de la moitié supérieure du gap. C'est à dire pour  $E_c - E < E - E_v$  et en conséquence  $e_p(E) \ll e_n(E)$ , car la dépendance des coefficients d'émission avec l'énergie est telle que:

$$e_p(E) \propto \exp \left[ - \frac{E - E_v}{kT} \right] \text{ et } e_n(E) \propto \exp \left[ - \frac{E_c - E}{kT} \right]$$

si, de plus, on considère que  $f_0(E) \sim 1$ , on obtient pour le facteur d'occupation:

$$f(E,t) = f_{\infty}(E) + [1 - f_{\infty}(E)] \exp [ - e_n(E)t ]$$

et pour la fonction de réponse:

$$g_2(E, t_1^*) = [1 - f_{\infty}(E)] \frac{\exp [ - e_n t_1^* \sqrt{r} ] - \exp \left[ - e_n \frac{t_1^*}{\sqrt{r}} \right]}{\ln r}$$

$$\text{où } r = t_{i+1}/t_i, t_i^* = \sqrt{t_{i+1}t_i} \text{ et } f_{\infty}(E) = \frac{1}{1 + \exp\left[\frac{E - E_F}{kT}\right]}$$

Le premier terme de la fonction de réponse, noté A, est presque nul pour des énergies  $E < E_F$ . Ceci indique que les états correspondant à des énergies en dessous du niveau de Fermi, ne contribuent pas au signal ICTS.

Dans le cas où  $E > E_F$ , le premier terme est presque égal à 1, et la dépendance de la fonction de réponse en fonction de l'énergie est entièrement contenue dans le deuxième terme.

Ce deuxième terme, noté B( $\zeta$ ), présente un maximum pour l'énergie  $E_i^*$  qui vérifie l'équation:

$$e_n(E_i^*)t_i^* = \frac{\sqrt{r} \ln r}{r - 1}$$

et si l'on utilise l'expression du coefficient d'émission en fonction de l'énergie, on peut trouver pour  $E_i^*$

$$E_i^* = E_c - kT \ln \left[ \sigma_n(E_i^*)v_n N_c t_i^* \frac{r - 1}{\sqrt{r} \ln r} \right]$$

$\sigma_n(E_i^*)$  étant la section efficace de capture à l'énergie  $E_i^*$ ,  $v_n$  la vitesse thermique des porteurs et  $N_c$  la densité effective d'états dans la bande de conduction du semiconducteur.

Cette énergie  $E_i^*$  se déplace le long de l'axe des énergies proportionnellement au logarithme du temps. La constante de proportionnalité est  $-kT$ ; le déplacement sera donc d'autant plus rapide que la température sera plus grande.

Si on prend comme origine des énergies  $E_i^*$  et si on normalise à  $kT$ , on peut exprimer le deuxième terme de la fonction de réponse à l'aide de la seule variable,  $\zeta$

$$\zeta = \frac{E_i^* - E}{kT}$$

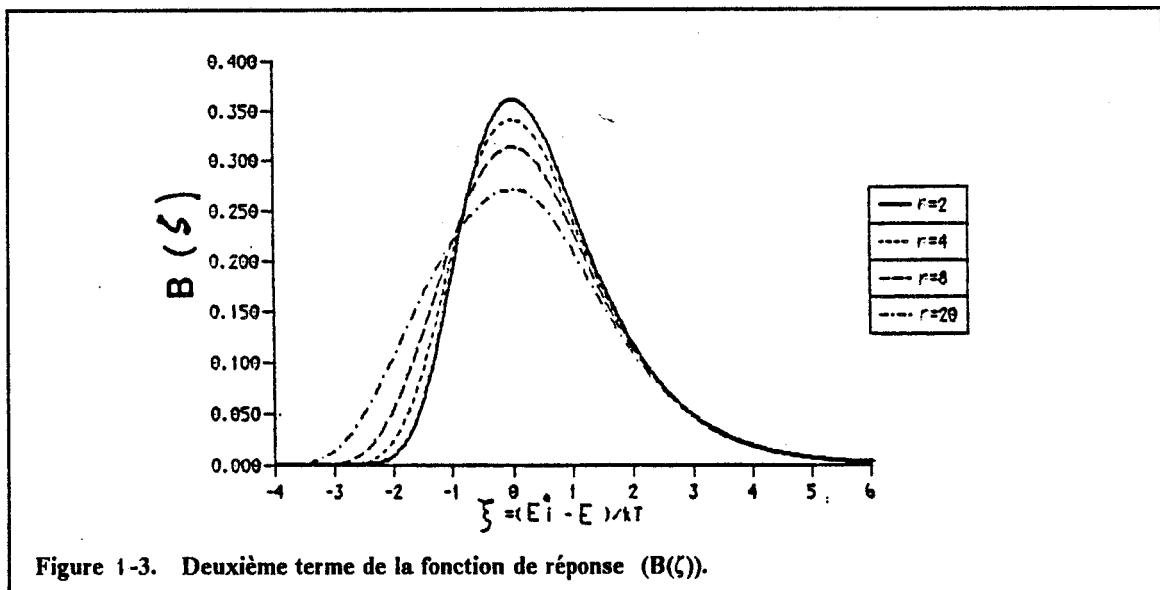
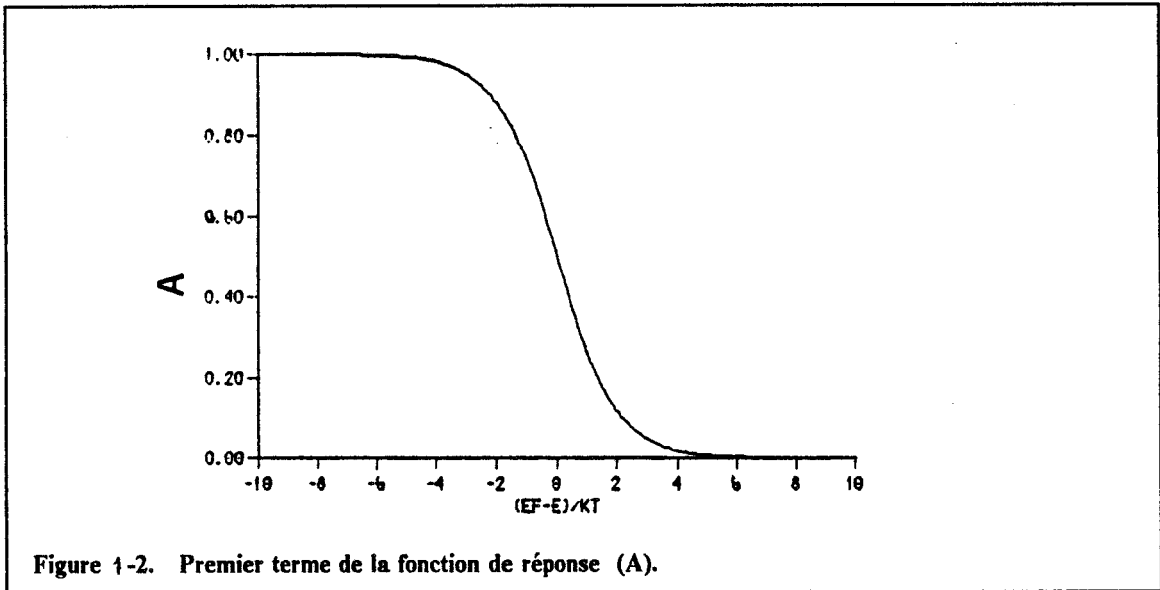
$$B(\zeta) = \frac{\exp\left[-\frac{r \ln r}{r - 1} e^{-\zeta - h(\zeta)}\right] - \exp\left[-\frac{\ln r}{r - 1} e^{-\zeta - h(\zeta)}\right]}{\ln r}$$

où  $h(\zeta)$  contient l'information sur la dépendance de la section efficace de capture en fonction de l'énergie, et vérifie:

$$\exp[h(\zeta)] = \frac{\sigma_n(E)}{\sigma_n(E_i^*)} = \frac{\sigma_n(E_i^* - kT\zeta)}{\sigma_n(E_i^*)}$$

Les figures 1-2 et 1-3 nous donnent les deux termes de la fonction de réponse. Le deuxième terme est représenté pour plusieurs valeurs du paramètre r, dans le cas d'une section efficace de capture constante ( $h(\zeta) = 0$ ).

La figure 1-4 donne la représentation de l'intervalle d'ionisation  $\Delta E_n$  en fonction de  $r$  dans le même cas. L'intervalle d'ionisation est défini comme l'intervalle dans lequel la fonction de réponse est supérieure ou égale à la moitié de sa valeur maximale.



