

62 198

N° d'ordre : 995

50376
1992
341

THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE LILLE

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE

Spécialité : ELECTRONIQUE

par

GOBERT Yannick



ETUDE DES PROPRIETES PHYSIQUES ET DES PERFORMANCES POTENTIELLES A HAUTES TEMPERATURES DES TRANSISTORS A EFFET DE CHAMP [TEC] A GRILLE SUBMICRONIQUE

Soutenue le 03 Décembre 1992 devant la commission d'examen

Membres du jury :

M.	E. CONSTANT	Président
	G. SALMER	Directeur de Thèse
	D. GASQUET	Rapporteur
	B. CARNEZ	Rapporteur
	A. CAPPY	Examineur
	Y. CROSNIER	Examineur
	J. VANBREMEERSCH	Examineur

Ce travail a été effectué au Département Hyperfréquences et Semi-conducteurs (D.H.S.) de l'Université des Sciences et Technologies de Lille I (U.S.T.L.) dirigé par Monsieur le Professeur G. SALMER.

J'exprime toute ma gratitude à ce dernier qui m'a fait l'honneur de diriger ces travaux et fait preuve de grandes qualités humaines et dont les nombreux conseils m'ont permis de mener à bien cette étude.

Je remercie vivement Monsieur le Professeur E. CONSTANT qui me fait l'honneur de présider la commission d'examen de cette thèse.

J'adresse mes plus vifs remerciements à Monsieur D. GASQUET, Chargé de Recherche 1^{ère} classe au Centre d'Etudes de Microélectronique de Montpellier, et à Monsieur B. CARNEZ, Ingénieur Chef de Groupe à la Division Thomson Composants Microondes (T.C.M.), qui me font tous deux l'honneur de participer à ce jury ainsi que d'en être les rapporteurs.

Mes remerciements vont également à Monsieur A. CAPPY, Professeur de l'Université de Lille, à Monsieur Y. CROSNIER, Professeur de l'Université de Lille, et à Monsieur J. VANBREMEERSCH, Ingénieur de Recherche à l'I.E.M.N., pour avoir aimablement accepté de participer à la commission d'examen de cette thèse.

Je suis également très reconnaissant envers les membres de l'équipe de Monsieur A. CAPPY (G. DAMBRINE, F. DANNEVILLE, H. HAPPY) et lui même, ainsi qu'envers F. TEMCAMANI et J.L. THOBEL qui m'ont fait bénéficier de leurs connaissances et ont ainsi contribué à l'avancement de ces travaux.

Je voudrais témoigner toute ma reconnaissance aux membres de la Centrale de Technologie, en particulier à Messieurs Y. DRUELLE et LORIAUX de la M.B.E. ainsi qu'à Madame P. LEGRY, pour leurs nombreux conseils et l'aide efficace qu'ils m'ont apportée lors de la réalisation de composants.

J'exprime toute ma reconnaissance aux membres de la Centrale de Caractérisation, Mesdames E. DELOS et S. LEPPILLIET ainsi qu'à Monsieur E. PLAYEZ, pour l'aide importante qu'ils m'ont donnée pour la caractérisation des composants ainsi que pour toute leur sympathie.

Je tiens sincèrement à remercier Monsieur D. VANDERMÈRE de la Microélectronique pour son aide et sa sympathie, Messieurs ANDRIES, JENNEQUIN et MICHON de l'Atelier de Mécanique ainsi que Monsieur DEHORTER pour les divers travaux qu'ils ont aimablement réalisés à mon intention dans le cadre de cette étude.

Enfin, je ne saurais oublier dans ces remerciements les membres du laboratoire, thésards et autres, auprès et/ou avec lesquels j'ai travaillé durant cette thèse, pour toute la sympathie qu'ils m'ont témoignée ainsi que leur bonne humeur.

Table des Matières

<u>Introduction</u>	1
---------------------	---



Table des matières du Chapitre I

Rappels Généraux sur le Fonctionnement des TEC

<u>Introduction</u>	3
<u>I) Principes de fonctionnement des MESFET et TEGFET</u>	3
<u>I.a) Structure</u>	3
<u>I.b) Fonctionnement</u>	4
<u>I.c) Le TEGFET</u>	4
<u>I.d) Particularité de la commande de charge des TEGFET et MESFET</u>	5
<u>I.e) Réalisation technologique</u>	6
<u>II) Présentation de phénomènes physiques particuliers</u>	7
<u>II.1) Courants à travers une jonction (Métal-Semiconducteur)</u>	7
<u>II.2) Notions de contact ohmique et de contact "Schottky"</u>	8
II.2.a) Contact "Schottky" : contact de grille d'un TEC	9
II.2.b) Contact ohmique	9
II.2.c) Résistance d'accès	9
<u>II.3) Phénomènes de piégeage de charges</u>	10

<u>II.4) Effets de survitesse</u>	11
II.4.a) Régime quasi-statique	12
II.4.b) Régime ballistique	12
II.4.c) Régime de survitesse	12
<u>Bibliographie</u>	14

.....

Table des matières du Chapitre II

Moyens mis en oeuvre pour mener à bien L'Approche Expérimentale

<u>I) Introduction</u>	16
<u>II) Caractérisation en continue et aux moyennes fréquences</u>	16
<u>II.1) Caractérisation en continue</u>	16
<u>II.2) Caractérisation aux moyennes fréquences</u>	18
II.2.a) Mesure capacitive - $C_g(V_{gs})$ -	18
II.2.b) Mesure de résistivité et de mobilité	18
α) Mobilité électronique	18
β) Extraction de la somme "Rs + Rd"	20
<u>III) Caractérisation en gamme centimétrique</u>	21
<u>III.1) Schéma équivalent petit signal</u>	21
<u>III.2) Facteur de Bruit et Gain Associé</u>	23

<u>IV) Cellule de mesure</u>	25
<u>Conclusion</u>	26
<u>Bibliographie</u>	28



Table des matières du Chapitre III

Transistors Utilisés

<u>Introduction</u>	29
<u>I) Transistors existants</u>	29
<u>II.) Composants réalisés dans le cadre de l'étude</u>	30
<u>Bibliographie</u>	34



Table des matières du Chapitre IV

Présentation et Tentative d'Interprétation des Résultats Expérimentaux

<u>Introduction</u>	35
<u>Résultats expérimentaux</u>	35
<u>I) Mesures statiques</u>	35
<u>I.a) Caractérisiques de grille</u>	35
<u>I.b) Caractéristique courant-tension : I (V)</u>	36

α) Evolutions observées	36
β) Interprétations possibles	37
<u>II) Résultats se rapportant aux mesures aux moyennes fréquences</u>	39
<u>II.a) Capacité de grille : C(V)</u>	39
<u>II.b) Profil de mobilité :</u>	41
<u>II.c) Résistances d'accès :</u>	42
α) Evolutions observées	42
β) Interprétations possibles	43
<u>III) Résultats des mesures en hyperfréquences</u>	43
<u>III.a) Schéma équivalent petit signal</u>	43
α) Observations expérimentales	44
β) Tentative d'interprétation	44
<u>III.b) Facteur de Bruit et Gain Associé :</u>	46
α) Observations expérimentales	47
β) Tentative d'interprétation	49
<u>Bibliographie</u>	52



Table des matières du Chapitre V

Approche Théorique de l'Etude

<u>Introduction</u>	54
<u>I) Points de départ de l'étude théorique</u>	55
<u>I.a) Diagramme de bande de Conduction de l'AlGaAs</u>	55
<u>I.b) Masses effectives</u>	56
<u>I.c) Mobilité moyenne des électrons à champ faible</u>	57
<u>II) Contrôle de charge - Loi de commande de charge</u>	59
<u>II.a) Hypothèses de base</u>	59
<u>II.b) Modélisation de l'hétérojonction</u>	60
<u>II.c) Modélisation de la couche d'accumulation</u>	60
<u>II.d) Modélisation de la structure</u>	61
α) Détermination du niveau de Fermi	61
β) Détermination de la population électronique de la couche d'AlGaAs	62
<u>II.e) Modélisation de la capacité de grille [C(V)] et de la mobilité moyenne [μ(V)]</u>	63
α) Capacité de grille - C(V) - :	63
β) Mobilité moyenne - μ(V) - :	64
<u>II.f) Résultats obtenus</u>	64
α) Population électronique	64
β) Modélisation du C(V)	66
δ) Modélisation de la mobilité moyenne : μ(V)	66

<u>III) Simulation pseudo-bidimensionnelle</u>	67
<u>III.1) Simulation pseudobidimensionnelle du MESFET</u>	67
α) Principe - Hypothèses de base	67
β) Traitement numérique	68
δ) Intérêts et points faibles de la méthode de modélisation	70
η) Modifications apportées	70
<u>III.2) Simulation pseudobidimensionnel du TEGFET</u>	71
α) Adaptation du modèle "MESFET" au cas du TEGFET (Modifications apportées)	71
<u>III.3) Résultats obtenus</u>	72
<u>IV) Approche théorique du facteur de bruit</u>	73
<u>Conclusions</u>	76
<u>Bibliographie</u>	78
.....	
<u>Conclusion Générale</u>	80
.....	
<u>Résumé</u>	81

Introduction

Le Transistor à Effet de Champ à l'Arséniure de Gallium, encore appelé MESFET [Métal-Semiconductor-Field-Effect-Transistor] s'est révélé le composant de choix pour les applications en hyperfréquences. Ceci provient des divers avantages que présente ce type de composant, en particulier :

- une certaine simplicité de réalisation technologique : composant unipolaire, utilisation sur substrat "semi-isolant"
- d'excellentes possibilités de montée en fréquence
- une simulation relativement aisée permettant d'optimiser le composant

Pour des applications hyperfréquences, les semiconducteurs de type III-V, à base de GaAs entre autre, ont supplanté les semiconducteurs de type IV - Si et Ge - vu la meilleure dynamique des porteurs libres dans ces matériaux, permettant ainsi une meilleure montée en fréquence, mais aussi vu la possibilité de réaliser aisément des contacts Schottky (Métal-Semiconducteur) de bonne qualité pour la réalisation de la Grille.

L'utilisation de semiconducteurs de type III-V offre aussi la possibilité de réaliser des structures à hétérojonction. L'avantage de l'hétérojonction est de permettre la séparation des porteurs libres de leurs atomes donneurs et de les confiner dans un semiconducteur à la fois non dopé et de dynamique électronique intéressante, permettant ainsi d'obtenir des performances encore meilleures. Ainsi apparue la filière TEGFET (Two-Dimensional-Gas-Field-Effect-Transistor) qui a pu voir le jour grâce à l'évolution des techniques d'épitaxies. D'autres noms lui sont encore attribués selon les pays : HEMT (High-Electron-Mobility-Transistor), MODFET (Modulated-FET), SDHT (Selectively-Doped-Heterostructure-Transistor).

La supériorité de ses performances par rapport au MESFET a été largement démontrée tant à la température ambiante qu'en basse température, 77 K entre autre. Ceci explique l'abondante littérature scientifique que l'on peut trouver concernant les performances et le fonctionnement des TEGFET, y compris aux basses températures, et l'intérêt porté à celui-ci pour des applications faible bruit.

Or dans certaines conditions d'utilisation, ce transistor peut être amené à fonctionner à des température dépassant 20°C, voire à même 100°C. Pourtant aucun travail, à notre connaissance, n'a été mené afin de prédire l'évolution des performances des TEGFET aux hautes températures, ou encore d'indiquer si leurs performances en bruit restent supérieures à celles des MESFET au delà de 20°C. Ce fut là le but essentiel de cette étude, mais aussi nous nous sommes efforcés de comprendre, dans la mesure du possible, les mécanismes influençant les performances des

Transistors à Effet de Champ à haute température. Dans cette perspective l'objectif final était de déterminer la ou les structures les mieux adaptées, c'est-à-dire présentant les dégradations les plus faibles, pour des utilisations à haute température.

Pour mener à bien cette étude, nous l'avons scindée en deux parties : une première partie essentiellement expérimentale, une seconde essentiellement théorique. L'approche expérimentale visait à permettre une confrontation directe avec les phénomènes survenant aux hautes températures. L'approche théorique fut menée afin de tenter d'expliquer certaines des évolutions observées. Par ailleurs, au cours de ce travail, nous avons entrepris de réaliser des composants afin tantot de mettre en évidence certains phénomènes d'origine incertaine, tantot de concevoir des structures les mieux adaptées à des conditions d'utilisation faible bruit au delà de 20°C.

Aussi, à travers ce compte-rendu de thèse, nous présenterons les principaux aspects de cette étude qui seront groupées sous cinq grands chapitres.

Le premier chapitre constituera un chapitre de présentation d'ordre général. Nous y effectuerons un rappel de notions qui permettront d'aborder plus clairement par la suite les résultats obtenus. Par exemple, nous rappellerons le principe de fonctionnement des MESFET et TEGFET, et présenterons les principaux phénomènes et paramètres physiques qui influencent leur fonctionnement.

Dans le second chapitre, nous présenterons rapidement les moyens expérimentaux mis en œuvre pour mener à bien cette étude, soit les mesures ainsi effectuées, en exposant brièvement leur principe et les informations qu'elles étaient susceptibles de nous apporter, et la cellule de mesure réalisée spécialement pour cette étude à haute température.

Le troisième chapitre décrira les composants dont nous avons disposé au cours de l'étude, plus particulièrement ceux spécialement réalisées dans son cadre.

Dans le quatrième chapitre, nous présenterons les principaux résultats expérimentaux obtenus en nous efforçant, dans la mesure du possible, d'expliquer les relations de cause à effet régissant les diverses évolutions en fonction de la température rencontrées.

Le cinquième chapitre abordera les diverses approches théoriques effectuées qui permirent une meilleure compréhension de certaines évolutions observées en fonction de la température. Nous terminerons par la présentation de la modélisation du comportement des TEC en fonction de la température, modélisation réalisée à travers une simulation pseudo-bidimensionnelle du composant. Le but recherché était alors d'effectuer une confrontation théorie-expérience, tout en recherchant à déterminer une structure la mieux adaptée à travailler à haute température.

Chapitre I

Rappels Généraux sur le Fonctionnement des TEC

Table des matières du Chapitre I

Rappels Généraux sur le Fonctionnement des TEC

<u>Introduction</u>	3
<u>I) Principes de fonctionnement des MESFET et TEGFET</u>	3
<u>I.a) Structure</u>	
<u>I.b) Fonctionnement</u>	
<u>I.c) Le TEGFET</u>	
<u>I.d) Particularité de la commande de charge des TEGFET et MESFET</u>	
<u>I.e) Réalisation technologique</u>	
<u>II) Présentation de phénomènes physiques particuliers</u>	7
<u>II.1) Courants à travers une jonction (Métal-Semiconducteur)</u>	
<u>II.2) Notions de contact ohmique et de contact "Schottky"</u>	
II.2.a) Contact "Schottky" : contact de grille d'un TEC	
II.2.b) Contact ohmique	
II.2.c) Résistance d'accès	
<u>II.3) Phénomènes de piégeage de charges</u>	
<u>II.4) Effets de survitesse</u>	
II.4.a) Régime quasi-statique	
II.4.b) Régime ballistique	

Bibliographie

Chapitre I

Introduction

Avant d'examiner les résultats expérimentaux obtenus au cours de cette étude, il nous semble utile d'effectuer un certain nombre de rappels en vue d'une meilleure compréhension de ce qui sera exposé par la suite.

Aussi, allons-nous tout d'abord rappeler brièvement le principe de fonctionnement des MESFET et TEGFET. Puis nous décrivons succinctement certains mécanismes qui le régissent. Par exemple, nous présenterons les phénomènes de survitesse, ainsi que des effets "parasites" liés aux piégeages et dépiégeages des charges ainsi que les mécanismes de transport de charges libres à travers une barrière de potentiel.

I) Principes de fonctionnement des MESFET et TEGFET

Le concept du Transistor à Effet de Champ (TEC) fut proposé par Shockley en 1952 [ref. 1]. Depuis, grâce aux évolutions technologiques, qui ont permis en particulier la réalisation de bonnes barrières Schottky ainsi que la croissance de matériaux semiconducteurs de type III-V, tels que l'AsGa, l'InP, l'AlGaAs, certains types de TEC aux potentialités accrues ont pu voir le jour. Ce sont :

- le MESFET (Métal-Semiconducteur-Field-Effect-Transistor)
- plus récemment le TEGFET (Two-dimensional-Electron-Gas-Field-Effect-Transistor) [encore appelé : MODFET (Modulated-FET), HEMT (High-Electron-Mobility-Transistor), SDHT (Selectively-Doped-Heterostructure-Transistor)]

Vu leurs performances, ces deux types de TEC suscitent à l'heure actuel un intérêt certain pour des applications en hyperfréquence. Comme l'étude porte sur ces composants, nous allons rappeler leur structure et leur principe de fonctionnement.

I.a) Structure

Les MESFET communément utilisés en Hyperfréquences sont constitués d'une couche de semiconducteur de type III-V - GaAs - dopé "N", déposée sur un substrat du même semiconducteur, normalement semi-isolante (compensée au Chrome). On peut constater que le courant qui traverse le composant n'est alors généré que par le déplacement d'un seul type de porteurs (ici les électrons). Ceci se rencontre dans tous les types de TEC. Ce sont des composants unipolaires.

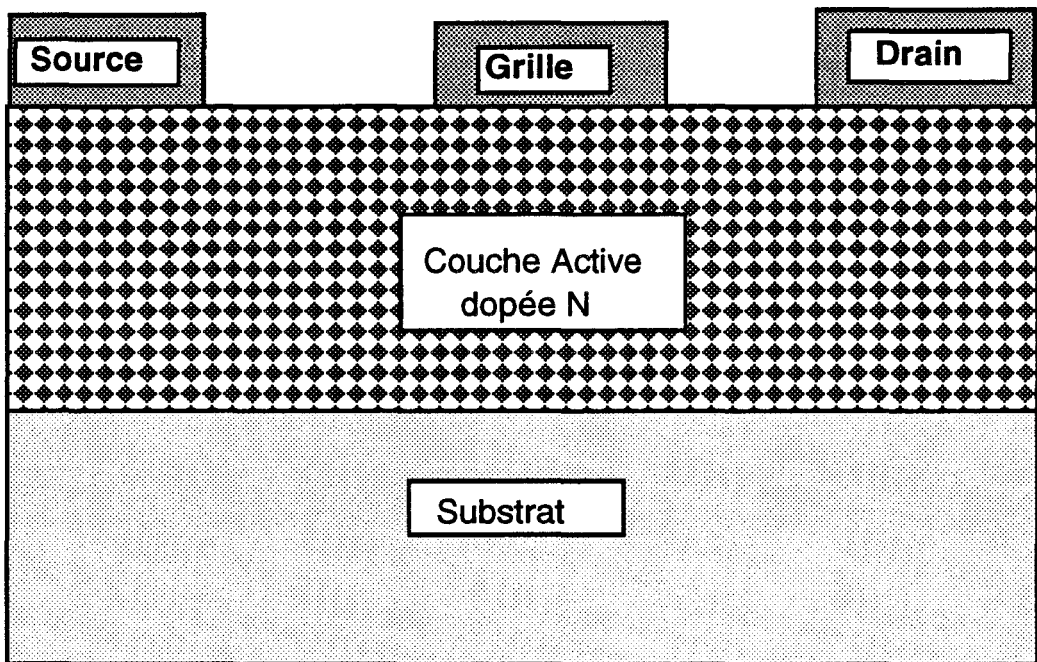


Fig. I-1 : Schéma en coupe d es TEC .

Afin de collecter et de commander le courant qui circule à travers le TEC, trois électrodes sont déposées sur ce dernier. Les TEC sont donc des composants tripôles, dans lesquels le courant est "contrôlé" par l'application d'un champ électrique perpendiculaire à l'axe du canal conducteur (fig. I-1). Ces trois électrodes sont constituées respectivement de :

- deux contacts ohmiques, la source et le drain, qui permettent d'émettre et de collecter les électrons
- une électrode de grille appelée contact "Schottky", par laquelle on applique le signal de commande.

I.b) Fonctionnement

Si le TEC était dépourvu d'électrode de grille, seul, avec celles de source et de drain, il ne constitue qu'une résistance tant que la tension qui leur est appliquée n'est pas trop élevée.

L'électrode de grille permet de commander l'intensité du courant qui circule à travers la structure. Cette électrode donne naissance à une barrière métal-semiconducteur qui réduit l'épaisseur du canal conducteur en le déplaçant partiellement de charges libres et dont on peut faire varier la hauteur par l'application d'une tension ce qui permet de moduler "à souhait" l'épaisseur active du canal et donc l'intensité du courant.

Cependant, la présence de l'électrode de grille modifie la répartition du potentiel entre drain et source, plus particulièrement entre grille et drain, soit la relation courant-tension drain-source. Aussi, au delà d'une certaine valeur de la tension drain-source, il y a pincement du canal côté drain et saturation du courant : sa valeur devient indépendante de la tension drain-source. Le TEC se comporte alors comme un générateur de courant. On retrouve cela dans tous les TEC.

Le fait que les MESFET soient constitués d'un matériau de type III-V - GaAs - et comportent un contact Schottky leur confère une bien meilleure montée en fréquence que leurs homologues en matériaux de type IV - Si par exemple -. Cependant, la dynamique électronique dans un matériau dopé est limitée et donc la montée en fréquence. De cette constatation est venue l'idée de séparer les électrons du matériau dopé. C'est le concept du TEGFET.

I.c) Le TEGFET

Le principe de base du TEGFET est assez similaire à celui du MESFET, on utilise simplement les propriétés des hétérojonctions. En effet, on fait croître, sur un substrat d'AsGa, une couche d'AsGa non dopée suivie d'une couche d'AlGaAs dopée "N". La croissance de matériaux de caractéristiques différentes est facilitée par le fait que les matériaux à base d' Al_xGa_{1-x}

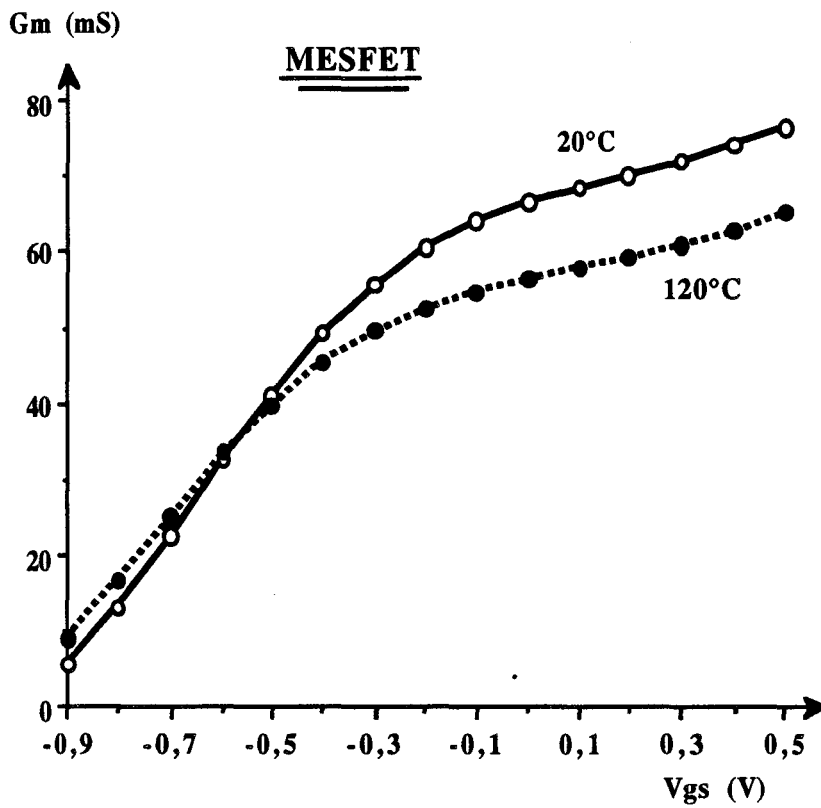


Fig. I-2 : Exemples d'évolution de la transconductance des MESFET en fonction de V_{gs} (et de la température)

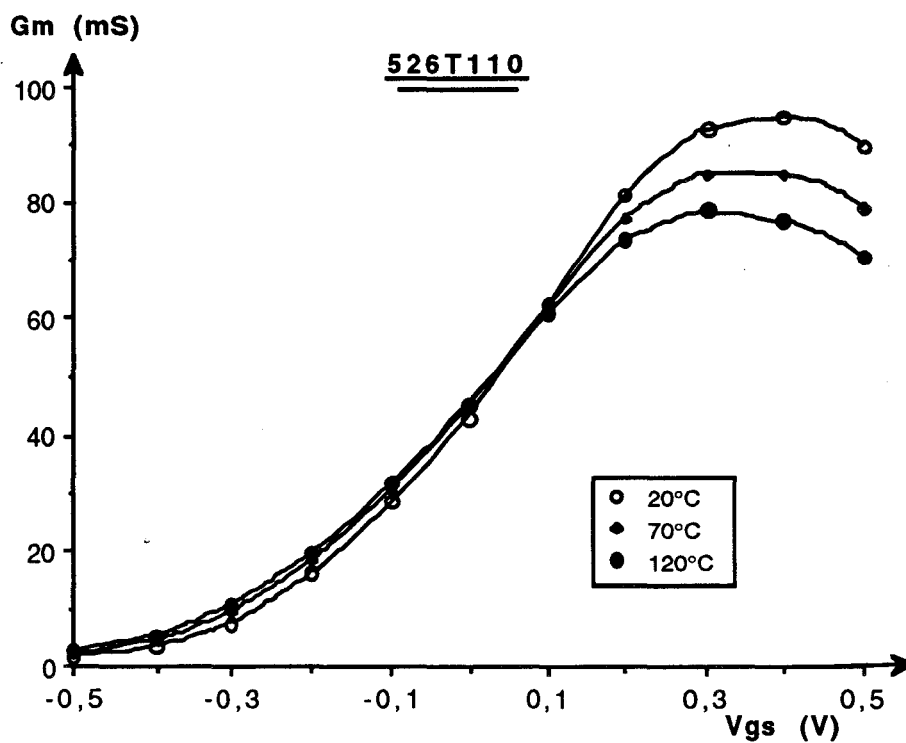


Fig. I-3 : Exemples d'évolution de la transconductance des TEGFET en fonction de V_{gs} (et de la température)

x As ont des valeurs de constante de maille très proches [entre le GaAs et l'AlAs, celle-ci n'évolue que de 0.2%]. Il est donc possible de faire croître toute composition d'AlGaAs sur GaAs avec un accord de maille satisfaisant ; les caractéristiques des couches n'en seront pas altérées.

Cette agencement produit une discontinuité de la bande de conduction à l'interface des deux couches à cause de la différence des affinités électroniques de ces matériaux [réf. 2]. La bande de conduction de la couche d'AlGaAs se trouve alors à une valeur ΔE_c plus "haute" que celle de la couche d'AsGa (inversement pour la bande de valence qui se trouve à ΔE_v plus bas). A l'équilibre thermodynamique, il y a continuité du niveau du vide et les niveaux de Fermi sont alignés et "horizontaux". Ceci explique la courbure de la bande de conduction de part et d'autre de l'hétérojonction ; dans l'AsGa non dopé, la bande de conduction passe sous le niveau de Fermi aux abords de l'interface AlGaAs/GaAs, et crée une zone d'accumulation d'électrons. Côté AlGaAs, cette courbure donne naissance à une zone déplétée de charges libres, celles-ci ayant transféré du côté GaAs. L'avantage d'une telle structure est qu'alors les électrons libres sont accumulés dans l'AsGa non dopé, ce qui leur confère une dynamique électronique très intéressante car il ne sont plus soumis aux interactions avec les atomes donneurs qui leur ont donnés naissance.

I.d) Particularité de la commande de charge des TEGFET et MESFET

Comme nous le verrons par la suite, les allures des courbes courant-tension - $I_{ds}(V_{ds})$ - des TEGFET et des MESFET sont très semblables. Par contre, celles de leur transconductance sont tout à fait dissemblables. Elle s'apparente à un "T" côté MESFET et plutôt à un "II" côté TEGFET (fig. I-2 et I-3) -. Nous allons très sommairement tenter d'en expliquer les raisons.

Ceci provient du fait que dans le cas des TEGFET nous sommes en présence de deux canaux conducteurs mis en parallèles, le gaz bidimensionnel et la couche d'AlGaAs, cette dernière se comportant comme un MESFET parasite [réf. 3], alors que dans celui des MESFET, il n'y en a qu'un. Or ces deux couches ont des propriétés électriques différentes et ne sont pas toujours conductrices simultanément. Nous allons tenter de voir cela plus en détail.

On sait que la transconductance est définie comme suit :

$$G_m = \left(\frac{\delta I_{ds}}{\delta V_{gs}} \right)_{V_{ds}}$$

Aussi en considérant que le courant est essentiellement un courant de conduction, soit en l'écrivant sous la forme :

$$- J_{ds} = Q_{Ga} \cdot \langle v_{Ga} \rangle \quad \text{pour les MESFET}$$

$$- J_{ds} = Q_{2d} \cdot \langle v_{2d} \rangle + Q_{Al} \cdot \langle v_{Al} \rangle \quad \text{pour les TEGFET}$$

où Q_i et $\langle v_i \rangle$ représentent respectivement la charge électronique présente dans la couche "i" sous la grille et la vitesse moyenne de porteurs libres dans cette couche, l'expression de la transconductance devient :

$$- G_m = \frac{\delta(Q_{Ga} \cdot \langle v_{Ga} \rangle)}{\delta V_{gs}} \quad \text{pour les MESFET}$$

$$- G_m = \frac{\delta(Q_{2d} \cdot \langle v_{2d} \rangle + Q_{Al} \cdot \langle v_{Al} \rangle)}{\delta V_{gs}} \quad \text{pour les TEGFET}$$

Comme, quelle que soit la couche, la variation de la vitesse moyenne en fonction de la tension de grille est négligeable - $\frac{\delta \langle v_i \rangle}{\delta V_{gs}} \neq 0$ -, la transconductance peut encore se mettre sous la forme :

$$- G_m \# \frac{\delta Q_{Ga}}{\delta V_{gs}} \langle v_{Ga} \rangle \quad \text{pour les MESFET}$$

$$- G_m \# \frac{\delta Q_{2d}}{\delta V_{gs}} \langle v_{2d} \rangle + \frac{\delta Q_{Al}}{\delta V_{gs}} \langle v_{Al} \rangle \quad \text{pour les TEGFET}$$

Il est à noter que, pour les TEGFET, la vitesse moyenne dans la couche d'accumulation est supérieure à celle de la couche d'AlGaAs soit que la composante de la transconductance due au gaz bidimensionnel est plus importante que celle due à l'effet MESFET de la couche d'AlGaAs. Cependant comme nous l'avons signalé, ces deux couches ne conduisent pas simultanément. On commande tout d'abord le gaz bidimensionnel, puis la couche d'AlGaAs. Or lorsque la couche d'AlGaAs commence à être sous l'influence de la grille, la densité de charge dans le gaz bidimensionnel tend à saturer [réf. 16] soit sa variation diminue de même que la transconductance jusqu'à ce qu'elle atteigne la valeur de celle due à la couche d'AlGaAs qui est elle relativement faible.

I.e) Réalisation technologique

Pour des raisons de simplicité, les TEC ont d'abord été réalisés en "technologie planar", c'est-à-dire que les électrodes de source, drain et grille étaient déposées sur un même plan soit directement sur le canal conducteur du TEC. Vu le souhait permanent d'obtenir des performances toujours accrues, (montée en fréquence entre autre), a-t-on été amené à réduire les dimensions des TEC, dont la distance drain-source, la longueur et la largeur de la grille ainsi que l'épaisseur du canal dopé.

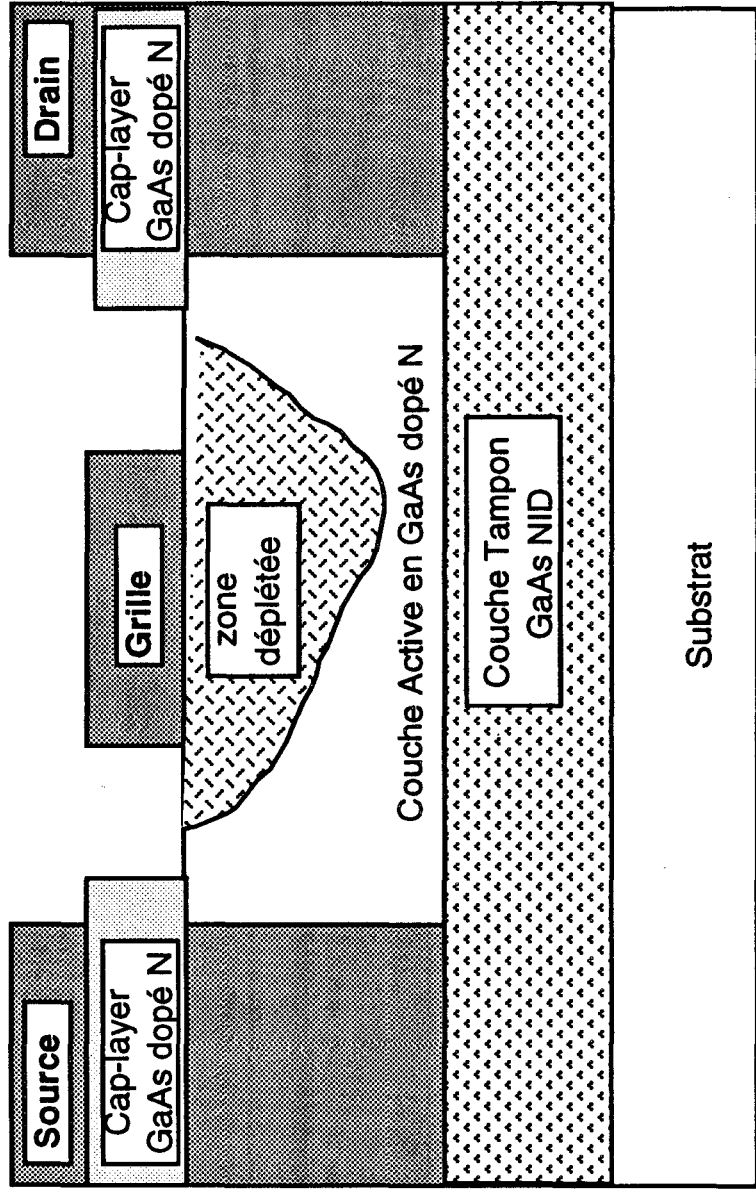


Fig. I-4 : Schéma en coupe d'un MESFET

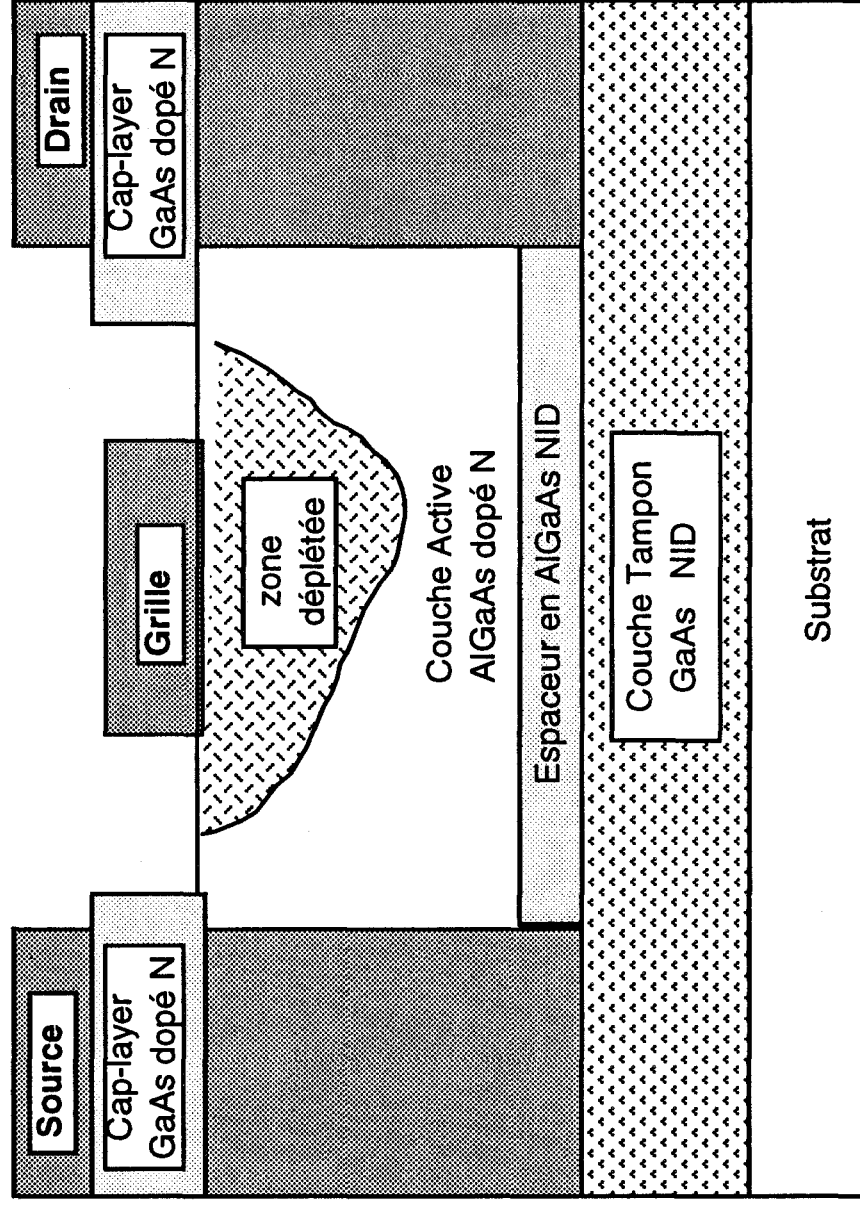


Fig. I-5 : Schéma en coupe d'un TEGFET

Or ces réductions n'ont pas que des effets bénéfiques sur les performances des TEC. Par exemple, la diminution de la largeur de grille provoque une augmentation relative de la valeur des résistances d'accès et donc dégrade les performances potentielles du TEC. Cependant en augmentant l'épaisseur des zones d'accès, il est possible de réduire la valeur de la résistance d'accès. Dans la pratique, la couche épitaxiée est d'épaisseur plus importante que nécessaire et pour obtenir une dimension adéquate du canal conducteur sous la grille, on creuse le barreau à l'endroit voulu - sous la grille - : on dit que l'on creuse un "recess". Cette structure utilisée à l'heure actuelle pour les composants "Hyperfréquences" est appelée : structure à grille creusée.

Comme nous le verrons par la suite, pour réaliser un contact ohmique de bonne qualité, il est nécessaire que le semiconducteur, sur lequel est réalisé ce contact, soit fortement dopé (dégénéré). Or, pour de forts dopages, les performances du composant se dégradent (dynamique électronique, tension de claquage, ...). D'où l'idée de déposer, dans les zones d'accès, une couche de semiconducteur fortement dopée par-dessus le barreau de semiconducteur qui constitue la couche active du TEC. Cette couche surdopée est appelée "cap-layer". Elle est éliminée à l'emplacement de la grille lors du creusement du "recess".

Les figures I-4 et I-5 donnent un aperçu des structures ainsi réalisées pour la conception des TEGFET et MESFET.

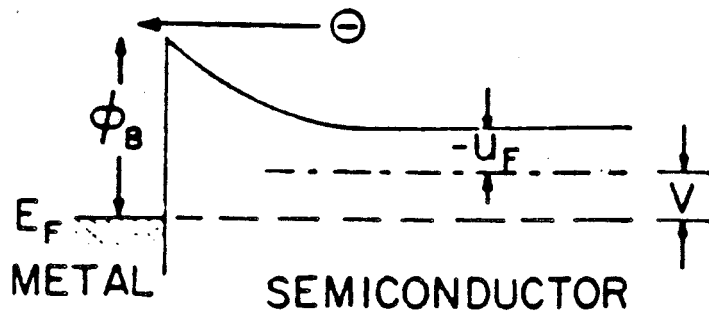
II) Présentation de phénomènes physiques particuliers

II.1) Courants à travers une jonction (Métal-Semiconducteur)

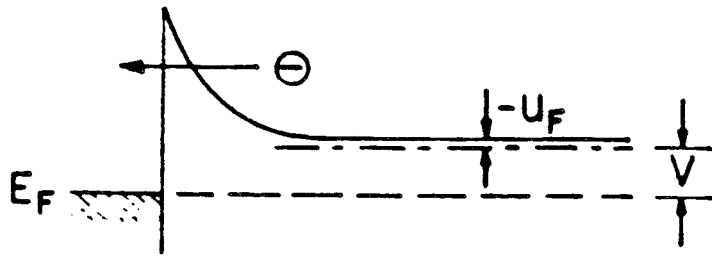
Lorsque l'on met en contact deux matériaux (conducteurs ou semiconducteurs) d'affinités électriques différentes, il se crée à l'interface des deux matériaux une barrière de potentiel, qui perturbe et réduit le passage du courant d'un matériau à l'autre.

Il existe quatre principaux types de mécanismes régissant le transport de charges à travers une telle barrière. Ce sont [réf.10 et 11] (fig. I-6) :

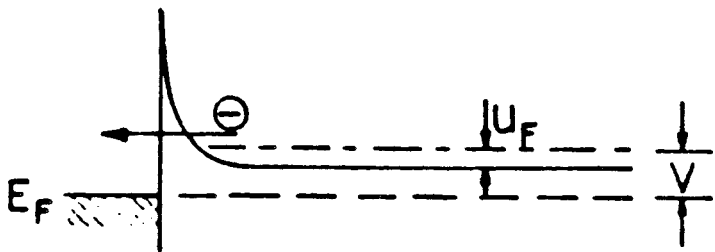
- l'émission thermoionique de charges par dessus la barrière de potentiel
- l'émission de charges par effet tunnel pur à travers la barrière de potentiel
- l'émission de charges par effet tunnel thermiquement assistée, c'est à dire une émission de porteurs "chauds" (à hautes énergies) à travers le "sommet" de la barrière de potentiel
- les phénomènes de génération-recombinaison de charges dans les zones déplétées (charge d'espace) ou neutres



(a)



(b)



(c)

Fig. I-6 : Aperçu des principaux mécanismes régissant le transport de charges libres à travers une barrière de potentiel et des conditions de leur apparition

- a) émission thermoionique
- b) émission tunnel assistée
- c) émission tunnel

Nous ne présenterons que les trois premiers mécanismes précédemment cités, constituant les mécanismes que l'on rencontre le plus souvent dans les TEC. Pour simplifier, nous considérerons le cas d'une interface métal-semiconducteur dopé "N", qui est celui le plus souvent rencontré dans la pratique. Il est à noter que les hétérojonctions peuvent être abordées de manière similaire.

On aura un transfert de charges par effet tunnel à travers une barrière de potentiel lorsque "l'épaisseur" de celle-ci s'étendra sur des distances suffisamment réduites (typiquement inférieures à 50 Å). Ce phénomène se réalisera quasiment à énergie constante. Cette condition ne sera vérifiée que lorsque la bande de conduction côté semiconducteur viendra "tangenter" l'interface métal-semiconducteur, soit lorsque le semiconducteur sera fortement dopé (voire dégénéré). Il est à remarquer qu'alors le transit est "bidirectionnel" et que ce mécanisme est quasiment insensible à la température.

Cependant, si cette barrière de potentiel s'étend sur des distances importantes, les charges n'ont plus la possibilité de la traverser directement par effet tunnel. Pour la vaincre, il leur faudra "sauter" par dessus cette barrière ou tout au mieux la franchir "à une certaine hauteur". Ceci se produit grâce à deux mécanismes distincts :

- l'effet thermoionique. Lorsque les dimensions de la barrière sont importantes, seul le passage de porteurs par dessus la barrière est possible. Ceci nécessite un fort apport d'énergie, on conçoit alors que ce mécanisme soit fortement tributaire de la température.
- l'effet tunnel assisté. Les dimensions de la barrière sont déjà de moindre importance, si bien que des électrons chauds auront la possibilité de la traverser par l'effet tunnel moyennant un apport énergétique plus conséquent. On conçoit là encore que la température jouera un rôle non négligeable dans ce mécanisme.

Il est à noter que, pour ces deux derniers mécanismes, l'émission de charges de part et d'autre de l'interface est moins importante que dans le cas d'une émission par effet tunnel "pur" et que le transfert est plus facile du semiconducteur vers le métal (transfert plutôt "unidirectionnel").

Maintenant nous allons pouvoir rappeler quelques notions relatives aux contacts ohmique et "Schottky".

II.2) Notions de contact ohmique et de contact "Schottky"

Ce sont des contacts métal-semiconducteur. Lorsque les deux matériaux sont mis en contact, il se crée une zone de charge d'espace positive (zone désertée) côté semiconducteur due au transit des électrons vers le métal et une zone d'accumulation de ces électrons du côté de ce dernier. A l'équilibre thermodynamique, les niveaux de Fermi s'alignent ce qui explique la courbure de la

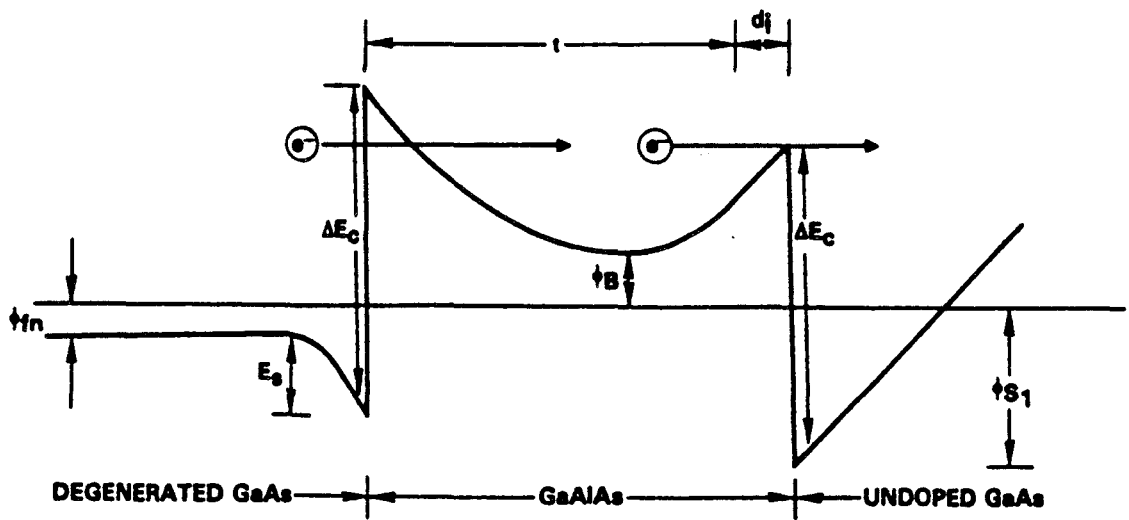


Fig. I-7 : diagramme de bande de conduction dans les zones d'accès des TEGFET

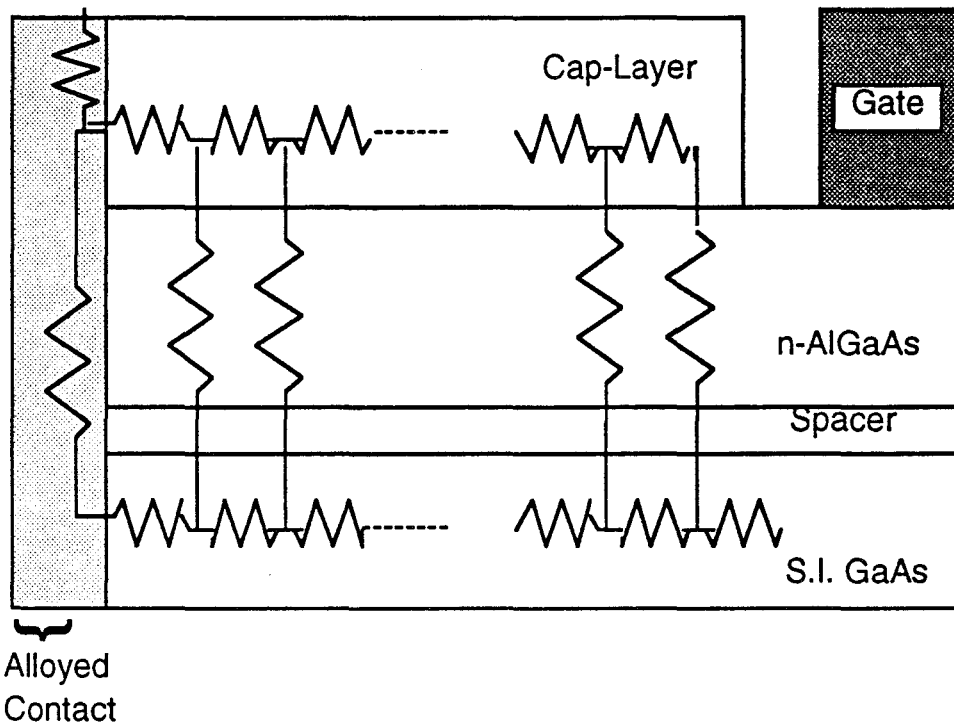


Fig. I-8 : Vue en coupe de la zone d'accès avec présentation de son schéma équivalent passif

bande de conduction côté semiconducteur. Puisque la densité d'états est beaucoup plus importante côté métal que semiconducteur, la charge d'espace s'étend davantage en profondeur dans le semiconducteur. Côté métal, elle est de taille négligeable.