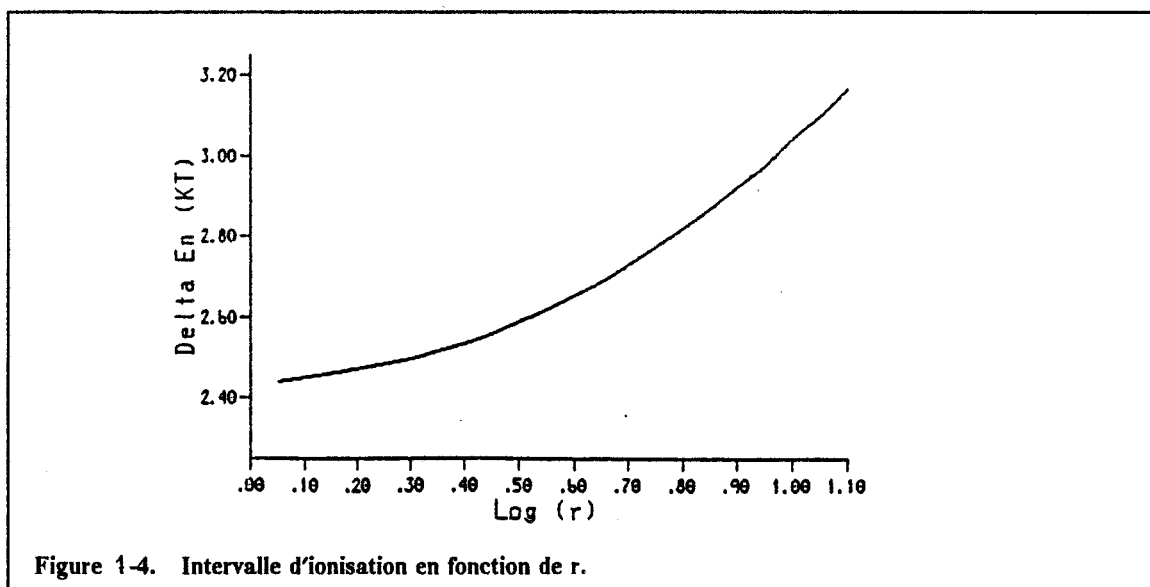


Figure 1-4. Intervalle d'ionisation en fonction de r.

## B.2 Détermination de la densité d'états d'interface

Considérons l'expression générale du signal ICTS(  $t_1^*$  ).

$$\text{ICTS}(t_1^*) = \frac{2C_i}{\epsilon_s N_D A} \int_{E_v}^{E_c} N_{ss}(E) g_2(E, t_1^*) dE$$

La fonction de réponse  $g_2(E, t_1^*)$  est pratiquement nulle pour  $E < E_F$ , présente un maximum dans le gap à l'énergie  $E_1^*$  donné par:

$$E_1^* = E_c - kT \ln \left[ \sigma_n(E_1^*) N_c v_n t_1^* \frac{r-1}{\sqrt{r} \ln r} \right]$$

et une valeur significative simplement dans l'intervalle d'ionisation  $\Delta E_n$  autour de  $E_1^*$ .

Toutes ces propriétés de la fonction de réponse des états de surface nous permettent de faire les hypothèses suivantes:

- Si la densité d'états de surface  $N_{ss}(E)$  ne varie pas de façon notable dans l'intervalle d'ionisation, nous pourrions la considérer comme constante et la sortir de l'intégrale précédente avec la valeur  $N_{ss}(E_1^*)$ .
- De plus, nous pourrions étendre les limites d'intégration de  $-\infty$  à  $+\infty$  sans commettre une erreur notable sauf si  $E_1^*$  se situe près des bandes.

Avec ces hypothèses l'expression du signal ICTS devient:

$$\text{ICTS}(t_1^*) = \frac{2C_i}{\epsilon_s N_D A} N_{ss}(E_1^*) G_2(t_1^*)$$

et la densité d'états de surface à l'énergie  $E_i^*$  est donc donné par:

$$N_{ss}(E_i^*) = \frac{\varepsilon_s N_D A}{2C_i} \frac{ICTS(t_i^*)}{G_2(t_i^*)}$$

$G_2(t_i^*)$  étant l'intégrale de la fonction de réponse étendue de  $-\infty$  à  $+\infty$ . En utilisant la variable réduite  $\zeta$  définie précédemment elle s'exprime par:

$$G_2(t_i^*) = kT \int_{-\infty}^{+\infty} d\zeta \frac{\exp \left[ -\frac{r \ln r}{r-1} e^{-\zeta-h(\zeta)} \right] - \exp \left[ -\frac{\ln r}{r-1} e^{-\zeta-h(\zeta)} \right]}{\ln r}$$

En général, pour déterminer  $G_2(t_i^*)$ , il sera nécessaire d'intégrer numériquement la fonction de réponse à cause du caractère arbitraire de la fonction  $h(\zeta)$  qui contient l'information de variation de la section efficace de capture en fonction de l'énergie. Cependant il est possible de déduire une expression analytique pour  $G_2(t_i^*)$ , si l'on développe la fonction  $h(\zeta)$  en série autour de  $\zeta = 0$ .

$$h(\zeta) = h(0) + \left. \frac{\partial h(\zeta)}{\partial \zeta} \right|_{\zeta=0} \zeta + \dots$$

et l'on obtient pour  $G_2(t_i^*)$ :

- à l'ordre 0;  $h(\zeta) \sim 0$

$$G_2(t_i^*) = kT$$

- à l'ordre 1;  $h(\zeta) \sim 0 + \left. \frac{\partial h(\zeta)}{\partial \zeta} \right|_{\zeta=0} \zeta$

$$G_2(t_i^*) = \frac{kT}{1 + \left. \frac{kT}{\sigma_n(E_i^*)} \frac{\partial \sigma_n(E)}{\partial E} \right|_{E=E_i^*}}$$

Pour la détermination à partir des mesures DLTS, on peut utiliser les mêmes hypothèses que dans le cas de l'ICTS. On obtient pour la densité d'états de surface à l'énergie  $E^*$ , l'expression:

$$E^* = E_c - kT \ln \left[ \sigma_n(E^*) N_c v_n \frac{t_2 - t_1}{\ln(t_2/t_1)} \right]$$

$$N_{ss}(E^*) = \frac{AN_D \varepsilon_s}{2C_i} \frac{DLTS(T)}{G_1(T)}$$

où  $G_1(T)$  est l'intégrale de la fonction de réponse  $\frac{g_1(E,T)}{\ln(t_2/t_1)}$  multiplié par le facteur  $\ln(t_2/t_1)$ .

Comme nous l'avons vu précédemment pour l'ICTS, cette intégrale peut s'exprimer analytiquement dans le cas d'un développement en série de la fonction  $h(\zeta)$ .

- à l'ordre 0;  $h(\zeta) \sim 0$

$$G_1(T) = kT \ln(t_2/t_1)$$

- à l'ordre 1;  $h(\zeta) \sim 0 + \frac{\partial h(\zeta)}{\partial \zeta} \Big|_{\zeta=0} \zeta$

$$G_1(T) = \frac{kT \ln(t_2/t_1)}{1 + \frac{kT}{\sigma_n(E^*)} \frac{\partial \sigma_n(E)}{\partial E} \Big|_{E=E^*}}$$

Alors que dans le cas de l'ICTS ces termes dépendent uniquement de la loi de variation de section efficace de capture avec l'énergie, dans le cas de la DLTS il dépendent en plus de la température correspondant à chaque point du spectre.





## Références Bibliographiques

1. **M. Razeghi, A. Hosseini Therani, J.P. Vilcot and D. Decoster,**  
*Monolithic integration of a Schottky photodiode and a FET using a Ga<sub>0.49</sub>In<sub>0.51</sub>As/Ga<sub>0.47</sub>In<sub>0.53</sub>As strained material*  
14<sup>th</sup> Int Conf on GaAs and Rel. Compounds, Heraklion (Crête), (1987),  
(1987), Int. Phys. Conf. Ser. N° 91, p. 731
2. **S. Miura, T. Mikawa, T. Fujii and O. Wada,**  
*High speed monolithic GaInAs PINFET*  
Electronics Letters, vol. 24, N° 7, (1988), p. 394
3. **A. Yariv and S. Margalit,**  
*Monolithic optoelectronic integration in III-V semiconductors*  
International Conference on Integrated Optic and optical fiber Communication,  
Tokyo, June 27-30, (1983), p. 182
4. **T.P. Pearsall, G. Beuchet, J.P Hirtz, N. Visentin, M. Bonnet and A. Roizes,**  
*Electron and hole mobility in Ga<sub>0.47</sub>In<sub>0.53</sub>As*  
8<sup>th</sup> GaAs and Related Compounds, Vienne, 22-24 Sept., (1980),  
Inst. Phys. Conf. ser N° 56, chp. 8, p. 639
5. **M.A. Littlejohn, J.R. Hauser and T.H. Glisson,**  
*Velocity field characteristics of Ga<sub>1-x</sub>In<sub>x</sub>P<sub>1-y</sub>As<sub>y</sub> quaternary alloys*  
Appl. Phys. Letters, vol. 30, N° 5, (1977), p. 242
6. **S. Bandy, C. Nishimoto, S. Hyder and C. Hooper,**  
*Saturation velocity determination for Ga<sub>0.47</sub>In<sub>0.53</sub>As field effect transistors*  
Appl. Phys. Letters, vol. 38, N° 10, (1981), p. 817
7. **W. Kowalsky and A. Schlachetzki,**  
*Transferred electron effect in InGaAsP alloys lattice-matched to InP*  
Solid-State Electronics, vol. 28, (1985), p. 299
8. **B. Carney, A. Cappy, G. Salmer and E. Constant,**  
*Modélisation de transistors à effet de champ à grille ultra courte*  
Acta Electronica, N° 23, (1980), p. 165

9. **M. Ogura, M. Mizuta, K. Onaka and H. Kukimoto,**  
*A capacitance investigation of InGaAs/InP isotype heterojunction*  
Jpn. J. Appl. Phys., vol. 22, N° 10, (1983), p. 1502
10. **S.R. Forrest and O.K. Kim,**  
*Deep level in Ga<sub>0.47</sub>In<sub>0.53</sub>As/InP heterostructure*  
J. Appl. Phys., vol. 53, N° 8, (1982), p. 5738
11. **K. Kazmierski, P. Philippe, P. Poulain and B de Cremoux,**  
*CV measurement and modelization of GaInAs/InP heterointerface with traps*  
J. Appl. Phys., vol. 61, N° 5, (1987), p. 1941
12. **O. Sugiura, A.C. Dentai, C.H. Joyner, S. Chandrasekhar and J.C. Campbell,**  
*High current gain InGaAs/InP double heterojunction bipolar transistors grown by Metal Organic Vapor Phase Epitaxie.*  
IEEE Electron. Dev. Letters, vol. 9, N° 5, (1988), p. 253
13. **T. Won and H. Morkoç,**  
*High speed performance of InP/InGaAs/InP double heterojunction bipolar transistors,*  
Appl. Phys. Letters, vol. 52, N° 7, (1988), p. 552
14. **G. Fernholz, R. Westphalen, W. Lange and H. Beneking,**  
*Enhanced Schottky barrier heights on n-type GaInAs by Be implantation*  
Electronics Letters, vol. 23, (1987), p. 722
15. **P. O'Connor, T.P. Pearsall, K.Y. Cheng, A.Y. Cho, J.C.M. Hwang and K. Alavi,**  
*In<sub>0.53</sub>Ga<sub>0.47</sub>As FETs with Insulator-Assisted Schottky Gates*  
IEEE Electron. Dev. Letters, vol. 3, N° 3, (1982), p. 64
16. **C.L. Cheng, A.S.H. Liao, T.Y. Chang, E.A. Caridi, L.A. Coldren and B. Lalevic,**  
*Silicon Oxide Enhanced Schottky Gate In<sub>0.53</sub>Ga<sub>0.47</sub>As FETs with self aligned recessed gate structure*  
IEEE Electron. Dev. Letters, vol. 5, N° 12, (1984), p. 511
17. **S. Loualiche, L. Henry, C. Vaudry, A. Le Corre,**  
*Fabrication de SCHOTTKY et de MESFET sur GaInAs,*  
Le Vide, Les Couches Minces, N° 231, (1986), p. 213
18. **M.R. Lorentz and A. Onton,**  
*Electronic structure of III-V alloys from luminescence*  
Proc. of the 10<sup>th</sup> Int. Conf. Phys. Semiconductors, Aug. 17-21, (1970), Cambridge, Massachusetts, U.S. atomic energy communication, Washington DC, p. 444

19. **M.D. Feuer, Tao-Yuan Chang, S.C. Shunk, B. Tell,**  
*Semiconductor-Gated InGaAs/InAlAs heterostructure transistors (SISFET's)*  
IEEE Electron. Dev. Letters, vol. 8, (1987), p. 33
  
20. **L. Giraudet,**  
*Transistors à effet de champ en GaInAs: apport des hétérojonctions AlGaInAs/GaInAs dans les caractéristiques de fonctionnement.*  
Thèse de docteur en science, Université de Paris-sud, 14 Jan. 1988.
  
21. **L. Nguyen, M. Allovon, P. Blanconnier, B. Bourdon, E. Caquot and A. Scavenec,**  
*Process and Model of short gate diffused InGaAs JFET's for integrated PINFET photodetector*  
ESSDERC, Bologna, Sept. 1987
  
22. **R. Schmitt and K. Heime,**  
*InGaAs junction FET's with frequency limit (MAG=1) above 30GHz*  
Electronics Letters, vol. 21, N° 10, (1985), p. 449
  
23. **Y. Chai, C. Yuen and G.A Zdasiuk,**  
*Investigation of In<sub>0.53</sub>Ga<sub>0.47</sub>As for high-frequency microwave power FET's*  
IEEE Trans. on Electron Devices, vol ED 32, N° 5, (1985), p. 972
  
24. **D. Wake, E.G. Scott and I.D. Henning,**  
*Monolithically integrated InGaAs/InP PIN JFET photoreceiver*  
Electronics Letters, vol. 22, (1986), p. 719
  
25. **J. Cheng, S.R. Forrest, R. Stall, G. Guth and R. Wunder,**  
*Depletion and enhancement mode In<sub>0.53</sub>Ga<sub>0.47</sub>As/InP junction field-effect transistor with a p<sup>+</sup> InGaAs confinement layer*  
Appl. Phys. Letters, vol. 46, N° 9, (1985), p. 885
  
26. **S. Hata, M. Ikeda, T. Amano, G. Motasugi and K. Kurumada,**  
*Planar InGaAs/InP PINFET fabricated by Be Ion implantation*  
Electronics Letters, vol. 20, (1984), p. 947
  
27. **J.Y. Raulin, E. Thorngren, M.A. Di Forte-Poisson, M. Razeghi and G. Colomer,**  
*Very high transconductance InGaAs/InP junction field effect transistor with submicrometer gate*  
Appl. Phys. Letters, vol. 50, (1987), p. 535
  
28. **H. Albrecht and C.H. Lauterbach,**  
*Normally off InGaAs junction field effect transistor with InGaAs buffer layer*  
IEEE Electron. Dev. Letters, vol. 8, N° 8, (1987), p.353

29. **P. Riglet, J.P. Chané, J.J. Vingrief, J. Baelde,**  
*High performance, high gain, submicron GaInAs JFETs,*  
 46<sup>th</sup> Annual Device Research Conference, Boulder (Colorado USA) June 20-22,  
 1988
30. **K. Kamada, T. Kobayashi, H. Ishikawa, Y. Mori, K. Kaneko and C. Kojima**  
*High transconductance AlInAs/GaInAs HIFETs grown by MOCVD*  
 Electronics Letters, N°23, (1987), p. 298
31. **U.K. Mishra, A.S. Brown, S.E. Rosenbaum, M. J. Delaney, S. Vaughn and  
 K. White,**  
*Noise Performance of sub-micron AlInAs-GaInAs HEMTs*  
 46<sup>th</sup> Annual Device Research Conference, Boulder (Colorado USA) June 20-22,  
 1988
32. **E. Frederic Schubert, W.T. Tsang, M.D. Feuer and P.M.Mankiewich,**  
*High transconductance heterostructure  $In_{0.53}Ga_{0.47}As/InP$  Metal Insulator  
 semiconductor field effect transistor grown by Chemical Beam Epitaxy*  
 IEEE Electron. Dev. Letters, vol. 9, N° 3, (1988), p.145
33. **J. Splettstosser, C. von Altrock, D. Schmitz and H. Beneking,**  
*Monolithically integrated  $Ga_{0.47}In_{0.53}As$  MISFET inverter*  
 12<sup>th</sup> Workshop on compound semiconductor devices and integrated circuits, 9-11  
 May, (1988), Cadro Lugano (Switzerland)
34. **P.D. Richard, R.J. Markunas, G. Lucovsky, G.G. Fountain, A.N. Mansour  
 and D.V. Tsu,**  
*Remote plasma enhanced CVD deposition of silicon nitride and oxide for gate  
 insulators in (InGa)As FET devices*  
 J. Vac. Sci. Technol. A, vol. 3, N° 3, (1985), p. 867
35. **P.D. Gardner, S.Y. Narayan, Y.H. Yun,**  
*Characteristics of the low temperature deposited  $SiO_2-Ga_{0.47}In_{0.53}As$   
 Metal/Insulator/semiconductor interface*  
 Thin Solid Films, N° 117, (1984), p. 173
36. **Y. Takahashi, T. Takahashi, T. Shitara, Y. Iwase, Y-H. Jeong, S. Takagi, F.  
 Arai and T. Sugano,**  
*InP and  $In_{0.53}Ga_{0.47}As$  Metal Insulator Semiconductor field effect transistor with  
 $PAs_xN_y$  as the gate insulator*  
 14<sup>th</sup> Int Conf on GaAs and Rel. Compounds, Heraklion (Crête), (1987),  
 Int. Phys. Conf. Ser. N° 91, p. 731