II.2.a) Contact "Schottky" - Contact de grille d'un TEC

Pour la plupart des semiconducteurs III-V, plus particulièrement pour l'AsGa et l'AlGaAs, tant que le niveau de dopage n'est pas trop élevé (quelques 10^{24} At/m³ au maximum), la barrière métal-semiconducteur constitue un contact Schottky [transit électronique par effet thermoionique]. L'application d'une tension permet de faire varier l'épaisseur de la zone désertée. Placé sur une couche active, il est donc possible de commander l'épaisseur du canal active et donc l'intensité du courant.

II.2.b) Contact ohmique

On dit qu'un contact est ohmique si lors de l'application d'une tension quelconque à ces bornes le transit de charges libres (trous et/ou électrons) s'effectue de manière bidirectionnel et qu'il existe une relation linéaire entre l'intensité du courant et la tension appliquée. Pour cela, on dope fortement le semiconducteur pour diminuer le plus possible l'extension de la zone de charge d'espace coté semiconducteur. On favorise ainsi l'émission de charges par effet tunnel.

II.2.c) Résistance d'accès

On nomme "zones d'accès" les zones proches des contacts de Source et de Drain non affectées directement par la tension appliquée sur la Grille. Dans les TEGFET, on constate (fig. I-5) que ces zones sont constituées de l'empilement de différentes couches :

- le "cap-layer" relativement très dopé (quelques 10^{24} At/m³), constitué d'AsGa
- une couche d'AlGaAs dopée uniformément ou non qui permet "d'alimenter" le gaz bidimensionnel
- une couche d'AsGa non dopée, où se trouve le gaz bidimensionnel d'électrons, qui est habituellement d'épaisseur importante.

Ces couches, qui comportent des électrons en grand nombre, présentent des conductivités finies tributaires de leur mobilité électronique respective : soit ainsi de la température. Dans ces zones d'accès, le courant va se répartir inégalement entre les différentes couches ce qui donne un aspect distribué au transit électronique et donc à la résistance d'accès équivalente [réf. 12] (fig. I-8). On pourra ainsi s'attendre à ce que son évolution en température suive celle des mobilités électroniques des couches traversées. Cependant les mécanismes sont plus complexes. Aussi

lorsque l'on examine le diagramme de bande à travers la structure (fig. I-7), on constate que le passage des électrons des couches d'AsGa à celle d'AlGaAs s'effectue en majeure partie par effet tunnel [réf. 13]. Par ailleurs, ces interfaces sont traversées en hautes fréquences par des courants de déplacement qui donnent un caractère capacitif aux interfaces AlGaAs/GaAs et diminuent la valeur des résistances d'accès [réf. 14 et 15]

Les zones d'accès, en dehors de cet empilement, sont aussi constituées des "contacts ohmiques" réalisés par la diffusion, à travers les différentes couches précédemment citées, d'Or, de Nickel et de Germanium à hautes températures et situés juste au-dessous des plots de Source et de Drain. Grâce au Germanium, les matériaux semiconducteurs sont fortement dégénérés et, grâce à l'introduction d'Or, ces régions ont généralement un comportement essentiellement métallique si bien que les résistances de contact sont relativement insensibles à la température [réf. 17]. Toutefois, il n'est pas certain que la diffusion de ces matériaux s'étende jusqu'au gaz bidimensionnel.

II.3) Phénomènes de piégeage de charges

Lorsque l'on dope une couche d'AlGaAs ($x \leq 0.4$) de quelques 10^{23} à quelques 10^{24} At/m³, et que l'on étudie ses propriétés en fonction de la température, on constate trois faits essentiels :

- pour des taux d'alliage inférieurs à 0.2, la concentration en électrons libres reste très voisine de la concentration en dopants de type "N" incorporés
- pour les taux d'alliage supérieurs à 0.2, la concentration "n" en électrons est inférieure à la concentration "N_d" en dopants introduits, dépend du taux d'alliage et diminue très rapidement lorsque la température décroît pour se "stabiliser" vers 125 K
- si, pour des températures inférieures à 200 K et pour des taux d'alliage "élevés" (supérieurs à 0.2), on éclaire l'échantillon, la concentration électronique augmente et se rapproche très fortement de la valeur de la concentration "N_d" en dopants.

Lors des premières observations, on attribuait ces phénomènes à des lacunes dans le réseau cristallin d'AlGaAs lors de l'introduction d'atomes de dopant d'où l'appellation de "centres DX" [réf. 9]. Depuis, on admet que ceux-ci sont dûs à la création de "donneurs substitutionnels". Leur comportement est complexe et leur origine encore très controversée. On admet cependant que, schématiquement, les niveaux donneurs se scindent en deux catégories :

- les donneurs "légers" situés sur un niveau peu profond (quelques meV) dans la bande interdite sous la vallée Γ

- les donneurs "profonds" dont la position est encore mal définie, situés soit sous la bande X [réf. 4] soit sous la vallée L [réf. 5] ou encore sous les deux [réf. 6]. Il semblerait toutefois que leur niveau évolue avec celui du bas de la vallée L.

La localisation de ces derniers explique l'augmentation de l'activité des niveaux piéges avec le taux d'alliage, car lorsque celui-ci augmente le bas des vallées L et X se rapprochent de celui de la vallée Γ facilitant le transfert d'électrons sur le niveau piége. Les travaux de Schubert et Ploog [réf. 8] ont permis de déduire une loi liant l'énergie d'activation du niveau profond au taux d'alliage, malgré la coexistence des deux types de niveaux piéges.

On peut caractériser les phénomènes de piégeage par leurs temps de capture et d'émission qui évoluent en fonction de la température [réf. 7] :

$$- \tau_c \# T^{-2} \cdot \exp\left(\frac{E_c}{k \cdot T}\right)$$

$$- \tau_e \# T^{-2} \cdot \exp\left(\frac{E_e}{k \cdot T}\right)$$

où E_c et E_e représentent respectivement les énergies d'activation thermique de capture et d'émission d'un électron vers ou hors d'un centre profond.

On peut alors constater qu'aux basses températures, les temps d'émission et de capture deviennent si importants qu'il est quasiment impossible d'atteindre l'état d'équilibre thermodynamique. Même à température ambiante, ces temps de capture et d'émission, bien que faibles (quelques 10^{-7} s), continuent à avoir certains effets néfastes. Ainsi pour s'affranchir de leur effet, lors de certaines mesures (capacité, ...), il est nécessaire de travailler à des fréquences élevées (plusieurs dizaines de Mégahertz).

II.4) Effets de survitesse

Dans les semiconducteurs, les électrons peuvent se déplacer à des vitesses très élevées ce qui peut contribuer à l'obtention de performances très intéressantes. L'étude de leur dynamique a fait l'objet de nombreux travaux et d'une littérature abondante. Nous en rappelons ici les principales conclusions.

Il existe une relation entre la vitesse de transit de porteurs de charge libres et le champ électrique ayant induit leur mouvement, qui est grossièrement :

$$v_{it} = \mu(\epsilon) \cdot E \quad \text{avec} \quad \mu(\epsilon) = \frac{q \cdot \tau_m(\epsilon)}{m(\epsilon)}$$

où μ représente la mobilité apparante des charges libres, ϵ leur énergie, E le champ électrique, τ_m le temps de relaxation du moment et $m(\epsilon)$ la masse effective.

On constate alors que leur vitesse est fonction du champ électrique auquel ils sont soumis mais aussi de leur énergie. Pour décrire le comportement des porteurs, on peut considérer trois types de régimes :

- le régime quasi-statique
- le régime balistique
- le régime de survitesse

Chacun de ces régimes apparait lors de conditions bien spécifiques.

II.4.a) Régime quasi-statique

Les porteurs de charge libres seront en régime quasi-statique lorsque le champ électrique qui crée leur mouvement varie suffisamment lentement pour que leur énergie évolue de concert avec le champ électrique. On obtient ainsi la loi d'évolution simple liant la vitesse au champ électrique :

$$v_{it} = \mu(E).E$$

La vitesse des charges libres n'est plus fonction que du champ électrique. On retrouve cela dans les TEC à grille longue (supérieure à $1\mu\text{m}$).

II.4.b) Régime balistique

Ce régime apparait lorsque le champ électrique évolue fortement ou a des valeurs élevées sur une distance inférieure ou de l'ordre du libre parcours moyen (quelques centaines d'Angström), si bien que les électrons ne subissent que très peu d'interactions avec le réseau sur cette distance. S'ils ont une énergie faible (électrons froids), leur masse l'est aussi et ils peuvent acquérir une accélération importante. On conçoit que plus la valeur du libre parcours moyen augmente, soit que la température est basse, plus leur vitesse instantanée sera grande.

II.4.c) Régime de survitesse

Ce régime s'apparente assez bien au régime précédent à ceci près que la variation du champ électrique, ou son existence à des valeurs élevées, s'effectue sur des distances supérieures à quelques libres parcours moyens (quelques milliers d'Angström). Dans ce cas, les porteurs parcourent une certaine distance en subissant peu d'interactions ou/et mettent un certain temps pour

acquérir l'énergie correspondante au champ électrique en régime statique. Pendant une partie importante du transit, les charges conservent une mobilité supérieure à celle qu'elles auraient en régime statique équivalent, et donc pourront atteindre des vitesses plus importantes qu'en régime statique.

Après cette présentation rapide des principes ou des mécanismes physiques essentiels en vue d'une meilleure compréhension des résultats obtenus au cours de cette étude, nous allons passer à la présentation des mesures que nous avons effectuées afin de mener à bien la partie expérimentale de l'étude.

Bibliographie

[réf. 1] : W. SCHOCKLEY

" A unipolar field effect transistor ", Proc. IRE, vol. 40, nov. 1952

[réf. 2] : R. L. ANDERSON

" Experiment on Ge-GaAs heterojunctions ", Solid State Electron, n°5, 1962

[réf. 3] : K. LEE et al.

" Parasitic MESFET in (AlGaAs/GaAs modulation doped FET's and MODFET characterization ", IEEE Trans. Elec. Devices, vol. ED-31, n°1, janvier 1984

[réf. 4] : T. N. MORGAN

" Theory of the DX center in AlGaAs and GaAs crystals ", Phys. Review B, vol. 24, n°4, aout 1986

[réf. 5] : A. OSHIYAMA, S. OHNISHI

" DX center : crossover of deep and shallow states in Si-doped AlGaAs ", Phys. Review B, vol. 33, n°6, mars 1986

[réf. 6] : J. YOSHINO

" Alloy fluctuation in mixed compound semiconductors as studied by deep level transient spectroscopy ", J. Jap. 23, L 29, 1984

[réf. 7] : T. N. THEIS

" Dx centers in GaAs and AlGaAs : device instabilities and defect physics "

Proceeding of 14 international symposium on GaAs and related compounds, Heraklion, Crète, septembre-octobre 1987

[réf. 8] : E. F. SCHUBERT, K. PLOOG

" Shallow and deep donors in direct gap n type AlGaAs : Si grow by molecular beam epytaxy ", Phys. Review B, vol. 23, n°12, 1984

[réf. 9] : D. V. LANG, R. A. LOGAN

" Trapping characteristics and a Donor-Complex (DX) model for persistent-photoconductivity trapping center in TE-doped AlGaAs ", Phys. Review B, vol. 19, n°2, janvier 1979

[réf. 10] : K. SHENAI

" Current transport mechanisms in atomically abrupt métal-semiconductor interfaces ", IEEE Trans. Elec. Devices, vol. 35, n°4, avril 1988

[réf. 11] : A. Y. C. YU

" Electron tunneling and contact resistance of metal-silicon contact barriers ", Solid State Electronics, vol. 17, 1970

[réf. 12] : M. FEUER

" Two layer model for source resistance in selectively doped hetérojonction transistors ", IEEE Trans. Elec. Devices, vol. ED-32, n°1, janvier 1985

[réf. 13] : S. J. LEE, C. R. CROWELL

" Parasitic source and drain resistance in high electron mobility transistors ", Solide State Electronics, vol. 28, n°7, 1985

[réf. 14] : A. CAPPY

" Propriétés physiques et performances potentielles des composants à effet de champ : structures conventionnelles et à gaz bidimensionnel ", Thèse doctorale, LILLE, décembre 1986

[réf. 15] : C. VERSNAEYEN

" Etude théorique et expérimentale du transistor à effet de champ à hétérojonction AlGaAs/GaAs ", Thèse, LILLE, juillet 1985

[réf. 16] : T. J. DRUMMOND et al.

" Model for modulation doped field effect transistor ", IEEE Elect. Devices Lett., vol. EDL-3, 1982

[réf. 17] : S. E. SWIRHUN et R. M. SWANSON

" Temperature dependence of specific contact resistivity ", IEEE Elec. Device Lett., vol. EDL-7, n°3, mars 1986

Chapitre II

Moyens mis en œuvre
pour mener à bien
l'Approche Expérimentale

Table des matières du Chapitre II

Moyens mis en œuvre pour mener à bien l'Approche Expérimentale

<u>I) Introduction</u>	16
<u>II) Caractérisation en continue et aux moyennes fréquences</u>	16
<u>II.1) Caractérisation en continue</u>	
<u>II.2) Caractérisation aux moyennes fréquences</u>	
II.2.a) Mesure capacitive - $C_g(V_{gs})$ -	
II.2.b) Mesure de résistivité et de mobilité	
α) Mobilité électronique	
β) Extraction de la somme " $R_s + R_d$ "	
<u>III) Caractérisation en gamme centimétrique</u>	21
<u>III.1) Schéma équivalent petit signal</u>	
<u>III.2) Facteur de Bruit et Gain Associé</u>	
<u>IV) Cellule de mesure</u>	25
<u>Conclusion</u>	26
<u>Bibliographie</u>	28

Chapitre II

D Introduction

Une approche expérimentale est nécessaire en physique des composants, dès lors que l'on veut effectuer une confrontation théorie-expérience à la suite d'une modélisation de composant ou encore lorsque l'on désire connaître "réellement" les caractéristiques ou le comportement d'un composant dans certaines conditions d'utilisation.

A travers une approche expérimentale, encore dénommée caractérisation d'un composant, on vise à :

- remonter aux caractéristiques technologiques du composant (longueur de grille, dopage, épaisseur de la couche active, ...)
- déterminer les performances et potentialités électriques (gains, fréquences limites, facteur de bruit, ...) d'un composant.

On conçoit dès lors l'importance d'une caractérisation de qualité afin d'obtenir les renseignements recherchés, d'autant plus que les évolutions technologiques permettent la réalisation de composants à la fois de plus en plus performants mais aussi de plus en plus complexes et, de ce fait, difficiles à caractériser convenablement.

C'est pourquoi, au sein du laboratoire de recherche, un ensemble de mesures, s'effectuant du continu aux hyperfréquences, a été mis en œuvre afin de pouvoir caractériser le plus convenablement possible la plupart des composants existants. Nous allons les passer en revue en ne présentant que succinctement leur principe et les informations qu'elles nous apportent.

Ainsi ce chapitre comportera trois principaux paragraphes qui présenteront :

- les caractérisations en continu et aux moyennes fréquences
- les caractérisations en gamme centimétrique (hyperfréquences)
- la cellule de mesure conçue au début de l'étude et adaptée aux mesures à effectuer

II) Caractérisation en continu et aux moyennes fréquences

II.1) Caractérisation en continu

La détermination du réseau de caractéristique $I_{ds}(V_{ds})$ en fonction de la tension V_{gs} nous permet de vérifier le bon fonctionnement du composant (pincement correct) et le type (normally-on

ou off) et nous donne un premier aperçu de ses performances potentielles (transconductance, courant maximum, ...).

En effet, cette caractérisation permet, par dérivation de la caractéristique $I_{ds}(V_{gs})$ à tension V_{ds} donnée, d'en déduire l'évolution de la transconductance statique extrinsèque du composant. De même, d'après la pente de la caractéristique $I_{ds}(V_{ds})$ en configuration de générateur de courant, on peut apprécier en première approximation la valeur de la conductance de sortie, bien que des effets parasites (résistances d'accées, effets thermiques, ...) nous empêchent de tirer des conclusions valables.

Une autre caractéristique intéressante est celle du courant de grille I_g en fonction de la tension de grille appliquée à tension V_{ds} nulle. Cette caractéristique nous permet de juger de la qualité du contact "Schottky". De cette mesure, on déduit le coefficient d'idéalité " η ", la hauteur de barrière V_b , la tension de built-in ϕ_b ainsi qu'une estimation des résistances d'accés R_s et R_d .

En effet, en mesurant à chaque pas de tension de grille le courant traversant la diode et connaissant la relation entre ce courant et la tension appliquée (formulation d'un courant créé par effet thermoionique) :

$$I_g = A.T^2.S.\exp\left(-\frac{q.V_b}{\eta.k.T}\right).\exp\left(\frac{q.V_g}{\eta.k.T}\right)$$

où A et S représentent respectivement la constante de Richardson et la surface de la grille, on en déduit le coefficient d'idéalité " η " à partir de la pente de la caractéristique $\text{Log}(I_g)$ en fonction de la tension de grille, sachant que :

$$\eta = \frac{q}{k.T} \cdot \frac{\delta V_g}{\delta(\text{Log}(I_g))}$$

Par extrapolation, pour $V_g = 0$ V, on obtient le courant de saturation " I_{so} " ce qui permet de déduire la hauteur de barrière V_b et à la tension de built-in ϕ_b sachant que

$$V_b = \frac{\eta.k.T}{q} \cdot \text{Log}\left(\frac{A.T^2.S}{I_{so}}\right) \quad \text{et} \quad \phi_b = \eta.V_b$$

Simultanément, on mesure la tension présente entre drain et source. Cette mesure consiste à polariser positivement tantot la diode "Schottky" existant entre la grille et la source, le drain étant "en l'air", tantot celle existant entre grille et drain, la source étant alors "en l'air". Cette tension drain-source représente la chute de tension créé par le passage du courant à travers la résistance d'accés (R_s ou R_d) et celle du canal sous la grille. On a alors la relation :

$$V_{ds} = (R_{accés} + \alpha.R_{canal}).I_g$$

avec $\alpha \approx 0.5$ à cause de la distribution du courant [réf. 1].

Puis en mesurant la résistance drain-source en fonction de la résistance de grille ($R_{sd}(V_{gs})$) à tension drain-source nulle, on déduit par extrapolation la somme " $R_s + R_d$ ". Il est alors possible, à partir des résultats précédents, d'accéder aux résistances d'accès (R_s, R_d). Il est toutefois à noter que l'extrapolation effectuée à partir de la mesure de $R_{ds}(V_{gs})$ n'est pas très précise, si bien qu'on obtient qu'un ordre de grandeur de la valeur des résistances d'accès.

II.2) Caractérisation aux moyennes fréquences

Cette caractérisation repose sur deux mesures réalisées dans la bande de fréquences 100 Mhz - 500 Mhz sur un pont réflectométrique (H.P. 4191) associé à un ordinateur qui en assure la commande et le traitement des données. L'une est une mesure capacitive, l'autre de magnétorésistance. Les fréquences de mesure permettent de s'affranchir d'effets parasites basses fréquences dus aux états de surfaces et /ou aux pièges contenus dans le matériau en volume.

II.2.a) Mesure capacitive - $C_g(V_{gs})$ -

Après avoir déterminé l'évolution de la capacité $C(V)$ présente entre les plots de grille et de drain-source (source et drain étant reliés), en fonction de la tension de la grille, nous pouvons déduire la charge totale d'électrons libres emmagasinée sous la grille. En effet, par intégration de la capacité $C(V_{gs})$ en fonction de V_{gs} , déduction faite de la capacité "limite" qui n'est qu'une simple capacité inter-électrodes, on peut se faire une idée de la charge stockée sous la grille :

$$Q(V_{gs}) = \int_{V_p}^{V_{gs}} \{C_g(V_{gs}) - C_{lim}\} \cdot \delta V_g$$

Aussi pour une couche dopée uniformément la charge $Q(V_{gs})$ vérifie la relation suivante déduite du modèle de Shockley :

$$Q(V_{gs}) = q \cdot Z \cdot l_g \cdot a \cdot N_d \cdot [1 - \sqrt{\frac{(V_b - V_{gs})}{W_{00}}}] = Q_0 \cdot [1 - \sqrt{\frac{(V_b - V_{gs})}{W_{00}}}]$$

avec $W_{00} = \frac{q \cdot N_d \cdot a^2}{2 \cdot \epsilon}$

où Z et l_g représentent respectivement la largeur et la longueur de la grille, N_d le dopage de la couche active et " a " son épaisseur. Dans ces équations, Q_0 représente la charge électronique totale en absence de grille, c'est donc aussi la charge totale créée par les donneurs ionisés sous la grille.

W_{00} , quant à lui, représente le potentiel de pincement. Les expressions analytiques de ces deux quantités nous permettent d'en déduire les valeurs approximatives du dopage et de l'épaisseur de la couche active. Cependant ces formulations, assez bien vérifiées pour des composants à dopage uniforme comme les MESFET, ne sont plus rigoureusement valables dans le cas des TEGFET [réf. 7].

II.2.b) Mesure de résistivité et de mobilité

Cette mesure est basée sur le principe proposé par Sites et Wieder [réf. 2], et nous permet, comme nous allons le voir, d'obtenir la mobilité électronique des porteurs dans le TEC ainsi que de déterminer la somme des résistances d'accès ($R_S + R_D$).

α) Mobilité électronique

L'application d'un champ magnétique perpendiculairement à la direction de propagation d'un courant à travers un matériau provoque l'augmentation de la résistance de celui-ci à cause de l'allongement du parcours des porteurs libres dans ce matériau. Aussi partant de ce principe, on applique un champ magnétique perpendiculairement à la surface de la grille à tension V_{DS} nulle. La résistance suit alors la loi d'évolution suivante :

$$R_{DS}(B) \approx R_{DS}(0) \cdot (1 + \mu^2 \cdot B^2) \quad (1)$$

où $R_{DS}(0)$ représente la résistance drain-source à champ nul et " μ " la mobilité moyenne des électrons du canal à la tension de grille considérée. Ainsi en faisant varier la tension de grille, on peut obtenir l'évolution de la mobilité moyenne en fonction de cette même tension et espérer accéder à l'évolution de la mobilité des porteurs en fonction de leur localisation dans la couche (mobilité "locale" ou différentielle).

Or $R_{DS}(0)$ s'écrit sous la forme :

$$R_{DS}(0, V_{GS}) = R_S + R_D + R_C(V_{GS}) \quad (2)$$

et donc

$$R_{DS}(B, V_{GS}) = (R_S + R_D) \cdot (1 + \mu_{acc}^2 \cdot B^2) + R_C(V_{GS}) \cdot (1 + \mu^2 \cdot B^2)$$

où $R_C(V_{GS})$ est la résistance du canal conducteur sous la grille.

Aussi peut-on constater que la variation des résistances dans les zones d'accès - R_S , R_D - perturbent la détermination de la mobilité électronique " μ " dans le canal, la mobilité " μ_{acc} " dans ces zones constituant une inconnue supplémentaire. C'est la raison pour laquelle on considère pour simplifier que cette mobilité "parasite" " μ_{acc} " est égale à celle des porteurs dans le canal. De même les résistances d'accès et leurs variations sont souvent beaucoup plus faibles que la résistance du

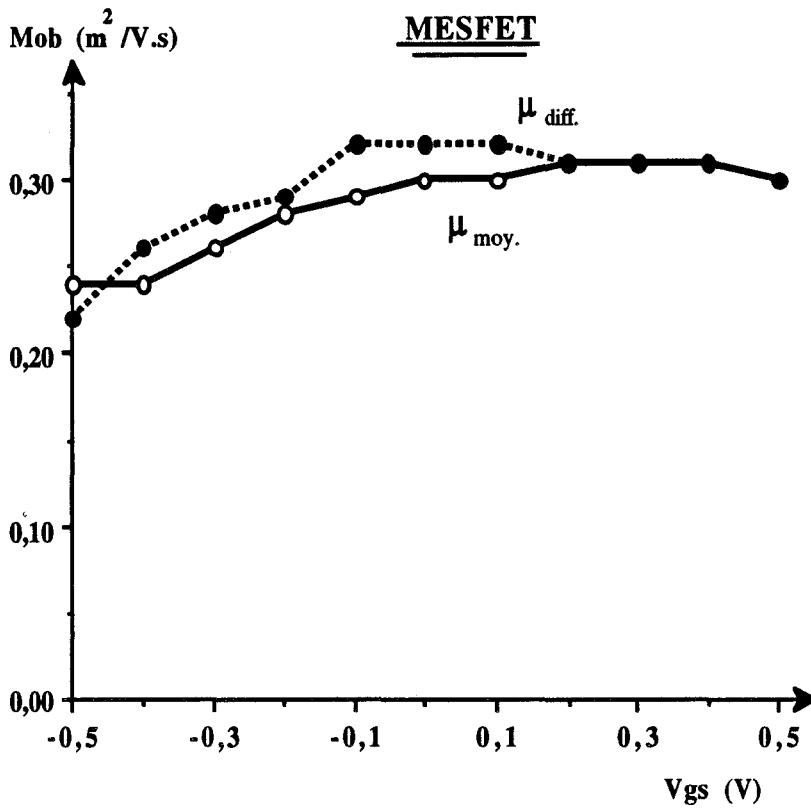


Fig. II-1 : Exemples typiques d'évolutions en fonction de la tension de Grille Vgs de la mobilité moyenne et différentielle des MESFET

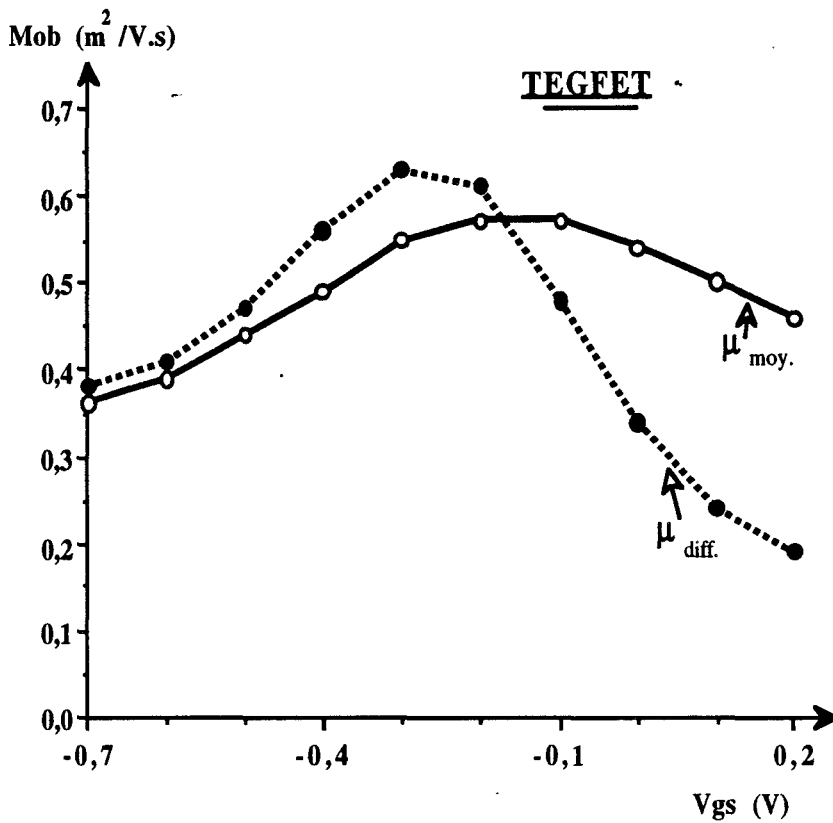


Fig. II-2 : Exemples typiques d'évolutions en fonction de la tension de Grille Vgs de la mobilité moyenne et différentielle des TEGFET

canal, ce qui permet de négliger l'influence des éléments d'accès. Cependant dans le cas de grilles très courtes et/ou à canal ouvert, ceci se vérifie assez mal. Ce dernier point constitue actuellement une des limitations fondamentales de la méthode. L'hypothèse d'une même mobilité dans le canal et dans les zones d'accès appliquée au cas du TEGFET en est une autre.

Malgré tout, grâce à cette hypothèse, il est possible d'estimer la valeur de la mobilité moyenne des électrons dans le canal conducteur et ses évolutions en fonction de la tension de grille, en utilisant la formule (1) une fois la résistance R_{ds} mesurée en fonction de V_{gs} avec et sans application d'un champ magnétique.

Partant du même principe et comme la mobilité moyenne varie peu en fonction de la tension de grille, il est possible d'obtenir la mobilité "locale", c'est-à-dire la mobilité des porteurs libres de la tranche commandée, cela en travaillant en mode "différentielle" autour d'un point de fonctionnement, d'où l'appellation : mobilité différentielle. L'expression (1) reste donc valable mais s'écrit, en considérant les hypothèses simplificatrices précédemment posées dans le cas de la mobilité moyenne, sous la forme :

$$\Delta R_{ds}(B) = \Delta R_{ds}(0) \cdot (1 + \mu_d^2 \cdot B^2)$$

où ΔR_{ds} représente la variation de la résistance drain-source et μ_d la mobilité différentielle à la tension de grille considérée.

Il est à noter que pour un TEC classique - tel qu'un MESFET - les évolutions des mobilités moyenne et différentielle sont assez voisines (fig. II-1), la dynamique électronique ayant lieu dans un matériau dopé assez uniformément en volume. Au contraire, pour un TEGFET, ces mobilités présentent des évolutions et des valeurs tout à fait différentes (fig. II-2) puisque le TEGFET conventionnel est constitué de plusieurs canaux conducteurs qui présentent des dynamiques différentes.

β) Extraction de la somme " $R_s + R_d$ "

En considérant l'équation (2) et la relation suivant :

$$\frac{1}{R_c(V_{gs})} = G_c(V_{gs}) = \frac{\mu(V_{gs}) \cdot Q(V_{gs})}{l_g^2}$$

on s'aperçoit que l'évolution théorique de $R_{ds}(V_{gs})$, en fonction de $\frac{1}{\mu \cdot Q}$, est une droite de pente l_g^2 et d'ordonnée à l'origine $R_s + R_d$. On peut donc extraire la somme $R_s + R_d$ de la caractéristique $R_{ds}(V_{gs})$ une fois la mesure capacitive décrite précédemment effectuée.

Dans le cas des MESFET, ceci se vérifie assez bien. Par contre, dans le cas des TEGFET, la validité de l'extraction de cette somme est plus délicate pour plusieurs raisons :

- l'influence des centres DX qui donnent une valeur éronnée de $Q(V_{gs})$ car il n'y a pas toujours égalité entre la valeur de la charge totale des donneurs introduits et celle des électrons libres.
- l'hypothèse concernant la zone d'accès fausse la mesure de μ dans la zone d'accès .

III) Caractérisation en gamme centimétrique

Comme l'étude portait sur l'utilisation des TEC dans des conditions de faible signal, nous n'avons envisagé que des mesures satisfaisant à ces conditions. Elles sont de deux types :

- une mesure des paramètres de dispersion S_{ij} du composant afin d'en déduire son schéma équivalent petit signal
- les mesures de facteur de bruit et de gain associé présentés par le composant.

Ces caractéristiques permettent de juger des performances du composant [gain en courant, fréquences de coupure, gains en puissance, ...] et dans le cas d'une étude en fonction de la température, comme ici, de pouvoir évaluer le sens et les proportions dans lesquelles évoluent ces performances.

III.1) Schéma équivalent petit signal

Afin de mener à bien l'étude envisagée, que ce soit pour une comparaison théorie-expérience ou, comme dans notre cas, pour une évaluation de l'évolution des caractéristiques des TEC en fonction de la température, il apparait nécessaire d'obtenir le plus précisément possible les éléments du schéma équivalent. Aussi, dans cette optique et faisant suite aux travaux de R. Yaquine [réf. 3] et de C. Versnayan [réf. 4] menés au sein du laboratoire, G. Dambrine et A. Cappy [réf. 5] ont mis au point une méthode d'extraction directe des éléments du schéma équivalent intrinsèque.

Le choix de ce type de méthode réside dans le fait que les méthodes d'extraction directe du schéma équivalent se révèlent plus stables au niveau des résultats et moins lourdes au niveau infrastructure que celles utilisant une méthode d'extraction par optimisation, cette dernière constituant une autre alternative pour obtenir le schéma équivalent. Néanmoins, comme toute méthode, elles présentent aussi des points faibles. La phase la plus délicate est celle de la détermination des éléments parasites. En effet une fois déterminés, le schéma équivalent intrinsèque se déduit aisément par un jeu de calculs matriciels. On conçoit que toute erreur

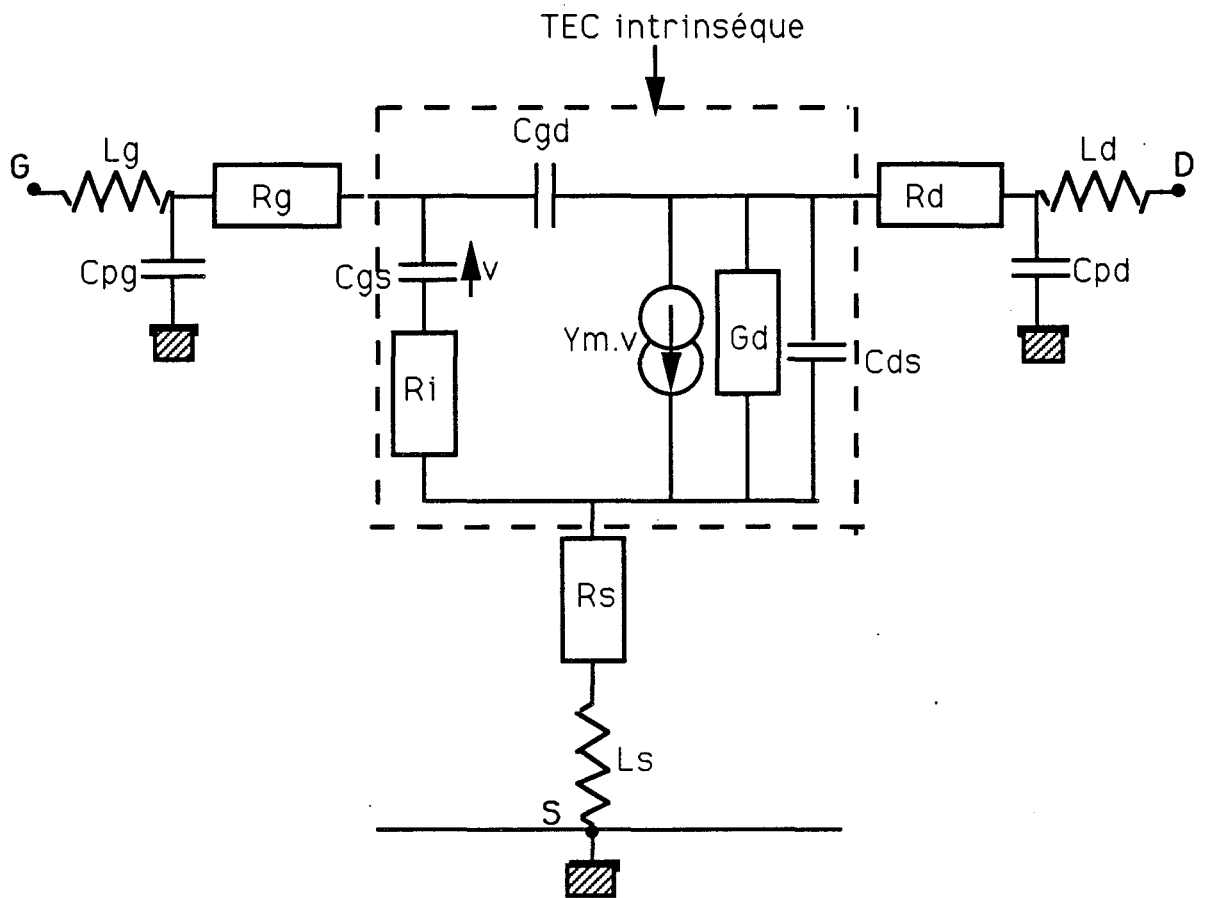


Fig.II-3: Schéma équivalent des TEC.

effectuée sur les éléments parasites aura des conséquences néfastes sur la validité du schéma équivalent intrinsèque déduit. Aussi afin d'obtenir le plus précisément possible ces éléments parasites, Dambrine a mis au point une technique de mesure qui permet d'y accéder directement par la mesure et ainsi d'obtenir un schéma équivalent petit signal satisfaisant. Nous allons succinctement la présenter.

Cette méthode d'extraction du schéma équivalent petit signal se décompose en deux grandes étapes [réf. 6]. La première consiste en la détermination des éléments parasites (selfs, capacités de plots, résistances d'accès). Pour cela, on mesure les paramètres de dispersion S_{ij} du composant à tension V_{ds} nulle, à la fois pour des tensions de grille proches du pincement et pour des tensions de grille positives [réf. 6]. Dans ces conditions d'utilisation particulière, les paramètres de dispersions S_{ij} ne sont fonction que des éléments recherchés. Les ayant déterminés, on peut entamer la deuxième étape qui consiste à déterminer les éléments du schéma équivalent intrinsèque. On mesure alors les paramètres de dispersions S_{ij} en fonction de la tension de grille à tension V_{ds} donnée et non nulle. En tenant compte des éléments parasites préalablement déduits et par un jeu de calculs matriciels, on obtient les valeurs des éléments de la matrice admittance $[Y]$ du schéma équivalent intrinsèque, dont on extrait les valeurs des éléments du schéma équivalent. En effet, vu la configuration en Π communément utilisée pour représenter le schéma équivalent petit signal des TEC (fig. II-3), il est commode, afin de déterminer chacun de ses éléments, de travailler avec les éléments d'une matrice admittance $[Y]$ équivalente. Ainsi les éléments de la matrice $[Y]$ s'écrivent en fonction des éléments du schéma équivalent intrinsèque comme suit :

$$Y_{11} = \frac{R_i \cdot C_{gs}^2 \cdot \omega^2}{D} + j \cdot \omega \cdot (C_{gd} + \frac{C_{gs}}{D})$$

$$Y_{12} = -j \cdot \omega \cdot C_{gd}$$

$$Y_{21} = G_m \cdot \exp(-j \cdot \omega \cdot \tau) \cdot (\frac{1 - j \cdot \omega \cdot R_i \cdot C_{gs}}{D}) - j \cdot \omega \cdot C_{gd}$$

$$Y_{22} = G_d + j \cdot \omega \cdot (C_{ds} + C_{gd})$$

$$\text{avec } D = 1 + (\omega \cdot R_i \cdot C_{gs})^2$$

Dans la bande de fréquences de mesure utilisée (0.5 à 5.5 Ghz) et pour des transistors à grille submicronique, les approximations suivantes sont possibles sans remettre en cause la validité des résultats obtenus :

$$D \# 1 \quad \text{et} \quad \omega \cdot \tau \# 0$$

ce qui simplifie l'écriture des éléments de la matrice $[Y]$:

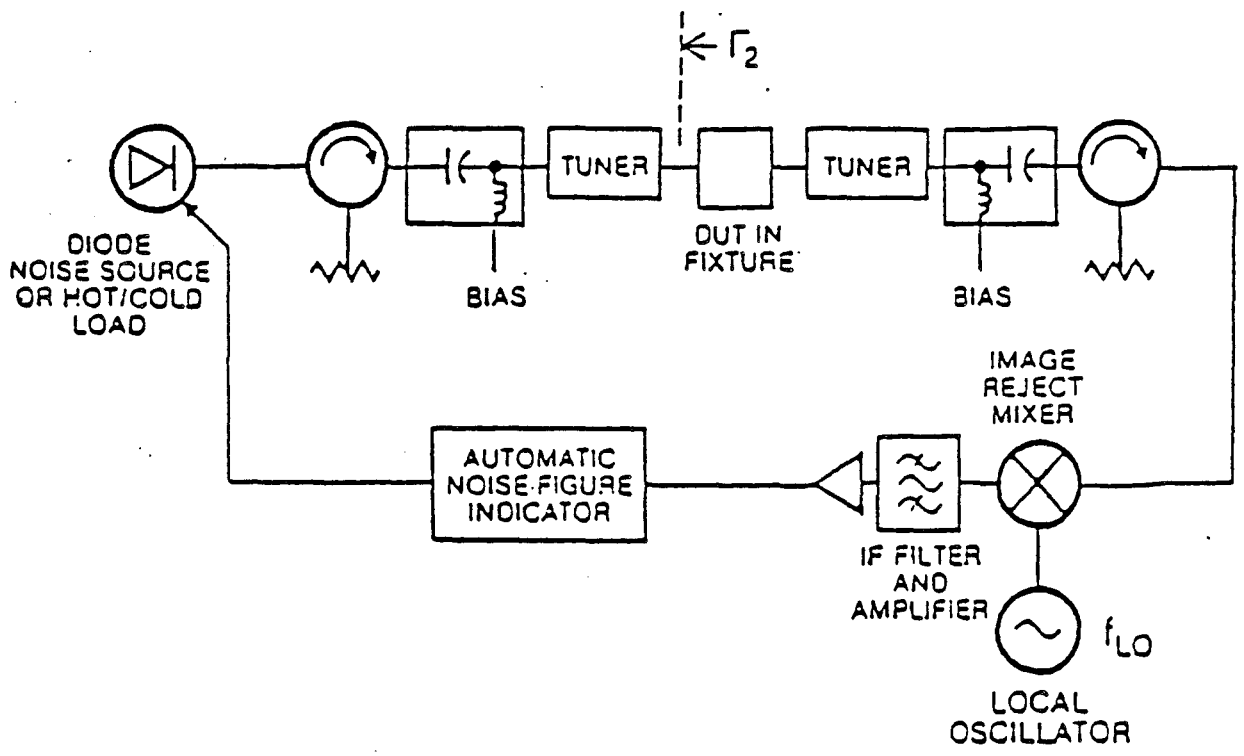


Fig. II-4 : Schéma de principe du banc de bruit

$$Y_{11} \# R_i \cdot C_{gs}^2 \cdot \omega^2 + j \cdot \omega \cdot (C_{gd} + C_{gs})$$

$$Y_{12} \# -j \cdot \omega \cdot C_{gd}$$

$$Y_{21} \# G_m - j \cdot \omega \cdot (C_{gd} + G_m \cdot (\tau + R_i \cdot C_{gs}))$$

$$Y_{22} \# G_d + j \cdot \omega \cdot (C_{ds} + C_{gd})$$

On constate alors que les relations reliant les éléments de la matrice [Y] intrinsèque aux éléments du schéma équivalent intrinsèque sont simples.

III.2) Facteur de Bruit et Gain Associé

Le facteur de bruit et le gain associé constituent des caractéristiques essentielles du composant. Il nous est apparu fondamental d'en déterminer les évolutions en fonction de la température.

Les mesures de facteur de bruit ont été réalisées sur un analyseur H.P. 8973. Cette appareil permet de mesurer le facteur de bruit et le gain associé par la méthode des deux températures [réf. 7]

Le facteur de bruit minimum d'un composant peut être déterminé par diverses méthodes [réf. 8]. Parmi les plus usuelles, on trouve :

- la méthode de mesure du minimum de facteur de bruit par double adaptation du transistor (en entrée et en sortie)
- la méthode d'optimisation qui, après avoir présenté au composant un certain nombre d'impédances et mesuré à chaque fois le facteur de bruit du montage, permet d'accéder aux divers paramètres de bruit (R_n , Γ_{opt} , ...)

Pour notre part, nous n'avons considéré que la première méthode plus simple, et pourtant déjà relativement fastidieuse. La détermination du facteur de bruit s'effectue alors en deux étapes : une étape de mesures expérimentales, une de dépouillement des résultats.

Dans notre cas, le banc de facteur de bruit peut se schématiser comme indiqué sur la figure II-4. On y trouve :

- une source de bruit (ici H.P. 346 B ou C) constituée entre autre d'une diode à avalanche et d'un quadripole de sortie permettant l'adaptation de ce système sur 50Ω .

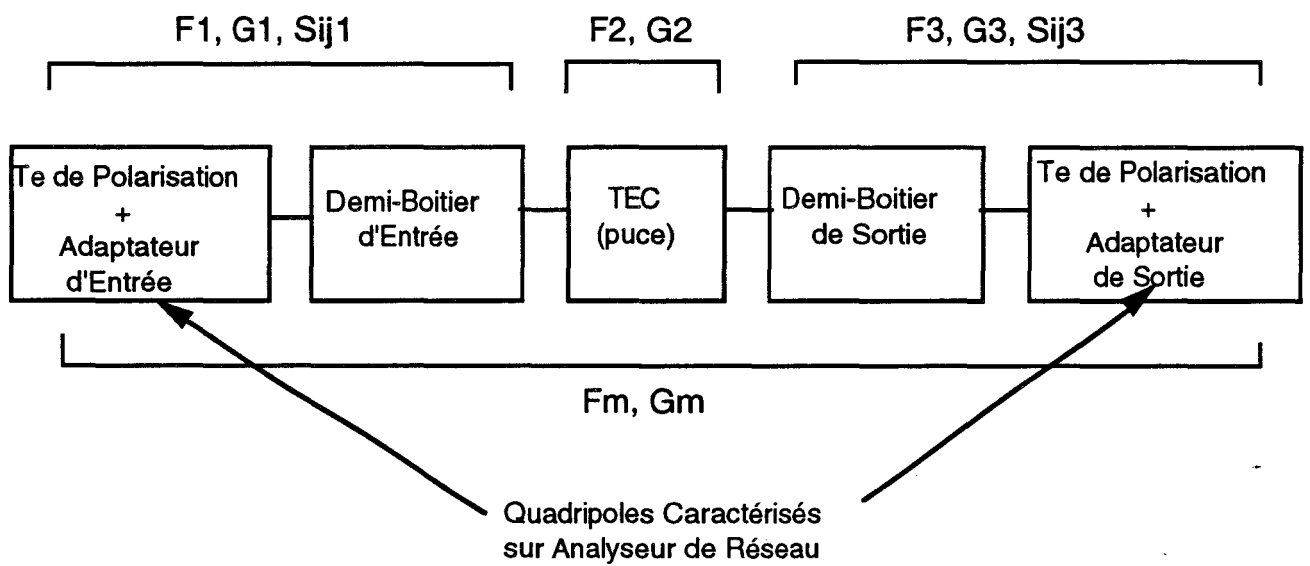


Fig. II-5 : Schématisation du montage permettant d'en extraire le facteur de bruit et le gain associé du composant

- le système, sur lequel s'effectue la mesure, constitué du transistor et son boîtier, de tés de polarisation et de quadripoles d'adaptation. Ces derniers permettent d'adapter le composant afin d'obtenir le minimum de facteur de bruit et le maximum de gain associé présenté par le montage.

- un circulateur ou une ligne unidirectionnelle - voire un atténuateur - permettant de diminuer le T.O.S. présenté par l'étage d'entrée de l'analyseur de bruit qui n'est autre qu'un mélangeur de fréquence qui permet de rabaisser la fréquence de travail à une valeur acceptable par le mesureur.

Lors de la première étape, on procède tout d'abord à la calibration du banc de mesure, celui-ci n'étant alors constitué que de la source de bruit et du circulateur. Puis on reconstitue le banc comme décrit précédemment et ensuite on relève le facteur de bruit minimum et le gain associé présentés par l'ensemble transistor-tés de polarisation-adaptateurs une fois l'adaptation réalisée.

La deuxième étape consiste à extraire le facteur de bruit et le gain associé propres au composant des résultats précédents. Pour cela, on utilise la formule de Friis :

$$F_m = F_1 + \frac{F_2 - 1}{G_1} + \frac{F_3 - 1}{G_1 \cdot G_2} \quad \text{et} \quad G_m = G_1 \cdot G_2 \cdot G_3 \quad (3)$$

où F_m et G_m représentent respectivement le facteur de bruit et le gain associé du montage complet après calibration et adaptation, et les F_i et G_i ceux du $i^{\text{ème}}$ quadripole du montage (fig. II-5). De plus, on sait que pour un quadripole passif - tels que les quadripoles 1 et 3 - il existe une relation simple qui relie son facteur de bruit à son gain en puissance disponible :

$$F_i = \frac{1}{G_i}$$

D'où l'équation (3) devient :

$$F_m = \frac{F_2}{G_1} + \frac{1 - G_3}{G_m}$$

On en déduit ainsi aisément les valeurs du facteur de bruit et du gain associé propres au composant :

$$F_2 = G_1 \cdot \left(F_m - \frac{1 - G_3}{G_m} \right) \quad \text{et} \quad G_2 = \frac{G_m}{G_1 \cdot G_3}$$

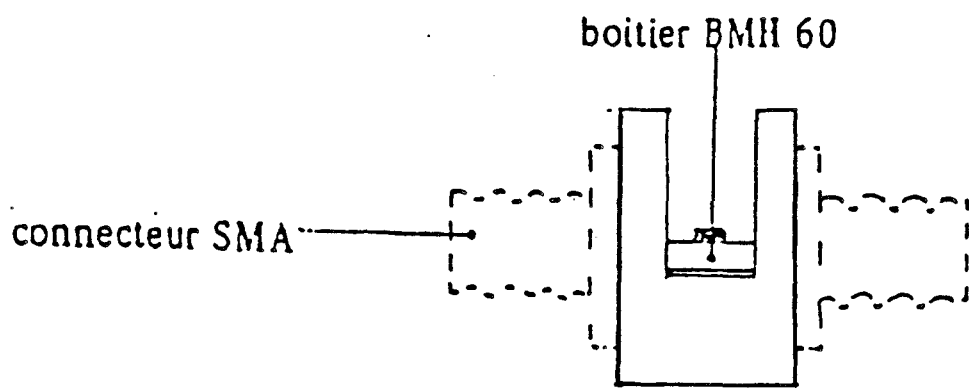


Fig. II-6 : Aperçu du boitier et de la cellule de type B.M.H. 60

Cependant, pour obtenir ce résultat il nous faut auparavant déterminer les gains en puissance disponible du 1^{er} et 3^{ième} quadripole. Pour cela on mesure à l'analyseur de réseau les paramètres de dispersions S_{ij} de ces quadripoles dans la position d'adaptation obtenue une fois le minimum de facteur de bruit relevé. Ceci nécessite alors à chaque mesure de facteur de bruit le démontage puis le remontage du banc de mesure. Aussi en partant de la formulation du gain en puissance disponible et en négligeant le coefficient de réflexion sur la source de bruit du 1^{er} quadripole et celle en sortie de composant (3^{ième} quadripole), on obtient les expressions de gain en puissance disponible suivantes :

$$G_1 = \frac{|S_{21}^1|^2}{1 - |S_{22}^1|^2} \quad \text{et} \quad G_3 = \frac{|S_{21}^3|^2}{1 - |S_{11}^3|^2}$$

Une fois ces inconnues obtenues, il est possible d'extraire les valeurs du facteur de bruit et du gain associé propres au composants.

IV) Cellule de mesure

Il est évident que pour effectuer les mesures décrites précédemment, il est nécessaire que le transistor soit monté sur un support qui permette à la fois de le manipuler et d'y accéder électriquement sans perturber la mesure (tout au moins, le moins possible)

Au sein du laboratoire, deux types de cellules répondent à ce critère : celle utilisant un boîtier BMH 60 et celle utilisant les connecteurs de type "K". Dans la plage de fréquences de l'étude - fréquences inférieures à 18 GHz -, la cellule et le boîtier de type BMH 60 (fig. II-6) ont constitué une solution satisfaisante vu les caractéristiques de l'ensemble en tant qu'élément de support de nos composants. En effet :

- leurs performances sont correctes jusqu'à quelques 12-15 GHz
- les connecteurs de type SMA montés sur la cellule qui utilise le boîtier de type BMH 60 permettent de travailler à hautes températures - 125°C - sans dégradations notables ni surtout irréversibles des performances de la cellule, contrairement aux connecteurs de type "K".
- le boîtier de type BMH 60 permet une utilisation aisée de la cellule (inexistence de soudures entre cellule et boîtier ; introduction du composant dans la cellule sans précaution particulière comparativement à la cellule de type "K")
- cette cellule, de part sa structure, permet d'utiliser des transistors sous forme de puce.

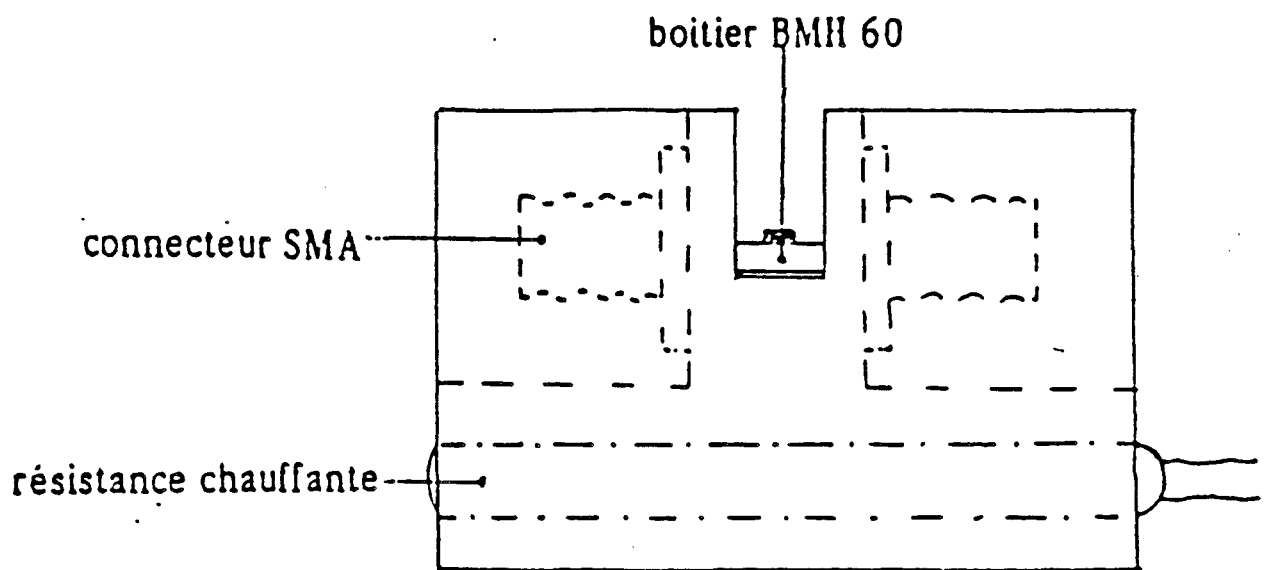


Fig. II-7 : Aperçu de la cellule de mesure

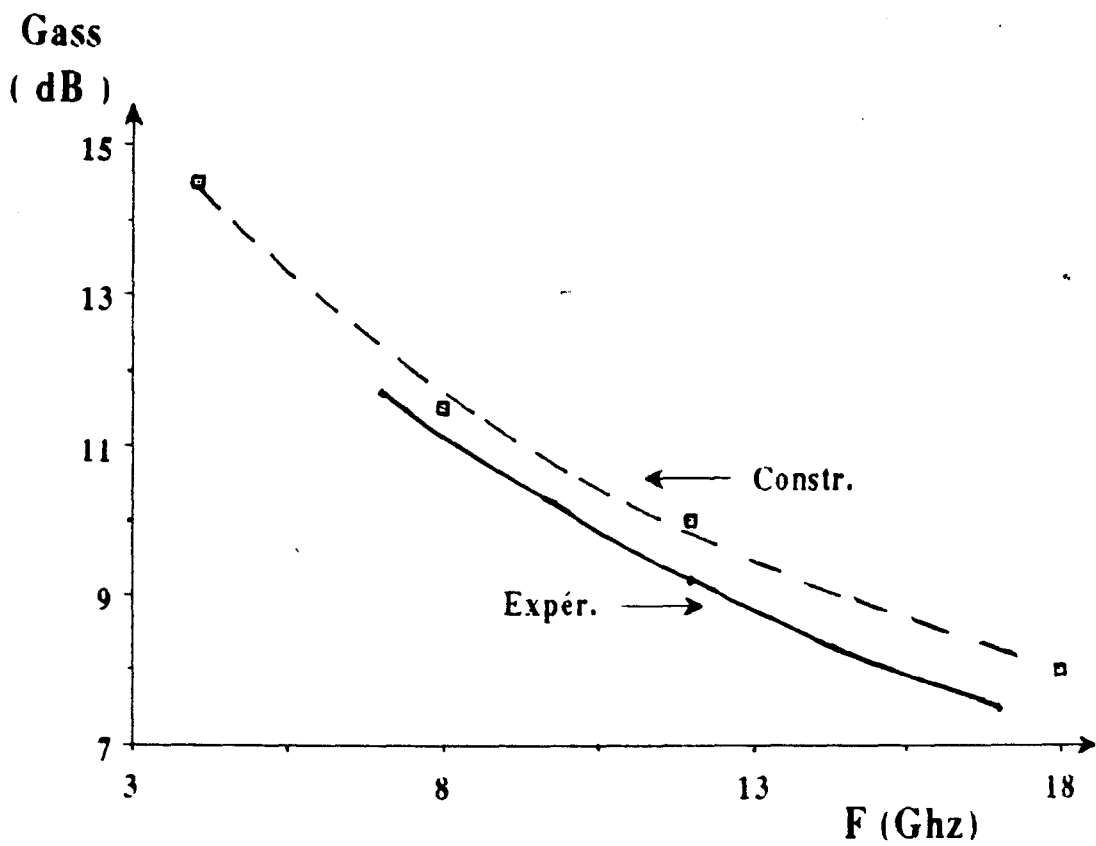
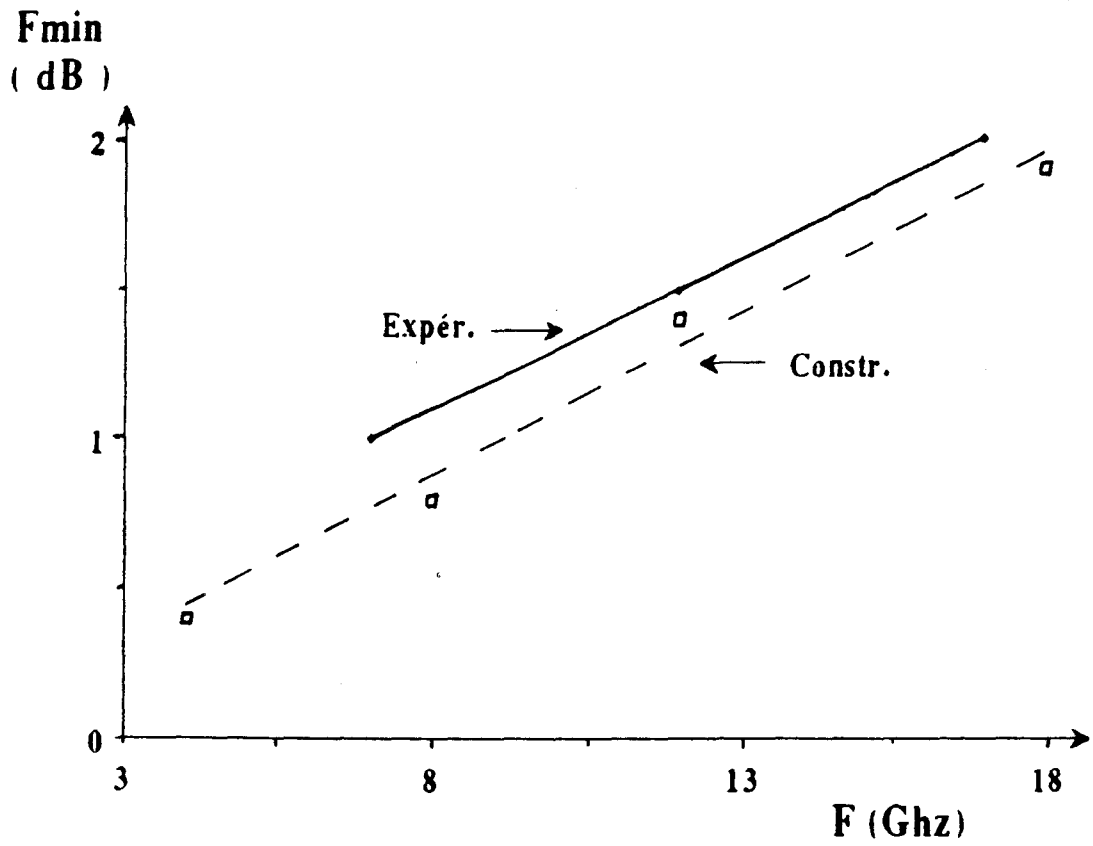


Fig. II-8 : Comparaison de résultats expérimentaux relatifs au facteur de bruit et au gain associé d'un composant obtenus par notre méthode à ceux donnés par le constructeur

Dans notre cas, d'autres critères nous ont incités à utiliser cet ensemble. En effet, outre le problème de la tenue en température, il fallait aussi que notre cellule avec les éléments permettant de la chauffer et de stabiliser sa température, constitue un ensemble compact et réduit afin d'exécuter toutes les mesures précédemment décrites aux différentes températures d'étude dans de bonnes conditions, en particulier les mesures de magnétorésistances et de facteur de bruit.

La structure monobloc de la cellule permettait une intégration aisée des résistances chauffantes et des sondes thermiques de dimensions réduites, moyennant bien entendu quelques modifications, sans pour autant remettre en cause la qualité des mesures ni la stabilité thermique de l'ensemble. La figure II-7 donne un aspect de la cellule de mesure ainsi obtenue. On reconnaît aisément la présence du boîtier de type BMH 60.

Toutefois il est illusoire de croire que cette cellule permet une utilisation idéale sans présenter d'inconvénients. Ceux-ci sont inévitables à sa structure monobloc et au fait que la connexion entre le boîtier BMH 60 et le connecteur SMA ne soit réalisée que par simple contact mécanique et non par soudure. Aussi toute calibration de type T.R.L. est impossible, d'où une quasi impossibilité de se ramener convenablement dans le plan du transistor. On y parvient tant bien que mal par le biais d'une calibration "classique" mais ceci se paie par une limitation de la plage de fréquence dans laquelle l'extraction des éléments du schéma équivalent petit signal reste valable, la fréquence la plus élevée étant alors d'environ 8 Ghz.

Ce problème apparaît également lors de l'extraction du facteur de bruit du transistor. Comme nous l'avons vu, l'obtention du facteur de bruit propre du composant nécessite la connaissance des paramètres de la matrice de dispersion S_{ij} des quadripôles environnants le composant et donc des deux demi-boîtiers constituant la cellule qui ne sont pas accessibles par mesure directement. Pour palier à ce problème, nous avons considéré que la cellule était constituée de deux demi-boîtiers identiques, idée souvent utilisée en considérant ces demi-boîtiers comme des lignes de transmission. Afin de valider ces hypothèses, un certain nombre d'études ont été effectuées [réf. 9]. Ainsi, à travers les comparaisons réalisées sur des transistors commerciaux pour lesquels le constructeur donnait l'évolution typique du facteur de bruit et du gain associé, nous avons pu constater un bon accord entre nos résultats expérimentaux et ceux donnés par le constructeur ([réf. 9], fig. II-8). De même, si l'on examine l'impact d'une éventuelle dispersion des paramètres S_{ij} des deux demi-boîtiers sur les valeurs du facteur de bruit et du gain associé obtenues, il ressort que la fluctuation résultante reste faible, les deux demi-boîtiers ayant une influence modérée comparativement aux adaptateurs et autres éléments du montage [réf. 9].

Conclusion

Nous venons de présenter sommairement un ensemble de mesures suffisamment complet pour permettre d'obtenir assez convenablement les caractéristiques physiques d'un composant ainsi que d'en évaluer ses performances, ou tout au moins d'en avoir une bonne idée. Cet

ensemble de mesures constitue un excellent instrument pour mener à bien une étude expérimentale comme nous nous étions données d'effectuer.

Après cette aperçu succinct des moyens dont nous avons disposé pour mener à bien cette étude, nous allons pouvoir nous pencher sur les résultats expérimentaux obtenus. Toutefois, auparavant il nous est apparu utile de présenter les composants qui ont fait l'objet de l'étude ce qui permettra une meilleure compréhension des résultats expérimentaux.

Bibliographie

[réf.1] : KANG W. LEE et al

“ Source, drain and gate series resistances and electrons saturation velocity in ion-implanted GaAs FET's”, IEEE Trans. Elect. Devices, vol. ED-32, n°5, 1985

[réf. 2] : J. R. SITES et H. H. WIEDER

“ Magnetoresistance mobility profiling of MESFET channels”, IEEE Trans. Elect. Devices, vol. ED-27, n°12, 1980

[réf. 3] : R. YAQUINE

“ Etude des non linéairités dans les amplificateurs à TEC en régime faible et moyenne puissance”, Thèse de 3ième cycle, Lille, 1982

[réf. 4] : C. VERSNAYEN

“Etude théorique et expérimentale du transistor à effet de champ à hétérojonction AlGaAs/GaAs”, Thèse de 3ième cycle, Lille, 1985

[réf. 5] : G. DAMBRINE, A. CAPPY et al

“A new method for determining the FET small-signal equivalent circuit”, IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques, vol. 36, n°7, 1988

[réf. 6] : G. DAMBRINE

“ Caractérisation des transistors à effet de champ : mesure précise de la matrice de répartition et détermination directe du schéma équivalent”, Thèse de 3ième cycle, Lille, 1989

[réf. 7] : A. CAPPY

“ Propriété physiques et performances potentielles des composants submicroniques à effet de champ : structures conventionnelles et à gaz d'électrons bidimensionnel”, Thèse doctorale, Lille, 1986

[réf. 8] : A. CAPPY

“ Noise modeling and measurement techniques”, IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques, vol. 36, n°1, 1988

[réf. 9] : Y. GOBERT, E. PLAYEZ, G. SALMER

“Mesure en gamme centimétrique des paramètres petit signal et de bruit à température élevée des composants à effet de champ”, conférence 'Journée d'Etude sur les Mesures Hyperfréquences', Carcassonne, nov. 1990

Chapitre III

Transistors Utilisés

Table des matières du Chapitre III

Transistors Utilisés

<u>Introduction</u>	29
<u>I) Transistors existants</u>	29
<u>II.) Composants réalisés dans le cadre de l'étude</u>	30
<u>Bibliographie</u>	34

Chapitre III

Introduction

Maintenant que les bases expérimentales ont été abordées et que quelques informations concernant le fonctionnement des TEC ont été introduites, ce qui permettra une meilleure appréhension des observations et résultats obtenus durant l'étude expérimentale, il serait bon, avant d'aborder l'étude proprement dite, de présenter les composants dont nous avons disposés.

La phase expérimentale de l'étude fut effectuée par étapes successives et progressives, chacune d'elles permettant de cerner de mieux en mieux l'étude. Cette progression peut se résumer comme suit :

- premièrement, effectuer une étude prospective afin à la fois de constater les évolutions survenant aux hautes températures mais aussi d'en déterminer le mieux possible les causes et leur lien avec la structure du composant, la technologie utilisée, ...
- puis d'étendre l'étude à des structures plus évoluées, plus complexes
- enfin, à partir de tous les résultats obtenus, tenter de concevoir le composant le plus adéquate à un usage à haute température, c'est-à-dire offrant la plus grande stabilité de ses performances en fonction de la température, mais aussi de répondre à la question posée : le TEGFET reste-t-il potentiellement supérieur au MESFET à haute température.

D) Transistors existants

Pour simplifier l'étude mais aussi et surtout pour permettre une meilleure appréhension et compréhension des résultats expérimentaux obtenus, nous l'avons restreinte aux MESFET et TEGFET ne présentant que des structures "classiques" - un seul canal conducteur, hétérojonction simple, ... -. Ceci ne remettait nullement en question la validité de cette étude, par contre les relations de cause à effet devenaient de ce fait moins ambiguës

Dans un premier temps, aucune sélection particulière des caractéristiques structurales des TEC ne fut entreprise. Nous désirions observer dans leur ensemble les évolutions survenant lors d'une élévation de la température. Par la suite, une sélection des caractéristiques structurales fut réalisée afin de mieux faire ressortir certaines relations de cause à effet liant les évolutions rencontrées aux paramètres structuraux, ainsi que certains phénomènes suivants.

Les paramètres structuraux que nous avons plus particulièrement retenus sont les suivants :

Transistors	Cap-layer		Spacer	Couche Active			Dimensions W x Lg ($\mu\text{m}.\mu\text{m}$)
	Dopage ($10^{24}\text{At}/\text{m}^3$)	Taille (A)		Taille (A)	Dopage ($10^{23}\text{At}/\text{m}^3$)	X(%)	
3588	1	200	80	7	0.19	1000	300 x 0.55
4270	2	560	20	16	0.21	1000	300 x 0.5
523 T 101	2	560	# 0	7	0.21	1000	150 x 0.5
526 T x (MOCVD)	2	400	0	25	0.28	400	200 x 0.5
517 T x (MOCVD)	1	250	0	10	0.28	500	200 x 0.5
518 T 102 (MOCVD)	1	400	0	10	0.28	500	200 x 0.5
521 T x	3	400	0	30	0.25	350	200 x 0.5
522 T 101	2.7	800	20	10	0.22	1000	200 x 0.5
112 T 306	2.5	1000	30	20	0.25	600	300 x 1
235 T x	3	700	20	10	0.22	700	100 x 0.3
536 T 106							200 x 0.5

Transistors	Cap-layer		Spacer	Couche Active			Dimensions W x Lg ($\mu\text{m}.\mu\text{m}$)
	Dopage ($10^{24}\text{At}/\text{m}^3$)	Taille (A)		Taille (A)	Dopage ($10^{23}\text{At}/\text{m}^3$)	X(%)	
528 T 101			/	4	0	1000	300 x 0.5
551 T x			/	4	0	1000	280 x 0.3
242 T x	3	800	/	8	0	450	90 x 0.3

Tableau III-1 : Présentation des principaux transistors utilisés durant notre étude avec un aperçu de leurs caractéristiques structurales (de haut en bas : TEGFET, MESFET)

Transistors	Cap-layer		Spacer	Couche Active			Dimensions W x Lg ($\mu\text{m} \cdot \mu\text{m}$)
	Dopage ($10^{24}\text{At}/\text{m}^3$)	Taille (A)	Taille (A)	Dopage ($10^{23}\text{At}/\text{m}^3$)	X(%)	Taille (A)	
334 T x	3	600	0	10	0.22	450	100 x 0.3
335 T x	3	600	40	10	0.22	450	100 x 0.3
336 T x	3	600	40	10	0.22	450	100 x 0.3
249 T x	3	1000	40	30/1	0 à 0.3	400/40	90 x 0.3
448	3	500	15	7/10	0.2/SR	400/160	90 x 0.3
478	3	500	0	5/25	0.32	400/60	90 x 0.3
495	3	500	0	15	0.32	500	90 x 0.3
506	3	500	/	6	0	550	90 x 0.3

Tableau III-2 : Présentation des transistors réalisés dans le cadre de cette étude avec un aperçu de leurs principales caractéristiques structurales

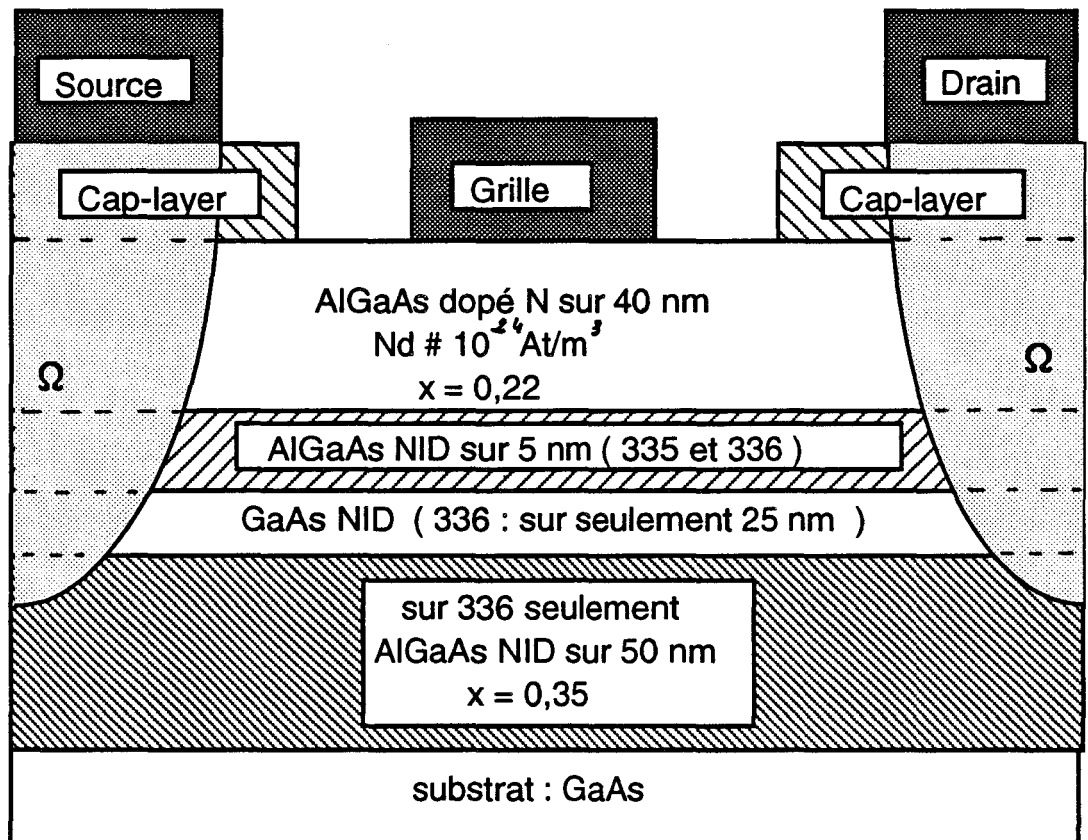


Fig. III-1 : Aperçu des structures TEGFET 334-335-336

- les épaisseurs de cap-layer dont les tailles ont varié de 25 nm à 100 nm et comportaient un dopage allant de 1 à $3 \cdot 10^{24} \text{ At/m}^3$ (matériau dégénéré)
- les épaisseurs de couche active dont les tailles ont varié de 30 nm à 100 nm avec des dopages allant de $6 \cdot 10^{23}$ à $3 \cdot 10^{24} \text{ At/m}^3$ côté TEGFET et de 3 à $8 \cdot 10^{23} \text{ At/m}^3$ côté MESFET
- pour les TEGFET, les taux d'alliage ont varié de 0,19 à 0,28
- les longueurs de grille qui vont de 0,25 à 0,6 μm et les largeurs de 100 à 300 μm

Le tableau III-1 donne un aperçu des principaux transistors étudiés, et présente leurs caractéristiques structurales.

On peut constater que le nombre de composants ainsi que le nombre de paramètres structuraux étudiés furent importants. Ceci nous permit d'obtenir bon nombre d'informations concernant le comportement des TEC aux hautes températures.

Toutefois, à un moment de l'étude, il s'avéra nécessaire de réaliser des composants afin de la parfaire.

II.) Composants réalisés dans le cadre de l'étude

Ces réalisations peuvent se scinder grossièrement en deux parties :

- l'une qui correspond à une tentative de mise en évidence de certains phénomènes survenant
- l'autre à une première étape vers la recherche d'une optimisation des composants en vue d'une utilisation à haute température.

Aussi, nous avons conçu des composants dans lesquels un paramètre structural avait été "exagéré" afin de mettre en évidence son influence sur certaine(s) évolution(s). C'est ainsi que l'on réalisa les composants 334, 335 et 336 - (tabl. III-2, fig. III-1). Les deux premiers présentent une structure "classique", seule la taille de leur espaceur diffère. Le but recherché était de vérifier l'exactitude de certaines de nos observations soit ici l'influence de la taille de l'espaceur sur l'évolution en température de la tension de pincement. De plus, vu l'évolution relativement importante des résistances d'accès dans les TEGFET, nous avons tenté "d'améliorer" le transit électronique à l'interface cap-layer/couche d'AlGaAs dopée en intruisant, côté AlGaAs, une zone "surdopée". De même, l'épaisseur du cap-layer fut réduite comparativement aux réalisations habituellement effectuées à sein du laboratoire.

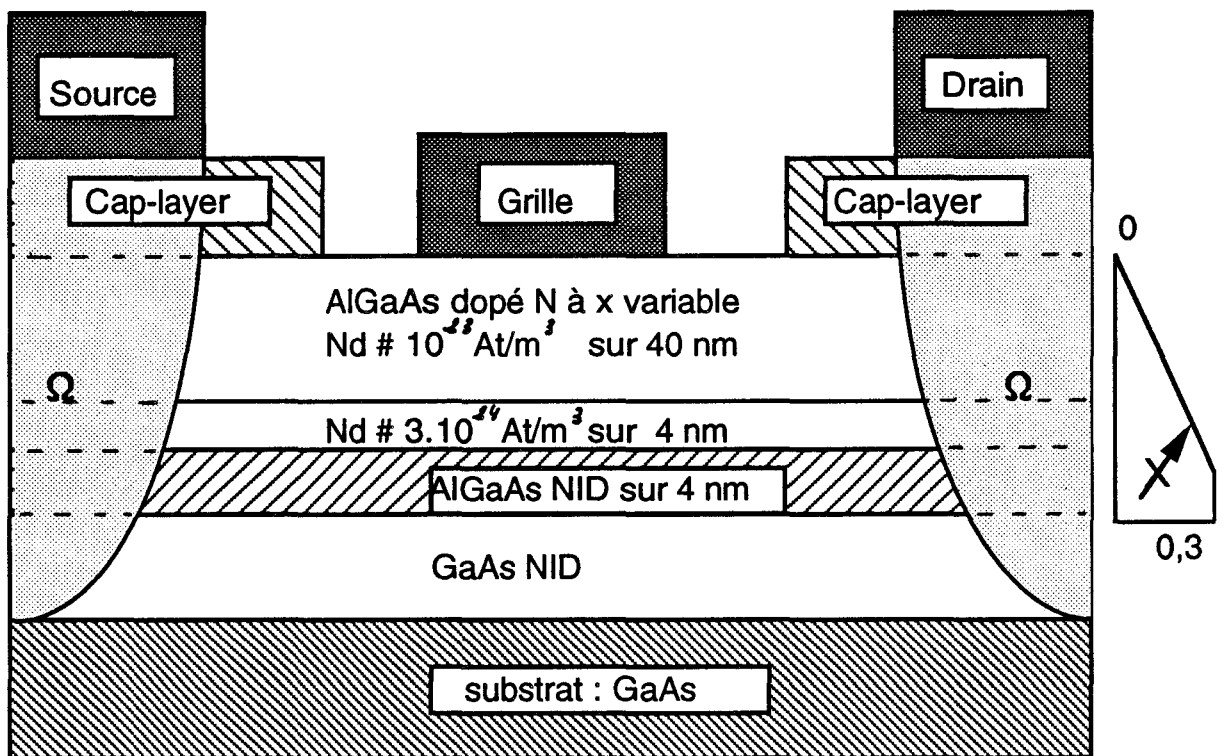


Fig. III-2 : Aperçu de la structure TEGFET 249 à taux d'alliage variable

La réalisation 336, proche de la réalisation 335, n'en diffère que par l'introduction d'une couche d'AlGaAs non dopée dans la couche tampon. A travers l'implantation de cette couche, nous voulions à la fois :

- vérifier l'amélioration de la conductance de sortie due à l'introduction de cette couche d'AlGaAs [réf. 1 à 4] ainsi que de savoir si cette amélioration se maintenait à haute température
- déterminer le rôle joué par l'injection des porteurs libres dans la couche tampon sur l'évolution de la tension de pincement ainsi que son impact sur le facteur de bruit et son évolution en température.

Une autre manière d'amoinrir la valeur des résistances d'accès [réf. 5] consiste à réduire la hauteur de la barrière de potentiel existant à l'interface cap-layer/AlGaAs le mieux étant de réaliser une structure TEGFET présentant un taux d'alliage progressif. Comme une telle structure existée déjà au sein du laboratoire - la réalisation 249 - (tabl. III-2, fig. III-2), nous avons préféré l'utiliser bien que plus particulièrement conçue pour des applications basse température (espaceur de taille importante).

Comme indiqué précédemment, dans toute cette phase, l'objectif recherché était de mettre en évidence, ou tout à moins faire ressortir, un phénomène, une évolution particulière apparaissant à haute température ainsi que les relations de cause à effet.

Nous avons cherché, de même, à observer le comportement à haute température de structures particulières dans le sens où celles-ci avaient déjà été optimisées. Ce sont entre autre les structures "pulse-doped" et les structures à "superréseaux" (SR). De plus, nous nous étions donnés de réaliser le composant le mieux adapté à fonctionner à hautes températures en utilisant nos observations et conclusions. Aussi, nous avons conçu un certain nombre de composants particuliers afin de répondre à ces exigences. Nous allons les passer en revue.

Parmi les structures particulières qui avaient retenu notre attention, il y avait celle des TEGFET à "superréseaux", c'est-à-dire dans lesquels la couche d'AlGaAs dopée située sous la grille est remplacée par une alternance de couches d'AlAs et d'AsGa toutes de très faible épaisseur (moins de 40 Å chacune). Ce superréseau est lui aussi dopé, mais non uniformément. Seules les couches d'AsGa sont dopées (normalement à quelques 10^{24} At/m³), les couches d'AlAs ne le sont pas [réf. 6] ce qui explique que cette structure est plus particulièrement prédisposée à des applications à basse température, puisqu'alors la séparation du dopant (Si) des matériaux à base d'Aluminium réduit fortement l'influence des centres DX aux basses températures [réf. 7]. Le but que nous recherchions à travers la réalisation d'un tel composant était de savoir si celui-ci pouvait constituer un élément de choix pour des applications sur une large plage de température.

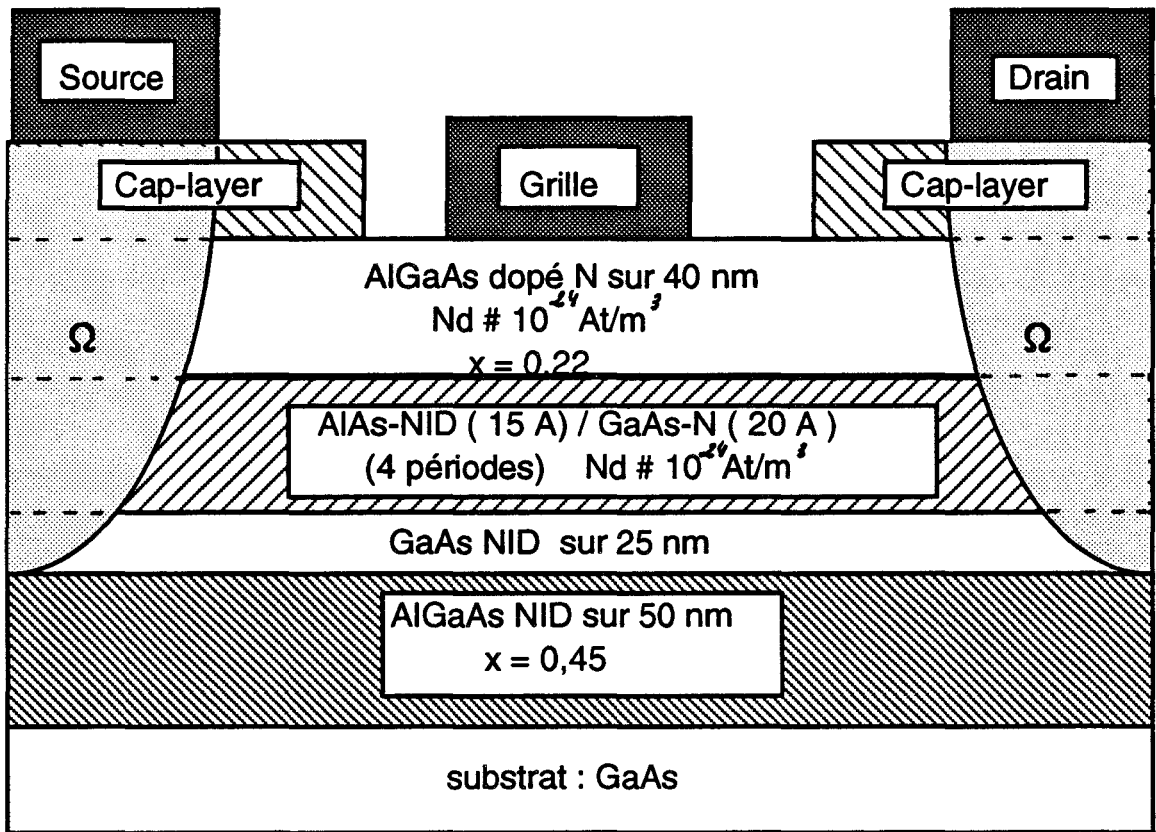


Fig. III-3 : Aperçu de la structure TEGFET 448
(structure à superréseau)

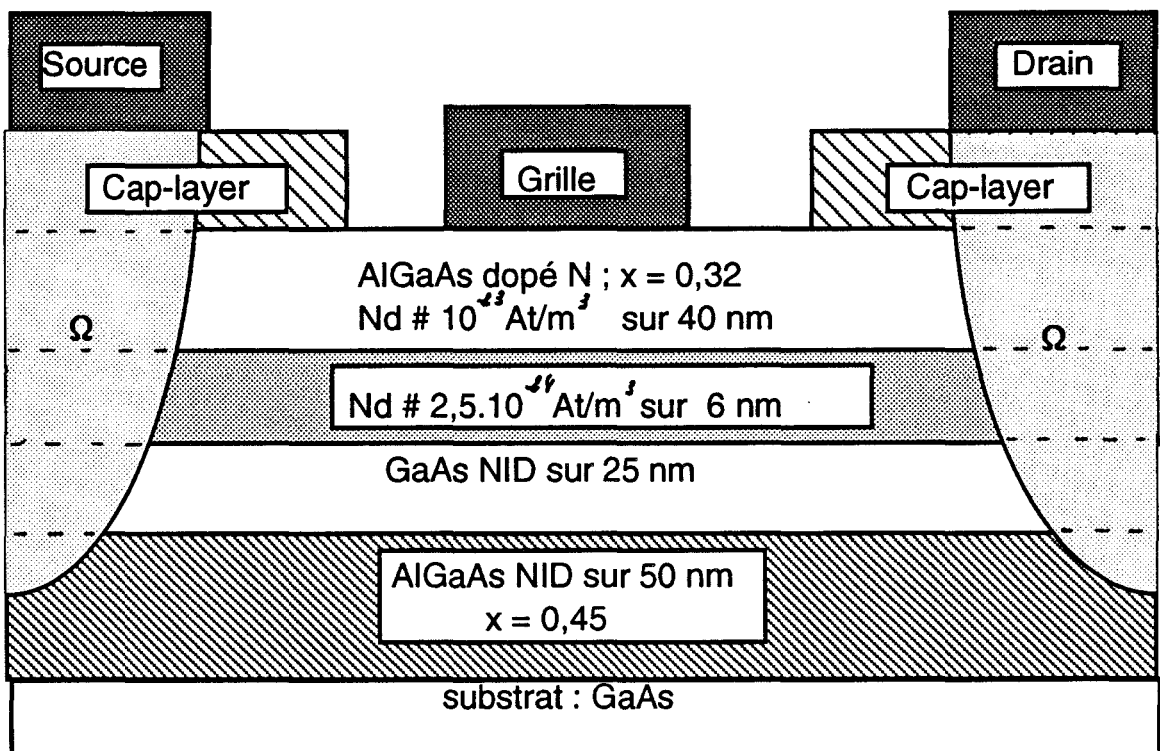


Fig. III-4 : Aperçu de la structure TEGFET 478

Toutefois, cette agencement de couche présente quelques inconvénients, dont :

- la difficulté de réaliser convenablement un empilement de couches minces (inférieures à 20 Å)
- le problème de réaliser de bons contacts ohmiques sur des couches à fort taux d'alliage d'Aluminium et/ou non dopées.

L'utilisation d'un taux d'alliage élevé permet de conserver un "taux d'alliage apparent" satisfaisant pour obtenir la création d'une hétérojonction et une hauteur de barrière convenable [réf. 8]. De plus l'utilisation de couches fines offre l'avantage d'obtenir des hauteurs de discontinuité de bande aux interfaces AlAs-GaAs importantes (les électrons dans le superréseau "restent" toujours en bande Γ). Le transit électronique du superréseau vers le gaz bidimensionnel s'en trouve facilité, s'effectuant par effet tunnel.

Aussi pour palier au problème des résistances d'accès, nous avons restreint l'épaisseur totale du superréseau à une valeur qui nous est apparue suffisante pour alimenter convenablement le gaz bidimensionnel, et fait croire par dessus celui-ci une couche d'AlGaAs moyennement dopée ($5 \cdot 10^{23} \text{ At/m}^3$) et présentant un taux d'alliage faible (0,2) afin de favoriser la diffusion et la réalisation du contact ohmique, - réalisation 448 - (tabl. III-2, fig. III-3). Une telle tentative fut déjà menée avec succès par S. HIYAMIZU [réf. 9]. Cette couche permet de même d'obtenir la tension de pincement souhaitée, sans toutefois contribuer à l'alimentation de gaz bidimensionnel ni introduire un canal conducteur parasite (effet MESFET "parasite"). Il est à remarquer que nous n'avons pas introduit de dopage trop important dans les couches d'AsGa ($2,5 \cdot 10^{24} \text{ At/m}^3$) (fig. III-3). Il est en effet reconnu [réf. 10 et 11] qu'au delà de $3 \cdot 10^{24} \text{ At/m}^3$ des problèmes de "migration" excessive du dopant surviennent lors de la croissance des matériaux [réf. 11], ce qui causerait dans notre cas la réapparition de centres DX, les couches d'AlAs se retrouvant dopées.

Nous avons aussi réalisé des TEGFET à taux d'alliage élevés, - réalisations : 478, 495 - (tabl. III-2) car, comme nous le verrons par la suite, ceux-ci présentent les évolutions du facteur de bruit les plus modérées. Ces deux structures ne diffèrent l'une de l'autre que par l'uniformité du dopage : la structure 495 présente un dopage uniforme de la couche d'AlGaAs alors que la structure 478 est une structure "pulse-doped", (fig. III-4), c'est-à-dire que la couche d'AlGaAs dopée comporte une zone fortement dopée aux abords de l'hétérojonction suivie d'une autre plus faiblement dopée. La zone fortement dopée permet d'alimenter le gaz bidimensionnel en électrons : ce dernier voit sa densité de charge augmenter lorsque le dopage de la couche d'AlGaAs augmente [réf. 5]. L'introduction d'une zone moyennement dopée permet :

- de diminuer l'intensité du champ électrique aux abords de la grille et donc les risques de claquage`

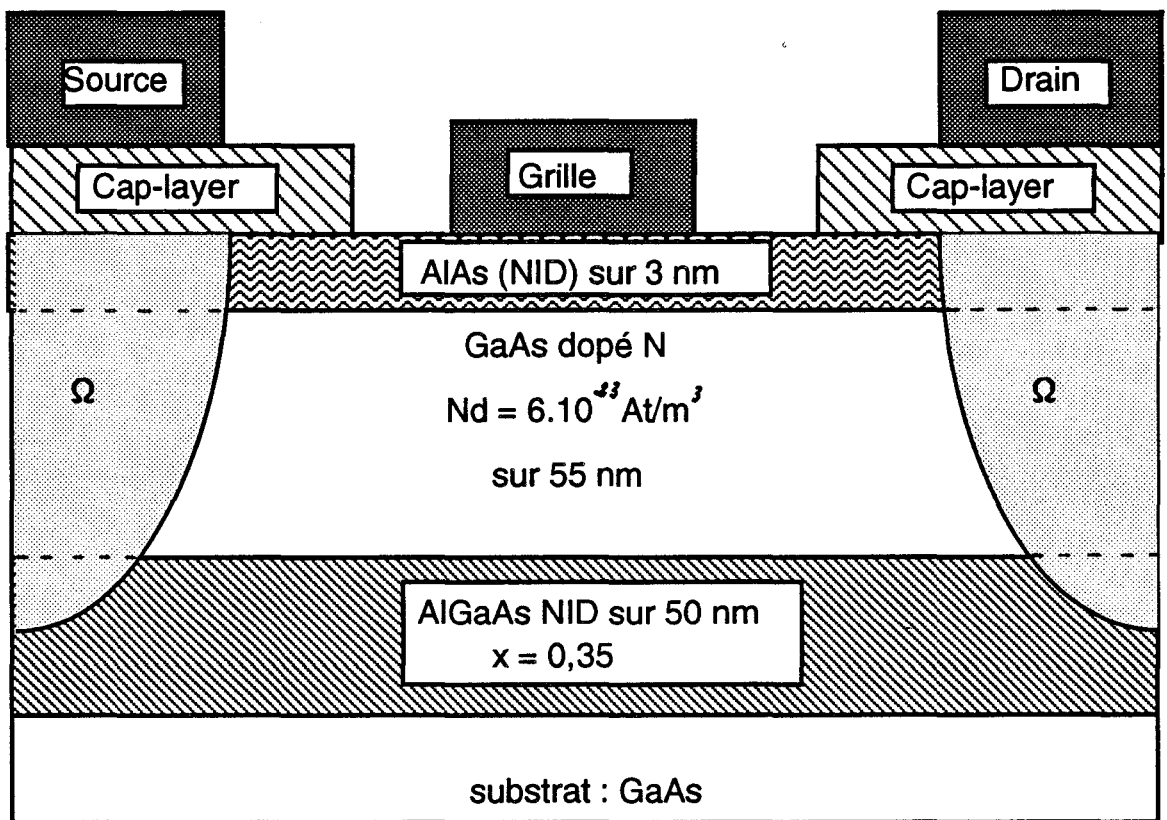


Fig. III-5 : Aperçu de la structure MESFET 506

- à la grille de conserver des caractéristiques de contact Schottky correctes puisque le dopage est modéré
- d'obtenir la tension de pincement requise
- ainsi que de diminuer l'effet MESFET "parasite", la contribution de cette couche dans le fonctionnement globale du TEC se révélant négligeable.

On peut remarquer aussi que dans toutes ces dernières réalisations - 448, 478, 495 -, vu les résultats obtenues sur la structures 249, le taux d'alliage de la couche d'AlGaAs dopée est progressif. Or, contrairement à la structure 249, la zone sur laquelle celui-ci varie reste restreinte afin de minimiser le comportement type "MESFET" observé sur certaines caractéristiques électriques (ϕ_b , effet MESFET parasite plus important, ...). Elles comportent aussi une couche d'AlGaAs non dopée dans leur couche tampon d'AsGa.

Enfin, nous avons réalisé des MESFET comportant aussi une telle couche qui, comme dans le cas des TEGFET, contribue à réduire l'injection électronique dans le substrat et à améliorer la conductance de sortie [réf. 3 et 4] - réalisation 506 - (tabl. III-2, fig. III-5). L'introduction d'une couche d'AlAs de faible épaisseur (30 Å) entre le cap-layer et la couche active visait à permettre un arrêt franc lors d'une attaque "plasma" puisque la sélectivité d'une telle attaque est d'autant plus grande que le taux d'aluminium est élevé. Nous avons eu l'occasion de vérifier que cette couche d'AlAs, malgré son épaisseur, ne perturbe que légèrement la diffusion du contact ohmique tout en permettant un arrêt correct de l'attaque.

Bibliographie

[réf. 1] : R. K. COOK et J. FREY

" Two-dimensional numerical simulation of energy transport effects in Si and GaAs MESFET's ", IEEE Trans. on Elect. Devices, vol. ED-29, n°6, juin 1982

[réf. 2] : TAREK AHMAD-SHAWKI

" Conception d'un modèle hydrodynamique bidimensionnel de transistors à effet de champ : application à l'analyse physique et à l'optimisation des composants submicroniques ", Thèse, LILLE, 1990

[réf. 3] : C. L. GHOSH et R. L. LAYMAN

" GaAs MESFET's with AlGaAs buffer layers ", IEEE Elect. Device Letters, vol. EDL-5, n°1, janvier 1984

[réf. 4] : D. ARNOLD et al.