37. **J. Selders and H. Beneking,**  
*GaInAs n-channel inversion mode MISFETs with improved long and short term stability*  
 IEEE Electron. Dev. Letters, vol. 7, N° 8, (1986), p. 434
38. **M. Renaud, P. Boher, J. schneider, J. Barrier, D. Schmitz, M. Heyen and H. Jurgensen,**  
*Depletion and Enhancement mode Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>/GaInAs MISFETs with no current drift,*  
 18<sup>th</sup> European Solid State Device Research Conference (ESSDERC 88),  
 Montpellier (France), 13-16 Sept. 1988  
 Journal de Physique, Colloque C4, supplément au N° 9, Tome 49, (1988), p. C4-209
39. **G.P. Schwartz, J.E. Griffiths, and G.J. Gualtieri,**  
*Thermal oxidation and native oxide-substrate reactions on GaAs and In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As*  
 Thin Solid Films, N° 94, (1982), p. 213
40. **P. Viktorovitch**  
*Interface properties on InP-dielectric systems*  
 Communication présentée au 172<sup>th</sup> meeting of the Electrochemical Society à  
 Honolulu, (Hawaï), 18-23 Octobre 1987
41. **M. Erman, M Renaud and S. Gourrier,**  
*Spatially resolved Ellipsometry for semiconductor process control: Application to GaInAs MIS structures*  
 Jpn. J. Appl. Phys., vol. 26, N° 11, (1987), p. 1891
42. **P.A. Breeze, H.L. Hartnagel and M.A. Sherwood,**  
*An investigation of anodically grown films on GaAs using X-Ray photoelectron spectroscopy*  
 J. Electrochem. Soc., vol. 127, (1980), p. 454
43. **C.L. Cheng, A.S. Liao, T.Y. Chang, R.F. Leheny, L.A. Coldren and B. Lalevic,**  
*Submicrometer self aligned recessed gate InGaAs MISFET exhibiting very high transconductance*  
 IEEE Electron. Dev. Letters, vol. 5, N° 5, (1984), p. 169
44. **J.L. Pankove, J.E. Berkeyheiser, S.J. Kilpatrick, C.W. Magee,**  
*Passivation of GaAs surfaces*  
 J. of Elec. Mat., vol. 12, N° 2, (1983), p. 359
45. **H.L. Chang, L.G. Meiners, C.J. Sa,**  
*Preparation and electrical properties of InP<sub>x</sub>O<sub>y</sub> gate insulator on InP*  
 Appl. Phys. Letters, vol. 48, N° 5, (1986), p. 375

46. **G. Lucovsky and R.S. Bauer,**  
*Local atomic order in native III-V oxide*  
J. Vac. Sci. Technol., vol. 17, N° 5, (1980), p. 946
47. **W.E. Spicer, P.W. Chye, P.R. Skeath, C.Y. Su and I. Lindau,**  
*New and unified model for Schottky barrier and III-V insulator interface states formation,*  
J. Vac. Sci. Technol., vol. 16, N° 5, (1979), p. 1422
48. **M.S. Daw and D.L. Smith,**  
*Relation between the common anion rule and the defect model of Schottky barrier formation*  
Solid State Communications, vol. 37, (1981), p. 205
49. **H.H. Wieder,**  
*Surface Fermi level of III-V compound semiconductor-dielectric interface*  
Surface Science, vol. 132, (1983), p. 390
50. **H. Hasegawa and T. Sawada,**  
*On the electrical properties of compound semiconductor interface in metal/insulator/semiconductor structures and the possible origin of interface states*  
Thin Solid Films, N° 103, (1983), p. 119
51. **H. Hasegawa and T. Sawada,**  
*Photoionisation and thermal activation of compound semiconductor MOS interfaces and origin of interface states*  
J. Vac. Sci. Technol., vol. 21, N° 2, (1982), p. 457
52. **H. Hasegawa, L. He, H. Ohno, T. Sawada, T. Haga, Y. Abe and H. Takahashi,**  
*Electronic and microstructural properties of disorder induced gap states at compound semiconductor insulator interfaces*  
J. Vac. Sci. Technol. B, vol. 5, N° 4, (1987), p. 1097
53. **F.P. Heiman and G. Warfield,**  
*The effect of oxide trap on the MOS capacitance*  
IEEE Trans. Electron Devices, vol. 12, N° 4, (1965), p. 167
54. **D.E. Aspnes and H.J. Stocker**  
*Peroxide etch chemistry on <100>  $In_{0.53}Ga_{0.47}As$*   
J. Vac. Sci. Technol., vol. 21, N° 2, (1982), p. 413
55. **J.P. Landesman, P. Friedel and M. Taillepié,**  
*XPS study of the chemical cleaning of epitaxial  $Ga_{0.47}In_{0.53}As$  (100) surfaces*  
Europhysics Letters, vol. 3, N° 10, (1987), p. 1143

- 56. W. Kulisch and R. Kassing,**  
*Reduction of the concentration of the slow insulator state in SiO<sub>2</sub>/InP metal insulator semiconductor structures,*  
 J. Vac. Sci. Technol. B, vol. 5, N° 2, (1987), p. 523
- 57. Y.H. Jeong, S. Takagi, F. Arai and T. Sugano,**  
*Effect on InP surface trap states of in situ etching and phosphorus-nitride deposition*  
 J. Appl. Phys., vol. 62, N° 6, (1987), p. 2370
- 58. T. Itoh and K. Ohata,**  
*Enhancement-mode GaInAs MISFETs with X-band operation,*  
 16<sup>th</sup> Int. Conf. on Solid State Devices and Materials, Kobe (Japan), (1984),  
 Late News abstracts, LD-5-4, p. 20
- 59. P.D. Gardner, D. Bechtel, S.Y. Narayan, S.C. Colvin and J. Paczkowski,**  
*High efficiency GaInAs Microwave MISFETs,*  
 IEEE Electron. Dev. Letters, vol. 8, N° 9, (1987), p. 443
- 60. D.L. Lile and M.J. Taylor,**  
*The effect of interfacial traps on the stability of insulated gate devices on InP*  
 J. Appl. Phys., vol. 54, N° 1, (1983), p. 260
- 61. M. Okamura and T Kobayashi**  
*Improved interface in inversion-type InP-MISFET by Vapor Etching Technique,*  
 Jpn. J. Appl. Phys., vol. 19, N° 11, (1980), p. 2151
- 62. M. Okamura and T Kobayashi**  
*Current drifting behavior in InP MISFET with thermally oxidised InP/InP interface,*  
 Electronics Letters, vol. 17, N° 25, (1981), p. 941
- 63. Y. Iwase, F. Arai and T. Sugano,**  
*Enhancement of effective electron mobility in the channel of InP metal-insulator-semiconductor field-effect transistor,*  
 Appl. Phys. Letters, vol. 53, N° 7, (1988), p. 565
- 64. A.S.H. Liao, B. Tell, R.F. Leheny, T.Y. Chang, E.A. Caridi, E. Beebe and J.C. DeWinter,**  
*Electron transport in In<sub>0.53</sub>Ga<sub>0.47</sub>As/plasma oxide inversion layers*  
 Appl. Phys. Letters, vol. 44, N° 3, (1984), p. 344
- 65. P.D. Gardner, S.Y. Narayan, Y.H. Yun, S. Colvin, J. Paczkowski, B. Dorman and R.E. Askew,**  
*Ga<sub>0.47</sub>In<sub>0.53</sub>As deep depletion and inversion mode MISFETs*  
 10<sup>th</sup> Int. Conf. on GaAs and Related Compounds, Albuquerque, (New Mexico USA), 1982,  
 Inst. Phys. Conf. ser., N° 65, chap. 5, (1982), p. 399