" Microwave performance of GaAs MESFET's with AlGaAs buffer-layers. Effect of heterointerfaces ", IEEE Elect. Device Letters, vol. EDL-5, n°3, mars 1984

[réf. 5] : A. CAPPY

" Propriétés physiques et performances potentielles des composants submicroniques à effet de champ : structures conventionnelles et à gaz d'électrons bidimensionnel ", Thèse Doctorale, Lille, 1985

[réf. 6] : T. BABA et al.

" Elimination of photoconductivity and improvement in Si activation coefficient by Al spatial separation from Ga and Si in AlGaAs:Si solid system - a novel short period AlAs/n-GaAs superlattice - ", Jap. Jour. of Appl. Phys., vol. 22, n°10, octobre 1983

[réf. 7] : T. BABA

" High performance (AlAs/n-GaAs superlattice)/GaAs 2DEGFETs with stabilized threshold voltage ", Jap. Jour. of Appl. Phys., vol. 23, n°8, aout 1984

[réf. 8] : K. PLOOG et al.

" Band-gap engineering in MBE-grown [001] GaAs/AlAs short-period superlattices ", International Workshop on Physics of Semiconductor Devices, New Delhi, India, Décembre 1989

[réf. 9] : S. HIYAMIZU et al.

" A new heterostructure for 2DEG system with Si atomic-planar-doped AlAs-GaAs-AlAs quantum well structure grown by MBE

[réf. 10] : M. KAWABE et al.

" Disordering of Si-doped AlAs/GaAs superlattice by annealing ", Jap. Jour. of Appl. Phys., vol. 23, n°8, aout 1984

[réf. 11] : M. UEMATSU, F. YANAGAWA

" Si diffusion in compositional disordering of Si-implanted GaAs/AlGaAs superlattices induced by rapid thermal annealing ", Jap. Jour. of Appl. Phys., vol. 27, n°9, septembre 1988

Table des matières du Chapitre IV

Présentation et Tentative
d'Interprétation des
Résultats Expérimentaux

Table des matières du Chapitre IV

Présentation et Tentative d'Interprétation des Résultats Expérimentaux

<u>Introduction</u>	35
<u>Résultats expérimentaux</u>	35
<u>I) Mesures statiques</u>	35
<u>I.a) Caractéristiques de grille</u>	
<u>I.b) Caractéristique courant-tension : I (V)</u>	
α) Evolutions observées	
β) Interprétations possibles	
<u>II) Résultats se rapportant aux mesures aux moyennes fréquences</u>	39
<u>II.a) Capacité de grille : C(V)</u>	
<u>II.b) Profil de mobilité :</u>	
<u>II.c) Résistances d'accès :</u>	
α) Evolutions observées	
β) Interprétations possibles	
<u>III) Résultats des mesures en hyperfréquences</u>	43
<u>III.a) Schéma équivalent petit signal</u>	
α) Observations expérimentales	

β) Tentative d'interprétation

III.b) Facteur de Bruit et Gain Associé :

α) Observations expérimentales

β) Tentative d'interprétation

Bibliographie

Chapitre IV

Introduction

Après avoir présenté l'essentiel des phénomènes susceptibles de se produire en haute température et le principe des mesures effectuées, nous pouvons maintenant passer en revue les résultats de l'étude expérimentale proprement dite. Dans la mesure du possible, nous tenterons d'expliquer les causes des évolutions observées ou tout au moins de décrire les phénomènes mis en jeu.

Auparavant, nous tenons à souligner qu'afin de suivre plus précisément les sens et les lois d'évolution des performances et des caractéristiques électriques des TEC (linéaire, exponentielle, ...), nous avons effectué notre étude à trois températures distinctes : 20°C, 70°C et 120°C.

Résultats expérimentaux

Nous avons cherché à savoir, pour chaque type de transistor et chaque série de mesure, s'il existait une certaine "inertie" de la part du composant à "s'adapter" aux changements de température, phénomène bien connu aux basses températures [ref. 1]. Pour cela, nous avons effectué les mesures de l'ambiante à 120°C puis en sens inverse, le passage et la mesure d'une température à l'autre s'effectuant le plus rapidement possible. Puis nous avons comparé les résultats obtenus pour chacune des températures. Nous n'avons jamais observé de phénomènes "d'hystérésis", ce qui laisse entendre qu'aux températures d'étude les temps de piégeage et de dépiégeage [ref. 2] deviennent négligeables devant les temps de mesure.

I) Mesures statiques

I.a) Caractéristiques de grille

Lorsqu'on étudie un contact Schottky, on déduit généralement de sa caractéristique $I_g(V_g)$ les paramètres η , ϕ_b , ... en considérant que le courant émis à travers le contact est d'origine thermoionique (se référer au chapitre I). En réalité, on néglige les composantes du courant de grille dues aux effets tunnel et tunnel assisté thermiquement [ref. 7 et 8]. Aussi "compense"-t-on le caractère non idéal du contact Schottky en introduisant dans la formulation théorique un "coefficient correcteur" : le coefficient d'idéalité " η ". Plus ce coefficient est proche de l'unité, plus l'effet thermoionique est prépondérant vis à vis des autres phénomènes. Pour les TEC étudiés, à l'ambiante, ce coefficient est inférieur à 1.5, ce qui est significatif d'un contact Schottky de bonne qualité.

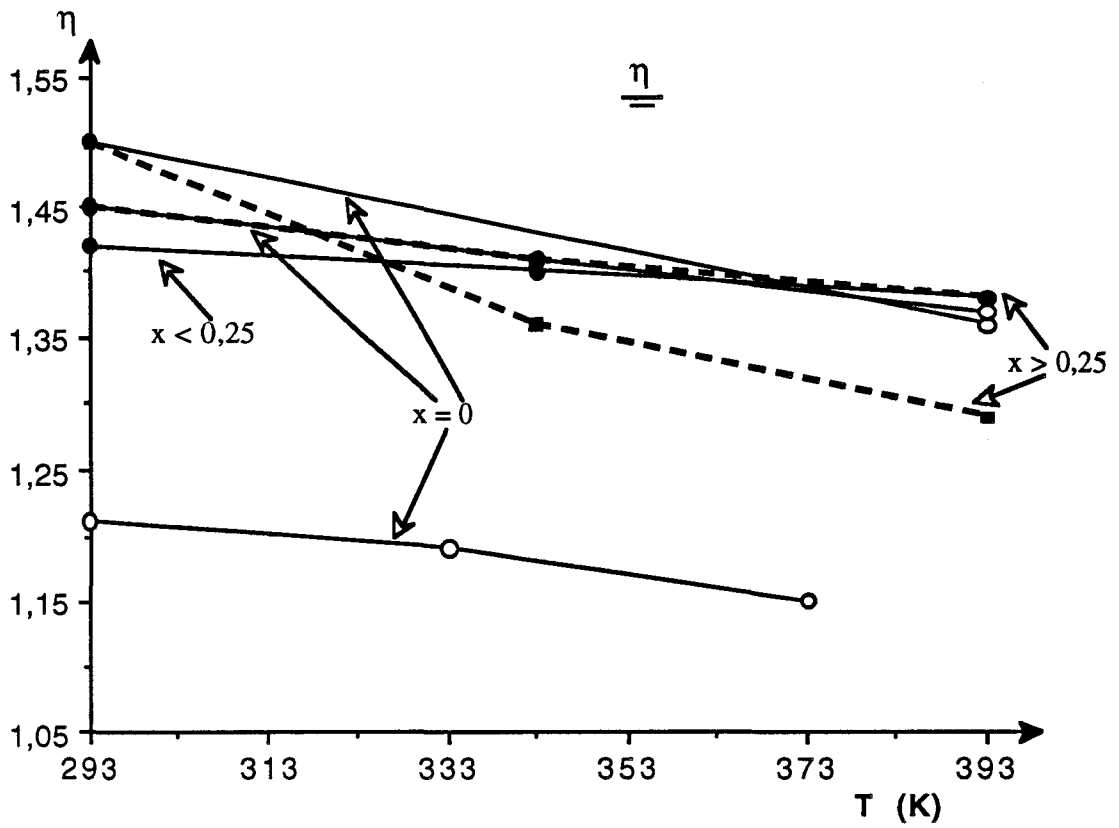


Fig. IV-1 : Evolution en fonction de la température du coefficient d'idéalité " η " de la diode Schottky de grille pour des semiconducteur placés sous celle-ci au taux d'alliage divers

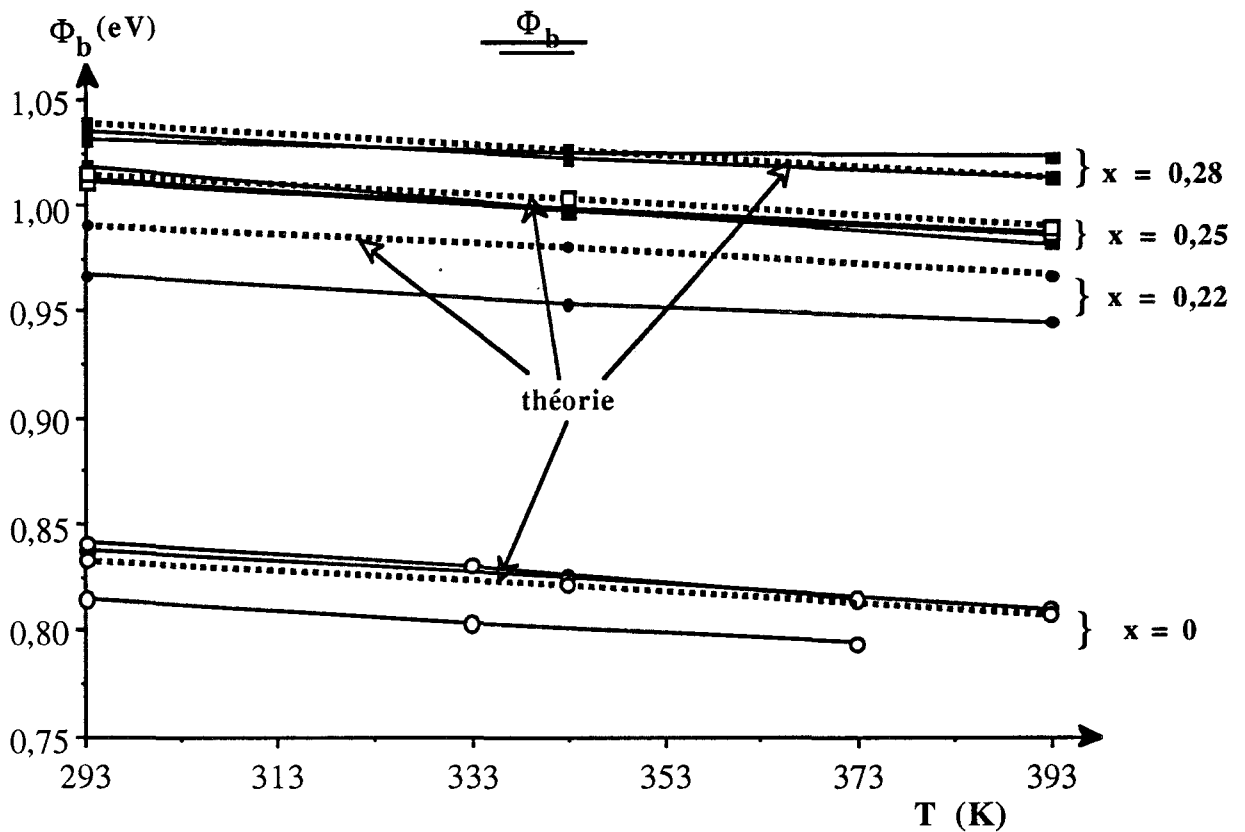


Fig. IV-2 : Evolution en fonction de la température de la tension de built-in " Φ_b " pour diverses compositions d'alliage

Lorsque l'on observe l'évolution, en fonction de la température (fig. IV-1), du coefficient d'idéalité " η ", on constate que celui-ci diminue généralement lorsque la température s'élève, se rapprochant de l'unité. Ceci indique que l'effet thermoionique devient de plus en plus prépondérant face aux autres mécanismes de transfert électronique au fur et à mesure que la température augmente. Si l'on se réfère au chapitre I traitant ce sujet, on comprend aisément ce fait que, puisque l'effet thermoionique est beaucoup plus tributaire de la température (loi "exponentielle") que les autres mécanismes d'émissions électroniques, la diminution du coefficient d'idéalité " η " se conçoit donc à haute température [ref. 8].

Un autre paramètre déductible de la caractéristique du courant de grille est la tension de built-in ϕ_b . Lorsque l'on examine la figure IV-2, qui représente son évolution en fonction de la température pour divers composants (TEGFET et MESFET), on peut observer que :

- sa valeur dépend du taux d'alliage de la couche présente sous la grille, quelle que soit la température d'étude. Celle-ci est une fonction croissante du taux d'alliage
- son évolution en température apparaît régulière, linéaire, décroissante.
- ϕ_b diminue en fonction de la température dans les mêmes proportions quel que soit le taux d'alliage ($\Delta\phi_b \approx 25$ mV). On obtient une simple translation de ϕ_b d'un taux d'alliage à l'autre.

Yu Gol'dberg [réf. 4] a déjà observé, à l'ambiante, une corrélation entre la valeur de la tension de built-in ϕ_b et le type de semiconducteur à base d'AlGaAs présent sous le contact Schottky. Plus précisément, il a remarqué qu'il existait une proportionnalité entre la valeur de la tension de built-in ϕ_b et celle du gap E_g du semiconducteur. Ceci confirme notre observation concernant l'existence d'une relation entre la valeur de ϕ_b et le taux d'alliage. Toutefois, la valeur du coefficient de proportionnalité que nous avons relevé apparaît un peu plus faible que celle trouvée par Yu Gol'dberg (0.6 contre 2/3), mais les ordres de grandeurs sont bien respectés. Nous avons pu vérifier que ce coefficient de proportionnalité restait constant en fonction de la température en utilisant les travaux de Aspnes et Lee [réf.9 et 10] qui permettent d'obtenir la valeur du gap E_g en fonction de la température, pour les matériaux à base d'AlGaAs quel que soit le taux d'alliage. Sur la figure IV-2 ont été reportés les résultats de cette approche théorique. On peut en conclure que quelle que soit la température, la valeur de la tension de built-in est proportionnelle à la valeur du gap du matériau semi-conducteur présent sous le contact Schottky.

I.b) Caractéristique courant-tension : I (V)

α) Evolutions observées

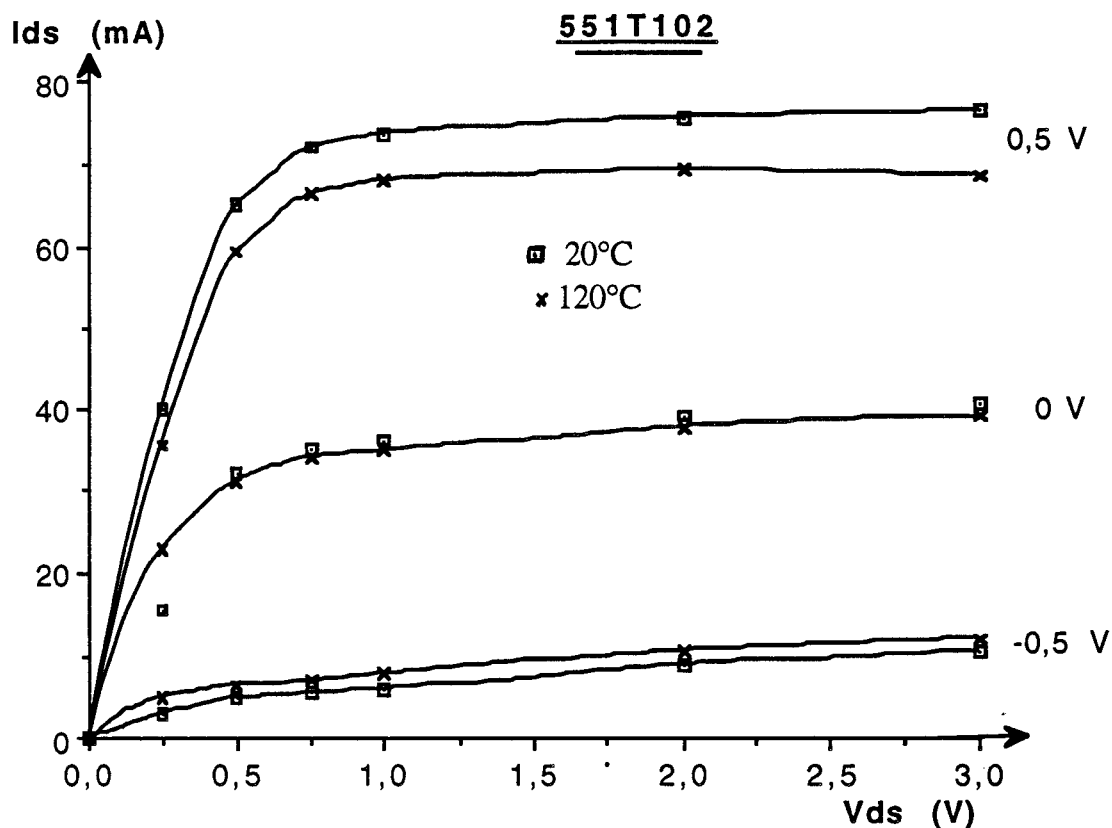


Fig. IV-3 : Exemple typique de caractéristiques statiques courant-tension I(V) à 20 et 120°C relatif aux MESFET

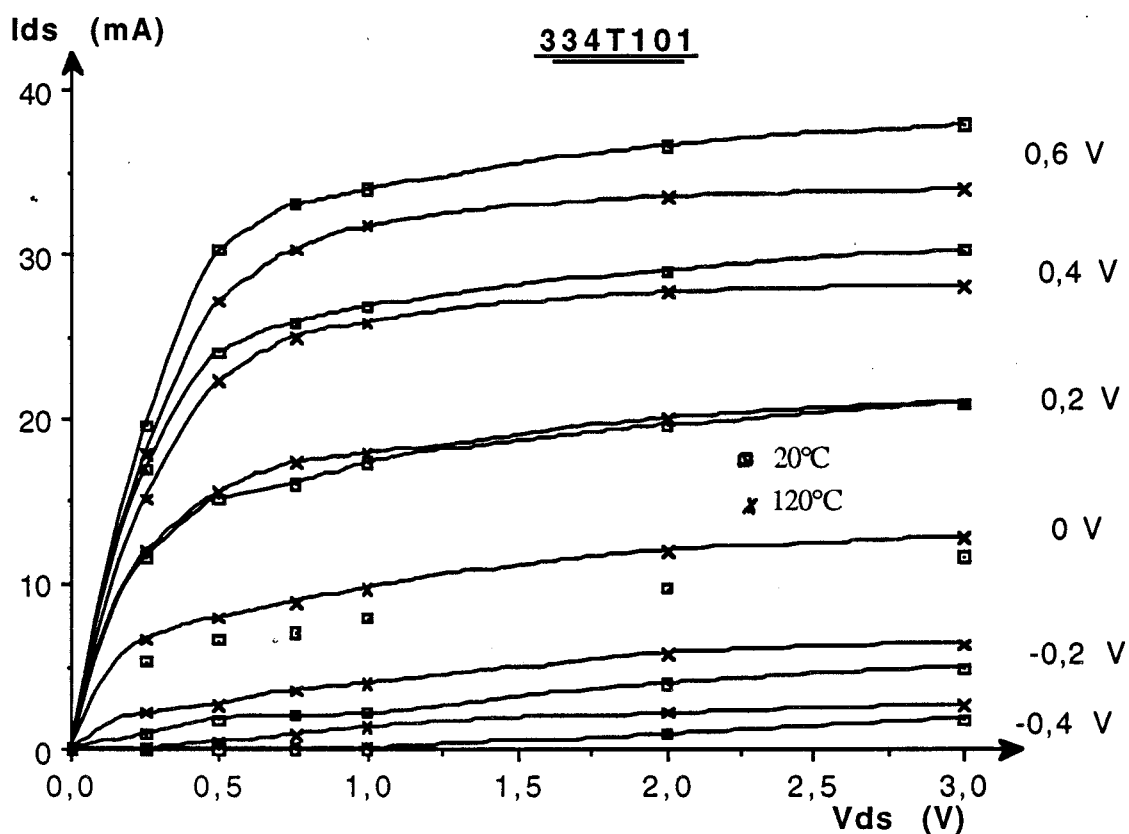


Fig. IV-4 : Exemple typique de caractéristiques statiques courant-tension I(V) à 20 et 120°C relatif aux TEGFET

L'observation des caractéristiques statiques $I_{ds}(V_{ds})$ en fonction de la température (fig. IV-3 et IV-4), nous permet de constater que :

- les allures et évolutions sont semblables pour les TEGFET et les MESFET
- à canal ouvert (généralement pour V_{gs} positif), le courant moyen diminue alors que la température augmente
- vers le pincement, l'évolution s'inverse
- la tension de pincement augmente avec la température. L'ampleur de cette augmentation est assez uniforme pour les MESFET (quelques 20 mV) et beaucoup plus variable pour les TEGFET (d'à peine quelques mV à quelque 100 mV)
- la tension de déchet augmente légèrement avec la température alors que la conductance, à tensions V_{ds} faibles (soit en deçà de la tension de déchet), diminue

β) Interprétations possibles

L'évolution de la tension de pincement est plus délicate à appréhender. Le tableau ci-dessous donne un aperçu de la variation de la tension de pincement entre 20°C et 120°C pour un certain nombre de TEGFET et de MESFET.

Transistors	551T101	523T101	235 Test	3588 n°10	249T201	526T110
x (%)	MESFET	0.21	0.22	0.19	0.3	0.28
Espaceur (Å)	/	5	20	80	50	0
ΔV_p (mV)	# 20 à 25	# 10 à 15	# 20 à 30	# 100	# 60	# 10 à 15

On peut remarquer alors que :

- pour les MESFET, l'évolution de la tension de pincement est assez faible quelle que soit la structure du composant étudié
- pour les TEGFET, cette évolution est beaucoup plus contrastée et apparaît tributaire de la taille de l'espaceur

Pour les MESFET, la tension de built-in ϕ_b du contact Schottky, comme nous l'avons vu précédemment, diminue avec la température. Il en résulte un "décalage" de la tension de commande V_{gs} et une augmentation de la tension de pincement que l'on retrouve en première approximation à travers la formulation analytique suivante :

$$V_p = \phi_b - \frac{q \cdot N_d \cdot a^2}{2 \cdot \epsilon} \quad (1)$$

L'évolution de la tension de pincement pour les MESFET peut s'expliquer ainsi aisément par celle de ϕ_b .

Pour les TEGFET, la variation de la tension de built-in ϕ_b contribue de même à augmenter la tension de pincement. Cependant cette augmentation est bien souvent plus importante que l'évolution de la tension de built-in ϕ_b .

L'évolution de la tension de pincement en fonction de la température des TEGFET a déjà été observée. Subramanian [réf. 6] a tenté pour sa part d'expliquer ces évolutions. Pour les basses températures, il admet que l'effet principal est dû aux phénomènes de piégeage et de dépiégeage des charges libres sur les centres DX, où les temps caractéristiques deviennent supérieurs au temps de mesure. Pour les hautes températures, l'influence de ces effets étant devenue négligeable, il considère que l'évolution en température de la tension de pincement est due à l'existence d'une zone située dans la couche d'AlGaAs où le niveau piège resterait sous le niveau de Fermi même au pincement. Cependant cela apparaît difficilement admissible car cela sous-entendrait qu'au pincement ces niveaux piéges se trouveraient au moins à une "profondeur" au moins égale à ΔE_c en dessous de la bande de conduction, ce qui constitue une valeur bien plus importante que celle donnant la position relative du niveau piège par rapport à la bande de conduction. Pour notre part aucune explication satisfaisante n'a pu être donnée.

De leur côté, les évolutions du courant drain-source I_{ds} peuvent s'interpréter assez simplement, sachant qu'en première approximation le courant est proportionnel à la vitesse moyenne et à la densité électronique des porteurs libres dans le canal conducteur : $I_{ds} = q \cdot S \cdot n_e \cdot \langle v \rangle$. En effet, comme la dynamique électronique se dégrade dans la plage de températures d'étude [réf. 3] que ce soit à champ électrique faible ou à champ électrique élevé, sa variation contribue à diminuer l'intensité du courant. Quant à " n_e ", ses fluctuations en fonction de la température résultent de deux effets antagonistes :

- la diminution de la tension de built-in en fonction de la température qui provoque une augmentation de " n_e " (diminution de la zone désertée)
- l'évolution des résistances d'accès en fonction de la température, point sur lequel nous reviendrons plus en détail ultérieurement, qui tend à diminuer " n_e " en diminuant la valeur de la tension de grille intrinsèque "apparente" (augmentation de la zone désertée)

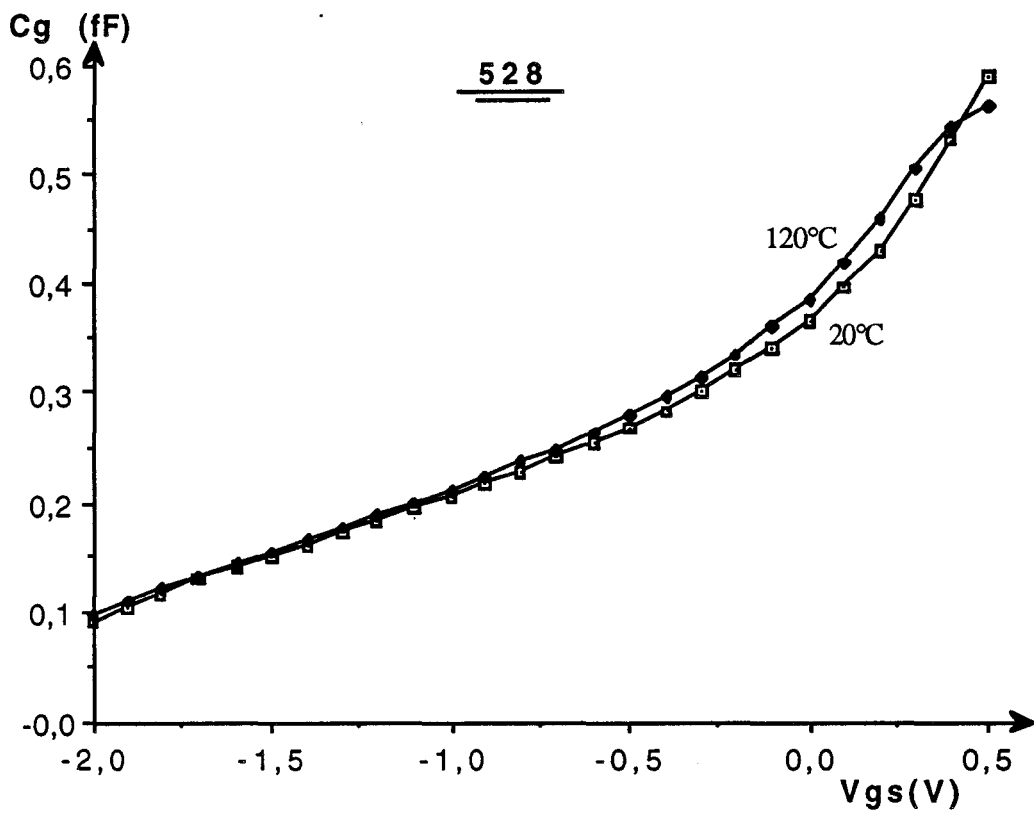


Fig. IV-5 : Exemple d'évolution typique de capacité de grille $C_g(V)$ en fonction de la température dans le cas des MESFET

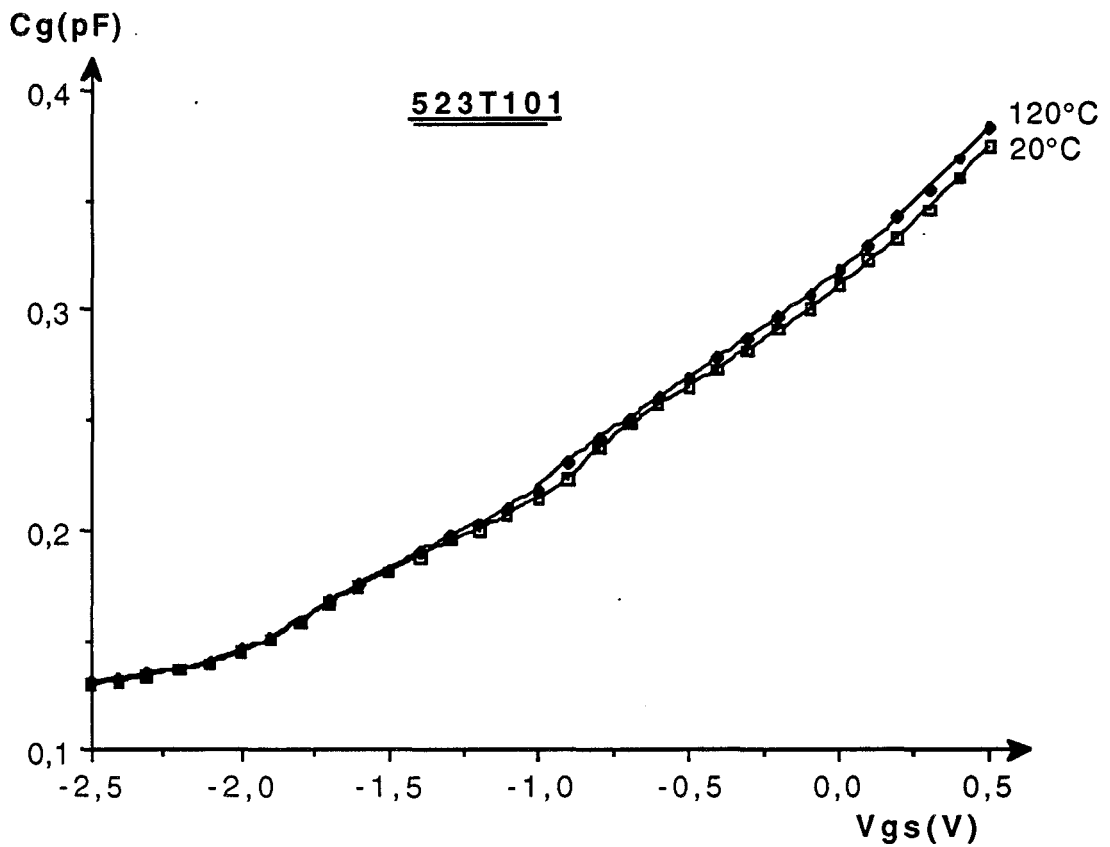


Fig. IV-6 : Exemple d'évolution typique de capacité de grille $C_g(V)$ en fonction de la température dans le cas de TEGFET à taux d'alliage faible et ne contenant pas d'espaceur

et influent sur l'évolution de l'intensité de courant. A canal ouvert l'évolution des résistances d'accès tend à compenser celle de ϕ_b . Le courant aura donc tendance à décroître (effet de $\langle v \rangle$). Au pincement, l'évolution de ϕ_b tendra à accroître sa valeur.

La diminution de la conductance pour des tensions drain-source V_{ds} inférieures à la tension de déchet, est simplement due à la variation de la mobilité des électrons libres à champs faibles lorsque la température augmente.

Les résultats obtenus relatifs aux résistances d'accès seront présentés ultérieurement, une fois l'étude de l'évolution de la mobilité en température présentée.

II) Résultats se rapportant aux mesures aux moyennes fréquences :

II.a) Capacité de grille : $C(V)$

Comme nous l'avons signalé lors de la présentation des méthodes de mesure, le relevé des évolutions de la capacité sous la grille en fonction de la tension de grille, $C(V_{gs})$, révèle l'existence d'une capacité parasite d'origine essentiellement électrostatique, nommée capacité limite - C_{lim} -, et donc relativement insensible à la température. C'est pourquoi nous ne nous sommes intéressés qu'aux variations de la capacité C_g :

$$C_g(V_{gs}) = C(V_{gs}) - C_{lim}$$

que l'on peut relier au nombre de charges libres sous la grille provenant de l'ionisation des donneurs introduits dans la couche :

Lorsque l'on examine l'évolution des courbes $C_g(V_g)$ en fonction de la température, on constate que la valeur des capacités, à tension de grille V_{gs} donnée, augmente entre 20°C et 120°C, avec toutefois une évolution relativement faible pour les MESFET et très diversifiée pour les TEGFET.

Côté MESFET, la faible évolution de la capacité C_g , (fig. IV-5), peut s'expliquer par l'évolution de la tension de built-in ϕ_b . En effet, cette diminution de ϕ_b provoque l'augmentation de la densité de charge (n_c) sous la grille pour une tension V_{gs} donnée entre 20°C et 120°C ce qui a pour conséquence d'augmenter la valeur de la capacité à 120°C. Une légère contribution des centres légers peut expliquer aussi en partie l'écart qui apparaît tout de même un peu croissant avec la tension de grille.

Pour les TEGFET, les variations sont plus complexes. On relève ainsi grossièrement trois cas typiques d'évolution :

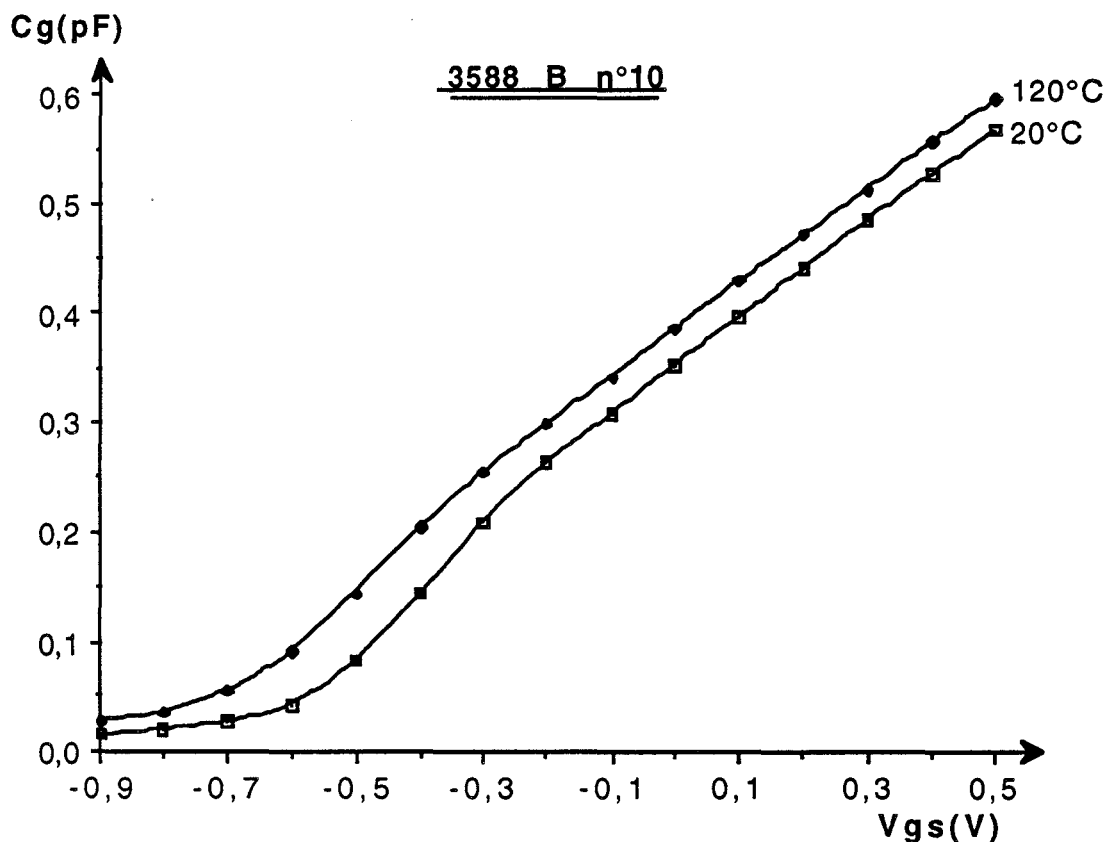


Fig. IV-7 : Exemple d'évolution typique de capacité de grille $C_g(V)$ en fonction de la température dans le cas de TEGFET à taux d'alliage faible mais contenant un espaceur (esp # 80 A)

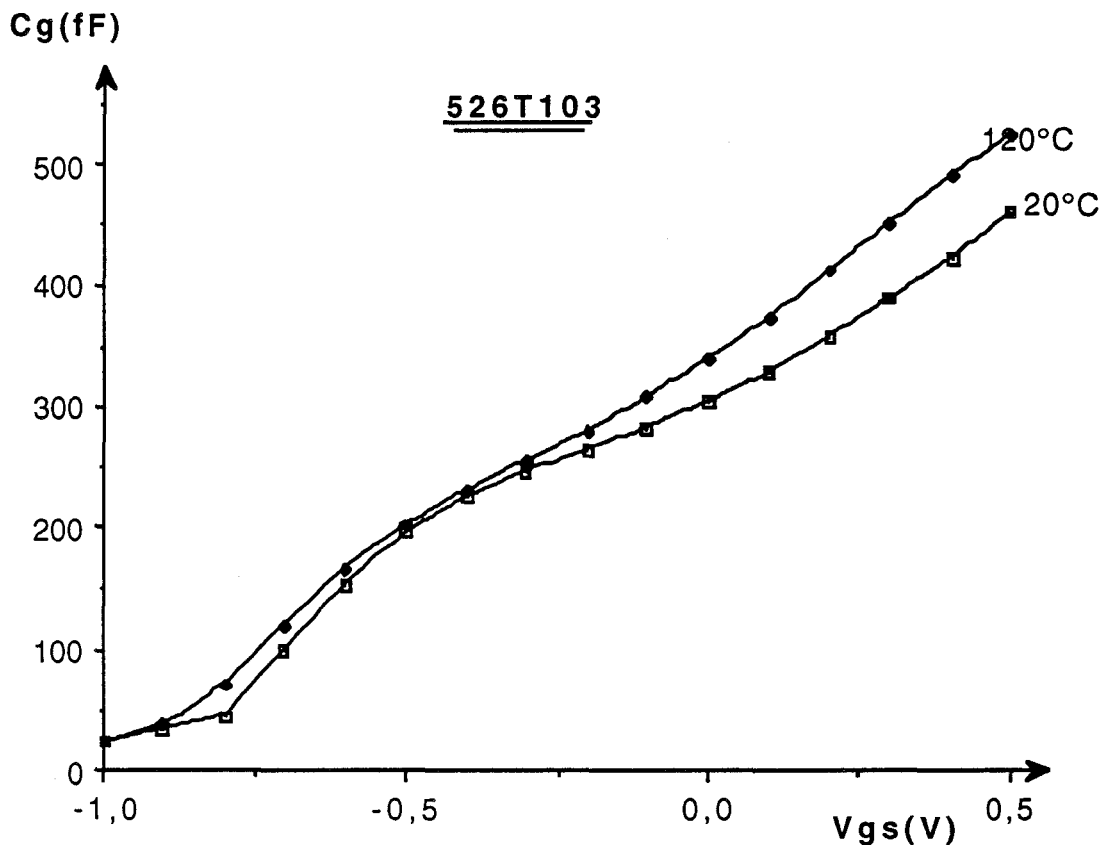


Fig. IV-8 : Exemple d'évolution typique de capacité de grille $C_g(V)$ en fonction de la température dans le cas de TEGFET à taux d'alliage élevé et sans espaceur

- des évolutions en température assez semblables à celui relevée pour les MESFET (fig. IV-6)
- d'autres ont l'aspect d'une simple translation de la caractéristique C_g entre 20°C et 120°C (fig. IV-7)
- enfin d'autres encore présentent une élévation plus marquée de la capacité C_g lors de la commande de la couche l'AlGaAs (fig. IV-8)

En fait, chaque type d'évolution est lié à la caractéristique structurale de la couche d'AlGaAs constituant le TEGFET.

Le premier cas correspond aux TEGFET à taux d'alliage faible (inférieur ou égal à 0.21), mais aussi dans lesquels les dimensions de l'espaceur sont faibles - inférieures à 20 Å -. Dans ce cas, l'influence des centres DX se révèle peu importante vu la faible valeur du taux d'alliage [réf. 5]. On retrouve assez bien le cas du MESFET.

Le second cas correspond aux TEGFET qui présentent toujours un taux d'alliage faible mais où l'espaceur a des dimensions supérieures à 20 Å. Deux mécanismes contribuent à l'évolution de la capacité C_g en fonction de la température :

- l'évolution de la tension de pincement qui entraîne un décalage des courbes, évolution pouvant atteindre 100 mV et qui est directement tributaire des dimensions de l'espaceur
- l'évolution de la concentration électronique N_s et donc des transferts de charges vers le puits quantique. L'étude théorique, que nous avons développée et qui sera présentée au chapitre suivant, nous a clairement montré que cette évolution était d'autant plus significative que l'épaisseur de l'espaceur était importante.

Le troisième cas correspond aux TEGFET à taux d'alliage élevé (supérieur à 0.25), où l'influence des centres DX peut se faire ressentir [réf. 5] et venir renforcer l'effet de l'évolution de ϕ_b . En effet, dans la couche d'AlGaAs, le niveau piège peut se trouver au voisinage voire sous le niveau de Fermi lorsque les tensions de grille sont suffisamment élevées. Dans ce cadre, deux phénomènes peuvent contribuer aux évolutions en fonction de la température :

- la probabilité d'occupation des niveaux pièges qui est directement fonction de la température (cf. chapitre I)
- les temps caractéristiques de piégeage et dépiégeage qui décroissent et peuvent devenir inférieures à la période de mesure à haute température.

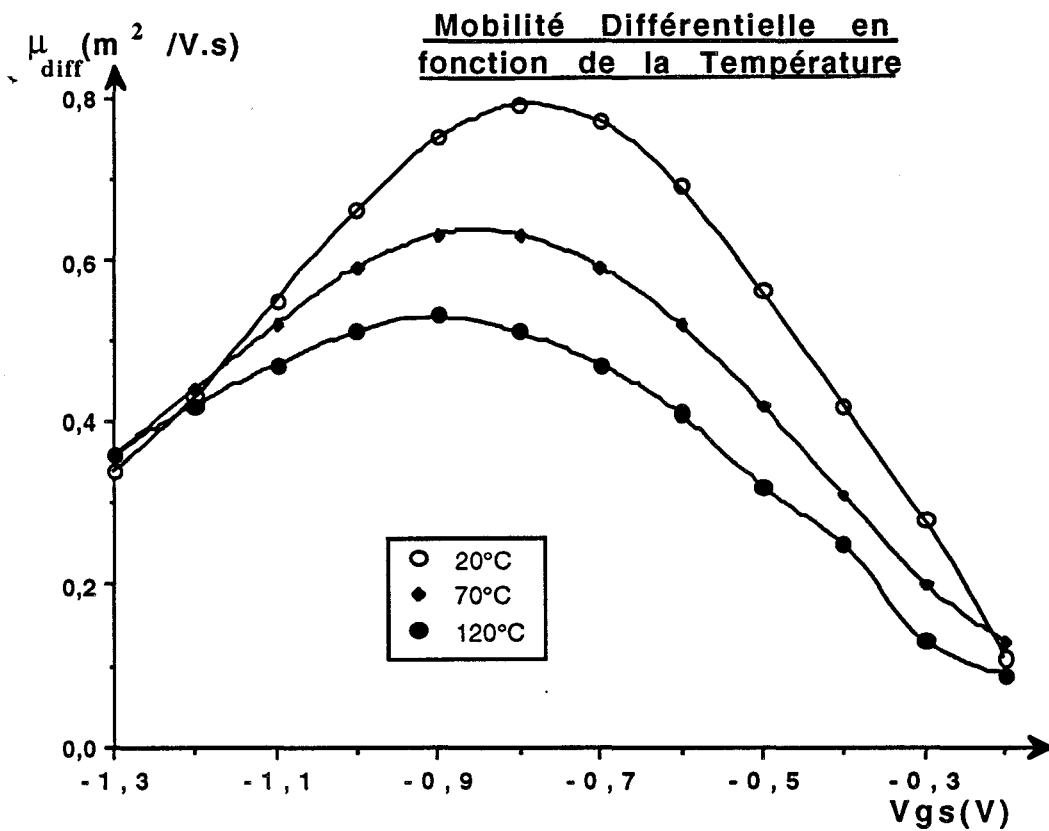


Fig. IV-9 : Exemple typique d'évolution de la mobilité différentielle $\mu_{diff}(V)$ en fonction de la température dans les TEGFET

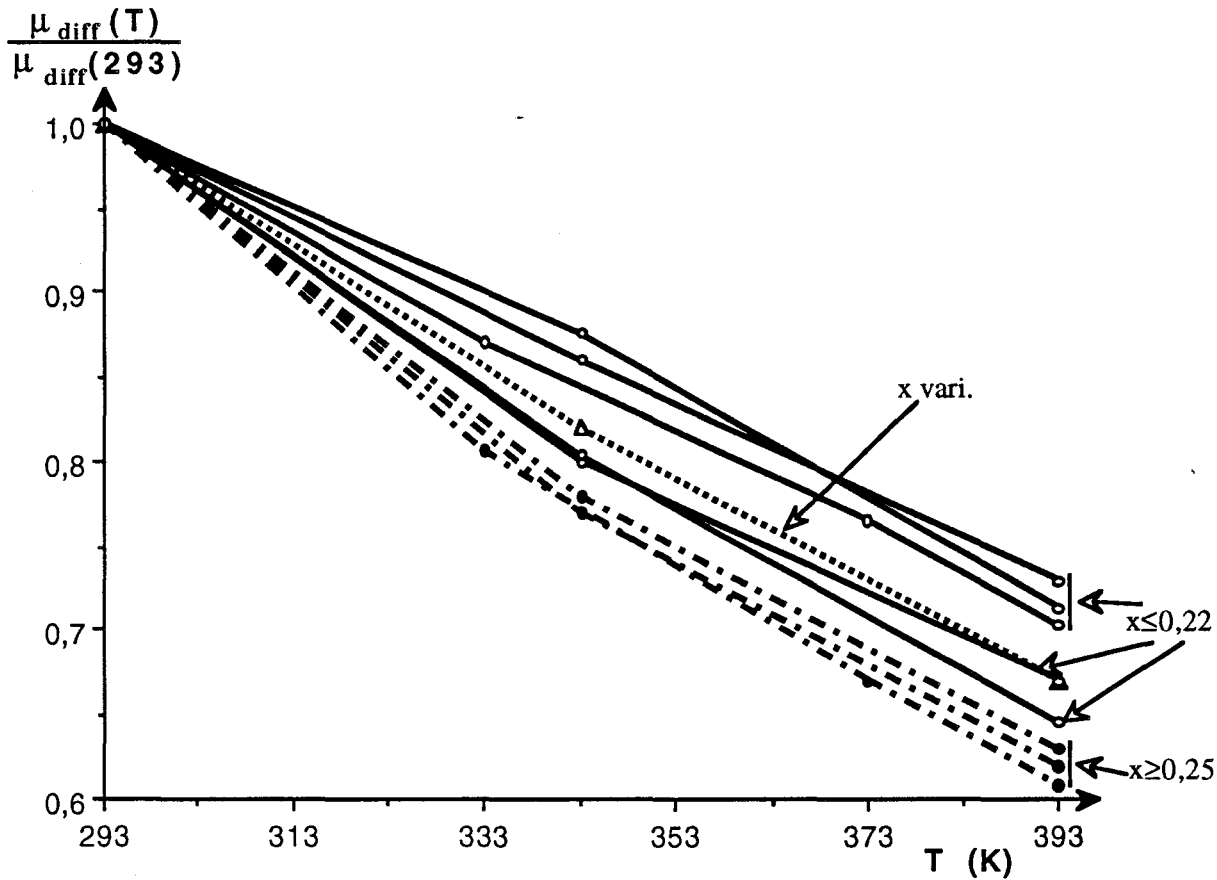


Fig. IV-10 : Evolution en relatif de la valeur maximale de la mobilité différentielle en fonction de la température pour diverses compositions d'alliage

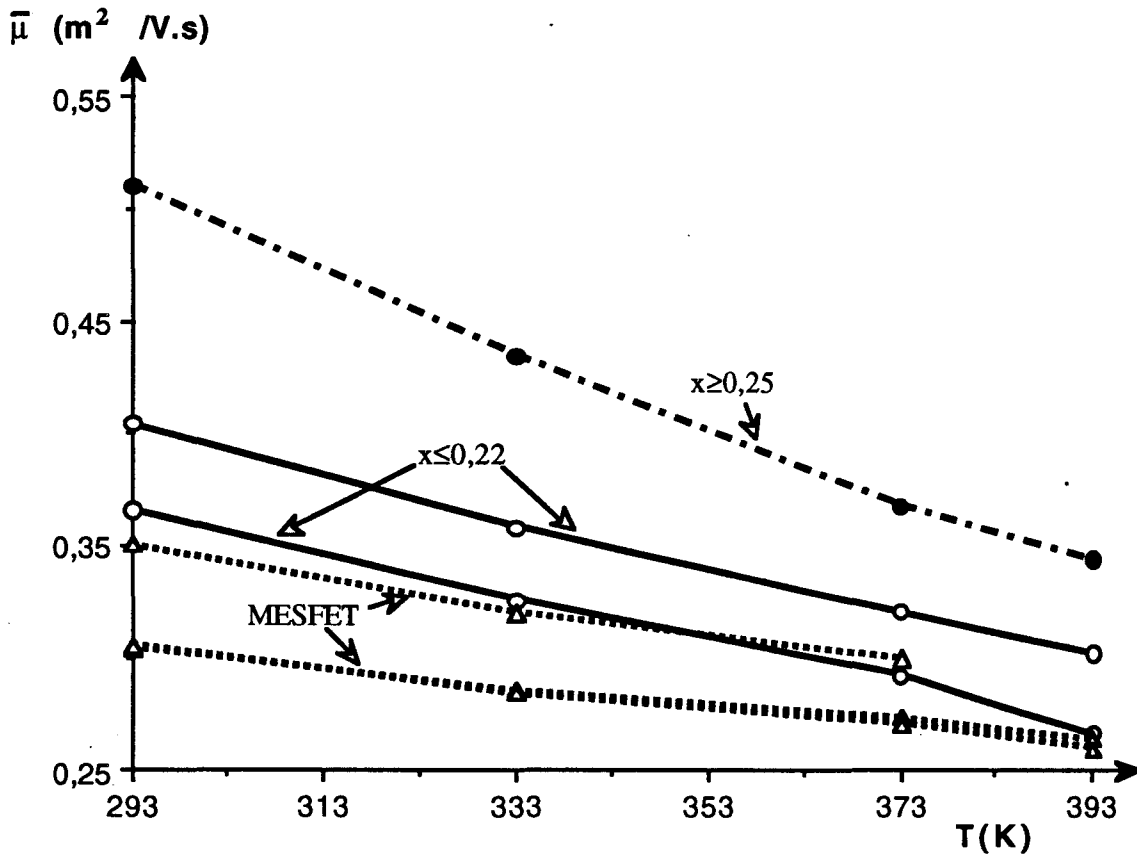


Fig. IV-11 : Evolution de la valeur maximale de la mobilité moyenne en fonction de la température dans le cas des MESFET et des TEGFET

Bien entendu, nous n'avons retenu que les cas typiques qui mettent en évidence les divers mécanismes mis en jeu, les autres évolutions que l'on peut observer n'étant qu'une combinaison de ces comportements.