66. **P.D. Gardner, S.L. Liu, S.Y. Narayan, S.D. Colvin, J.D. Paczkowski and D.R. Capewell,**  
*Self aligned gate GaInAs microwave MISFETs*  
IEEE Electron. Dev. Letters, vol. 7, N° 6, (1986), p. 363
67. **A.S.H. Liao, B. Tell, R.F. Leheny and T.Y. Chang,**  
*In<sub>0.53</sub>Ga<sub>0.47</sub>As n-channel native oxide inversion mode field effect transistor*  
Appl. Phys. Letters, vol. 41, (1982), p. 280
68. **D.L. Lile**  
*The effect of surface states on the characteristics of MIS field effect transistors,*  
Solid-State Electronics, vol. 21, (1978), p. 1199
69. **J.F. Wager, S.J.T. Owen and S.J. Prasad,**  
*InP MISFET technology: Interface considerations*  
J. Electrochem. Soc., vol. 134, N° 1, (1987), p. 160
70. **D. Fritzsche,**  
*Interface studies on InP MIS inversion FETs with SiO<sub>2</sub> gate insulation,*  
GaAs and Related Compounds,  
Int. Phys. Conf. Ser. N° 50, (1980), p. 258
71. **P. van Staa, H. Romlach and R. Kassing,**  
*Time-dependent response of interface states in indium phosphide metal-insulator-semiconductor capacitors investigated with constant-capacitance deep level transient spectroscopy*  
J. Appl. Phys., vol. 54, N° 7, (1983), p. 4014
72. **M. Okamura and T. Kobayashi**  
*Slow current drift mechanism in n-channel inversion type InP-MISFET*  
Jpn. J. Appl. Phys., vol. 19, N° 11, (1980), p. 2143
73. **S.J. Prasad and S.J.T. Owen,**  
*InP MISFET technology: Interface consideration*  
Paper 168 presented at the Electrochemical Society Meeting, Las Vegas, NV, Oct. 13-18, 1985
74. **S.M. Goodnick, T. Hwang and C.W. Wilmsen,**  
*New model for slow current drift in InP metal-insulator-semiconductor field effect transistors*  
Appl. Phys. Letters, vol. 44, N° 4, (1984), p. 453
75. **J.F. Wager, K.M. Geib, C.W. Wilmsen and L.L. Kazmerski,**  
*Native oxide formation and electrical instabilities at the insulator/InP interface*  
J. Vac. Sci. Technol. B, vol. 1, N° 3, (1983), p. 778



- 76. D. Vuillaume, J.C. Bourgoin, M. Lannoo,**  
*Oxide traps in SiO<sub>2</sub> structures characterized by tunnel emission with deep level transient spectroscopy*  
 Phys. Rev. B, vol. 34, N° 2, (1986), p. 1171
- 77. H. Hasegawa and T. Sawada,**  
*Electrical modeling of compound semiconductor interface for FET device Assessment*  
 IEEE Trans. Electron Devices, vol. 27, N° 6, (1980), p. 1055
- 78. J.A. Van Vechten and J.F. Wager,**  
*Consequences of anion vacancy nearest-neighbor hopping in III-V compound semiconductors: Drift in InP metal-insulator-semiconductor field effect transistors*  
 J. Appl. Phys., vol. 57, N° 6, (1985), p. 1956
- 79. J.F. Wager and C.W. Wilmsen,**  
 in "Physics and Chemistry of III-V Compound Semiconductor Interfaces", C.W. Wilmsen, Editor, Plenum Press, New-York (1985)
- 80. L.G. Meiners,**  
*The effect of bulk traps on the InP accumulation type MISFET*  
 Paper 167 presented at the Electrochemical Society Meeting, Las Vegas, NV, Oct. 13-18, 1985
- 81. P. Boher, M. Renaud, L.J. Van Ijzendoorn, J. Barrier and Y. Hily,**  
*Structural and electrical properties of silicon nitride films prepared by multipolar plasma enhanced deposition*  
 J. Appl. Phys., vol. 63, N° 5, (1988), p. 1464
- 82. D. Wake, A.W. Livingstone, D.A. Andrews and G.J. Davies,**  
*A self aligned In<sub>0.53</sub>Ga<sub>0.47</sub>As junction field effect transistor grown by molecular beam epitaxy*  
 IEEE Electron. Dev. Letters, vol. 5, (1984), p. 285
- 83. A. Scavennec**  
*Trends in indium phosphide microelectronics,*  
 18<sup>th</sup> European Solid State Device Research Conference (ESSDERC 88), Montpellier (France), 13-16 Sept. 1988  
 Journal de Physique, Colloque C4, supplément au N° 9, Tome 49, (1988), p. C4-115
- 84. D. Wake, A.W. Nelson, S. Cole, S. Wong, I.E. Henning and E.G. Scott,**  
*InGaAs/InP junction field effect transistor with high transconductance using Metal Organic Vapor Phase Epitaxy*  
 IEEE Electron. Dev. Letters, vol. 6, (1985), p. 626

85. **D.J.G. Dawe, D.A.H. Spear, G.H.B. Thompson and G.R. Antell,**  
*Monolithic integration of a GaInAs JFET and a GaInAs photodiode*  
17<sup>th</sup> ESSDERC, Bologna, Sept 1987
86. **C.Y. Chen, A.Y. Cho, K.Y. Cheng, T.P. Pearsall, P. O'Connor and P.A. Garbinski,**  
*Depletion mode modulation doped  $Al_{0.48}In_{0.52}As/Ga_{0.47}In_{0.53}As$  heterojunction field effect transistor*  
IEEE Electron. Dev. Letters, vol. 3, (1982), p. 152
87. **C.Y. Chen, A.Y. Cho, K. Alavi and P.A. Garbinski,**  
*Short channel  $Ga_{0.47}In_{0.53}As/Al_{0.48}In_{0.52}As$  selectively doped field effect transistor*  
IEEE Electron. Dev. Letters, vol. 3, (1982), p. 206
88. **T.P. Pearsall, R. Hendel, P. O'Connor, K. Alavi and A.Y. Cho,**  
*Selectively doped  $Al_{0.48}In_{0.52}As/Ga_{0.47}In_{0.53}As$  heterostructure field effect transistor*  
IEEE Electron. Dev. Letters, vol. 4, (1983), p. 5
89. **K.S. Seo, Pallab K. Bhattacharya and Y. Nashimoto,**  
*A  $In_{0.53}Ga_{0.47}As/In_{0.52}Al_{0.48}As$  single quantum well field effect transistor*  
IEEE Electron. Dev. Letters, vol. 6, (1985), p. 642
90. **K. Hirose, K. Ohata, T. Mizutani, T. Itoh and M. Ogawa,**  
*700mS/mm 2DEGFETs fabricated from high mobility MBE grown n-AlInAs/GaInAs heterostructures.*  
12<sup>th</sup> Int. Conf. on GaAs and Related Compounds, Karuizawa (Japan), 23-26 Sept. 1985,  
Inst. Phys. Conf. ser., N° 79, p. 529
91. **C.K. Peng, M.I. Aksun, A.A. Ketterson, Hadis Mokoç and K.R. Gleason,**  
*Microwave performance of InAlAs/InGaAs/InP MODFETs*  
IEEE Electron. Dev. Letters, vol. 8, (1987), p. 24
92. **K.S. Seo, Pallab K. Bhattacharya and K.R. Gleason,**  
*DC and microwave characteristics of an  $In_{0.53}Ga_{0.47}As/In_{0.52}Al_{0.48}As$  modulation doped quasi MISFET*  
Electronics Letters, vol. 23, N° 6, (1987), p. 259
93. **L.F. Palmateer, P.J. Tasker, T. Itoh, A.S. Brown, G.W. Wicks and L.F. Eastman,**  
*Microwave characterisation of 1µm gate  $Al_{0.48}In_{0.52}As/Ga_{0.47}In_{0.53}As/InP$  MODFETs*  
Electronics Letters, vol. 23, (1987), p. 53

94. **H. Ohno, J. Barnard, C.E.C Wood and L.F. Eastman,**  
*Double heterostructure Ga<sub>0.47</sub>In<sub>0.53</sub>As MESFET by molecular beam epitaxy*  
 IEEE Electron. Dev. Letters, vol. 1, (1980), p. 154
95. **C.Y. Chen, K. Alavi, A.Y. Cho, P.A. Garbinski and Y.M. Pang**  
*New Ga<sub>0.47</sub>In<sub>0.53</sub>As sheet charge field effect transistor for long-wavelength optoelectronic integration*  
 Electronics Letters, vol. 19, (1983), p. 791
96. **M.D. Scott, A.H. Moore, I. Griffith, R.J.M. Griffith, R.S. Sussmann and C. Oxley,**  
*AlInAs/GaInAs MESFETs by MOCVD.*  
 12<sup>th</sup> Int. Conf. on GaAs and Related Compounds, Karuizawa (Japan), 23-26 Sept 1985  
 Inst. Phys. Conf. ser., N° 79, p. 475
97. **Jesus A. Del Alamo and T. Mizutani,**  
*An In<sub>0.52</sub>Al<sub>0.48</sub>As/n<sup>+</sup> In<sub>0.53</sub>Ga<sub>0.48</sub>As MISFET with a heavily doped channel*  
 IEEE Electron. Dev. Letters, vol. 8, (1987), p. 534
98. **K. Steiner, U. Seiler, W. Brockerhoff, K. Heime and E. Kuphal,**  
*High transconductance submicron self aligned InGaAs JFETs.*  
 14<sup>th</sup> Int Conf on GaAs and Rel. Compounds, Heraklion (Crête),  
 (1987), Int. Phys. Conf. Ser. N° 91, p. 721
99. **G.W. Wang, Y.I. Chen, D.C. Radulescu, P.J. Tasker and L.F. Eastman**  
*A high gain short gate AlGaAs/InGaAs MODFET with 1amp/mm current density.*  
 14<sup>th</sup> Int Conf on GaAs and Rel. Compounds, Heraklion (Crête),  
 (1987), Int. Phys. Conf. Ser. N° 91, p. 737
100. **S. Loualiche, H. L'Haridon, A. Le Corre, D. Lecrosnier, M. Salvi, and P Favennec,**  
*Schottky and field effect transistor fabrication on InP and GaInAs*  
 Appl. Phys. Letters, vol. 52, N° 7, (1988), p. 540
101. **M.D. Feuer, J.M. Kuo, S.C. Shunk, R.E. Behringer and Tao-Yuan Chang,**  
*Microwave performance of InGaAs/InAlAs/InP SISFETs*  
 IEEE Electron. Dev. Letters, vol. 9, N° 4, (1988), p. 162
102. **P. Riglet, J.P. André, J.P. Chané, P. Deconinck, J.J. Vingrief, J. Baelde and P. Gentic,**  
*High transconductance JFETs suitable for monolithic PINFET receiver integration*  
 13<sup>th</sup> ECOC, Helsinki, Sept 1987

- 103. K. Maesawa, H. Ito, and T. Mizutani,**  
*An AlGaAs/InGaAs/GaAs strained channel MISFET*  
 Jpn. J. Appl. Phys., vol. 26, N° 1, (1987), p. L74
- 104. Kou-Wei Wang, C.-L. Cheng, J. Long and D. Mitcham,**  
*High performance InGaAs junction field effect transistor with P/Be Co implanted gate*  
 IEEE Electron. Dev. Letters, vol. 9, N° 5, (1988), p. 205
- 105. W.K. Chan, G.-K. Chang, Rajaram Bhat and N.E. Schlotter,**  
*InGaAs metal-semiconductor field effect transistor with Langmuir Blodgett deposited gate structure*  
 IEEE Electron. Dev. Letters, vol. 9, N° 5, (1988), p. 220
- 106. S.M. Sze**  
 Physics of semiconductor devices, Wiley, 2<sup>nd</sup> edition, (1981)
- 107. E.H Nicollian and J.R. Brews**  
 MOS physics and technology, Wiley, (1982)
- 108. W. Shockley and W.T. Read**  
*Statistics of the recombinations of holes and electrons*  
 Phys. Rev., vol. 87, N° 5, (1952), p. 835
- 109. J. Bourgoin and M. Lannoo**  
 Point Defects in Semiconductors II, Springer Verlag, N°159, (1983).
- 110. S.R. Forrest, P.H. Schmidt, R.B. Wilson and M.L. Kaplan**  
*Relationship between the conduction-band discontinuities band-gap differences of InGaAsP/InP heterojunctions*  
 Appl. Phys. Letters, vol. 45, N° 11, (1984), p. 1199
- 111. L.M. Terman**  
*An investigation of surface states at a silicon/silicon oxide interface employing Metal-Oxide-Silicon diodes*  
 Solid-State Electronics, vol. 5, (1962), p. 285
- 112. E.H Nicollian and A. Göetzberger,**  
*The Si-SiO<sub>2</sub> interface - Electrical properties as determined by the Metal-Insulator-Silicon Conductance technique*  
 Bell Syst. Tech. J., vol. 46, N° 6, (1967), p. 1055.
- 113. H. Deuling, E. Klausmann and A. Göetzberger,**  
*Interface states in Si-SiO<sub>2</sub> Interface*  
 Solid-State Electronics, vol. 15, (1972), p. 559

- 114. H. Preier,**  
*Contributions of surface states to MOS impedance*  
Appl. Phys. Letters, vol. 10, N° 12, (1967), p. 361
- 115. D.V. Lang,**  
*Deep Level Transient Spectroscopy: A new method to characterize traps in semiconductors*  
J. Appl. Phys., vol. 45, N° 7, (1974), p. 3023
- 116. E. Yamagushi and T. Kobayashi,**  
*New method for determining distribution of interface states in an MIS system*  
Electronics Letters, vol. 18, N° 7, (1982), p. 290
- 117. E. Yamagushi**  
*Isothermal Capacitance Transient Spectroscopy in MIS Structures*  
Jpn. J. Appl. Phys., vol. 21, N° 11, (1982), p. 1628
- 118. J.M. Lopez Villegas, P. Boher, M. Renaud and J.R. Morante,**  
*Interface states characteristics analysed from isothermal and Non-Isothermal Capacitance Transient Measurements on Metal Insulator Semiconductor structures*  
Submitted
- 119. N.M. Johnson,**  
*Energy-resolved DLTS measurement of interface states in MIS structures*  
Appl. Phys. Letters, vol. 34, N° 11, (1979), p. 802
- 120. T. Katsube, K. Kakimoto and T. Ikoma,**  
*Temperature and energy dependences of capture cross sections at surface states in Si metal-oxide-semiconductor diodes measured by deep level transient spectroscopy*  
J. Appl. Phys., vol. 52, N° 5, (1981), p. 3504
- 121. D. Vuillaume, J. Barrier, D. Stievenard and J.C Bourgoïn**  
*Accurate determination of capture time constant of interface states in MOS structures*  
Proc. of 14<sup>th</sup> Int. Conf. on Defect in Semiconductors, Paris, (1986), p. 499.
- 122. J. Remmerie and H.E. Maes,**  
*Analysis of silicon (oxy)nitride films using infrared absorption spectroscopy and Auger electron spectroscopy*  
Proc. of Symp. on Silicon Nitride and Silicon Dioxide Thin Insulating films,  
vol. 87-10, (1987), p. 189
- 123. F. Habraken, R. Tijhaar, W. Van der Weg, A. Kuiper and M. Willemsen,**  
*Hydrogen in low-pressure chemical-vapor-deposited silicon (oxy)nitride films*  
J. Appl. Phys., vol. 59, N° 2, (1986), p. 447

- 124. K.M. Mar and G.M. Samuelson,**  
*Properties of plasma enhanced CVD silicon nitride: Measurements and interpretations*  
Solid State Technology, vol. 23, (1980), p. 137
- 125. W.R. Knolle, J.W. Osenbach and A. Elia,**  
*Characterization of Oxygen-Doped, Plasma-Deposited Silicon Nitride*  
Proc. of Symp. on Silicon Nitride and Silicon Dioxide Thin Insulating films,  
vol. 87-10, (1987), p. 237
- 126. D.V. Tsu, G. Lucovski, M.J. Mantini and S.S. Chao,**  
*Deposition of silicon oxynitride thin films by remote plasma enhanced chemical vapor deposition*  
J. Vac. Sci. Technol. A, vol. 5, N° 4, (1987), p. 1998
- 127. D.V. Tsu and G. Lucovski,**  
*Silicon nitride and silicon diimide grown by remote plasma enhanced chemical vapor deposition,*  
J. Vac. Sci. Technol. A, vol. 4, N° 3, (1986), p. 480
- 128. N. Hayafuji, K. Nagahama, H. Ito, T. Murotani and K. Fujikawa,**  
*Photo-CVD dielectric films on InP*  
Extended Abstracts of the 16<sup>th</sup> Int. Conf. on Solid State Devices and Materials,  
Kobe (Japan), (1984), p. 663
- 129. S. Matsuo and M. Kiuchi,**  
*Low temperature chemical vapor deposition method utilizing an electron cyclotron resonance plasma*  
Jpn. J. Appl. Phys., vol. 22, N° 4, (1983), p. L210
- 130. T. Hirao, K. Setsune, M. Kitagawa, T. Kamada, K. Wasa, K. Tsukamoto and T. Izumi,**  
*Hydrogen concentration and bond configuration in silicon nitride films prepared by ECR plasma CVD method,*  
Jpn. J. Appl. Phys., vol. 27, N° 1, (1988), p. 30
- 131. S. Dzioba, S. Meikle and R.W. Streater**  
*Downstream plasma induced deposition on SiN<sub>x</sub> on Si, InP and GaInAs*  
J. Electrochem. Soc., vol. 134, N° 10, (1987), p. 2599
- 132. R. Limpaecher and R.R. Mackenzie**  
*Magnetic multipole containment of large uniform collisionless quiescent plasma*  
Rev. Sci. Instrum., vol. 44, (1973), p. 6