II.b) Profil de mobilité :

L'étude des mobilités moyenne et différentielle nous offre un aperçu de la dynamique électronique à champ faible, d'où l'intérêt de connaître le sens et l'importance de leurs évolutions en fonction de la température. Comme nous réalisons la mesure de deux types de mobilités - la mobilité différentielle et la mobilité moyenne -, nous allons les passer successivement en revue. Nous commencerons par la mobilité différentielle qui donne un aperçu de la mobilité des porteurs libres dans chaque couche constituant le TEC.

La figure IV-9 présente l'évolution typique de la mobilité différentielle dans les TEGFET en fonction de la température. Une première remarque peut être faite : quels que soient le taux d'alliage ou le niveau de dopage, la valeur maximale de la mobilité diminue fortement lors d'une élévation de la température. Lorsque l'on trace l'évolution en relatif du maximum de la mobilité différentielle (fig. IV-10) en fonction de la température, on observe que

- l'importance de cette évolution est fonction du taux d'alliage
- cette variation suit une loi en $T^{-\alpha}$.

Lorsque l'on étudie plus précisément cette loi d'évolution, on constate que pour des taux d'alliage "élevés" (supérieurs à 0.25) le coefficient " α " a une valeur proche de 1,8 contre 1,5 environ pour des taux d'alliage "faibles" (d'environ 0.2), ce qui indique une certaine corrélation entre la valeur du taux d'alliage et l'importance de cette évolution. Drummond [réf. 11], qui travailla en deçà de 300 K, trouva une loi d'évolution similaire mais avec un coefficient " α " proche de 2 soit légèrement plus élevé. Une telle valeur confirme le fait que le gaz bidimensionnel se situe dans une couche Non-Intentionnellement-Dopée (NID) et que la principale interaction limitant la mobilité des porteurs libres du gaz bidimensionnel est celle liée aux interactions avec les phonons optiques polaires [ref. 12 et 13]. En effet, cette interaction donne naissance à une loi d'évolution en $T^{-\beta}$ en fonction de la température avec " β " peu différent de 1.5 pour un matériau "en volume".

Par contre, l'examen de l'évolution de la mobilité des électrons situés dans la couche d'AlGaAs indique que celle-ci évolue dans de moindres proportions. Pour mieux appréhender ce qui se passe et les caractéristiques de cette évolution, nous allons examiner plus particulièrement l'évolution de la mobilité moyenne des électrons dans les MESFET (identique à la mobilité différentielle), étant bien reconnu que la couche d'AlGaAs des TEGFET se comporte comme un MESFET parasite [ref. 14]. La figure IV-11 donne un aperçu de l'évolution typique de la valeur

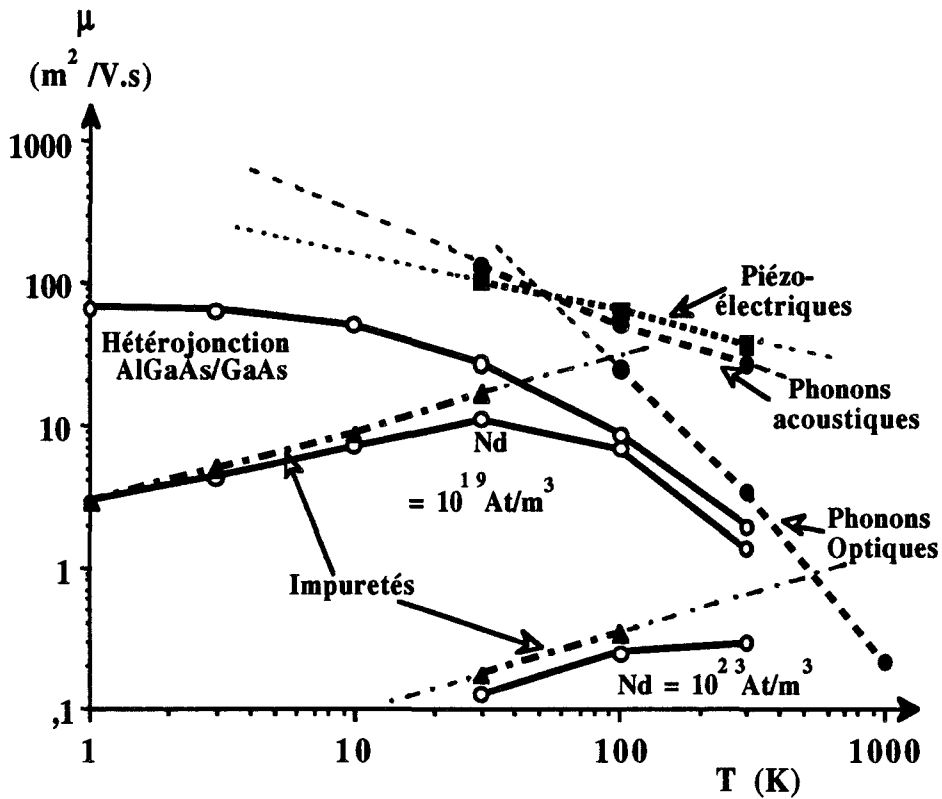


Fig. IV-12 : Aperçu de l'évolution en fonction de la température de la mobilité électronique dans l'AsGa pour divers niveaux de dopage

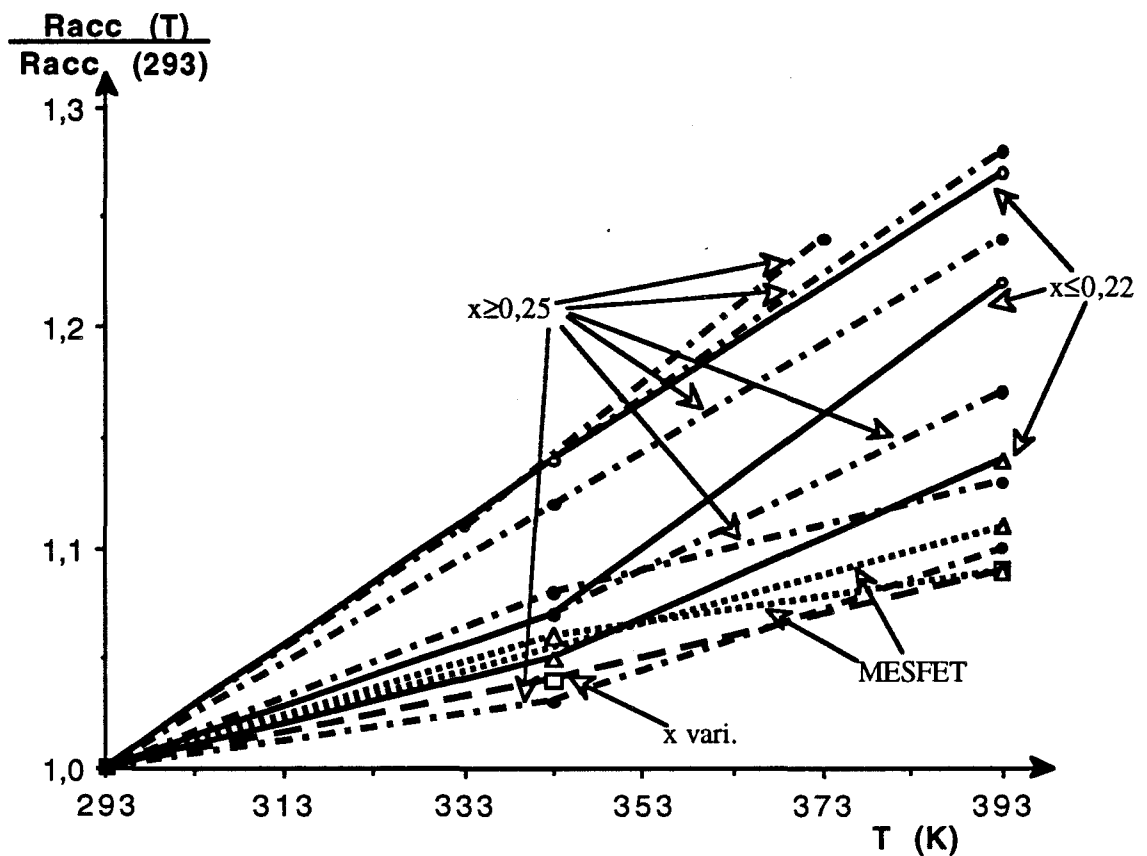


Fig. IV-13 : Evolution en relatif des résistances d'accès de source en fonction de la température pour divers types de composants (MESFET, TEGFET)

maximale de la mobilité moyenne en fonction de la température. On peut remarquer que, comparativement au TEGFET, :

- l'ampleur de cette évolution est bien plus faible
- elle suit toujours une loi en $T^{-\alpha}$, mais ici le coefficient " α " est beaucoup plus petit (≈ 0.5).

La valeur de " α " s'explique par le fait que dans les MESFET - comme dans les couches d'AlGaAs des TEGFET - les électrons libres transitent dans un matériau dopé en "volume" où ils subissent des interactions avec les impuretés ionisées qui perturbent fortement leur dynamique électronique. Cependant, ces interactions diminuent avec la température (loi en $T + \delta$) contrairement à celles dues aux phonons optiques polaires [ref. 12 et 15]. En conséquence, dans la plage de température d'étude, ces deux évolutions opposées tendent à se compenser (fig. IV-12). Ceci explique la faible évolution de la mobilité moyenne dans les MESFET.

Une dernière remarque peut être faite concernant la valeur de la mobilité des électrons du gaz bidimensionnel ainsi que son évolution. Celle-ci nous est apparue, aux températures d'étude, comme non tributaire des dimensions de l'espaceur, contrairement aux observations obtenues aux basses températures [ref. 17]. C'est pourquoi aux températures d'étude nous préconisons d'utiliser des espaceurs présentant des dimensions réduites, ce qui contribue à augmenter le nombre d'électrons constituant le gaz bidimensionnel. Ceci contribuera aussi, comme nous l'allons vu, à amoindrir l'évolution avec la température de la tension de pincement.

II.c) Résistances d'accès :

Les résistances d'accès sont des éléments parasites qui dégradent les performances des TEC tant en régime de puissance qu'en régime faible bruit. L'étude de leur évolution en température se révèle donc nécessaire. En effet, il est reconnu que ces éléments, parties intégrantes du composant, sont sensibles à la température [ref. 16].

α) Evolutions observées

La figure IV-13 présente les évolutions relatives des résistances d'accès de source en fonction de la température pour divers composants étudiés. On peut constater que les résistances d'accès des TEGFET présentent des évolutions bien plus importantes que celles des MESFET. En effet, elles évoluent, pour les TEGFET, de 10 à 25% alors que pour les MESFET, l'ampleur de leur évolution reste inférieure à 10%.

Lors de l'étude, nous avons pu remarquer que la valeur de ces évolutions est peu tributaire de l'épaisseur du cap-layer ainsi que de son niveau de dopage tant que ce dernier reste supérieur à 10^{24} At/m^3 . En contre partie, nous pouvons observer, en ce qui concerne les TEGFET, une

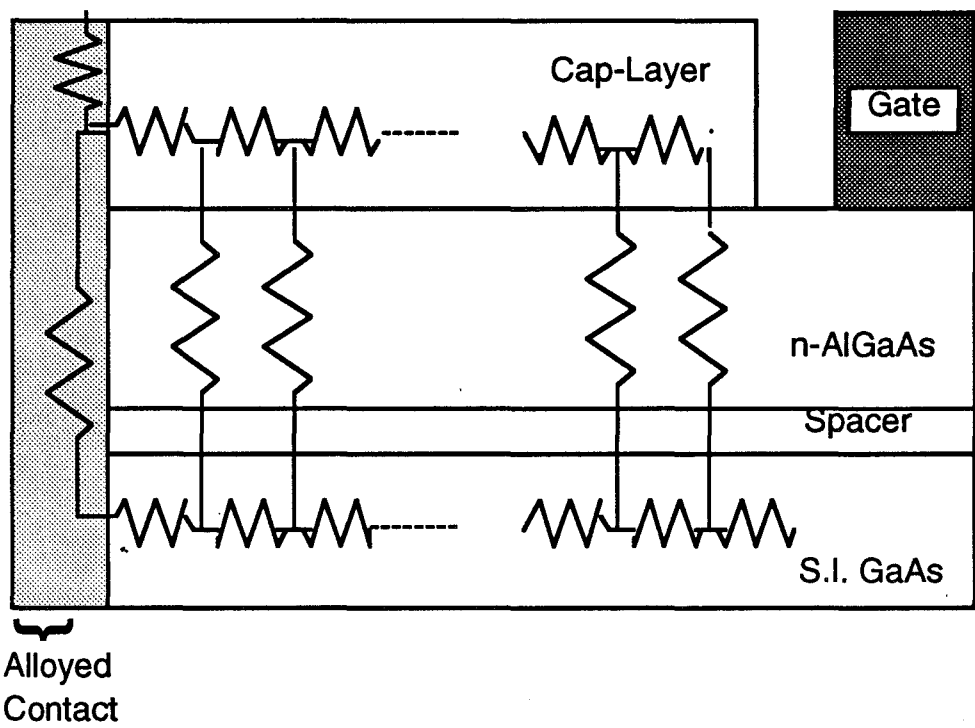


Fig.IV-14 : Vue en coupe de la zone dans les TEC constituant les résistances d'accès et présentation du réseau distribué de résistances qui en découle.

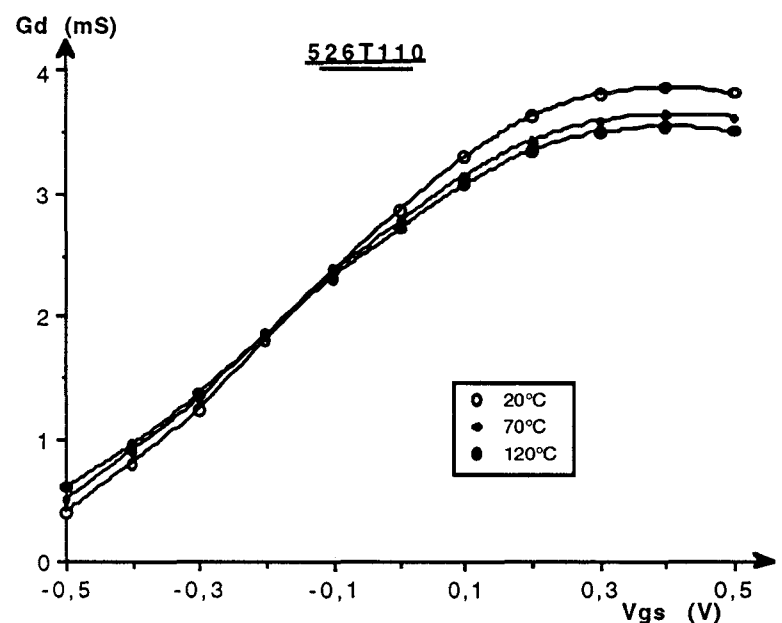
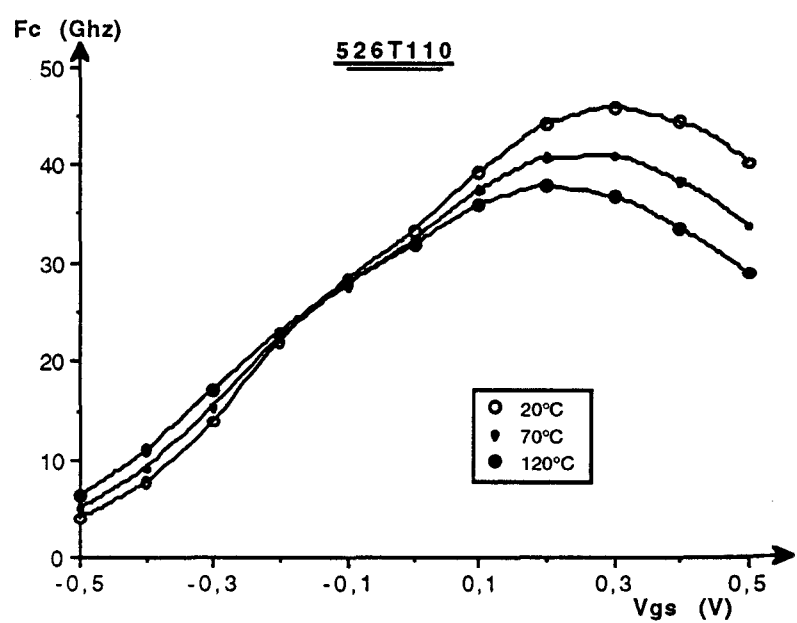
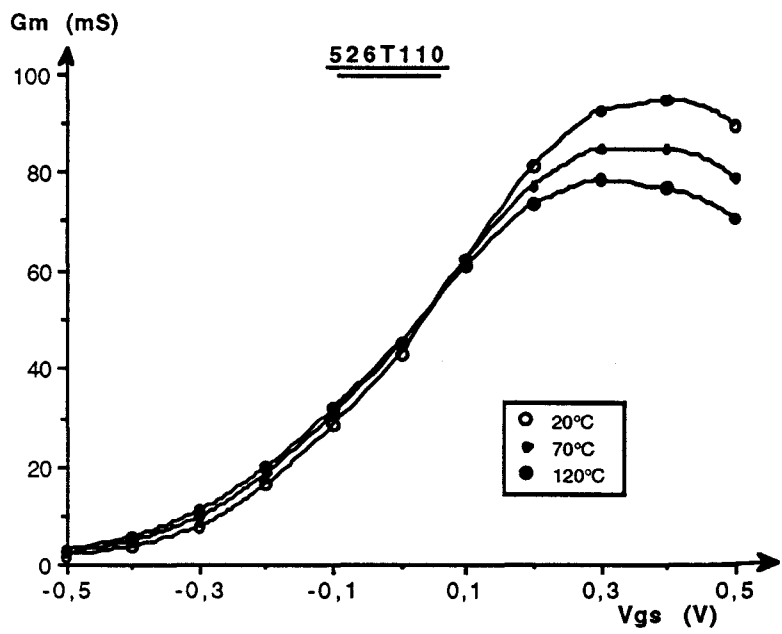


Fig. IV-15 : Evolution typique de la transconductance, de la fréquence de coupure et de la conductance de sortie intrinsèques à divers températures

certaine disparité de ces évolutions d'autant plus marquée que le taux d'alliage est élevé. Cependant, les TEGFET à taux d'alliage variable - type 249 - laissent apparaître des évolutions très semblables à celles des MESFET, ce qui constitue un des avantages de ce genre de structure comme nous le verrons par la suite

β) Interprétations possibles

Nous avons vu au chapitre I que la résistance d'accès était constituée de l'association de couches, l'ensemble formant une résistance distribuée. A titre indicatif nous donnons le schéma de principe d'un tel réseau pour les TEGFET et les MESFET (fig. IV-14). Aussi l'origine principale de cette plus forte évolution des résistances d'accès des TEGFET comparativement à celles des MESFET doit provenir, lorsque l'on regarde ce réseau distribué, de la dégradation beaucoup plus importante de la résistance du gaz bidimensionnel comparativement à celle du canal conducteur pour les MESFET. En effet, nous avons vu que la mobilité des électrons du gaz bidimensionnel est beaucoup plus sensible à la température que celle des couches dopées. Aussi, en première approximation en se basant sur les lois d'évolution expérimentales des mobilités électroniques de ces couches, on trouve que la résistance électrique du gaz bidimensionnel évolue de près de 70% contre près de 16% pour les MESFET. Ces évolutions sont toutefois beaucoup plus élevées que celles des résistances d'accès. Ceci peut s'expliquer par le fait que les propriétés électriques des autres couches qui constituent ainsi la résistance d'accès, tel que le cap-layer, présentent des dégradations plus modérées puisque ces couches sont fortement dopées. Cependant, le fait que les propriétés électriques dans l'AlGaAs se dégradent davantage que dans l'AsGa contribue ainsi à accentuer l'évolution en fonction de la température des résistances d'accès des TEGFET comparativement aux MESFET. Nous aborderons plus en détail ce point au chapitre suivant.

La disparité des résultats expérimentaux obtenus, côté TEGFET, peut s'expliquer par le fait que la réalisation d'un contact ohmique de bonne qualité se révèle d'autant plus difficile que le taux d'alliage de la couche d'AlGaAs est élevé. La discontinuité de potentiel à l'interface cap-layer/couche-active, présent dans les TEGFET, doit contribuer à l'évolution en température des résistances d'accès, elle aussi. Cela tend à se confirmer grâce aux résultats obtenus avec les TEGFET à taux d'alliage variable du type 249. En effet, la barrière de potentiel existant à l'interface cap-layer/couche-active est alors réduite et progressive ce qui contribue à améliorer le transit électronique. De plus, dans ces structures, le taux d'alliage n'est élevé qu'aux abords de l'hétérojonction, si bien que le contact ohmique se crée dans un matériau aux caractéristiques proches de ceux du GaAs, puisque le taux d'alliage "moyen" de la couche d'AlGaAs est alors modéré.

III) Résultats des mesures en hyperfréquences

III.a) Schéma équivalent petit signal

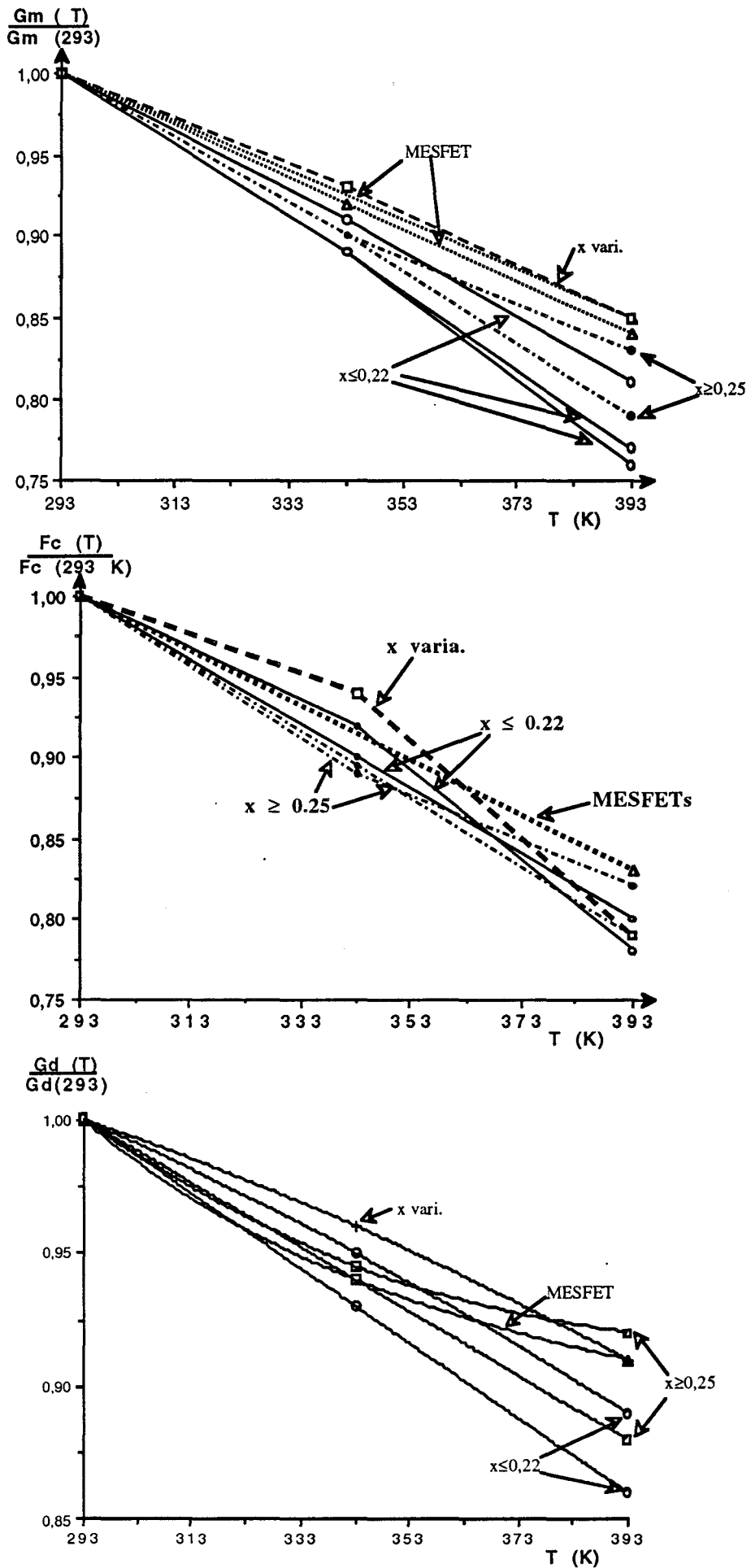


Fig. IV-16 : Evolutions en relatif des valeurs maximales de la transconductance, de la fréquence de sortie et de la conductance de sortie intrinsèques en fonction de la température

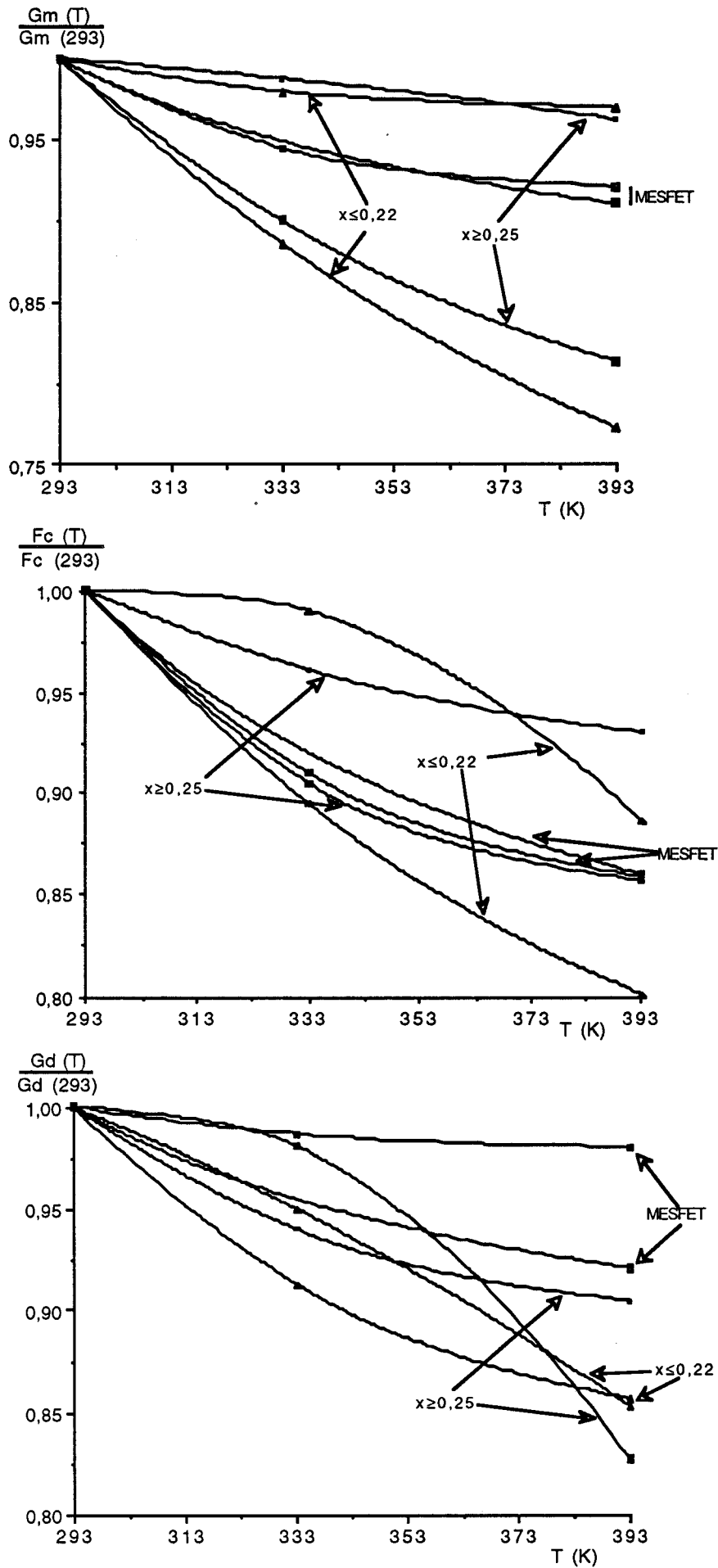


Fig. IV-17 : Evolutions en relatif des valeurs de la transconductance, de la fréquence de sortie et de la conductance de sortie intrinsèques au minimum de facteur de bruit en fonction de la température

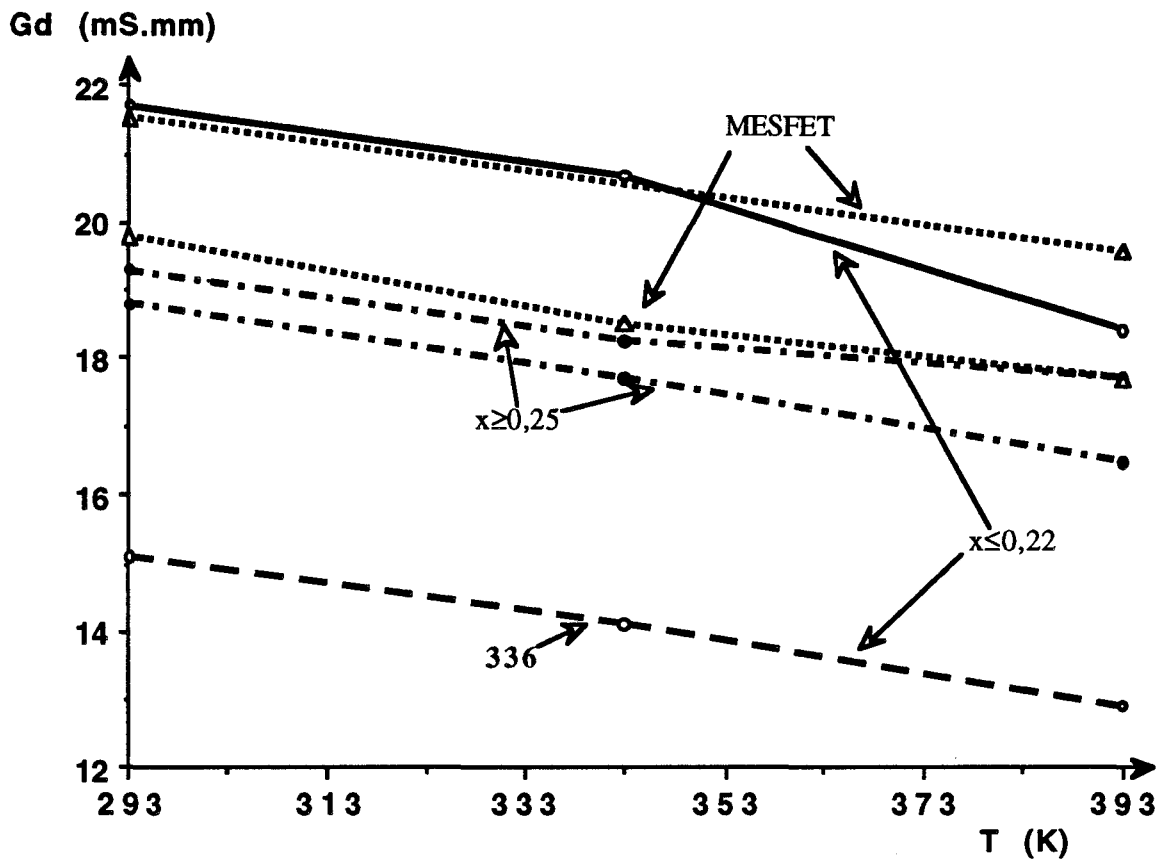


Fig. IV-18 : Evolutions en fonction de la température de la valeur maximale de la conductance de sortie intrinsèque pour différentes structures de TEC

α) Observations expérimentales

Si l'on observe la figure IV-15 qui représente les évolutions typiques en fonction de la température des éléments du schéma équivalent, à savoir de la transconductance, de la fréquence de coupure et de la conductance de sortie intrinsèques en fonction de la tension de grille V_{gs} pour un TEGFET, on constate que ceux-ci se dégradent avec la température.

Afin de mieux juger l'importance de leurs évolutions respectives, nous avons dans un premier temps étudié plus particulièrement les variations relatives de leurs valeurs maximales (fig. IV-16). Puis soucieux d'une meilleure compréhension des résultats obtenus ainsi que d'extraire le plus d'informations possible, que ce soit sur les évolutions de ces éléments du schéma équivalent petit signal que sur celles du facteur de bruit, nous avons examiné aussi leurs évolutions relatives au minimum de facteur de bruit (fig. IV-17). Tous ces résultats ont permis de remarquer que :

- toutes les valeurs de ces caractéristiques électriques diminuent en fonction de la température
- quels que soient le transistor et sa composition d'alliage, l'importance des évolutions, à leur valeur maximale, sont assez similaires. Les valeurs de ces éléments du schéma équivalent évoluent de 15 à 25 %
- par contre, au minimum de facteur de bruit, la dispersion de leurs variations est relativement importante. Elles fluctuent entre 5% et 20%
- l'inexistence de corrélation nette entre l'importance de leurs évolutions en température et les paramètres technologiques des composants.
- les TEGFET comportant une couche d'AlGaAs dans leur couche tampon - type 336 - présentent bien les conductances de sortie les plus faibles, mais encore celles-ci évoluent dans les mêmes proportions que celles des autres TEGFET "conventionnels" (courbe IV-18). Ceci constitue un point intéressant pour des applications nécessitant un gain en puissance élevé.

β) Tentative d'interprétation

Les dégradations de la transconductance et de la fréquence de coupure en fonction de la température étaient prévisibles puisque ces paramètres sont tributaires de la dynamique électronique des porteurs libres dans le composant. En effet, en première approximation, la transconductance peut s'exprimer comme suit :

$$G_m \# \frac{\epsilon \cdot Z \cdot \langle v \rangle}{\langle w \rangle}$$

où $\langle v \rangle$ et $\langle w \rangle$ représentent respectivement la vitesse moyenne des électrons et l'épaisseur moyenne désertée sous la grille. Pour des longueurs de grille inférieures au demi-micron, cette vitesse électronique est fortement proportionnelle à la mobilité des porteurs libres à champ faible, à cause des effets de survitesse qui apparaissent alors (cf. chapitre I). Or comme nous l'avons vu, la mobilité des électrons diminue lorsque la température s'élève, si bien qu'il est normal d'observer une diminution de la transconductance ainsi que de la fréquence de coupure lors d'une élévation de la température.

La diminution de la conductance de sortie avec la température n'était pas surprenante. En effet, quelle que soit la température, celle-ci est essentiellement due aux phénomènes d'injection des porteurs "chauds" dans la couche tampon. Aussi, en première approximation, peut-on exprimer analytiquement la conductance de sortie comme suit :

$$G_d \sim \frac{2 \cdot \epsilon \cdot v_s \cdot Z \cdot y_s}{L_g^2}$$

où v_s représente la vitesse de saturation des électrons, y_s la profondeur moyenne d'injection des électrons dans la couche tampon (en première approximation proportionnelle à la longueur de la grille L_g pour des composants standards). On constate dès lors que la conductance de sortie est proportionnelle à la vitesse de saturation des électrons. Or, la vitesse de saturation diminue lorsque la température s'élève [réf. 3] ce qui explique la diminution de la conductance de sortie quand la température du composant augmente.

On conçoit aussi, vu ce qui précède, qu'une diminution "provoquée" de l'effet d'injection, soit de " y_s ", permette de réduire la valeur de la conductance de sortie. C'est ce qui se passe lorsque l'on introduit une couche d'AlGaAs NID dans la couche tampon. Il est reconnu que si la valeur de la conductance de sortie dans ces transistors est faible, cela est essentiellement due à la diminution de l'injection de porteurs dans la couche tampon, ainsi qu'au meilleur confinement de la population électronique dans le gaz bidimensionnel [réf. 18]. En effet, à la sortie de la grille, côté drain, seuls les électrons ayant une énergie supérieure à la hauteur de la barrière créée par l'interface GaAs/AlGaAs, sont injectés dans la couche d'AlGaAs NID. Aussi les évolutions de la conductance de sortie en fonction de la température suggèrent que la vitesse de saturation semble suivre une même loi d'évolution dans les TEGFET "conventionnels" que dans ceux comportant une couche d'AlGaAs dans leur couche tampon.

Si la dégradation des maxima de la transconductance et de la fréquence de coupure était prévisible, la relative similitude de l'importance de leurs évolutions obtenues n'en est pas moins surprenante. En effet, nous avons vu précédemment que les évolutions en température de la mobilité des porteurs libres dans les TEGFET dépendaient du taux d'alliage de la couche d'AlGaAs. Aussi, était-on à même d'espérer retrouver plus ou moins cette influence. De même,

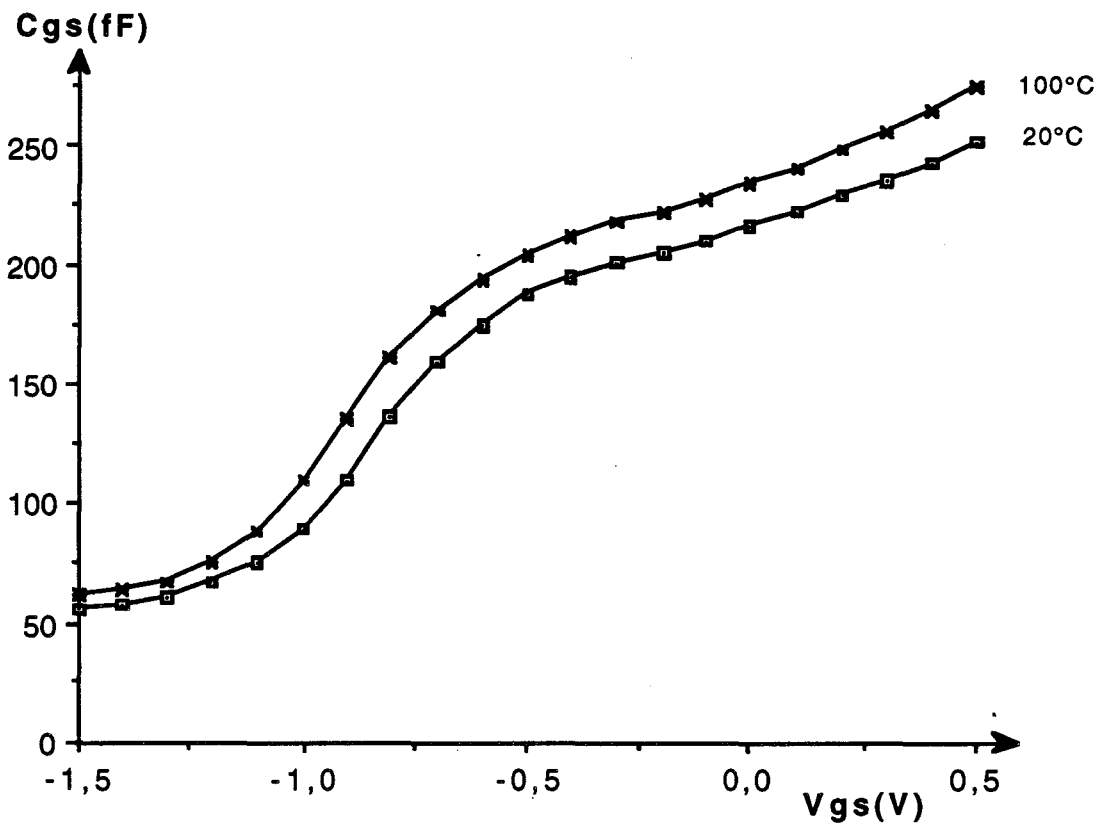


Fig. IV-19 : Exemple typique d'évolution de la capacité C_{gs} en fonction de la tension V_{gs} à 20 et 120°C

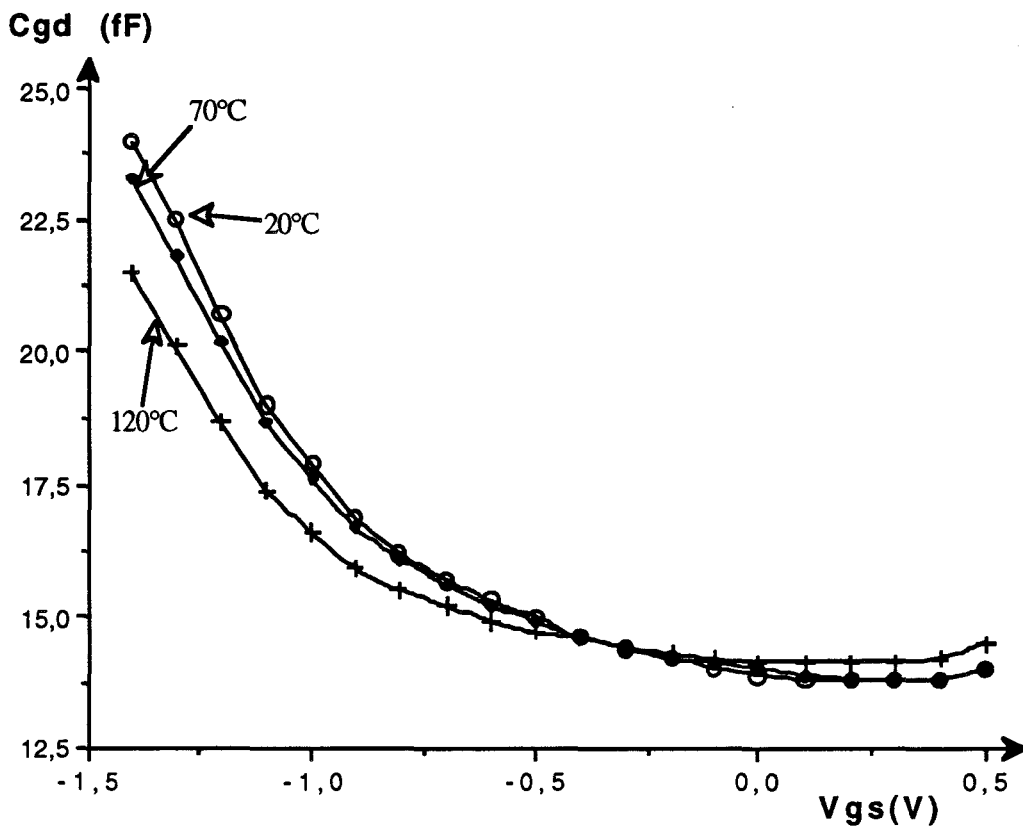


Fig. IV-20 : Exemple typique d'évolution de la capacité C_{gd} en fonction de la tension V_{gs} à 20, 70 et 120°C

comme l'évolution en température de la mobilité des porteurs libres est moins marquée dans les MESFET que celle observée pour les TEGFET, on pouvait alors s'attendre à observer une moindre évolution dans ce dernier cas. Néanmoins les évolutions apparaissent légèrement plus modérées malgré tout pour les MESFET que pour les TEGFET, bien que très proches. De plus, il ressort de cette étude que les TEGFET à taux d'alliage variable - type 249 - présentent les évolutions les plus faibles et les plus proches de celles présentées par les MESFET

Au minimum de facteur de bruit (fig. IV-17), il ressort que les évolutions, côté MESFET, sont très proches les unes des autres, alors que, côté TEGFET, elles sont relativement dispersées. Or, ces résultats n'apparaissent ni tributaires des caractéristiques structurales du composant comme on pouvait s'y attendre, ni en relation avec les résultats obtenus concernant l'évolution de la valeur du minimum de facteur de bruit [cf. § III.b)]. Ce qui est remarquable est que l'ampleur des évolutions présentées par les MESFET ait une position intermédiaire entre les évolutions extrêmes présentées par les TEGFET, position qui concorde avec celle observée sur les courbes donnant l'évolution de la valeur du minimum de bruit en fonction de la température.

L'étude des capacités C_{gs} et C_{gd} ne nous fournit guère de renseignements supplémentaires par rapport à ceux déjà obtenus à travers la mesure de $C_g(V_{gs})$. En effet, les évolutions de la capacité C_{gs} s'apparentent à celles observées pour $C_g(V_{gs})$. La figure IV-19 présente l'allure de telles évolutions. De son côté, la quasi absence d'évolution de la capacité C_{gd} (fig. IV-20) permet de confirmer que celle-ci est essentiellement d'origine électrostatique. On estime que la composante "parasite" de cette capacité, fonction de la largeur de la grille, vaut quelques 300 fF/mm, et est constituée d'une capacité "air" d'intermétallisation mais aussi qu'elle est tributaire des technologies d'attaque utilisées et surtout de la réalisation de la zone "recessée".

III.b) Facteur de Bruit et Gain Associé :

La détermination du facteur de bruit ainsi que le gain associé d'un composant constitue une étape importante dans la caractérisation de celui-ci. Le facteur de bruit d'un composant est directement lié au seuil de détection minimum d'un signal incident qui peut lui être appliqué. En deçà de ce seuil, ce signal est "noyé" dans le bruit propre du composant. A partir de la relation :

$$P_{sor} = P_a + P_{ent} \cdot G$$

qui relie la puissance de bruit du signal en sortie de composant P_{sor} à la puissance de bruit du signal d'entrée P_{ent} , à celle ajoutée par le composant P_a et au gain en puissance G de ce dernier, on conçoit que plus un composant présentera une puissance de bruit ajoutée faible et un gain en puissance élevé, plus il se révélera apte à amplifier des signaux de faibles puissance. Or outre le côté performance, les "paramètres" de bruit (N_f , G_{ass}) permettent aussi de déceler l'existence de défauts, tout comme d'appréhender certains mécanismes intervenant à l'intérieur du composant tels que l'effet de survitesse, ... - [réf. 19].

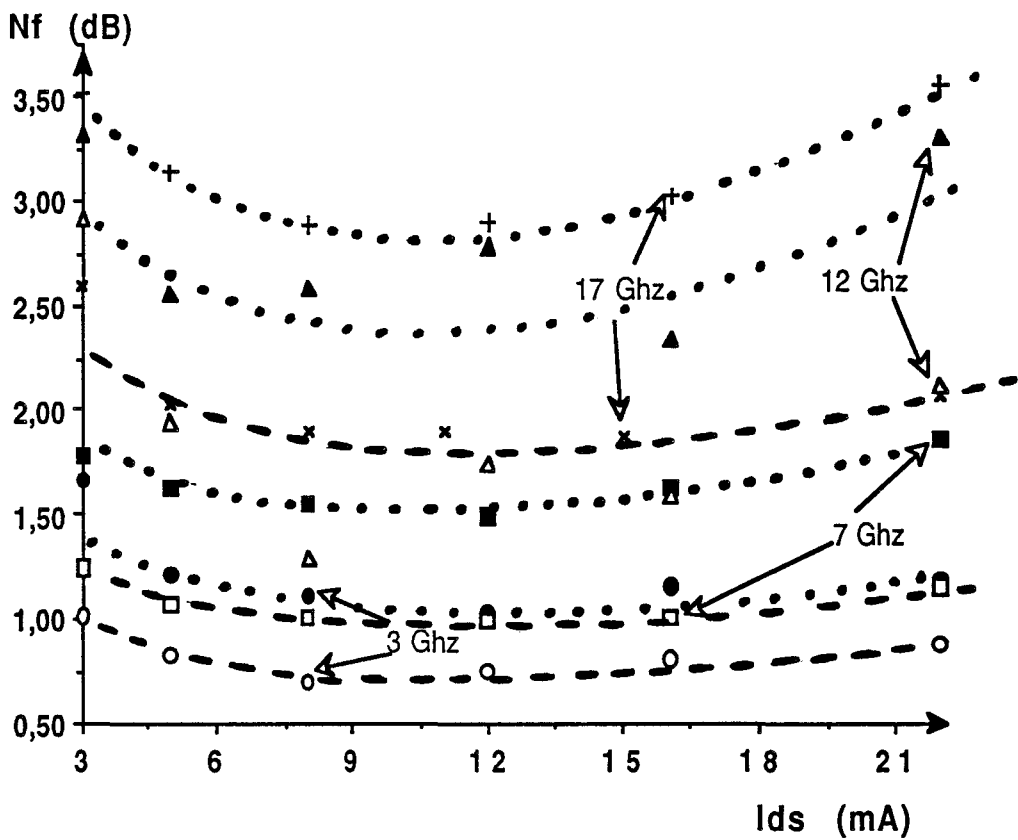


Fig. IV-21 : Exemple d'évolution du minimum de facteur de bruit (exprimé en "dB") en fonction du courant de polarisation à 20 et 120°C et pour diverses fréquences [TEGFET à taux d'alliage élevé] (- - 20°C ; •• 120°C)

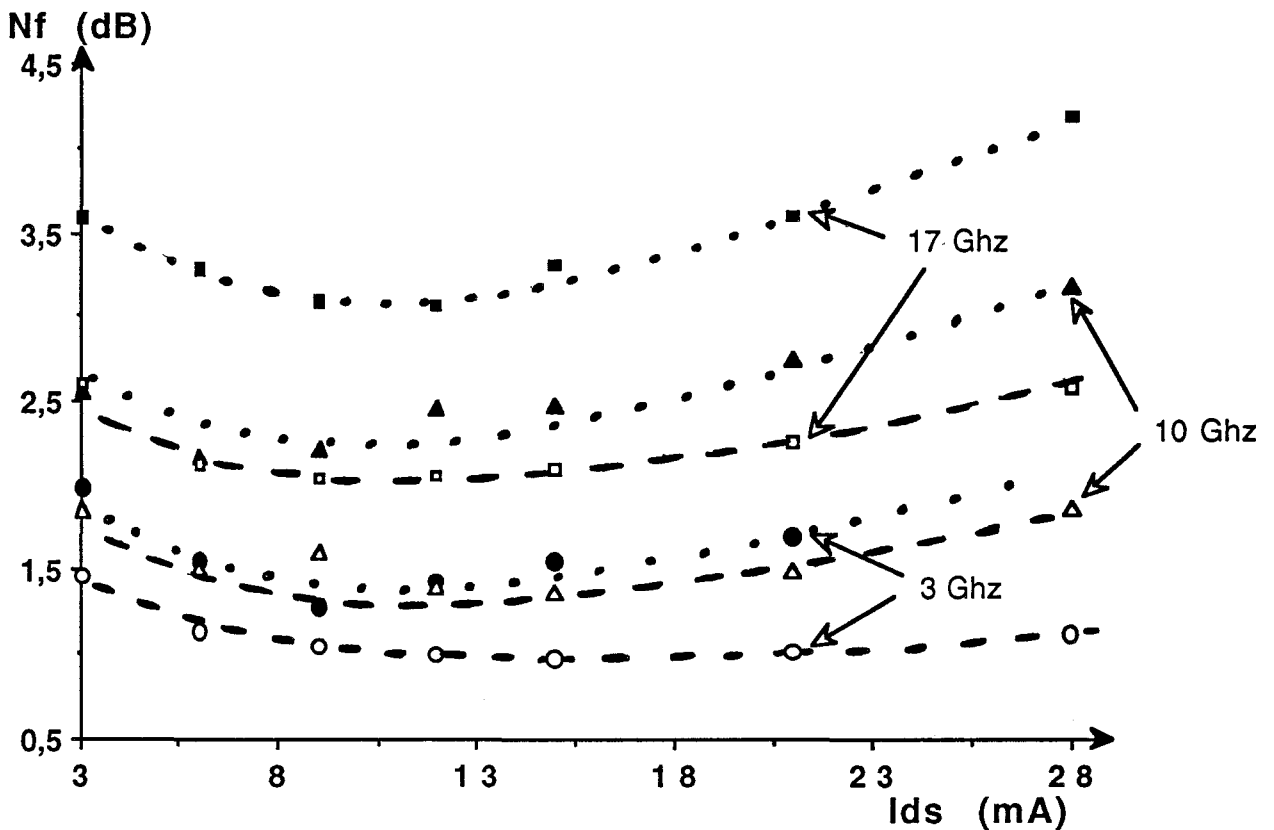


Fig. IV-22 : Exemple d'évolution du minimum de facteur de bruit (exprimé en "dB") en fonction du courant de polarisation à 20 et 120°C et pour diverses fréquences [MESFET] (- - 20°C ; •• 120°C)

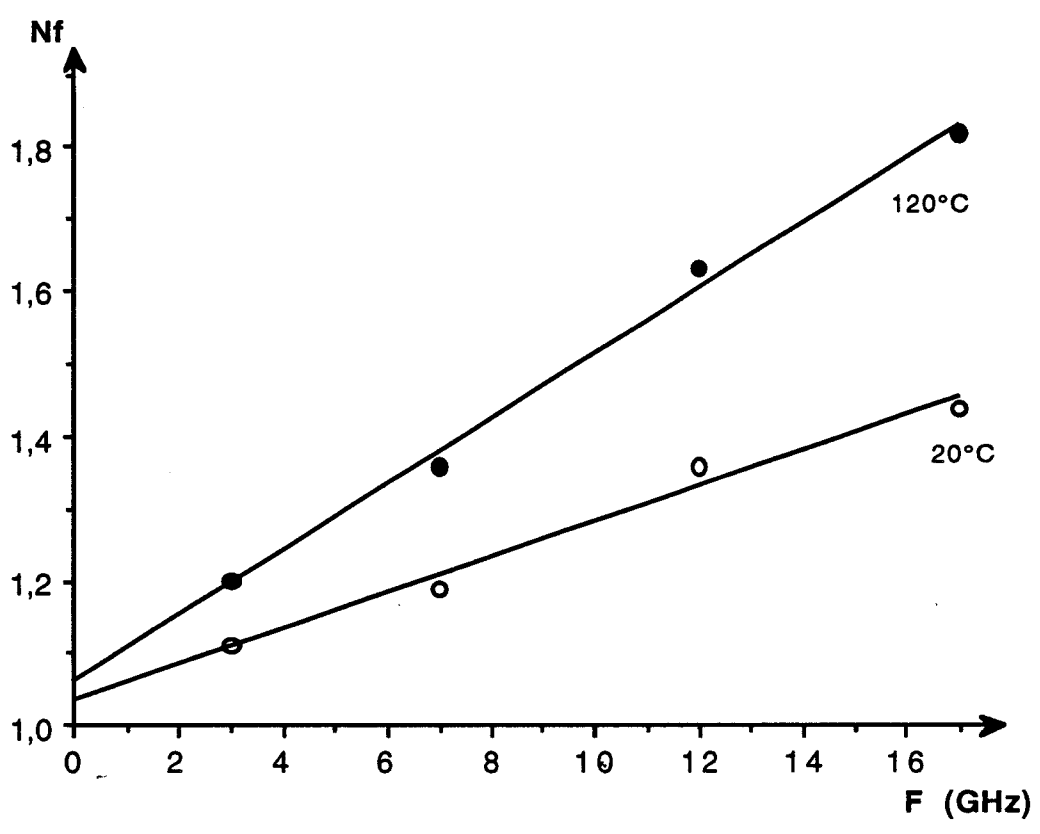


Fig. IV-23 : Exemple d'evolution en fonction de la fréquence du minimum de facteur de bruit à 20 et 120 °C

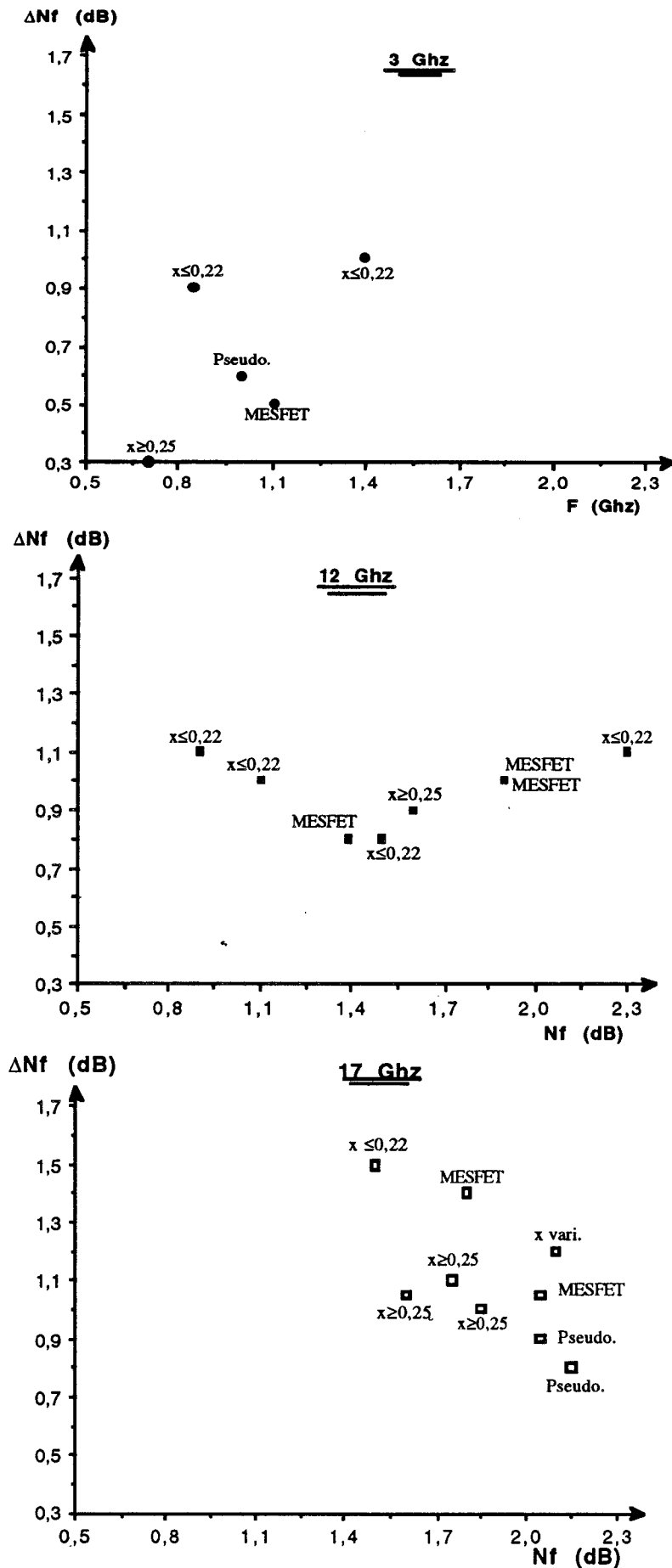


Fig. IV-24 : Variation du minimum de facteur de bruit entre 20 et 120°C en fonction de la valeur du minimum de facteur de bruit présenté à 20°C à différentes fréquences d'étude

Dans notre cas, nous avons concentré nos efforts sur l'évolution des performances (N_f , G_{ass}) en fonction de la température. Ceci nous est apparu d'autant plus important que certaines informations faisaient état d'une dégradation du facteur de bruit présenté par les TEGFET beaucoup plus importante et dramatique que pour les MESFET.

Aussi, nous avons mené cette partie d'étude en deux temps. Dans un premier temps, nous n'avons effectué les mesures qu'à une seule fréquence (12 GHz) afin d'avoir un premier aperçu de l'importance de l'évolution en température du minimum de facteur de bruit présentée par les TEGFET et MESFET. Puis, rapidement, nous avons réalisé les mesures de facteur de bruit en couvrant systématiquement la bande 3 GHz-17 GHz, afin d'obtenir de plus amples informations et répondre plus précisément à certaines questions que nous nous posions tel que l'origine du bruit observé à hautes températures, entre autre. L'examen de l'évolution du minimum de facteur de bruit en fonction de la fréquence pouvait nous apporter une réponse à ces questions.

α) Observations expérimentales

A titre indicatif, nous présentons sur les figures IV-21 et IV-22 les évolutions typiques du minimum du facteur de bruit (exprimé en "dB") en fonction du courant de polarisation I_{DS} à la fois pour les TEGFET et les MESFET, entre 20°C et 120°C et pour différentes fréquences. On peut remarquer que le facteur de bruit évolue fortement lors d'une élévation de la température et ceci d'autant plus que la fréquence de travail est élevée.

L'étude en fonction de la fréquence nous révèle que le facteur de bruit évolue toujours de manière linéaire (fig. IV-23) quelle que soit la température ce qui est la caractéristique d'un bruit de diffusion.

Afin de mieux juger quel type de TEC présentait les évolutions les plus faibles, nous avons observé la variation de la valeur du minimum de facteur de bruit entre 20°C et 120°C aux différentes fréquences d'étude. L'examen des figures IV-24, qui présentent ces évolutions en fonction de la valeur du minimum facteur de bruit à l'ambient, nous révèle que :

- plus la fréquence est élevée, et donc plus la valeur du facteur de bruit est grande, plus l'ampleur de l'évolution en température est importante (exprimée en "dB").
- l'influence des paramètres technologiques apparait extrêmement déterminante
- l'importance de cette évolution dépend étroitement du type de composant testé (MESFET, TEGFET)

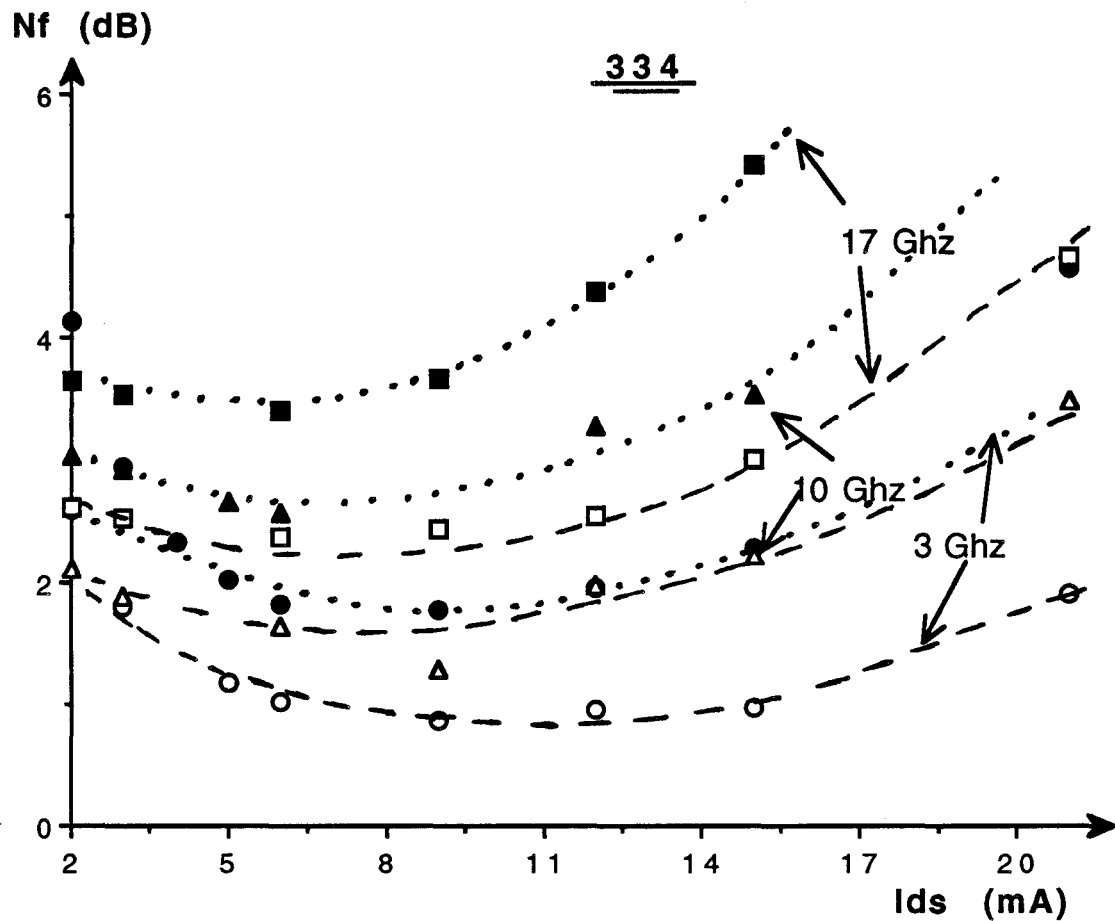


Fig. IV-25 : Exemple d'évolution du minimum de facteur de bruit (exprimé en "dB") en fonction du courant de polarisation à 20 et 120°C et pour diverses fréquences [TEGFET à taux d'alliage faible]

(-- 20°C ; •• 120°C)

Sur ce dernier point, il apparait une relation nette entre l'importance de l'évolution du facteur de bruit en température et les caractéristiques structurales des TEC. En effet, on trouve par ordre croissant de l'ampleur des évolutions :

- les TEGFET pseudomorphiques
- les TEGFET à taux d'alliage élevé
- les MESFET
- les TEGFET à taux d'alliage faible.

Ceci laisse présager l'utilisation de composants à taux d'alliage élevé, ou mieux pseudomorphiques, pour des applications très faible bruit à hautes températures.

Il ressort de plus de cette étude que :

- les facteurs de bruit des MESFET ne présentent pas d'évolutions véritablement plus faibles que celles des TEGFET, contrairement à certaines informations qui apparaissent dès lors non fondées
- les variations du facteur de bruit en fonction de la température des diverses filières de TEC ont toutefois des valeurs relativement proches
- les comportements en température des différents types de composants ne se différencient véritablement qu'à hautes fréquences (au delà de 10 GHz).

D'autre part, lorsque l'on examine l'évolution du minimum de facteur de bruit à 20°C et 120°C pour différentes fréquences en fonction du courant Drain-Source I_{DS} , on remarque aussi que l'allure de ces courbes diffère selon le type de composant. En effet, pour les TEGFET à taux d'alliage élevé, comme pour les pseudomorphiques, l'allure de celles-ci prend la forme d'un "L" quelle que soit la fréquence d'étude, alors que pour les TEGFET à taux d'alliage "faible", celle-ci prend d'autant plus fortement la forme d'un "U" que la fréquence est élevée. De plus, cette "inflexion" s'intensifie avec la température. Pour les MESFET aussi, l'allure s'apparente à celle d'un "L" avec toutefois une inflexion un peu plus marquée que pour les TEGFET à taux d'alliage élevé. La forme en "L" de ces courbes présente l'avantage d'utiliser le composant près, voire même, au maximum de son gain associé tout en conservant un facteur de bruit faible (peu différent de son minimum). A titre indicatif, nous présentons les figures IV-21 IV-22 et IV-25 donnant l'allure des courbes de facteur de bruit en fonction du courant I_{DS} et pour quelques fréquences respectivement pour un MESFET, TEGFET à taux d'alliage élevé et enfin un TEGFET à taux d'alliage faible.

β) Tentative d'interprétation

Afin de mieux juger de l'impact de l'évolution des caractéristiques propres des composants (Schéma équivalent, Racc, ...), nous avons entrepris d'étudier l'évolution de la température équivalente de bruit du composant donnée par la formule :

$$T_n = T_0 \cdot (N_f - 1)$$

où T_n , T_0 , N_f représentent respectivement la température équivalente de bruit du composant, la température "ambiante" de la source de bruit ($T_0 \neq 300$ K), le minimum de facteur de bruit du composant (valeur en linéaire).

Cette approche permet de mieux apprécier l'impact des évolutions des éléments du schéma équivalent sur celle du facteur de bruit. En effet, en considérant la définition du facteur de bruit, on se ramène à une équation de la forme :

$$N_f = 1 + \frac{T}{T_0} \cdot \alpha_{\epsilon q}(T) \Rightarrow T_n = T \cdot \alpha_{\epsilon q}(T)$$

où $\alpha_{\epsilon q}(T)$ caractérise la contribution des éléments du schéma équivalent sur la valeur du niveau de bruit présenté par le transistor et T est la température "physique" du composant. Aussi, si l'on examine l'évolution en relatif de la température équivalente de bruit entre 20°C et 120°C, soit le rapport $\frac{T_n(120^\circ\text{C})}{T_n(20^\circ\text{C})}$, on constate que l'augmentation en relatif de la température de bruit est assez constante en fonction de la fréquence, quel que soit le type de composant, et est assez uniforme dans l'ensemble (tableau ci-dessous).

Transistors	242 T	551T102	334T101	336 n°1	521T101	526T110	342T101
$\frac{T_n(120)}{T_n(20)}$ de 3 à 17 GHz	1.5 à 1.9	1.5 à 1.7	1.8 à 2	1.9 à 2.1	1.6 à 1.9	1.6 à 1.8	1.5 à 1.6
$\frac{T_n(120)}{T_n(20)}_{\text{moy}}$	1.75	1.6	1.9	2	1.75	1.75	1.55

En moyenne, cette augmentation en relatif vaut environ 1.7-1.8. Aussi comme le rapport $\left\{ \frac{T}{T_0} = \frac{393 \text{ K}}{293 \text{ K}} \right\}$ vaut quelque 1.34, on en déduit que les dégradations du facteur de bruit dues aux évolutions des caractéristiques du composant [$\alpha_{\epsilon q}(T)$], lors d'une élévation de sa température, interviennent à part égale avec l'élévation de sa température "environnante". De plus, l'évolution

relative de ces dégradations $\left\{ \sim \frac{\alpha_{\epsilon q}(120^{\circ}\text{C})}{\alpha_{\epsilon q}(20^{\circ}\text{C})} \right\}$ apparait donc assez stables en fonction de la fréquence.

Lorsque l'on regarde le comportement du gain associé maximum en fonction de la température (tableau ci-dessous), on peut à la fois observer que celui-ci se dégrade lorsque la température augmente et constater que la variation de celui-ci entre 20°C et 120°C reste somme toute relativement constante dans la plage de fréquences d'étude, et ce quel que soit le type de TEC étudié - MESFET, TEGFET -.

Frequence	3 GHz	7 GHz	10 GHz	12 GHz	17 GHz
MESFET 20°C	17.5	12.8		10.2	6.2
120°C	16.2	11.8		9	5
TEGFET 20°C	15.8		11.6		8.6
x = 0.22 120°C	15		10.8		7.6
TEGFET 20°C	19.2	14.1		10.2	7.5
x = 0.28 120°C	18.4	13.3		9.4	6.6

Nous avons pu remarquer que ces évolutions, ainsi que leur variation, se rapprochaient fortement de celle du rapport $\frac{G_{m\max}}{G_{d\max}}$, ce qui n'est pas surprenant puisque les divers gains en puissance dépendent fortement de ce rapport.

Conclusion

Nous venons d'avoir un aperçu des évolutions que l'on peut observer lors de l'élévation de la température d'un TEC de 20 à 120°C.

Hormis l'évolution du facteur de bruit à hautes fréquences et celle de la mobilité des électrons du gaz bidimensionnel, on peut retenir que les évolutions de la plupart des caractéristiques électriques des TEC (G_m , G_d , F_c , R_{acc} , ...), dans la plage de températures d'étude, restent modérées.

Cependant, il apparait que les variations de ces caractéristiques sont souvent plus importantes pour les TEGFET que pour les MESFET.

Aucune corrélation avec la technologie de croissance épitaxiée n'est apparue (MBE - MOCVD). Par contre, les paramètres structuraux (taux d'alliage, dopage, espaceur, ...) peuvent influencer de manière notable sur les évolutions observées.

L'évolution de la tension de pincement pour les TEGFET peut introduire certains problèmes, en provoquant un "glissement" du point de fonctionnement. Son évolution reste mal expliquée dans son ensemble.

En fait l'évolution la plus importante et dramatique reste celle de facteur de bruit. Il s'est révélé toutefois au cours de l'étude que les TEGFET pseudomorphiques ou à taux d'alliage élevé présentaient les évolutions de facteurs de bruit les plus faibles.

Enfin comme nous l'avons vu, la plupart des évolutions peuvent s'expliquer assez simplement par le biais de la théorie, bien que certaines restent à être éclaircies.

Puisque, bien souvent nous avons été amenés à effectuer des études théoriques nécessitant des moyens numériques conséquents, nous allons présenter, au chapitre suivant, les différentes simulations ainsi effectuées dans le cadre de cette étude.

Bibliographie

[ref. 1] : A. BELACHE

" Etude des propriétés physiques et performances potentielles en basses températures du Transistor à Effet de Champ à Haute Mobilité Electronique AlGaAs/GaAs ", Thèse de troisième cycle, LILLE, 1989

[ref. 2] : THEIS

" DX centers in GaAs and AlGaAs : device instabilities and defect physics ", 14th international symposium on GaAs and related compounds, Héraklion (Crête), 87

[ref. 3] : T. H. WINHORN et al

" High field temperature dependent electron drift velocities in GaAs ", Appl. Phys. Lett. 40 (6), mars 82

[ref. 4] : Yu. A. GOL'DBERG et al

" Surface barrier structures of metal and n-type AlGaAs and their energy band diagram ", Soviet Physics-Semiconductors, vol. 6, n°3, septembre 72

[ref. 5] : E. F. SCHUBERT, K. PLOOG

" Shallow and deep donors in direct-gap n-type AlGaAs:Si grown by molecular-beam-epitaxy " Physical review B, vol. 30, n°12, décembre 84

[ref. 6] : SUBRAMANIAN

" Model for the temperature dependence of the threshold of Modulation-Doped-Field-Transistors ", IEEE Trans. Elect. Devices, vol. ED 32, n°5, mai 85

[ref. 7] : K. SHENAI, R. W. DUTTON

" Current transport mechanism in atomically abrupt metal-semiconductor interfaces ", IEEE Trans. Elect. Devices, vol. 35, avril 88

[ref. 8] : A. Y. C. YU

" Electron tunneling and contact resistance of metal-silicon contact barriers ", Solid-State Electronics, Pergamon Press, vol. 13, 1970

[ref. 9] : ASPNES

" GaAs lower conduction-band minima : ordering and properties ", Physical review B, vol. 14, n°12 ,

[ref. 10] : LEE et al

" Electron transport and band structure of AlGaAs alloys ", Physical review B, vol. 21, n°2, janvier 80

[ref. 11] : W. DRUMMOND et al

" Photoconductivity effects in extremely high mobility modulation-doped (Al,Ga)As/GaAs heterostructures ", J. Appl. Phys., n°53 (2), février 82

[ref. 12] : A. K. SAXENA

" Electron mobility in GaAlAs alloys ", Physical Review B, vol. 24, n°6, septembre 81

[ref. 13] : A. FORTINI et al

" Analysis of polar optical scattering of electrons in GaAs ", J. Appl. Phys., vol. 41, n°7, juin 70

[ref. 14] : (Mesfet parasite)

[ref. 15] : L. M. FALICOV et M. CUEVAS

" Mobility of electrons in compensated semi-conductors. II. theory ", Physical Review, vol. 164, n°3, décembre 67

[ref. 16] : R. FICHER et al

" On the collapse of drain I-V characteristics in modulation-doped FET's at cryogenic temperatures ", IEEE Trans. on Elect. Devices, ED. 31, n°8. aout 84

[ref. 17] : T. SHAWKI et al

" 2D simulation of degenerate hot electron transport in MODFET's including DX-center trapping ", Simul. Semiconductor Device and Processes, vol. 3, septembre 88

[ref. 18] : T. SHAWKI

" Conception d'un modèle hydrodynamique bidimensionnel de transistors à effet de champ à hétérojonction : application à l'analyse physique et à l'optimisation des composants submicroniques ", Thèse de troisième cycle, LILLE 1990

[ref. 19] : P. HESTO et al

" A suggestion of noise experiment for showing ballistic transport ", Journal de Physique, Coll. C7, suppl. au n°10, Tome 42, octobre 1981

Table des matières du Chapitre V

Approche Théorique de l'Etude

Table des matières du Chapitre V

Approche Théorique de l'Etude

<u>Introduction</u>	54
<u>I) Points de départ de l'étude théorique</u>	55
<u>I.a) Diagramme de bande de Conduction de l'AlGaAs</u>	
<u>I.b) Masses effectives</u>	
<u>I.c) Mobilité moyenne des électrons à champ faible</u>	
<u>II) Contrôle de charge - Loi de commande de charge</u>	59
<u>II.a) Hypothèses de base</u>	
<u>II.b) Modélisation de l'hétérojonction</u>	
<u>II.c) Modélisation de la couche d'accumulation</u>	
<u>II.d) Modélisation de la structure</u>	
α) détermination du niveau de Fermi	
β) Détermination de la population électronique de la couche d'AlGaAs	
<u>II.e) Modélisation de la capacité de grille [C(V)] et de la mobilité moyenne [μ(V)]</u>	
α) Capacité de grille - C(V) - :	
β) Mobilité moyenne - μ(V) - :	
<u>II.f) Résultats obtenus</u>	
α) Population électronique	

β) Modélisation du C(V)

δ) Modélisation de la mobilité moyenne : $\mu(V)$

III) Simulation pseudo-bidimensionnelle

67

III.1) Simulation pseudobidimensionnelle du MESFET

α) Principe - Hypothèses de base

β) Traitement numérique

δ) Intérêts et points faibles de la méthode de modélisation

η) modifications apportées

III.2) Simulation pseudobidimensionnel du TEGFET

α) Adaptation du modèle "MESFET" au cas du TEGFET (Modifications apportées)

III.3) Résultats obtenus

IV) Approche théorique du facteur de bruit

73

Conclusions

76

Bibliographie

78

Chapitre V

Introduction

L'étude expérimentale que nous avons réalisée a révélé, en ce qui concerne les principales grandeurs telles que les paramètres électriques et les performances potentielles des MESFET et TEGFET, des évolutions en fonction de la température particulièrement complexes. Dans le but de tenter de prédire quantitativement les évolutions d'un certain nombre de caractéristiques électriques et de fournir les bases pour une modélisation numérique plus complexe qui permettrait de simuler toutes les évolutions des performances des TEC en fonction de la température, une approche théorique a été entreprise. Pour la mener à bien, nous l'avons abordée de manière progressive, en introduisant systématiquement dans les diverses équations utilisées l'influence de la température. Tout d'abord, nous avons étudié l'évolution en fonction de la température des caractéristiques physiques des matériaux à base d'AsGa et d'AlGaAs tels que :

- les niveaux d'énergie des vallées Γ , L et X référenciés par rapport au niveau haut de la bande de Valence
- les masses effectives dans les différentes vallées et la masse moyenne dans les matériaux considérés
- la mobilité moyenne des porteurs libres dans ces mêmes matériaux

Puis, grâce aux données précédentes, nous avons pu simuler et étudier, en fonction de la température, l'évolution de mécanismes ou de caractéristiques macroscopiques tels que de :

- la commande de charge dans les TEGFET
- la capacité de grille $[C(V)]$ à tension drain-source nulle
- la mobilité électronique moyenne en fonction de la polarisation de grille $[\mu(V)]$ à champ faible ($V_{ds} \neq 0$ V)
- la caractéristique courant-tension $[I_{ds}(V_{ds}; V_{gs})]$ ainsi que le schéma équivalent petit signal grâce à l'utilisation de simulations pseudo-bidimensionnelles.

Signalons que nous avons toutefois limité notre étude théorique à des matériaux et des composants dont le taux d'alliage était inférieur à 0.35, ce qui couvre largement la plage de taux d'alliage habituellement utilisés dans la pratique.

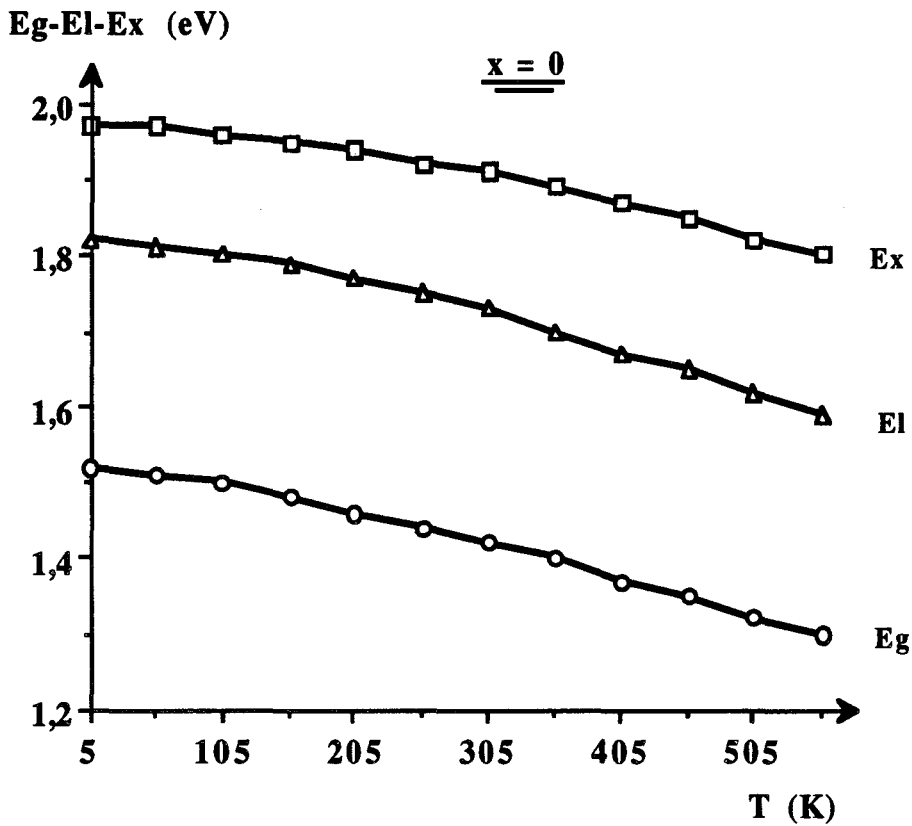


Fig. V-1 : Exemples d'évolutions en fonction de la température des niveaux d'énergie bas des vallées Γ , L et X . Matériau simulé : AsGa

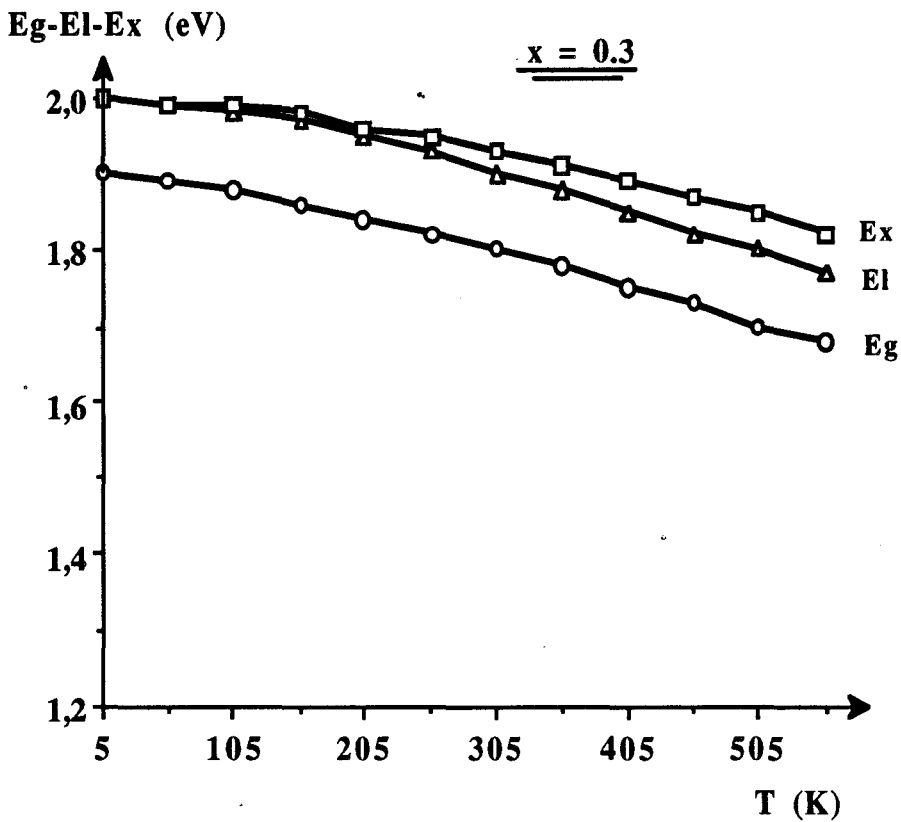


Fig. V-2 : Exemples d'évolutions en fonction de la température des niveaux d'énergie bas des vallées Γ , L et X . Matériau simulé : AlGaAs avec un taux d'alliage de 0,3

Enfin, nous avons effectué une approche théorique préliminaire concernant l'évolution du facteur de bruit en fonction de la température par le biais de formulations analytiques dont nous discuterons la validité.

I) Points de départ de l'étude théorique

A partir des quelques informations bibliographiques que nous avons pu trouver concernant l'évolution à hautes températures des caractéristiques électriques des matériaux à base d'AsGa et d'AlGaAs, nous avons pu simuler l'évolution en fonction de la température des propriétés physiques de ces matériaux. Nous allons donc donner un aperçu des simulations réalisées.

I.a) Diagramme de bande de Conduction de l'AlGaAs

Aspnes et Lee [réf. 1 à 3] ont étudié expérimentalement le diagramme de bande des matériaux à base d'AlGaAs ainsi que les mécanismes de transport électronique dans ceux-ci en fonction de la température. Au terme de leur étude, ils ont pu exprimer en fonction de la température la valeur du bas de chaque vallée de la bande de Conduction référenciée par rapport au "haut" de la bande de Valence. C'est sur les bases de leurs études, en particulier celle de Lee [réf. 2 et 3], que nous avons effectué la notre car ils ont couvert toute la gamme d'alliage allant de l'AsGa à l'AlAs. Tous deux trouvèrent que le bas des vallées de la bande de Conduction suit une loi d'évolution en fonction de la température donnée par la formule suivante :

$$E_i(T) = E_i(0 \text{ K}) + \frac{\alpha_i \cdot T^2}{\beta_i + T}$$

où E_i représente le minimum de la bande "i", avec $i = \Gamma, L, X$. Les coefficients " α_i " et " β_i " diffèrent d'une bande à l'autre mais sont indépendants du taux d'alliage. Les formulations des niveaux $E_i(0 \text{ K})$ données par Lee en fonction du taux d'alliage, sont les suivantes :

$$- E_{\Gamma}(\text{eV}) = 1,519 + 1,155 \cdot x + 0,37 \cdot x^2$$

$$- E_L(\text{eV}) = 1,819 + 0,547 \cdot x + 0,055 \cdot x^2$$

$$- E_X(\text{eV}) = 1,975 + 0,005 \cdot x + 0,245 \cdot x^2$$

Les figures V-1 et V-2 donnent un aperçu de l'évolution en température de ces niveaux d'énergie obtenus par le biais de la simulation. Nous avons validé ces formulations en comparant les valeurs des niveaux d'énergie ainsi obtenues à l'ambiante à celles communément utilisées à cette même température [réf. 5]. Nous avons pu alors noter un excellent accord entre ces valeurs.

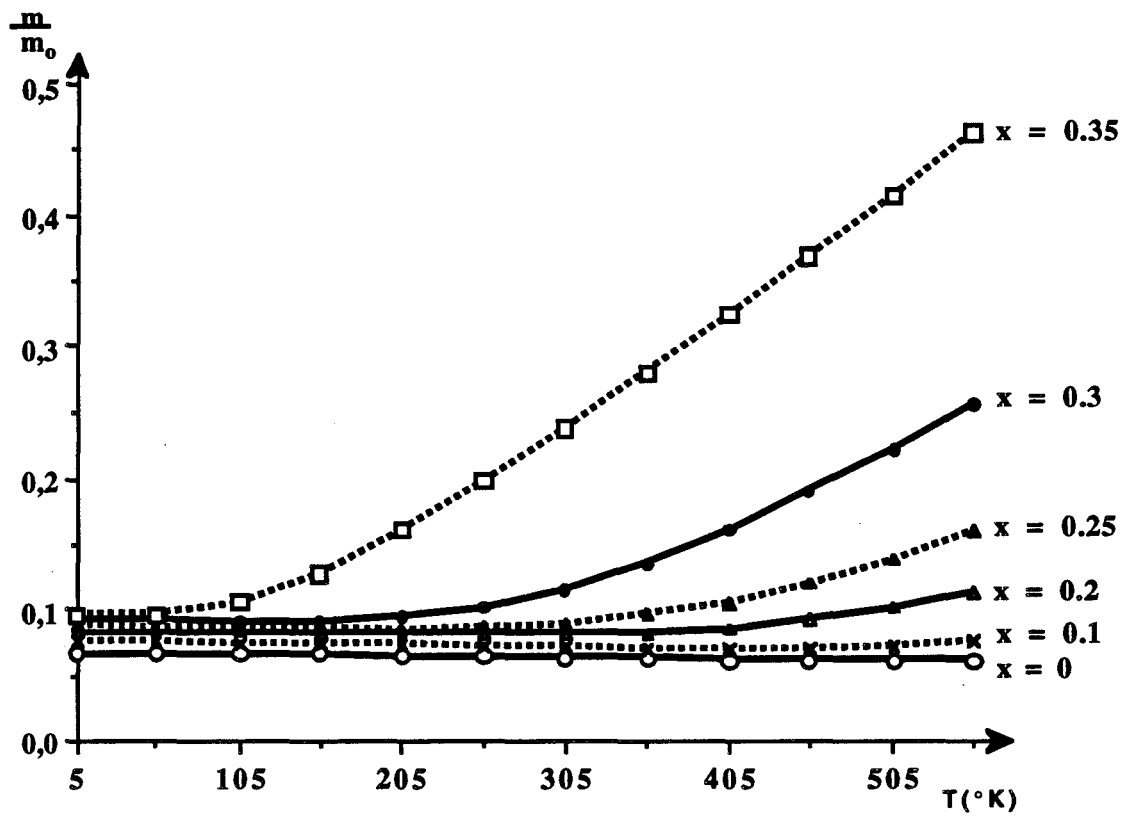


Fig. V-3 : évolutions théoriques en fonction de la température de la masse moyenne des électrons dans l'AlGaAs pour divers taux d'alliage ($N_D = 10^{21} \text{ At/m}^3$)

I.b) Masses effectives

La valeur des masses effectives des vallées L et X est obtenue une fois les masses transversale "m_t" et longitudinale "m_l" dans ces vallées connues en utilisant la relation suivante [réf. 3] :

$$\frac{1}{m_i} = \frac{1}{3} \cdot \left(\frac{1}{m_t} + \frac{2}{m_l} \right)$$

Les travaux de Aubin [réf. 4] nous ont permis, quant à eux, de préciser l'évolution de la masse effective des électrons en vallée Γ. Celle-ci est donnée par la formule suivante :

$$\frac{m_\Gamma}{m_0} = 1 + \frac{P_\Gamma^2}{3} \left(\frac{2}{E_0} + \frac{1}{E_0 + \Delta_0} \right)$$

avec

$$E_0 = E_\Gamma(0) - \frac{E_\Gamma(0) - E_\Gamma(T)}{a}, \quad m_0 = 9,1 \cdot 10^{-31} \text{ kg}, \quad a \# 1,6, \quad P_\Gamma^2 \# 20 \text{ eV}$$

Pour s'assurer de l'exactitude des valeurs obtenues par le biais de notre simulation, nous les avons comparées à celles communément utilisées à l'ambiante [réf. 5], à savoir :

$$- \frac{m_\Gamma}{m_0} = 0,063 + 0,083.x$$

$$- \frac{m_L}{m_0} = 0,56 + 0,1.x$$

$$- \frac{m_X}{m_0} = 0,85 - 0,14.x$$

Nous avons pu remarquer là encore un excellent accord entre les valeurs quel que soit le taux d'alliage présenté.

Une fois la masse respective des électrons dans chaque vallée connue, la détermination de la masse moyenne effective des électrons dans l'AlGaAs, à champs faibles et à l'équilibre thermodynamique, devenait aisée. Comme Lee [réf. 3], nous avons pris en compte la non parabolicité de la vallée Γ [réf. 6 et 7], sans considérer celle des autres vallées, l'effet étant alors négligeable.