133. **W.A.P. Claassen, W.G.J.M. Valkenburg, W.M.V.D. Wijgert and M.F.C. Willemsen**  
*On the relation between deposition conditions and (mechanical) stress in plasma silicon nitride layers*  
 Thin Solid Films, vol. 129, (1987), p. 239
134. **P.A. Longeway, R.D. Estes and H.A. Weakliem,**  
*Decomposition kinetics of a static direct current silane glow discharge*  
 J. Phys. Chem., vol. 88, (1984), p. 73
135. **R. Chow, W.A. Landford, W. Ke-Ming and R.S. Rosler,**  
*Hydrogen contents of a variety of plasma-deposited silicon nitride*  
 J. Appl. Phys., vol. 53, N° 8, (1982), p. 5630
136. **M. Kitabatake and K. Wasa,**  
*Hydrogen-free SiN films deposited by ion beam sputtering*  
 Appl. Phys. Letters, vol. 49, N° 15, (1986), p. 927
137. **T. Hirao, K. Setsune, M. Kitagawa, Y. Manabe, K. Wasa and S. Kohiki,**  
*Role of ion and radical species in silicon nitride deposition by ECR plasma CVD method,*  
 Jpn. J. Appl. Phys., vol. 26, N° 5, (1987), p. L544
138. **A.C. Adams,**  
*Plasma deposition of inorganic films*  
 Solid-State Technology, vol. 26, N° 4, (1983), p. 135
139. **S.M. Sze,**  
*Current transport and maximum dielectric strength of silicon nitride films*  
 J. Appl. Phys., vol. 38, N° 7, (1967), p. 2951
140. **C.M.N Denisse, K.Z. Troost, J.B. Oude Elferink, F.H.P.M. Habraken, W.F. van der Weg and M. Hendriks,**  
*Plasma-enhanced growth and composition of silicon oxynitride films*  
 J. Appl. Phys., vol. 60, N° 7, (1986), p. 2536
141. **P. Boher, F. Pasqualini, J. Schneider, and Y. Hily,**  
*Multipolar plasma passivation scheme for GaAs: In situ ellipsometry control and device electrical results*  
 6<sup>th</sup> Int. Conf. on Plasmas and Sputtering, Antibes (France), june 1-6, (1987),  
 (Société Francaise du Vide, Paris, 1987)

- 142. M. Renaud, P.Boher, J.B. Theeten, J. Splettstösser, H. Beneking, D. Schmitz, H. Jürgensen, M. Heyen and E. Tomzig,**  
*A comparative study of GaInAs MISFETs fabricated with Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> and SiO<sub>2</sub> insulating films*  
 Proceedings of the 5<sup>th</sup> annual ESPRIT Conference, Brussels, November 14-17, 1988, Project 927, p. 214
- 143. J.P. Landesman,**  
 Rapport de contrat MRES
- 144. P. Friedel,**  
*Etude par photoémission X et UV du nettoyage et de la passivation en plasma multipolaire d'une surface (100) de semiconducteur III-V*  
 Thèse de docteur ès science, Université d'Orsay, 27 Mai 1987.
- 145. M. Renaud, P. Boher, J. Barrier, J. Schneider and J.P. Chané,**  
*Multipolar plasma treatments of In<sub>0.53</sub>Ga<sub>0.47</sub>As surface for MIS devices application,*  
 Proceeding of the 17<sup>th</sup> ESSDERC, Bologna, Sept 1987, p. 931
- 146. P. Boher, M. Renaud, J. Schneider, J.P. Landesman, R. Mabon, J.N. Patillon, Y. Hily, A. Barrois,**  
*H<sub>2</sub> plasma induced effect on GaAs examined by photoluminescence, ellipsometry and X-ray photoemission,*  
 14<sup>th</sup> Int Conf on GaAs and Rel. Compounds, Heraklion (Crête), (1987),  
 (1987), Int. Phys. Conf. Ser. N° 91, p. 443
- 147. D. Arnoult**  
*Caractérisation in situ par ellipsométrie et photoluminescence de l'interaction de plasma multipolaires d'hydrogène et d'azote avec la surface (100) de GaAs,*  
 Thèse de docteur ingénieur, INSA lyon, 3 Juillet 1986
- 148. R. Mabon, J.P. Landesman, B.J. Schäfer, J. Bonnet,**  
*Spectrométrie de photoélectrons X et UV pour le suivi in-situ de l'exposition de GaAs (100) et (110) à des plasmas multipolaires*  
 Le Vide, les Couches Minces, vol. 43, N° 241, (1988), p. 251
- 149. D. Jacquin,**  
*Diagnostics et modélisation d'un plasma multipolaire d'hydrogène utilisé dans le nettoyage de surfaces d'arseniure de gallium*  
 Thèse de docteur en science, Université d'Orsay, 1 Juillet 1988
- 150. P. Boher, J. Schneider, M. Renaud and J.P. Landesman,**  
*Passivation des semiconducteurs III-V: Utilisation de plasma multipolaires en ambiance ultra vide.*  
 Le Vide, les Couches Minces, vol. 43, N° 241, (1988), p. 207



- 151. W. Kulish, H. Rombach and R. Kassing,**  
*Reduction of the concentration of slow insulator states in SiO<sub>2</sub>/InP MIS structures*  
 Appl. Surf. Science, vol. 30, (1987), p. 89
- 152. R. Blanchet, P. Viktorovitch, J. Chave, C. Santinelli,**  
*Reduction of fast interface states and suppression of drift phenomena in arsenic stabilized metal-insulator-InP structures*  
 Appl. Phys. Letters, vol. 46, N° 8, (1985), p. 761
- 153. M. Tailleped,**  
*Caractérisation de l'interface isolant/Ga<sub>x</sub>In<sub>1-x</sub>As, application à la réalisation de transistors à effet de champ à grille isolée.*  
 Thèse de docteur ingénieur, INSA Lyon, 10 Octobre 1985
- 154. S. Kar,**  
*Interface charge characteristics of MOS structures with different metals on steam grown oxides*  
 Solid-State Electronics, vol. 18, N° 9, (1975), p. 723
- 155. J.A. Cooper and R.J. Schwartz,**  
*Electrical characteristics of the SiO<sub>2</sub>-Si interface near midgap and in weak inversion*  
 Solid-State Electronics, vol. 17, N° 7, (1974), p. 641
- 156. D. Moroni,**  
*Etude des propriétés optiques de semiconducteurs composés III-V et de puits quantiques par photoluminescence et excitation de la photoluminescence.*  
 Thèse de docteur de l'Université de Paris VI, 13 Nov. 1987.
- 157. K.H. Goetz, A.V. Solomonov, D. Bimberg, H. Jürgensen, M. Razeghi and J. Selders,**  
*Low temperature photoluminescence and absorption of Ga<sub>x</sub>In<sub>1-x</sub>As/InP*  
 Journal de Physique, Colloque C5, supplément au N° 12, Tome 43, (1982), p. C5-383
- 158. P. Boher, M. Renaud, J. Barrier**  
 Discussion
- 159. M. Takikawa and M. Ozeki,**  
*Alloy fluctuation effect on electronic transition properties of DX center observed with modified Deep Level Transient Spectroscopy,*  
 Jpn. J. Appl. Phys., vol. 24, N° 3, (1985), p. 303
- 160. A.J. Valois and G. Y. Robinson,**  
*Characterization of deep levels in modulation-Doped AlGaAs/GaAs FET's,*  
 IEEE Electron. Dev. Letters, vol. 4, N° 10, (1983), p. 360

- 161. N. Yokoyama, T. Mimura and M. Fukuta,**  
*Surface states in an n-GaAs/Plasma grown native oxide- a modified deep level transient spectroscopy measurement,*  
 Surface Science, vol. 86, (1979), p. 826
- 162. A. Zylbersztein, G. Bert and G. Nuzillat,**  
*Hole traps and their effect in GaAs MESFETs,*  
 Inst. Phys. Conf. Ser. N° 45, p. 315
- 163. J.M. Golio, R.J. Trew, G.N. Maracas and H. Lefevre,**  
*A modeling technique for characterizing ion-implanted materail using C-V and DLTS data*  
 Solid-State Electronics, vol. 27, N° 4, (1984), p. 367
- 164. I.D. Hawkins and A.R. Peaker,**  
*Capacitance and conductance deep level transient spectroscopy in field effect transistors,*  
 Appl. Phys. Letters, vol. 48, N° 3, (1986), p. 227
- 165. M.D. Adlerstein,**  
*Electrical traps in GaAs microwave FETs,*  
 Electronics Letters, vol. 12, N° 12, (1976), p. 297
- 166. A. Karwath and M. Schulz,**  
*Deep Level Transient Spectroscopy on single, isolated interface traps in field effect transistors,*  
 Appl. Phys. Letters, vol. 52, N° 8, (1988), p. 634
- 167. P.M. Hill,**  
*A comprehensive analytical model for III-V coumpound MISFETs,*  
 IEEE Trans. Electron Devices, vol. 32, N° 11, (1985), p. 2249
- 168. C. Turchetti and G. Masetti,**  
*Analysis of the depletion-mode MOSFET including diffusion and drift currents*  
 IEEE Trans. Electron Devices, vol. 32, N° 4, (1985), p. 773
- 169. S. Selberherr, A. Schutz and H.W. Potzl,**  
*MINIMOS - a two dimensional MOS transistor analyser,*  
 IEEE Trans. Electron Devices, vol. 27, (1980), p. 1540