La figure V-3 donne un aperçu des résultats ainsi obtenus en fonction de la température. On peut remarquer que plus le taux d'alliage est élevé, plus l'évolution de la masse moyenne dans la plage de température d'étude est importante. Cela provient du fait que plus le taux d'alliage et la température sont élevés plus les vallées se "rapprochent" (fig. V-1 et V-2) et donc plus les vallées

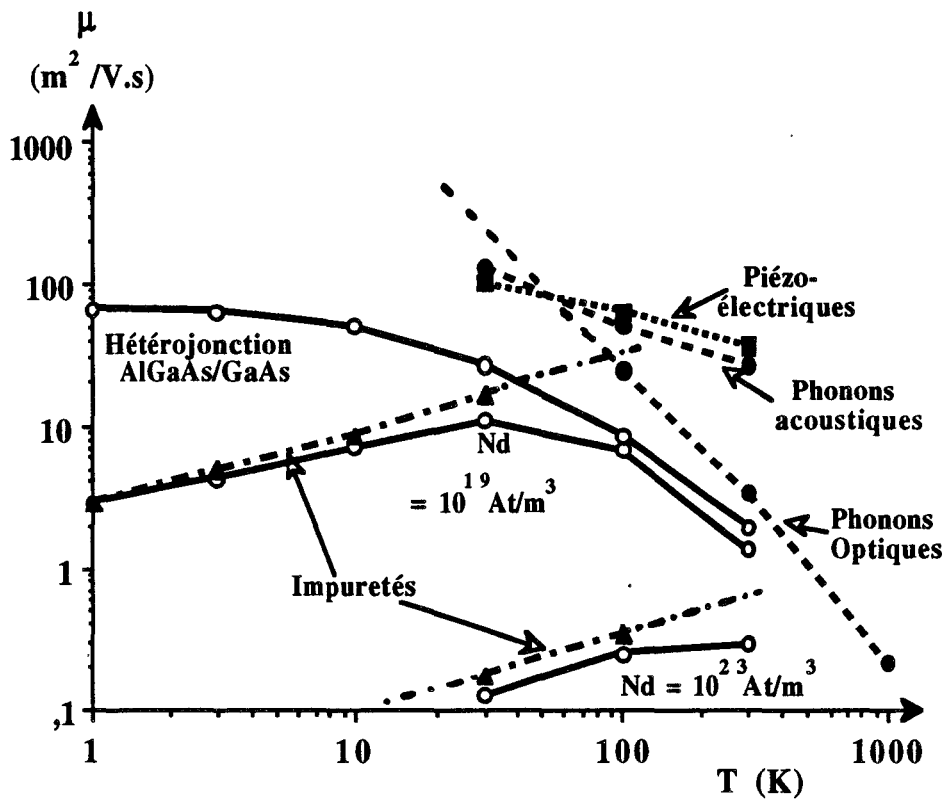


Fig. V-4 : Présentation de l'influence des interactions régissant la mobilité électronique en fonction de la température dans l'AsGa et les hétérojonctions AlGaAs/GaAs

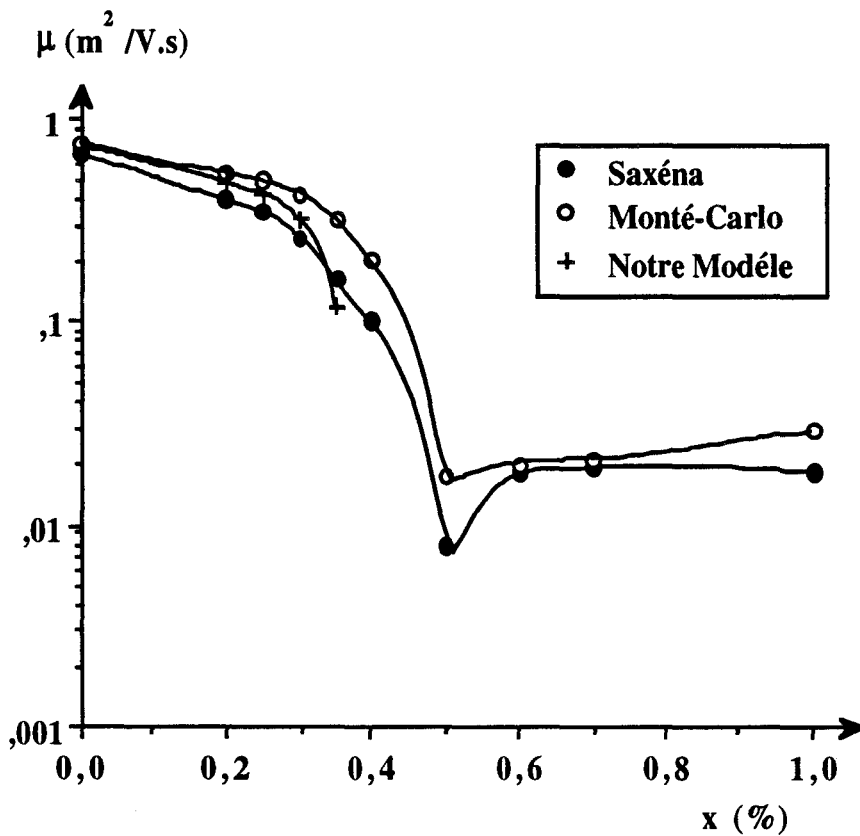


Fig. V-5 : Comparaison des résultats expérimentaux obtenus par Saxéna [réf. 8] avec nos résultats théoriques et ceux de Thobel [réf. 7]

supérieures se peuplent au “détriment” de la vallée Γ , mécanisme semblable à ce qui apparaît lors de l’application d’un champ électrique. Or dans ces vallées, les électrons acquèrent une masse plus importante si bien que la masse moyenne des électrons s’accroît. Ceci nous a incité par la suite à tenir compte de l’influence des vallées supérieures (L et X) dans le calcul des populations électroniques.

Une fois ces bases acquises, il nous était possible d'aborder les autres étapes de l'étude théorique.

I.c) Mobilité moyenne des électrons à champ faible

Pour réaliser cette simulation, nous nous sommes basés sur les travaux de Saxéna [réf. 8]. Après une étude expérimentale menée sur les matériaux à base d'AlGaAs à 300 K, il effectua une comparaison théorie-expérience à cette température. Pour cela, il tint compte des différentes interactions qui agissent sur l'électron et limitent ainsi sa dynamique (fig. V-4). Puisque les résultats qu'il obtint expérimentalement et théoriquement à 300 K étaient en bon accord, nous avons utilisé les diverses formulations qu'il utilisa pour son étude en y introduisant les effets de la température [réf. 8] afin d'effectuer une simulation de la mobilité moyenne dans l'AlGaAs en fonction de celle-ci.

Cette approche théorique s'effectue en trois étapes :

- d'abord déterminer, vallée par vallée, les valeurs des temps de libre parcours moyen associés aux diverses interactions en tenant compte de leur évolution en fonction de la température et évaluer leur contribution (μ_i) sur la mobilité correspondante
- puis en déduire la valeur de la mobilité moyenne de la population électronique de chacune des vallées en appliquant la relation suivante :

$$\frac{1}{\mu} = \sum \frac{1}{\mu_i}$$

- enfin la déduction de la mobilité moyenne des électrons dans le matériau considéré en moyennant sur l'ensemble des vallées, en utilisant l'équation suivante :

$$\mu = \frac{\sum n_i \cdot \mu_i}{\sum n_i} \quad \text{avec} \quad i = \Gamma, L, X$$

La figure V-5 présente les résultats que nous avons ainsi obtenus à la température de 300 K comparés aux valeurs de mobilité mesurées par effet HALL, publiées par Saxéna [réf. 8], ainsi qu'à celles obtenues théoriquement par simulation Monté-Carlo [réf. 7], le matériau étant dans tous

ré comme non intentionnellement dopé. On peut constater que nos résultats sont en accord avec les résultats de Saxéna, quel que soit le taux d'alliage considéré, bien que au delà d'un taux d'alliage de quelque 0,3 notre modèle tend à sousestimer quelque peu la valeur effective de la mobilité. De même, on peut remarquer que malgré sa "relative simplicité" notre simulation donne des résultats en bon accord avec ceux obtenus par le biais de simulations bien connues de type Monté-Carlo [réf. 7] au moins jusqu'à des taux d'alliage de l'ordre de 0,3.

Tableau ci-dessous donne, quant à lui, un aperçu des évolutions en fonction de la température des mobilités que nous avons obtenues, pour les taux d'alliage et les dopages les plus couramment utilisés. Nous rappelons que " α " est le coefficient donnant la loi d'évolution de la mobilité en fonction de la température (cf. chap. IV).

GaAs : x = 0				AlGaAs : x = 0,2			AlGaAs : x = 0,25		
10 ²¹	10 ²³	3.10 ²³	10 ²⁴	10 ²¹	10 ²³	10 ²⁴	10 ²¹	10 ²³	10 ²⁴
7250	5500	4250	2150	4900	3750	1900	4300	3300	1600
4850	4250	3600	1900	3000	2600	1650	2300	2000	1250
1,39	0,88	0,56	0,42	1,68	1,25	0,48	2,15	1,7	0,84

En complément, nous donnons les résultats obtenus par simulation Monté-Carlo [réf. 7] pour comparaison :

GaAs : x = 0			AlGaAs : x = 0,2			AlGaAs : x = 0,25		
NID	10 ²³	10 ²⁴	NID	10 ²³	10 ²⁴	NID	10 ²³	10 ²⁴
# 8050	# 5100	# 3000	# 5900	# 3600	# 2150	# 5450	# 3250	# 1950
# 5880	# 4400	# 2900	# 4000	# 3050	# 1950	# 3380	# 2450	# 1650
# 1,1	# 0,5	# 0,12	# 1,32	# 0,6	# 0,33	# 1,62	# 0,95	# 0,5

Comme précédemment, on peut constater un assez bon accord, au moins à l'ambiante, entre les résultats obtenus par simulation Monté-Carlo et ceux obtenus par simulation Monté-Carlo. L'écart entre les résultats se creuse à haute température où nous obtenons des dégradations plus marquées. Cependant, il est indéniable que :

plus le taux d'alliage est élevé plus l'évolution de la mobilité est importante

plus le dopage de la couche est important plus l'évolution est faible.

En ce qui concerne notre simulation, on peut noter que, côté AsGa, l'importance des dégradations obtenues est en bon accord avec l'expérimentation. En effet, on retrouve assez bien la valeur du coefficient " α " obtenue expérimentalement dans le cas des MESFET où l'AsGa est dopé entre 3.10^{23} et 10^{24} At/m³. A travers notre simulation nous avons pu constater et vérifier que les principales interactions qui régissent la dynamique électronique à champs faibles dans l'AsGa étaient celles des phonons optiques polaires ainsi que celles des impuretés ionisées ce qui est en parfait accord avec les remarques figurant au chapitre IV.

Dans le cas de l'AlGaAs, nous avons pu constater de même que les principales interactions qui influencent la dynamique électronique dans ce matériau sont les interactions des phonons optiques polaires et celles des impuretés ionisées tout comme dans le cas de l'AsGa. Cependant l'augmentation du coefficient " α " avec le taux d'alliage, à dopage donné, est due au rapprochement des vallées supérieures (L et X) lorsque le taux d'alliage et la température augmentent, qui entraîne une redistribution de la population électronique dans les différentes vallées provoquant une diminution de la mobilité électronique, mécanisme déjà présenté précédemment. Aussi, en fonction de la température, outre les interactions précitées, le transfert électronique dans les vallées supérieures contribue à dégrader la mobilité moyenne.

II) Contrôle de charge - Loi de commande de charge

En utilisant tous les résultats précédents, il nous était dès lors possible de simuler le fonctionnement d'un TEC à tension drain-source nulle, et donc de prédire l'évolution des caractéristiques de mobilité moyenne et de capacité de grille [$\mu(V)$, $C(V)$] en fonction de la tension de grille et de la température, résultats directement comparables aux valeurs expérimentales. De plus, le contrôle de charge constitue le premier pas vers les simulations pseudo-bidimensionnelles qui permettent de prédire les caractéristiques électriques des TEC et d'extraire le schéma équivalent petit signal. Nous allons donc présenter succinctement la modélisation du contrôle de charge effectuée ainsi que les résultats obtenus.

II.a) Hypothèses de base

Pour effectuer cette modélisation, nous avons considéré que :

- la structure était unidimensionnelle suivant un axe normal au plan de grille, cette dernière étant supposée infiniment longue.
- la couche tampon composée d'AsGa Non Intentionnellement Dopée (NID) est d'épaisseur infinie
- le courant dans la structure est nul [le calcul est donc effectué à l'équilibre thermodynamique]

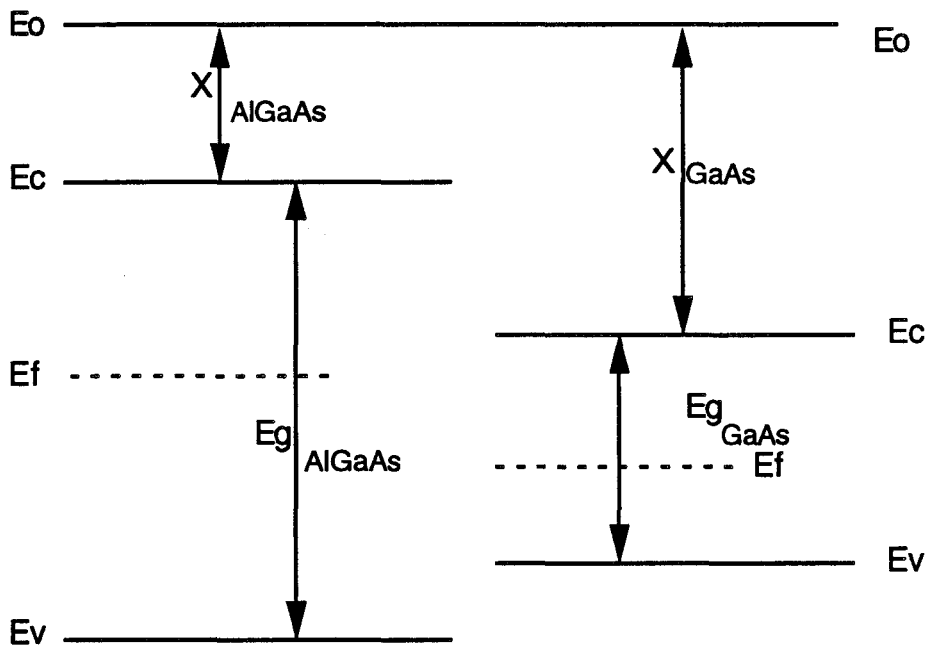


fig V-6.a)

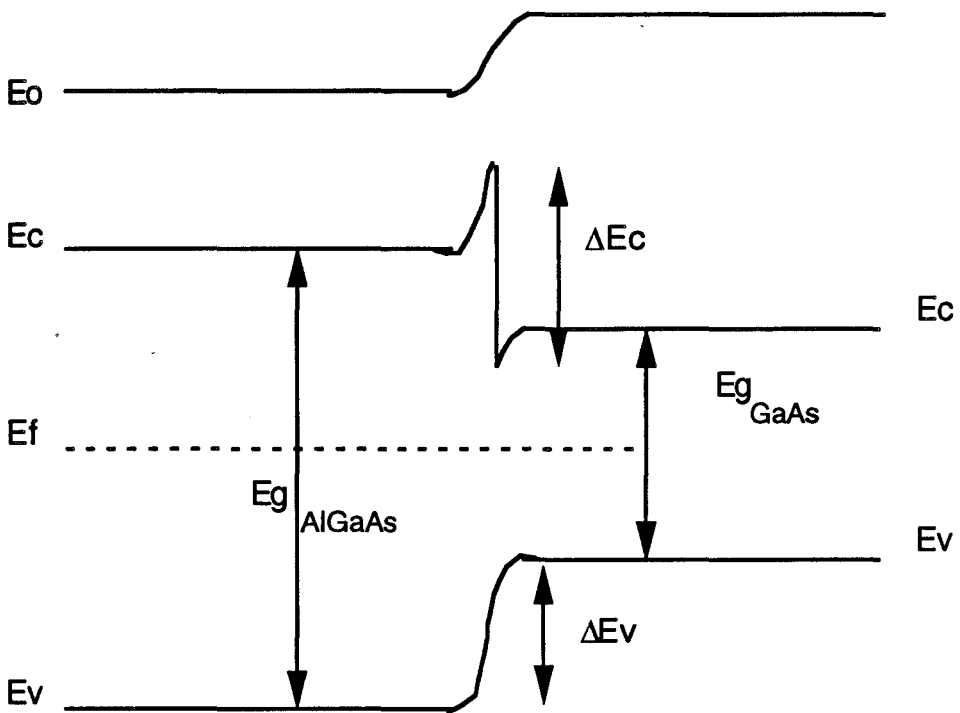


fig V-6.b)

Fig. V-6 : Structure de bande d'une hétérojonction AlGaAs(n)/GaAs(nid) avant (fig. V-6.a) et après contact (fig. V-6.b)

- l'hétérojonction est abrupte et dépourvue de charges d'interface parasites, ce qui est assez réaliste vu l'utilisation dans la pratique des technologies d'épitaxie fines (MBE et MOCVD)
- un seul type de porteurs libres est pris en compte [les électrons].

II.b) Modélisation de l'hétérojonction

La figure V-6 présente la structure de bande d'une hétérojonction AlGaAs(n+)/GaAs(p-) avant et après contact. Le modèle communément utilisé pour schématiser le diagramme de bande d'une telle hétérojonction est celui d'Anderson [réf. 9], qui néglige les états d'interface. Il apparaît, à l'interface AlGaAs/GaAs, des discontinuités des bandes de Conduction ΔE_c et de Valence ΔE_v dues aux différences d'affinité de deux matériaux mis en contact :

$$\Delta E_c = \Delta\chi \quad \text{et} \quad \Delta E_v = \Delta\chi - \Delta E_g$$

où $\Delta\chi$ et ΔE_g représentent respectivement les différences d'affinité électronique et de bande interdite entre les deux matériaux. Des études expérimentales [réf. 10] ont pu mettre en évidence l'existence de relations simples entre les discontinuités des bandes de Conduction, de Valence et la différence de bande interdite entre les deux matériaux mis en contact, :

$$\Delta E_c = 0,65.\Delta E_g \quad \text{et} \quad \Delta E_v = 0,35.\Delta E_g$$

Ce sont ces relations simples que nous avons utilisées pour notre simulation. et qui ne sont valables que pour des interfaces AlGaAs/GaAs.

II.c) Modélisation de la couche d'accumulation

La création d'un puits de potentiel relativement étroit, à l'interface AlGaAs/GaAs, côté GaAs occasionné par la discontinuité de la bande de Conduction ΔE_c et l'alignement des niveaux de Fermi pose un problème au niveau de sa modélisation. En effet, lorsque la largeur d'un puits de potentiel est de l'ordre de grandeur voire inférieure à la longueur d'onde de De Broglie - $\lambda = \frac{h}{p}$ et $\lambda \approx 250 \text{ \AA}$ dans l'AsGa -, les effets quantiques doivent être pris en compte et la variation de l'énergie des porteurs en fonction du vecteur d'onde n'est plus continue. Une structure à niveaux d'énergie discrets ou à sous-bandes apparaît. Aussi pour obtenir les valeurs de ces niveaux d'énergie et leurs fonctions d'ondes associées, il est nécessaire de résoudre de manière auto-cohérente les équations de Schrödinger et de Poisson [réf. 11]. Mais la résolution de ces équations se révèle assez lourde.

Toutefois, tant que la densité électronique dans le puits ne dépasse pas une valeur de $1,5$ à 2.10^{16} At/m^2 , il est possible de simuler plus simplement et assez convenablement l'hétérojonction, et de déterminer assez correctement la densité électronique dans le puits, par deux autres méthodes [réf. 12] qui consistent :

- soit à négliger les effets quantiques, et donc la discrétisation des niveaux d'énergie, en utilisant la statistique de Fermi-Dirac [réf. 13]
- soit à tenir compte des effets quantiques, mais en considérant que le puits a une forme géométrique particulière, telles que triangulaire ou parabolique dans le cas de TEGFET conventionnels, ce qui simplifie l'écriture des niveaux d'énergie dans le puits [réf. 14].

Pour notre part, nous avons préféré la seconde méthode en considérant que le puits quantique avait une forme triangulaire. En effet, sans nécessiter des temps de calcul plus importants et malgré sa simplicité, elle permet d'obtenir des résultats plus exacts [réf. 12] et de rester plus "physique" que l'autre méthode. Les niveaux d'énergie discrets s'écrivent alors sous la forme :

$$E_i = \left(\frac{\hbar^2}{2 \cdot m}\right)^{1/3} \cdot \left\{ \frac{3 \cdot \pi \cdot q \cdot F}{2} \cdot \left(i + \frac{3}{4}\right) \right\}$$

où F est le champ électrique dans le puits

II.d) Modélisation de la structure

La détermination des différentes populations s'effectue dès lors en deux étapes. Tout d'abord, on recherche la position du niveau de Fermi dans la structure en se fixant une densité électronique N_s probable du gaz bidimensionnel pour le potentiel de grille fixé. Puis on détermine les différentes populations électroniques existant dans la couche d'AlGaAs du transistor.

α) Détermination du niveau de Fermi

Le niveau de Fermi est obtenu de manière itérative en résolvant deux équations, celle donnant la valeur de la densité électronique du gaz bidimensionnel N_s en fonction des positions des niveaux d'énergie et du niveau de Fermi (1) et celle donnant la position des niveaux d'énergie en fonction de N_s (2) :

$$N_s = \sum \left[\frac{4 \cdot \pi \cdot m \cdot k \cdot T}{h^2} \cdot \text{Ln} \left\{ 1 + \exp\left(\frac{E_f - E_i}{k \cdot T}\right) \right\} \right] \quad (1)$$

$$E_i = q \cdot \gamma_i \cdot \left\{ \frac{\epsilon \cdot F_{\text{eff}}}{q} \right\}^{(2/3)} \quad \text{avec} \quad \gamma_i = \left(\frac{\hbar^2}{2 \cdot m} \right)^{1/3} \cdot \left\{ \frac{3 \cdot \pi}{2 \cdot \epsilon} \cdot \left(i + \frac{3}{4} \right) \right\} \quad (2)$$

F_{eff} est le champ "effectif" présent dans le puits de potentiel [réf. 14].

Bien entendu, la valeur du niveau de Fermi varie, pour un N_s donné, en fonction du nombre de niveaux d'énergie considéré. Nous avons pu constater, tant à 20°C qu'à 120°C, qu'au delà de six niveaux d'énergie, la valeur du niveau de Fermi restait le même { celle du N_s reste inchangée au delà de quatre niveaux }. Aussi, n'avons nous considéré que sept niveaux d'énergie dans notre simulation.

β) Détermination de la population électronique de la couche d'AlGaAs

Une fois le niveau de Fermi déterminé dans le puits, il est possible d'obtenir la population électronique présente dans la couche d'AlGaAs sachant qu'il y a continuité de ce niveau de part et autre de l'hétérojonction. Pour modéliser la couche d'AlGaAs, de l'hétérojonction au contact Schottky de la grille, nous résolvons simultanément l'équation de Poisson (3) et l'équation de conservation du courant (4) suivant l'axe Ox perpendiculaire au plan de la grille :

$$\frac{\delta E(x)}{\delta x} = \frac{q}{\epsilon} \{ N_d^+(x) - n(x) \} \quad (3)$$

$$J_G = q \cdot \left\{ \mu \cdot n(x) \cdot E(x) - D(x) \cdot \frac{\delta n(x)}{\delta x} \right\} = 0 \quad (4)$$

Pour résoudre ce système d'équations, à chaque pas " δx " nous déterminons :

- la population électronique présente dans les différentes vallées (Γ , L et X) ce qui nous permet d'obtenir la population électronique totale $n(x)$ dans la tranche
- la concentration en électrons piégés $\{N_{DP}(x)\}$ afin d'obtenir le nombre d'atomes donneurs effectivement ionisés (N_d^+).

La résolution du système d'équations [(3) et (4)] s'effectue de proche en proche en partant de l'hétérojonction ($x = 0$) où les valeurs du niveau de Fermi et du champ électrique F_{eff} côté AsGa nous sont connues, le champ électrique à l'interface côté AlGaAs nous étant donné par la loi de Gauss :

$$E(0) = F_{\text{eff}} \cdot \frac{\epsilon_{\text{GaAs}}}{\epsilon_{\text{AlGaAs}}}$$

Le calcul des différentes populations électroniques présentes dans les diverses vallées sont obtenues à partir de la statistique de Fermi-Dirac, puisque les dopages habituellement utilisés lors de la réalisation des TEC sont relativement élevés [$n_j(x) = N_{cj} \cdot F_{1/2}(\eta)$ avec $\eta = E_f - E_j$ et $j = \Gamma, L, X$]. Nous avons tenu compte de la non parabolicité de la vallée Γ , comme pour le calcul des masses et des mobilités, ce paramètre pouvant avoir des influences non négligeables sur les résultats lors de simulation de forts dopages ou/et à hautes températures. La densité électronique en vallée Γ nous est donnée par conséquent par l'équation suivante [réf. 6] :

$$n_{\Gamma}(x) = N_{c\Gamma} \cdot [F_{1/2}(\eta) + \frac{15 \cdot \alpha \cdot k \cdot T}{4 \cdot E_g(T)} F_{3/2}(\eta)]$$

" α " représente ici le coefficient de non parabolicité de la vallée Γ [réf. 7].

La concentration en électrons piégés N_{DP} est obtenue en utilisant la formulation suivante :

$$N_{DP}(x) = \frac{N_d}{1 + 0,5 \cdot \exp\left[\frac{E_c(x) - E_{DP}}{k \cdot T}\right]}$$

avec

$$E_{DP} = 0,12 \cdot \sqrt{0,3 \cdot N_d + 1,983} - 0,77 \cdot x \quad [\text{réf. 14}]$$

d'où

$$N_d^+ = N_d - N_{DP}$$

où E_{DP} représente le niveau piège référentiel par rapport au bas de la vallée Γ , bien que ce niveau soit associé à la vallée L (cf chap. I, §II.3).

Les masses ainsi que les mobilités moyennes des électrons de chaque vallée sont obtenues par des sous-programmes identiques à ceux décrits aux paragraphes précédents s'y référant. Il est à noter que nous avons pris en compte l'évolution de la tension de built-in en fonction de la température (cf. chap. IV : $\phi_b \neq \alpha \cdot E_g$).

II.e) Modélisation de la capacité de grille [C(V)] et de la mobilité moyenne [$\mu(V)$]

α) Capacité de grille - C(V) - :

Il est reconnu [réf. 15 et 16] que la valeur de la capacité de grille à tension de grille donnée et de drain nulle dans les TEGFET est liée à la présence de trois populations électroniques et de leur évolution en fonction de la tension appliquée. Ces populations électroniques sont :

- les électrons libres constituant le gaz bidimensionnel
- les électrons libres dans l'AlGaAs

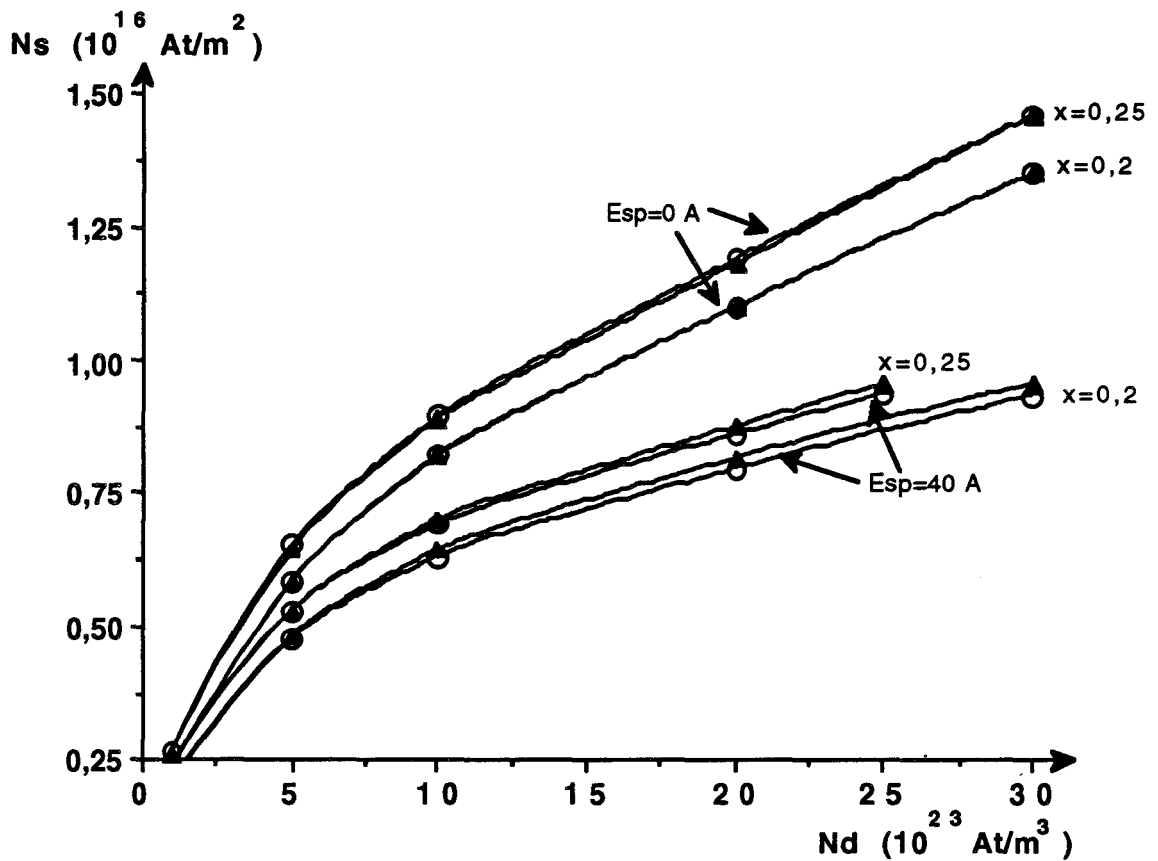


Fig. V-7 : Evolutions de la densité électronique maximale dans le gaz bidimensionnel à 20°C (o) et 120°C (Δ) en fonction de la quantité de dopant introduit pour deux dimensions de l'espaceur [0 et 40 Å] et des taux d'alliage de 0,2 et 0,25. ($a = 45 \text{ nm}$)

- les électrons piégés sur les donneurs profonds

Chacune de ces populations nous étant connue, il nous était aisé d'obtenir la valeur théorique de la capacité liée à chacune d'elle et ainsi celle présentée par la structure par simple sommation des contributions des différentes populations.

β) Mobilité moyenne - $\mu(V)$ - :

Comme nous l'avons déjà vu, la mobilité moyenne apparente dans un TEGFET résulte de la dynamique des porteurs libres dans les différentes couches le constituant (gaz bidimensionnel, couche d'AlGaAs dopée). Aussi puisque le programme détermine la dynamique électronique en régime de champ faible ainsi que la population électronique relatives à chacune des couches, la valeur théorique de la mobilité résultante est aisément obtenue en moyennant sur l'ensemble des couches :

$$\mu = \frac{\sum n_i \cdot \mu_i}{\sum n_i}$$

Toutefois, il est à remarquer que puisque la dynamique du gaz bidimensionnel apparait fonction de sa propre concentration électronique [réf. 15 et 17], la valeur théorique de la mobilité électronique du gaz bidimensionnel que nous avons considéré tient compte de ce fait et s'écrit sous la forme :

$$\mu_{2D} = \mu_0 \cdot (n_s^\alpha)$$

avec $\alpha \neq 0,1$ et μ_0 la mobilité dans l'AsGa N.I.D. (dont la valeur tient compte de l'influence de la température, bien entendu)

II.f) Résultats obtenus

α) Population électronique

Sur la figure V-7 nous avons représenté l'évolution de la valeur de la densité électronique maximale N_s du gaz bidimensionnel en fonction de la quantité de dopants introduits N_d , pour deux valeurs de dimension d'espaceur et deux valeurs de taux d'alliage à 20 et 120°C. On peut y remarquer :

- une augmentation du N_s avec le dopage et le taux d'alliage
- la diminution du N_s lorsque la taille de l'espaceur augmente

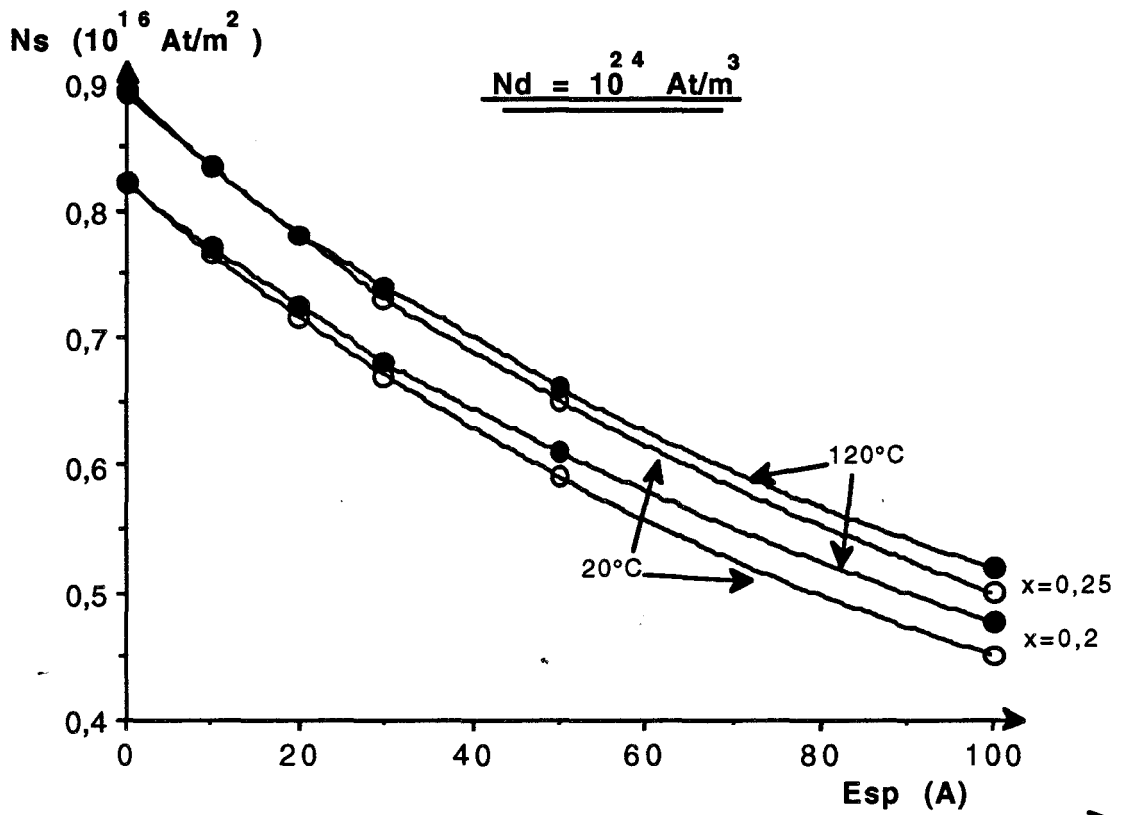


Fig. V-8 : Evolutions de la densité électronique maximale du gaz bidimensionnel à 20°C et 120°C en fonction de la taille de l'espaceur pour un dopage de 10^{24} At/m^3 et des taux d'alliage de 0,2 et 0,25. ($a = 45 \text{ nm}$)

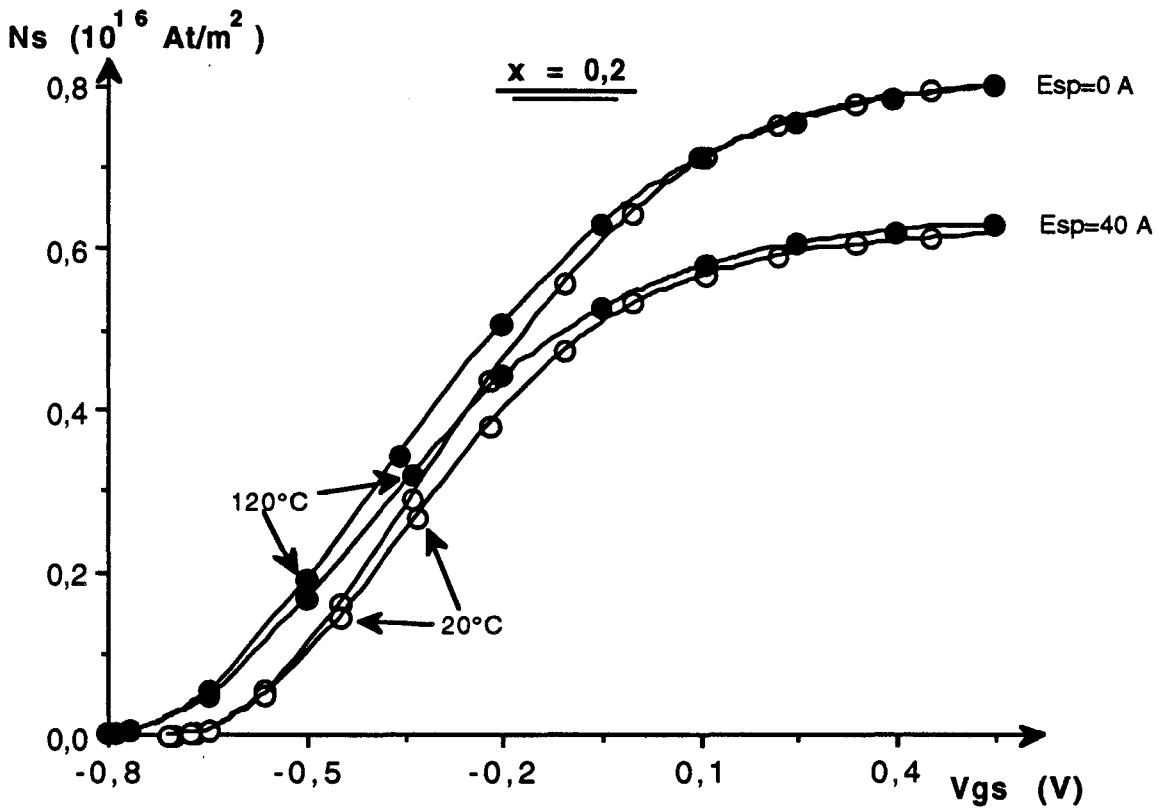


Fig. V-9.a)

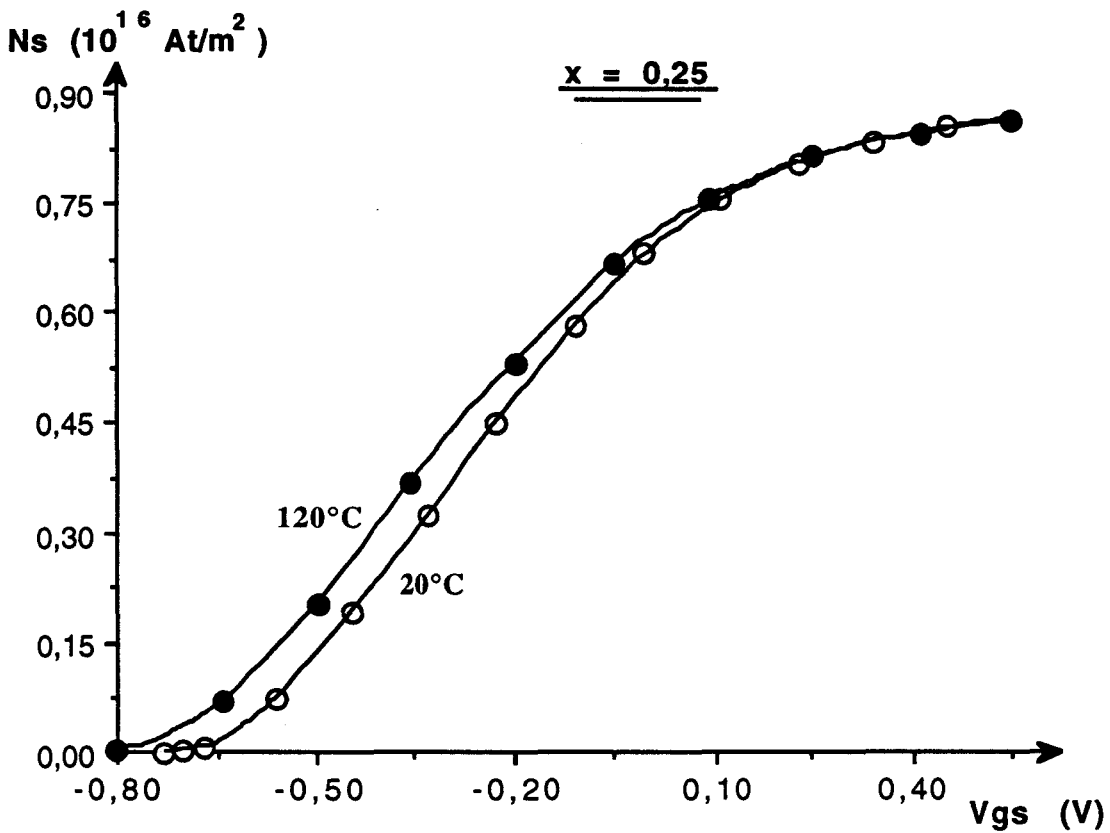


Fig. V-9.b)

Fig. V-9 : Evolutions de la densité électronique du gaz bidimensionnel à 20°C et 120°C en fonction de la tension de grille V_{gs} .
 {fig. V-9.a) : $x = 0,2$. fig. V-9b) : $x = 0,25$; $esp=0 \text{ \AA}$ } [$N_d = 10^{24} \text{ At/m}^3$; $a = 45 \text{ nm}$]

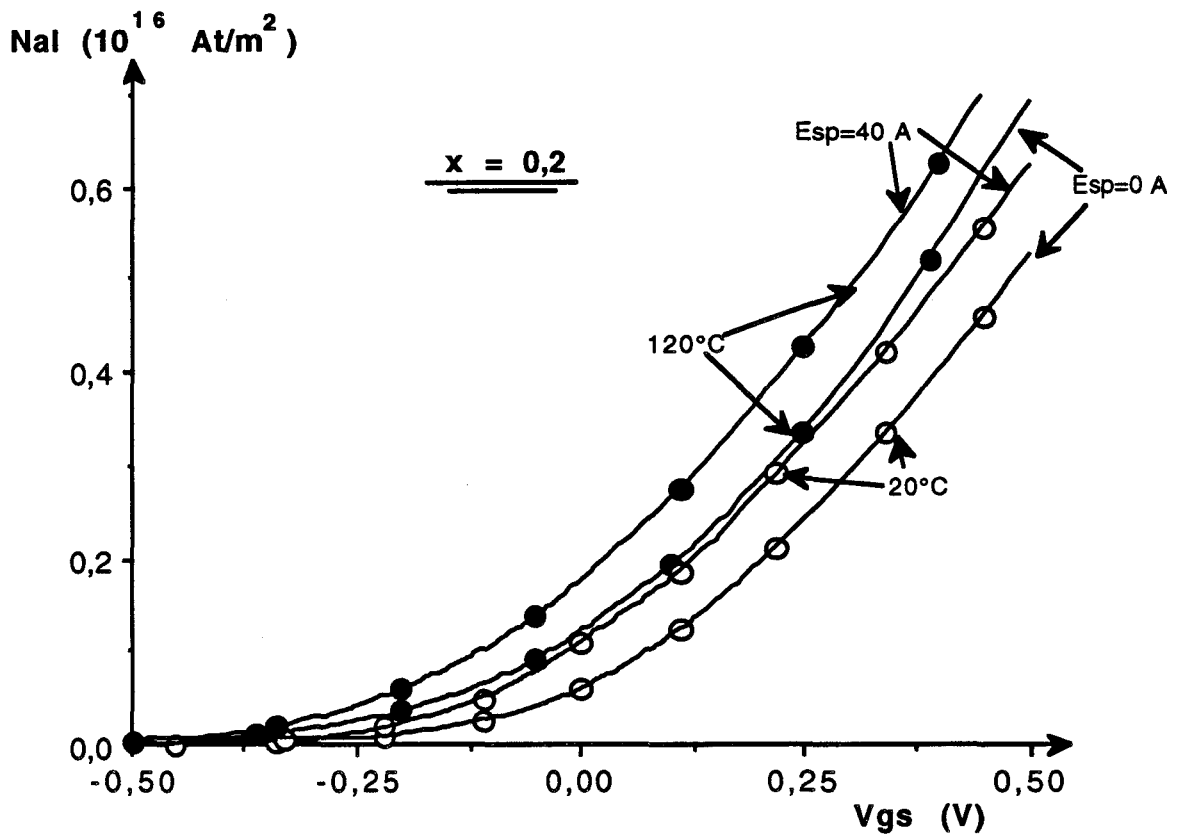


Fig. V-10.a)

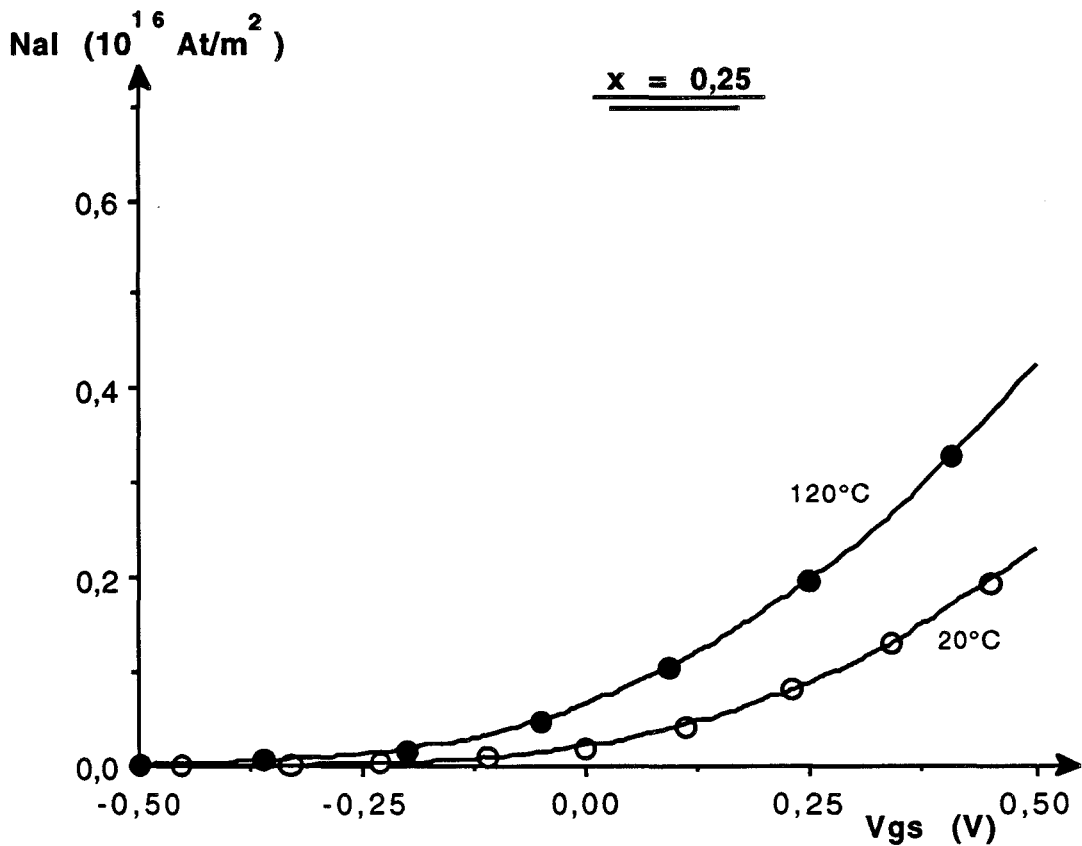


Fig. V-10.b)

Fig. V-10 : Evolutions de la densité moyenne d'électrons libres dans la couche d'AlGaAs en fonction de la tension de grille V_{gs} à 20°C et 120°C . {fig. V-10.a) : $x = 0,2$. fig. V-10b) : $x = 0,25$; $esp=0A$ } ($N_d = 10^{24} \text{ At/m}^3$; $a = 45 \text{ nm}$)

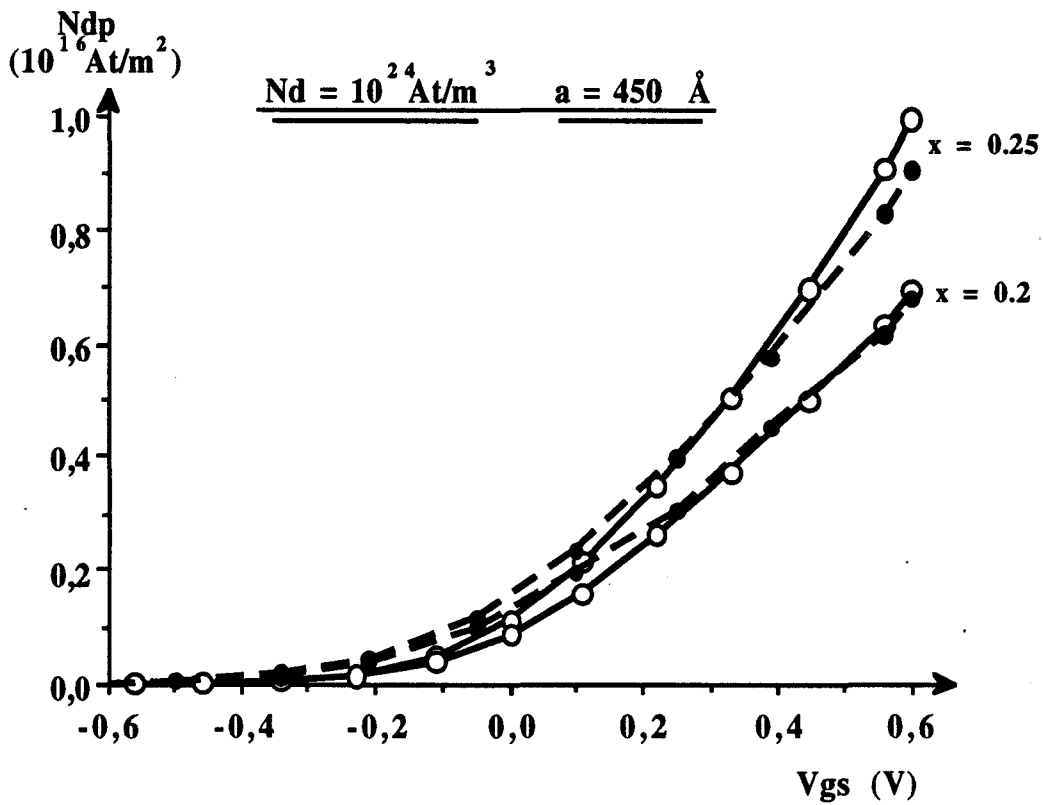


Fig. V-11 : Evolutions de la densité moyenne d'atomes donneurs "piégés" dans la couche d'AlGaAs en fonction de la tension de grille V_{gs} à 20°C et 120°C pour divers taux d'alliage [structure sans d'espaceur] (20°C : ○ ; 120°C : ●)

- une augmentation du N_s lorsque l'on passe de 20°C à 120°C, indépendamment de la valeur du taux d'alliage, lorsque la structure présente un espaceur.