## Liste des symboles utilisés

A	.....	Surface de la structure MIS
a	.....	Paramètre de maille
C	.....	Capacité totale de la structure MIS
$C_c$	.....	Capacité corrigée des résistances séries
$C_i$	.....	Capacité de l'isolant
$C_l$	.....	Concentration des liaisons
$C_m$	.....	Capacité mesurée
$C_{ma}$	.....	Capacité mesurée en accumulation
$C_{max}$	.....	Capacité maximale
$c_n$	.....	Coefficient de capture pour les électrons
$c_p$	.....	Coefficient de capture pour les trous
$C_p$	.....	Capacité parallèle
$C_{sc}$	.....	Capacité différentielle du semiconducteur
$C_{ss}$	.....	Capacité différentielle des états d'interface
$C_T$	.....	Capacité d'un état discret
$d_i$	.....	Epaisseur de l'isolant
$E_a$	.....	Energie d'activation thermique de la section efficace de capture
$E_{ae}$	.....	Energie d'activation des électrons
$E_{ai}$	.....	Energie d'activation des ions
$E_C$	.....	Energie du minimum de la bande de conduction
$E_F$	.....	Energie du niveau de Fermi
$E_{Fn}$	.....	Energie du pseudo niveau de Fermi pour les électrons
$E_{Fp}$	.....	Energie du pseudo niveau de Fermi pour les trous
$E_g$	.....	Energie de bande interdite
$E_i$	.....	Energie du niveau de Fermi intrinsèque
$e_n$	.....	Taux d'émission des électrons
$e_p$	.....	Taux d'émission des trous
$E_{rr}$	.....	Fonction d'erreur
$E_T$	.....	Energie d'un niveau discret
$E_V$	.....	Energie du maximum de la bande de valence
$E_0, E_1$	.....	Paramètres de la loi de variation $\sigma_n(E)$
$f$	.....	Fréquence
F	.....	Champ électrique
$F_b$	.....	Champ de claquage de l'isolant
$F_c$	.....	Champ électrique critique
$f_c$	.....	Fréquence de coupure
$F_s$	.....	Champ électrique de surface

$f_0$ .....	Fonction de Fermi à l'équilibre thermodynamique
$f(E,t)$ .....	Fonction d'occupation des états d'interface
$G_c$ .....	Conductance corrigée des résistances séries
$g_m$ .....	Transconductance
$G_m$ .....	Conductance mesurée
$G_{ma}$ .....	Conductance mesurée en accumulation
$G_{max}$ .....	Conductance maximale
$G_p$ .....	Conductance parallèle
$g_1, g_2$ .....	Fonction de réponse des états d'interface
$G_1, G_2$ .....	Intégrales des fonctions de réponse $g_1$ et $g_2$ .
$H^*$ .....	Hauteur de barrière effective du processus tunnel
$\hbar$ .....	Constante de Planck réduite $h/2\pi$ .
$I$ .....	Courant traversant l'isolant
$I_{ds}$ .....	Courant drain source
$I_{mes}$ .....	Courant drain source mesuré
$I_t$ .....	Intensité du faisceau infra-rouge transmis
$I_0$ .....	Intensité du faisceau infra-rouge incident
$J$ .....	Densité de courant traversant l'isolant
$J_n$ .....	Densité de courant traversant le canal
$k$ .....	Constante de Boltzmann
$L_g$ .....	Longueur de la grille
$m^*$ .....	Masse effective des porteurs pour le processus tunnel
$m_n^*$ .....	Masse effective des électrons
$m_p^*$ .....	Masse effective des trous
$m_0$ .....	Masse de l'électron
$n(x)$ .....	Concentration des électrons dans la bande de conduction
$N_C$ .....	Nombre de place dans la bande de conduction
$N_D$ .....	Concentration en impuretés donneurs
$n_i$ .....	Concentration intrinsèque
$N_{it}$ .....	Concentration d'un état discret dans la bande interdite
$n_s$ .....	Concentration des électrons à l'interface
$N_{ss}$ .....	Densité d'états d'interface
$N_V$ .....	Nombre de place dans la bande de valence
$p(x)$ .....	Concentration des trous dans la bande de valence
$p_s$ .....	Concentration des trous à l'interface
$q$ .....	Charge de l'électron
$Q_c$ .....	Charge des impuretés dans le canal ( $qN_Dx_1$ )
$Q_{fixe}$ .....	Charges fixes dans l'isolant
$Q_i$ .....	Charge dans l'isolant
$Q_{inv}$ .....	Charge d'inversion
$Q_M$ .....	Charge sur la métallisation
$Q_n$ .....	Charge des porteurs libres dans le canal
$Q_{sc}$ .....	Charge dans le semiconducteur
$Q_{ss}$ .....	Charge des états d'interface
$r$ .....	Rapport d'ICTS ( $t_{i+1}/t_i$ )
$R$ .....	Rapport $SiH_4/N_2$ .

$R_c$ .....	Résistance de contact
$R_{\text{canal}}$ .....	Résistance du canal
$R_s$ .....	Résistance série
$R_{\text{source}}, R_{\text{drain}}$ .....	Résistances d'accès
$R_T$ .....	Résistance totale
$T$ .....	Température
$t$ .....	Temps
$t_i, t_1, t_2$ .....	Temps d'échantillonnage de la capacité ou du courant $I_{ds}$ .
$v$ .....	Vitesse de dépôt des films de nitrure de silicium
$V(y)$ .....	Potentiel à la distance $y$ de la source
$v_d$ .....	Vitesse de dérive des porteurs
$V_{ds}$ .....	Tension drain source
$V_{fb}$ .....	Tension de bandes plates
$V_g$ .....	Tension appliquée sur la grille
$V_i$ .....	Chute de potentiel dans l'isolant
$v_n$ .....	Vitesse thermique des électrons
$v_p$ .....	Vitesse thermique des trous
$W, W_1, W_0$ .....	Largeur de la zone désertée
$W_g$ .....	Largeur de la grille
$W_{\text{max}}$ .....	Largeur maximale de la zone désertée
$x_0$ .....	Distance associée à la hauteur de barrière du processus tunnel $H^*$ .
$x_1$ .....	Épaisseur du canal de GaInAs
$x_2$ .....	Coordonnée de l'interface InP tampon / InP SI
$Y_{ss}$ .....	Admittance d'une densité d'états d'interface
$Y_T$ .....	Admittance d'un niveau discret
$\alpha$ .....	Absorption
$\beta$ .....	$q/kT$
$\chi$ .....	Affinité électrique du semiconducteur
$\epsilon_i$ .....	Permittivité diélectrique de l'isolant
$\epsilon_s$ .....	Permittivité diélectrique du semiconducteur
$\mu_n$ .....	Mobilité électronique
$\omega$ .....	Pulsation
$\phi_b$ .....	Hauteur de barrière Schottky ou Poole Frenkel
$\Phi_{bn}, \Phi_{bp}$ .....	Hauteur de barrière métal/semiconducteur type n, métal/semiconducteur type p
$\Phi_m$ .....	Travail de sortie du métal
$\Phi_s$ .....	Travail de sortie du semiconducteur
$\psi$ .....	Potentiel dans le semiconducteur
$\psi_s$ .....	Potentiel de surface
$\psi_{so}$ .....	Potentiel de surface à l'équilibre
$q\psi_B$ .....	Différence entre le niveau de Fermi et le niveau intrinsèque
$\rho(x)$ .....	Densité de charge dans le semiconducteur
$\rho_i$ .....	Résistivité de l'isolant
$\sigma_g$ .....	Variance des la distribution du potentiel de surface
$\sigma_n$ .....	Section efficace de capture des électrons
$\sigma_p$ .....	Section efficace de capture des trous

- $\sigma_{\infty}$  .....Section efficace de capture des électrons à  $T = \infty$   
 $\sigma_0, \sigma_1$  .....Paramètres de la loi de variation  $\sigma_n(E)$   
 $\tau_m$  .....Constante de temps de réponse des minoritaires  
 $\tau_n$  .....Constante de temps de réponse d'un piège à électron  
 $\zeta$  .....Fluctuations du potentiel de surface  
 $\xi$  .....Potentiel au point  $x$  tel que  $\partial\psi/\partial x = 0$