On retrouve des résultats similaires lorsque l'on observe l'évolution du N_s en fonction des dimensions de l'espaceur et en fonction de la température, pour un dopage donné (fig. V-8). On constate de même que le N_s augmente d'autant plus en fonction de la température que les dimensions de l'espaceur sont grandes. Cela peut s'expliquer par un accroissement du transfert électronique de la couche d'AlGaAs vers le gaz bidimensionnel grâce à l'apport d'énergie par effet

thermique. Ceci peut être relié à la notion de longueur de Debye : $L_d = \sqrt{\frac{\epsilon \cdot k \cdot T}{q^2 \cdot N_d}}$. Ce résultat se révèle particulièrement intéressant dans notre recherche du composant le plus stable en température en mettant en évidence le rôle important joué par l'espaceur.

L'examen des courbes donnant les évolutions de la densité électronique maximale du gaz bidimensionnel en fonction de V_{gs} à 20°C et 120°C, telles que la figure V-9, confirme les observations précédentes relatives à l'influence de la taille de l'espaceur. Par contre, elles montrent une évolution de la tension de pincement en fonction de la température de l'ordre de 75 mV - de 50 à 100 mV - quels que soient le taux d'alliage mais surtout la taille de l'espaceur, ce dernier étant en désaccord avec l'expérimentation.

A partir de la figure V-10, qui présente l'évolution de la densité moyenne d'électrons libres " n_{al} " dans la couche d'AlGaAs d'un TEGFET en fonction de V_{gs} , de la température et des dimensions de l'espaceur, on note que cette densité est elle aussi tributaire de la taille des espaceurs quelle que soit la température. Plus l'espaceur est de taille importante plus la densité électronique " n_{al} " est élevée (même phénomène que précédemment décrit). On peut noter de plus que, dans le cas d'un TEGFET à taux d'alliage élevé, cette densité reste faible ; l'effet "MESFET parasite" restera donc modérée.

D'un autre point de vue, plus le taux d'Aluminium est élevé plus l'augmentation de " n_{al} " en fonction de la température est grande, augmentation que l'on peut attribuer à l'activité des centres DX. Cela se confirme lors de l'examen de la figure V-11 qui présente l'évolution de la densité moyenne d'atomes donneurs "piégés" dans la couche d'AlGaAs en fonction de la tension de grille à 20 et 120°C pour des taux d'alliage de 0,2 et 0,25. On peut, en effet, y remarquer que plus le taux d'alliage est élevé :

- plus la densité d'atomes donneurs "piégés" est importante lors de la commande de la couche d'AlGaAs

- plus la diminution de la densité d'atomes donneurs "piégés" sera marquée lorsque la température s'élève

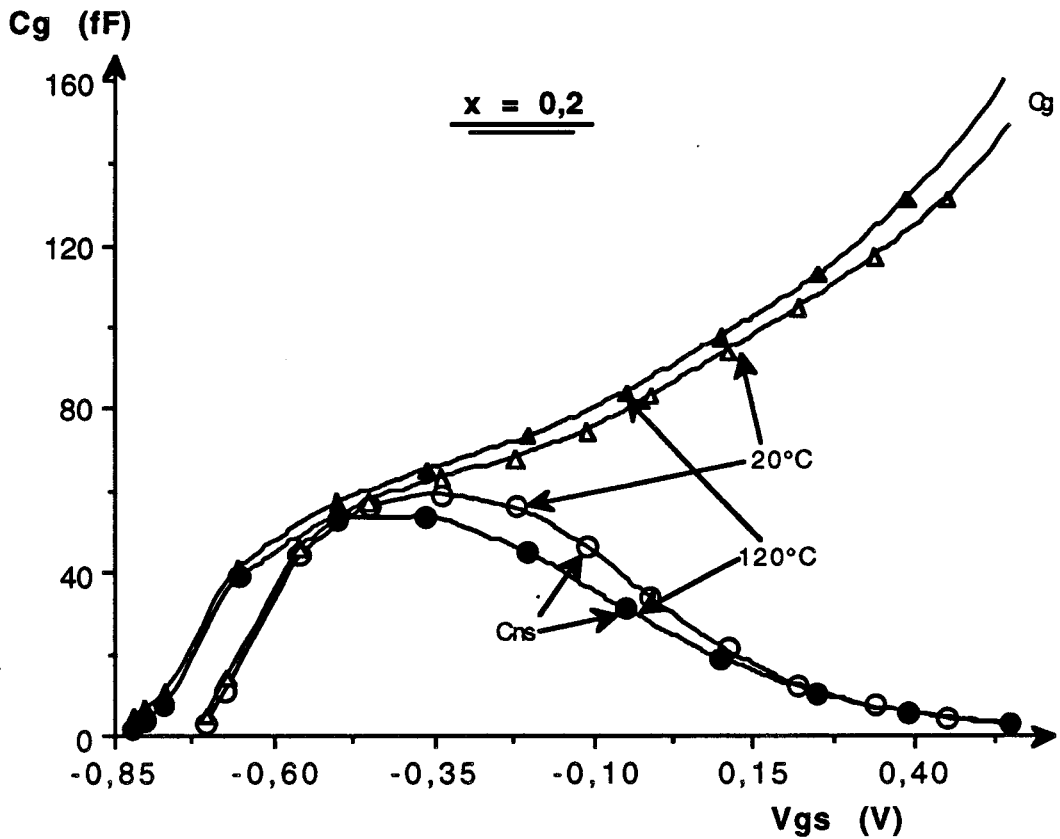


Fig. V-12 : Evolutions en fonction de la tension de grille V_{gs} de la capacité de grille C_g à 20°C et 120°C pour un taux d'alliage de 0,2 et sans espaceur
 $[N_D = 10^{24} \text{ At/m}^3, a = 45 \text{ nm}]$ { Cns : capacité due aux électrons du gaz bidimensionnel }

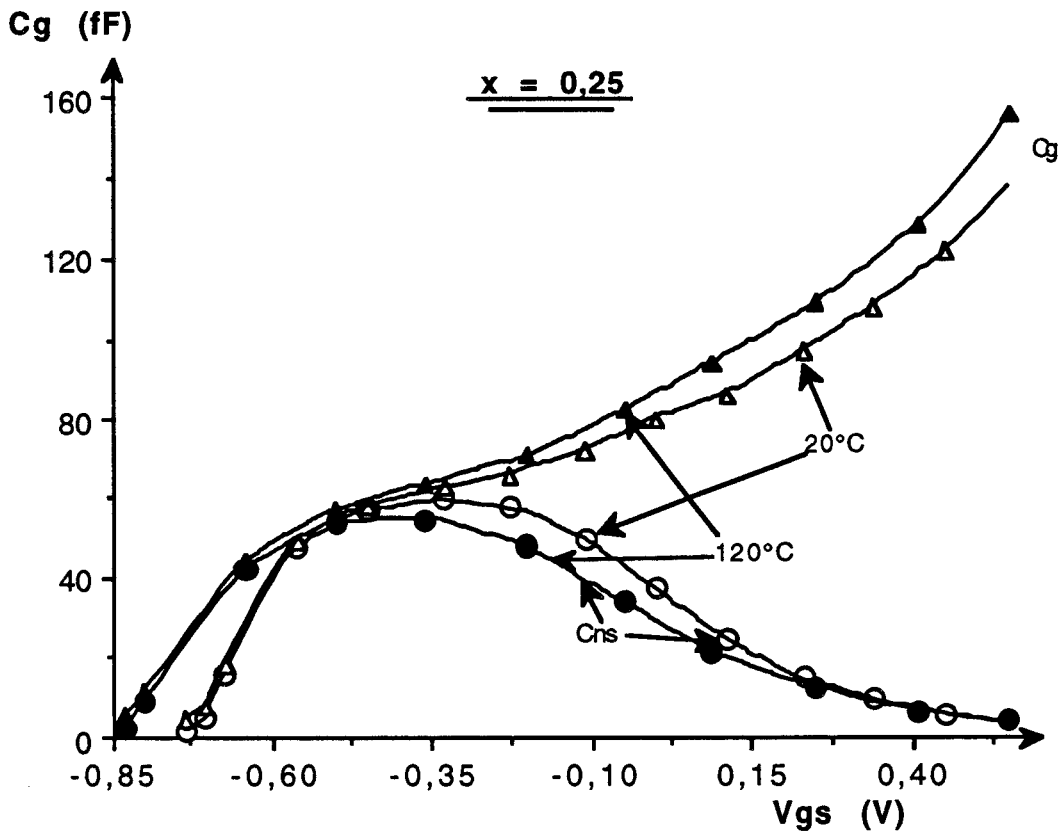


fig. 13 : Evolutions en fonction de la tension de grille V_{gs} de la capacité de grille C_g à 20°C et 120°C pour un taux d'alliage de 0.25, sans espaceur $[N_D = 10^{24} \text{ At/m}^3, a = 45 \text{ nm}]$
 { Cns : capacité due aux électrons du gaz bidimensionnel }

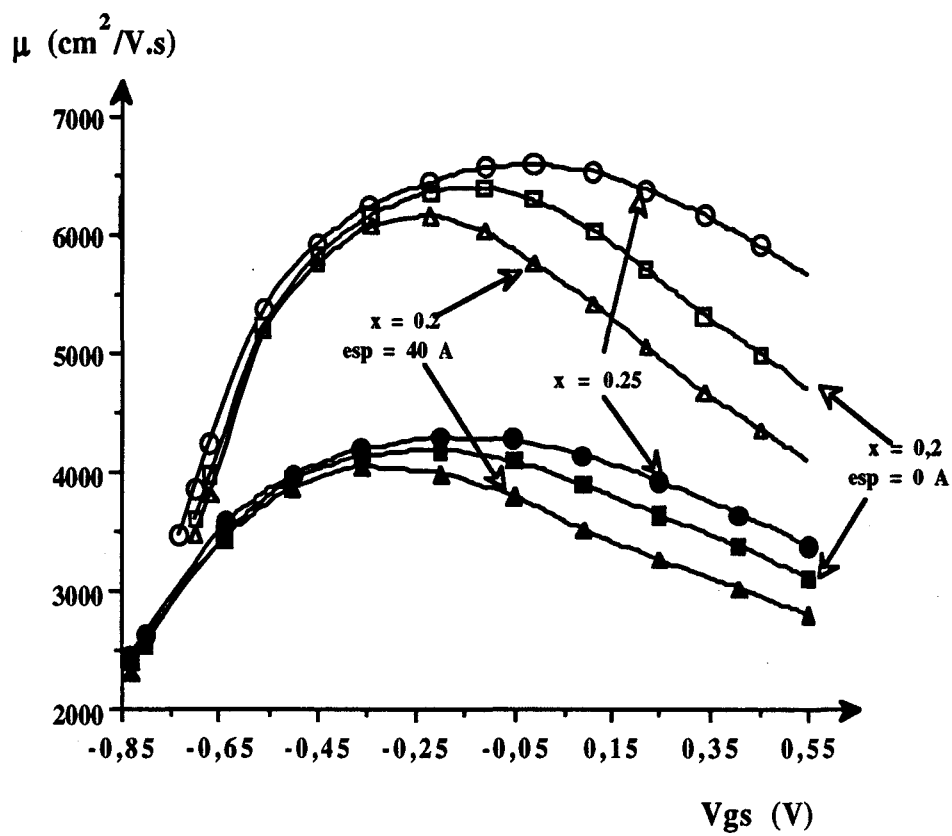


Fig. 14 : Evolutions de la mobilité moyenne à 20°C (o) et 120°C (•) en fonction de la tension de grille V_{gs} pour des taux d'alliage de 0,2 et 0,25 et diverses dimensions d'espaceur
 $[N_d = 10^{24} \text{ At}/\text{m}^3, a = 45 \text{ nm}]$

β) Modélisation du C(V)

A partir des figures V-12 et V-13 qui présentent l'évolution en fonction de la température de la capacité de grille $C_g(V_{gs})$ pour divers taux d'alliage, on peut constater un bon accord avec les résultats expérimentaux obtenus puisque l'on retrouve :

- une évolution en fonction de la température de la capacité C_g , lors de la commande de la couche d'AlGaAs, d'autant plus forte que les taux d'alliage sont élevés
- un décalage des caractéristiques d'une température à l'autre

Le principal désaccord théorie-expérience reste l'évolution de la tension de pincement d'environ 75 mV que nous avons obtenue, évolution indépendante de la taille de l'espaceur (cf chap. IV § II).

δ) Modélisation de la mobilité moyenne : $\mu(V)$

L'observation de la figure V-14 qui présente l'évolution de la mobilité moyenne en fonction de la tension de grille V_{gs} , pour différentes températures, taux d'alliage et de tailles de l'espaceur, fait apparaître l'existence d'un lien entre l'évolution en fonction de V_{gs} et le taux d'alliage ou la taille de l'espaceur. En effet, on peut constater que :

- la valeur maximale de la mobilité est d'autant plus importante et l'allure de la caractéristique est d'autant plus plate que le taux d'alliage est élevé quelle que soit la température
- plus le composant présente un espaceur de taille importante, plus la décroissance de la mobilité moyenne en fonction de V_{gs} est marquée quelle que soit la température.

Les diverses allures observées s'expliquent simplement par l'influence plus ou moins marquée selon les cas de l'effet MESFET "parasite". Par exemple, l'influence de l'espaceur sur l'allure de la caractéristique $\mu(V)$ provient du transfert électronique vers le gaz bidimensionnel plus faible lorsque les dimensions de l'espaceur augmentent, comme nous l'avons déjà vu. Aussi lors de la commande de la couche d'AlGaAs, l'effet "MESFET parasite" due à la "population résiduelle" de la couche d'AlGaAs se fait ressentir : la contribution de cette couche ayant pour effet de réduire la mobilité électronique moyenne dans le composant. Par contre, plus le taux d'alliage augmente ou/et la taille de l'espaceur se réduit, plus l'effet "MESFET parasite" diminue : la dynamique générale du composant "s'améliore" et tend à suivre celle du gaz bidimensionnel, ce qui explique l'allure des autres courbes.

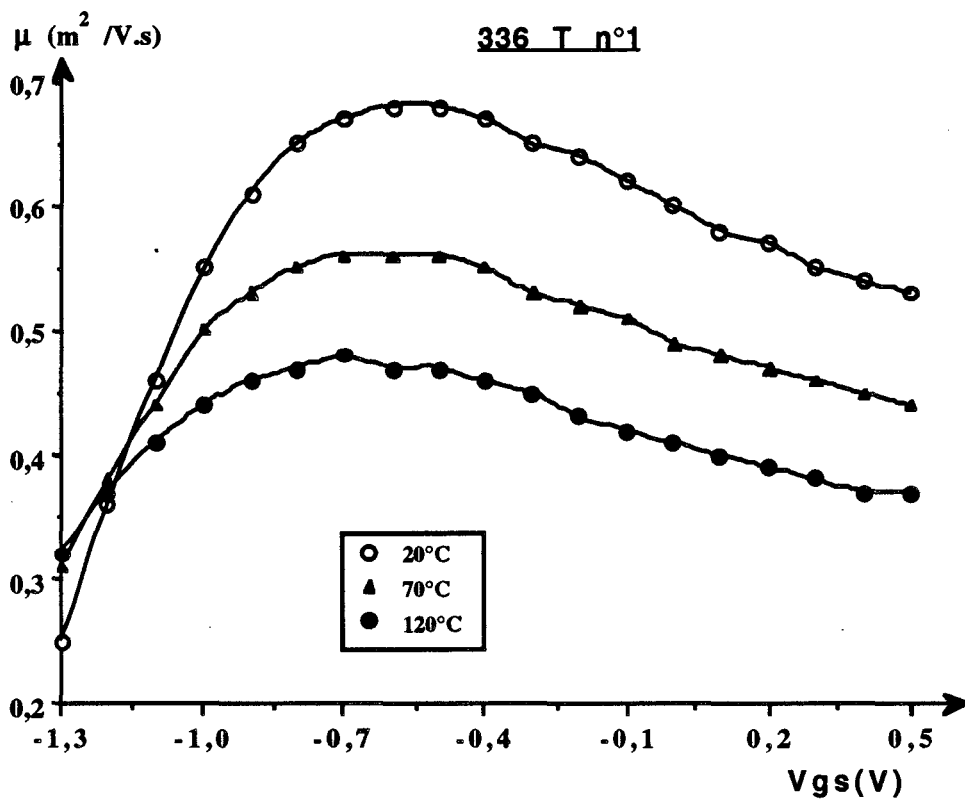


Fig. 15 : Exemples type d'évolutions de la mobilité moyenne en fonction de la tension de grille observée expérimentalement à 20, 70 et 120°C pour des TEGFET à taux d'alliage faible et contenant un espaceur [$x = 0,2$, esp = 40 Å, $N_d = 10^{24} \text{ At}/\text{m}^3$, $a = 45 \text{ nm}$]

Expérimentalement on retrouve assez bien l'allure et les ordres de grandeurs obtenus numériquement dans le cas de grands espaceurs, quel que soit le taux d'alliage (fig. V-15). Il en est de même de la relative platitude de la mobilité moyenne dans le cas de taux d'alliage élevés lors de l'inexistence d'espaceur dans la structure. Par contre, dans le cas de taux d'alliage "faibles" et pour de faibles dimensions d'espaceur, les résultats de la simulation numérique de la caractéristique $\mu(V)$ laissent apparaître une décroissance de la mobilité moyenne quelque peu plus marquée qu'expérimentalement. Toutefois, comme pour le $C(V)$, on peut constater en général un bon accord théorie-expérience concernant l'allure des courbes de mobilités moyennes des électrons en fonction de V_{gs} dans les TEGFET.

III) Simulation pseudo-bidimensionnelle

Il était intéressant de tenter de simuler le composant dans des conditions "normales" d'utilisation, soit lorsqu'il est polarisé à tension drain-source non nulle - # 3 V -, afin d'effectuer entre autre une comparaison théorie-expérience des évolutions en température des caractéristiques électriques du composant [$I(V)$, schéma équivalent, ...].

Puisque les modèles pseudo-bidimensionnels allient efficacité, rapidité d'exécution et donnent des résultats satisfaisants à l'ambiante, nous avons entrepris d'effectuer une telle simulation en nous intéressant dans un premier temps au cas du MESFET puisque sa structure était relativement simple.

III.1) Simulation pseudobidimensionnelle du MESFET

Les bases de ce modèle ont été élaborées au sein du laboratoire par E. Carnet et A. Cappy [réf. 16]. En effet, il réalisa un modèle pseudo-bidimensionnel du MESFET tenant compte des effets de dynamique non stationnaire. L'objectif était en effet de simuler des composants présentant des dimensions de grille submicroniques. Nous allons décrire succinctement ce modèle .

α) Principe - Hypothèses de base

Ce modèle est basé sur un certain nombre d'hypothèses simplificatrices :

- la concentration en impureté Nd est constante dans le canal
- entre la couche active et la couche tampon, la densité d'impuretés présente une transition abrupte
- la zone désertée sous la grille est totalement vide de porteurs libres

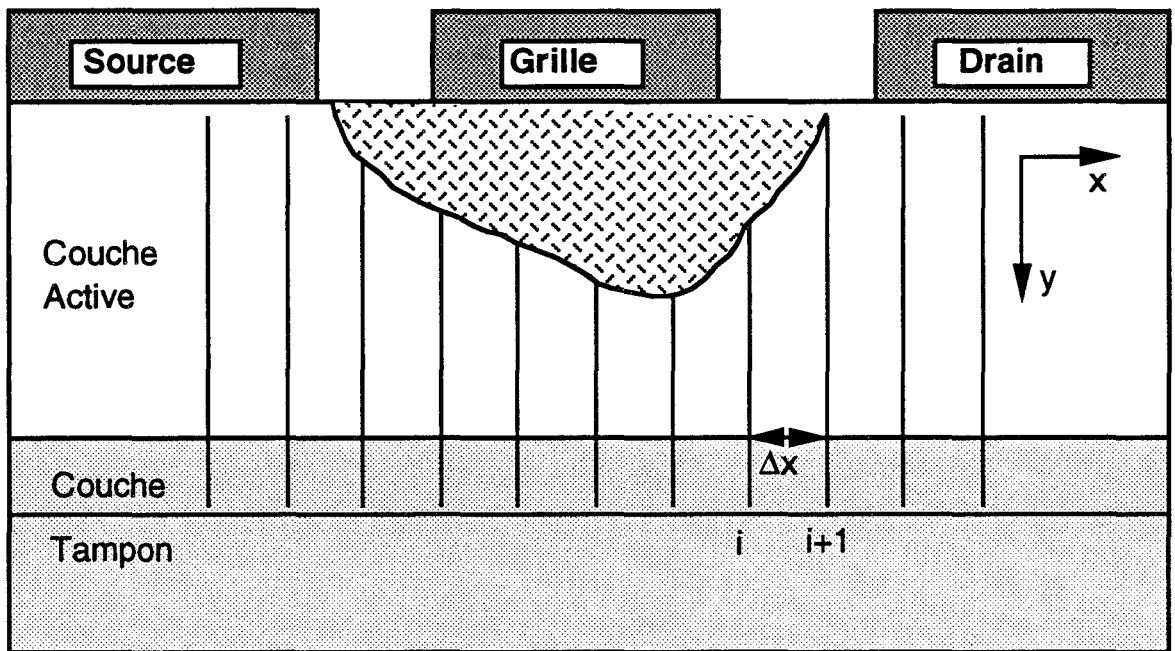


Fig. V-16 : Vue en coupe du TEC modélisé .

- les lignes équipotentiels à l'extérieur de la zone désertée sont perpendiculaires à l'axe source-drain

- les effets de dynamique non stationnaire sont pris en compte à l'aide d'équations de relaxation phénoménologiques. Le modèle étant essentiellement unidimensionnel, ces équations prennent la forme suivante :

$$\frac{\delta n}{\delta t} - \frac{\delta(n.v_x)}{\delta x} = 0$$

$$\frac{\delta\{n.m(\epsilon).v_x\}}{\delta t} = q.n.E_x - \frac{\delta\{n.m(\epsilon).v_x^2\}}{\delta x} - \frac{\delta\{n.k.T(\epsilon)\}}{\delta x} - \frac{n.m(\epsilon).v_x}{\tau_m(\epsilon)}$$

et

$$\frac{\delta(n.\epsilon)}{\delta t} = q.n.E_x.v_x - \frac{\delta\{n.v_x.[\epsilon+k.T(\epsilon)]\}}{\delta x} - n.\frac{\epsilon-\epsilon_0}{\tau_\epsilon(\epsilon)}$$

où $m(\epsilon)$, $\tau_m(\epsilon)$ et $\tau_\epsilon(\epsilon)$ représentent respectivement la masse des électrons libres, le temps de relaxation du moment et celui de l'énergie. Ces paramètres sont fonction de l'énergie moyenne " ϵ " et sont obtenues à partir de simulations Monté-Carlo pour divers températures d'étude.

- les effets de bord (à V_{ds} nulle) sont déduits des travaux de E. Wasserstrom et J. Mac Kenna [réf. 17]. La forme de la zone désertée est approximée analytiquement par une ellipse passant au milieu de la zone de transition entre le canal actif et la zone désertée

- en dehors de la zone elliptique de bord, l'épaisseur de la zone désertée est donnée par la formule de Schokley :

$$y_d = a \sqrt{\frac{\phi_b + V(x) - V_{gs}}{W_{00}}} \quad \text{avec} \quad W_{00} = \frac{q.N_d.a^2}{2.\epsilon}$$

où $V(x)$ est la tension inverse locale aux bornes de la zone désertée

- l'injection des porteurs libres dans la couche tampon est prise en compte.

β) Traitement numérique

Afin de résoudre numériquement le système d'équation précédent, il est nécessaire de discrétiser ces derniers. Pour se faire, comme le transport électronique n'est considéré que suivant l'axe drain-source, cette espace est subdivisé en tranches d'épaisseur Δx (fig. V-16). Les

équations fondamentales, à savoir l'équation de conservation du courant, les équations de relaxation phénoménologiques et l'équation de Poisson, mises sous la forme de différences finies, s'écrivent alors sous la forme [réf. 16] :

$$I_{ds} = q \cdot z \cdot y_i \cdot n_i \cdot v_i$$

$$E_i = E_{i-1} + \Delta x \cdot \frac{q}{\epsilon} (N_d - n_i)$$

$$v_i = \mu(\epsilon_i) \cdot E_i - \frac{v_{i-1} \cdot \mu(\epsilon_i) \cdot m(\epsilon_i) \cdot (v_i - v_{i-1})}{q \cdot \Delta x} - \frac{\mu(\epsilon_i) \cdot k \cdot (T_i - T_{i-1})}{q \cdot \Delta x}$$

L'épaisseur du canal conducteur (y_i), en tenant compte des effets d'injection, est donnée par :

$$y_i = a - R_i + y_s \cdot \left(1 - \frac{N_d}{n_i}\right) \quad \text{si } n_i > N_d$$

et

$$y_i = a - R_i \quad \text{si } n_i < N_d$$

où y_s représente l'épaisseur équivalente d'injection dans la couche tampon et est de l'ordre de $\left\{\frac{L_g}{2} + a\right\}$ [réf. 15]. R_i correspond à l'épaisseur locale de la zone désertée et est définie par l'expression:

$$R_i = R_{i-1} + \frac{\epsilon E_{i-1} \cdot \Delta x}{q n_{i-1} \cdot R_{i-1}}$$

déduite de la loi de commande de charge : $\frac{\Delta V}{\Delta R} = \frac{q N_d \cdot R}{\epsilon}$

L'équation de l'ellipse, permettant de construire le contour de la zone désertée aux extrémités de la grille, ne dépend que d'un seul paramètre - l'épaisseur de la zone désertée (R_i) -, et s'écrit :

$$\frac{(x-x_0)^2}{(x_0+x_1)^2} + \frac{y_d^2}{R_i^2} = 1$$

avec

$$x_0 = 0,5 \cdot R_i \quad \text{et} \quad x_1 = 0,63 \cdot R_i$$

les abscisses x_0 et x_1 représentent respectivement l'endroit sous la grille où l'épaisseur R_i de la zone désertée devient constante et l'extension latérale de celle-ci aux extrémités de la grille.

Une combinaison des équations fondamentales (I_{ds} , E_i , v_i) permet de faire apparaître une équation unique du second ordre en " v_i ". Elle se met sous la forme :

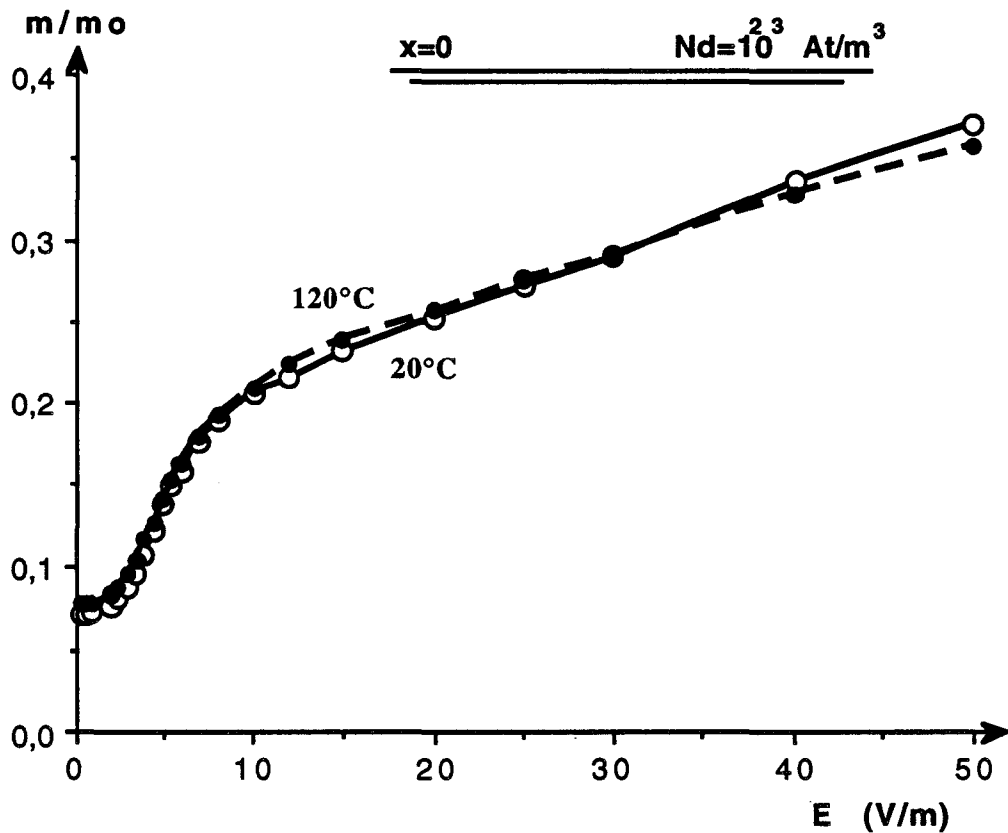


Fig. 17 : Résultats de simulations Monté-Carlo donnant les évolutions en fonction du champ électrique statique de la masse moyenne des électrons dans l'AsGa à 20 et 120°C [20°C : o ; 120°C : •]

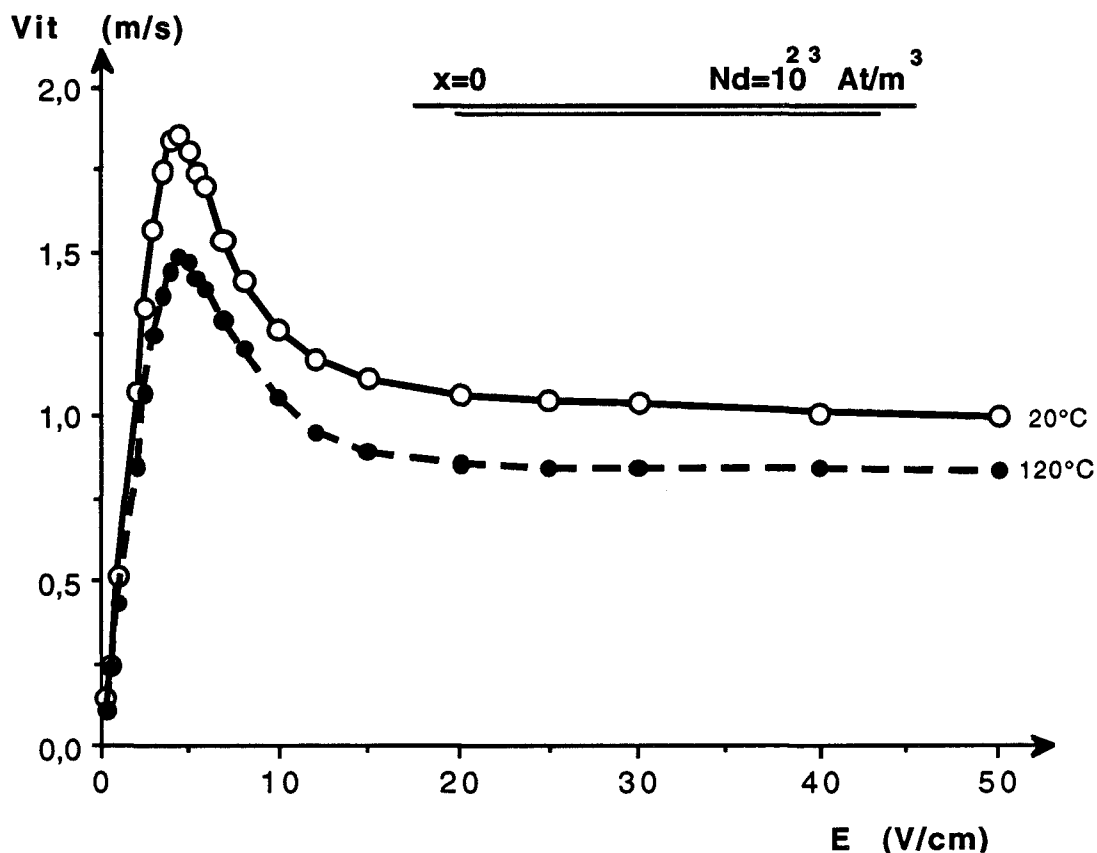


Fig. 18 : Résultats de simulations Monté-Carlo donnant les évolutions en fonction du champ électrique statique de la vitesse moyenne des électrons dans l'AsGa à 20 et 120°C [20°C : o ; 120°C : •]

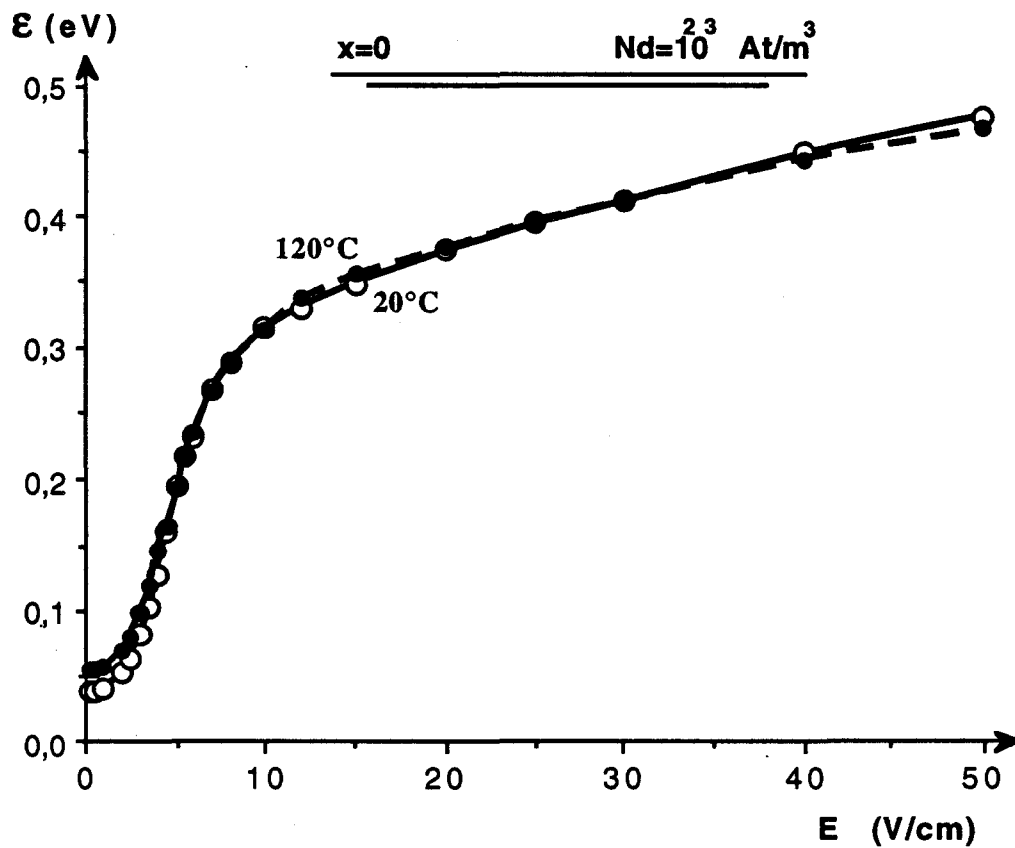


Fig. 19 : Résultats de simulations Monté-Carlo donnant les évolutions en fonction du champ électrique statique de l'énergie moyenne des électrons dans l'AsGa à 20 et 120°C
 [20°C : o ; 120°C : •]

$$a_i.v_i^2+b_i.v_i+c_i = 0$$

Sa résolution numérique donne, à chaque pas "δx", la vitesse des porteurs v_i dont on déduit celles du champ électrique E_i et de la concentration en électrons libres n_i dans la $i^{\text{ème}}$ tranche considérée.

δ) Intérêts et points faibles de la méthode de modélisation

Malgré sa simplicité qui se traduit par des temps de calcul courts, cette méthode permet à la fois d'obtenir de nombreuses informations sur le fonctionnement des composants, mais aussi d'optimiser ces derniers. De plus, on peut aisément prédire les performances en bruit du composant [réf. 17], effectuer son étude en régime de puissance [réf. 18] ou encore de structures multigrilles en régime grand signal [réf. 19].

Cependant ce type de modélisation présente un certain nombre de limitations dûes aux hypothèses simplificatrices utilisées. Par exemple dans le cas de couches actives minces, la transition entre la couche active et la zone désertée ne peut plus être considérée comme abrupte (influence de la longueur de Debye); ou lorsque les effets bidimensionnels deviennent importants comme dans les zones d'accès des structures à canal creusé (l'hypothèse d'un transit électronique unidirectionnel n'est plus valable).

η) Modifications apportées

Comme les composants actuels présentent une structure "recessée", afin d'en améliorer les performances, le caractère bidimensionnel de la distribution du courant dans les zones d'accès devient trop important et complexe : l'hypothèse d'un transit électronique suivant l'axe source-drain n'est plus vérifié. Aussi, comme ces zones ont un comportement quasi-ohmique, nous les avons introduites sous la forme de résistances d'accès, celles de source et de drain. Le début des procédures numériques commence côté source à partir du moment où l'effet du potentiel de grille commence à dépléter la couche active, endroit considéré comme étant la fin de la zone d'accès. Nous arrêtons les procédures numériques côté drain suffisamment loin de la grille lorsque l'énergie des porteurs libres est devenue assez faible pour que l'on puisse considérer qu'au delà de cette position le reste du composant a un comportement ohmique et est assimilable à une résistance, celle d'accès.

Comme, dans notre cas, le but recherché était d'effectuer une simulation de MESFET à haute température, nous avons introduit dans les équations phénoménologiques présentées précédemment l'évolution en température des paramètres caractéristiques tels que la masse effective, la vitesse, l'énergie (fig. V-17 à V-19), résultats obtenus par simulations Monté-Carlo. De même, l'évolution en fonction de la température de la tension de built-in ϕ_b et des résistances

d'accès a aussi été pris en compte. Pour ces dernières, nous nous sommes inspirés des résultats expérimentaux qui prédisent une évolution d'environ 5% entre 20°C et 120°C.

III.2) Simulation pseudobidimensionnel du TEGFET

Pour ce faire, nous avons utilisé les bases du programme mis au point par D. Depreew et P. Godts [réf.23 et 24]. Ces travaux reprennent l'essentiel des hypothèses énumérées précédemment - lignes équipotentielles perpendiculaires à l'axe drain-source, effets de bord déduits des travaux de Mac Kenna, phénomènes de dynamique non stationnaire, ... -. Dans ce modèle, les zones d'accès sont introduites, comme nous l'avons fait dans le cas du MESFET, sous forme de résistances d'accès. Afin de simuler convenablement la structure plus complexe du TEGFET, certaines modifications comparativement au modèle MESFET ont été introduites.

α) Adaptation du modèle "MESFET" au cas du TEGFET (Modifications apportées)

Contrairement à la simulation du MESFET, cette modélisation se décompose en deux étapes. La première étape consiste à déterminer la repartition des charges dans le composant suivant l'axe perpendiculaire au plan de grille, répartition de charges obtenue en fonction de la tension de grille V_{gs} et pour une tension drain-source V_{ds} nulle. C'est ce que l'on appelle la "loi de commande de charge" dont le principe a déjà été présenté. Dans une deuxième étape, on effectue la simulation pseudo-bidimensionnelle présentée précédemment. En effet, pour résoudre de proche en proche le système d'équations relatives à la conservation du courant, du moment, de l'énergie (équations phénoménologiques rappelons le), il nous est nécessaire de connaître à chaque pas de calcul (δx) les concentrations électroniques (n_s, n_{a1}) contribuant au courant. Celles-ci nous sont données à chaque pas de calcul par la loi de commande de charge effectuée au préalable.

Cependant la loi de commande de charge ne permet pas d'accéder à la quantité de charges injectées " n_{inj} " dans la couche tampon lorsque le module du champ électrique " E_x " croit suivant l'axe drain-source, quantité de charges qui pourtant contribue au courant. On y accède à travers l'équation de Poisson en l'écrivant comme suit :

$$n_{inj} = \frac{\epsilon}{q} \cdot \frac{\delta E_x}{\delta x}$$

De même, lorsque la tension grille-canal V_{gc} devient inférieure à la tension de pincement, les concentrations électroniques données par la loi de commande (n_s, n_{a1}) tendent à s'annuler. Dans ce cas, on estime que la variation de la tension V_{gc} a pour effet d'étendre la zone désertée de porteurs vers le substrat ce qui a pour conséquence de diminuer la quantité de charges injectées dans la couche tampon. Pour tenir compte de cette effet sur " n_{inj} ", on introduit dans l'équation

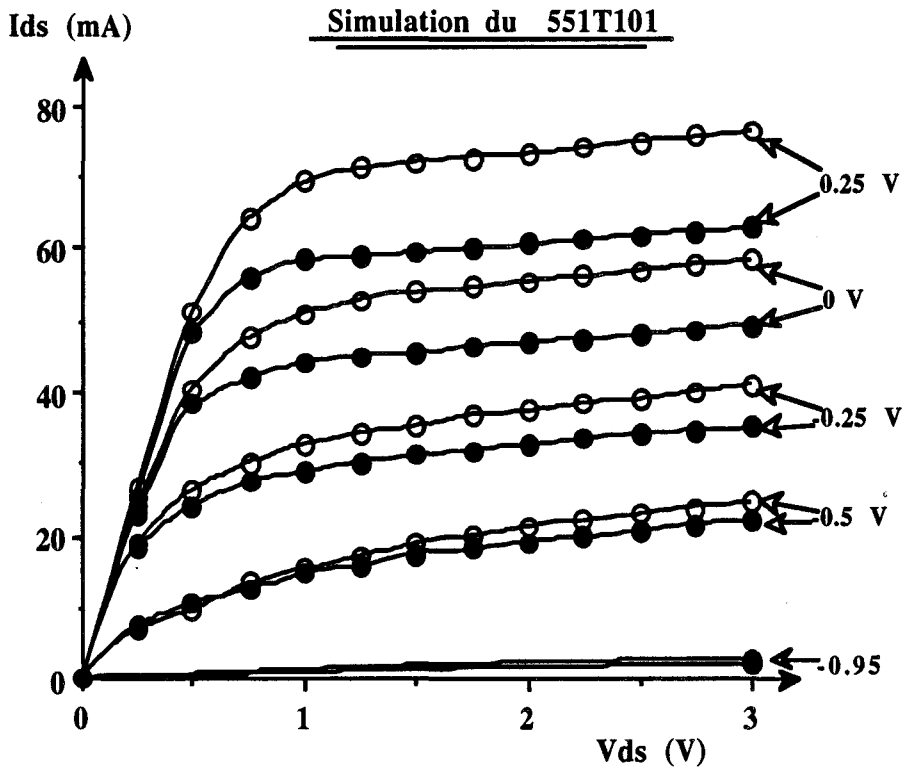


Fig. V-20 : Exemples d'évolutions en température des caractéristiques statiques courant-tension obtenues théoriquement (20°C : \circ ; 120°C : \bullet).
Simulation d'un MESFET [$a = 68 \text{ nm}$; $N_d = 4 \cdot 10^{23} \text{ At/m}^3$]

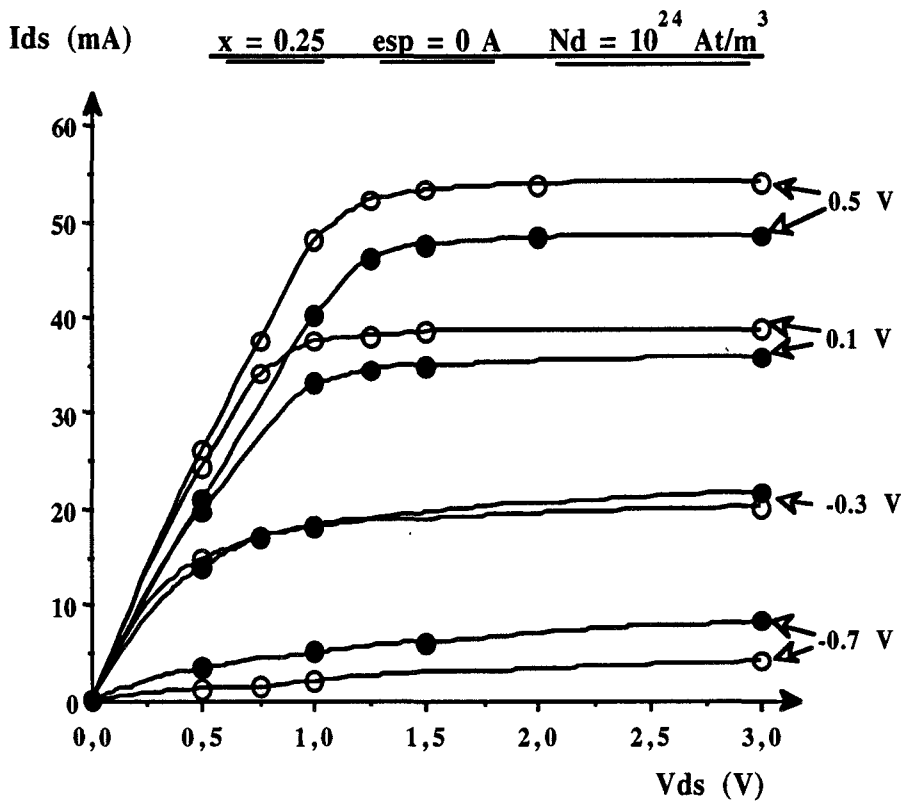


Fig. V-21 : Exemples d'évolutions en température des caractéristiques statiques courant-tension obtenues théoriquement (20°C : \circ ; 120°C : \bullet).
Simulation d'un TEGFET [$a = 45 \text{ nm}$; $N_d = 10^{24} \text{ At/m}^3$; $x = 0.25$; $esp = 0 \text{ A}$]

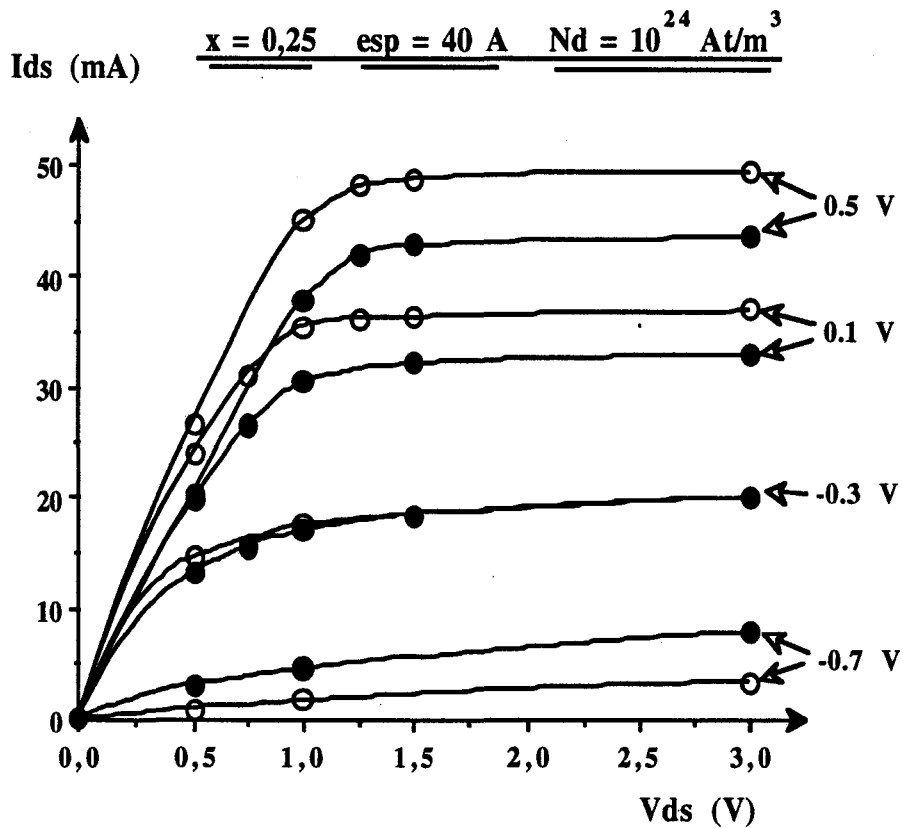


Fig. V-22 : Exemples d'évolutions en température des caractéristiques statiques courant-tension

obtenues théoriquement (20°C : ○ ; 120°C : ●).

Simulation d'un TEGFET [$a = 45 \text{ nm}$; $N_d = 10^{24} \text{ At/m}^3$; $x = 0.25$; $esp = 40 \text{ \AA}$]

précédente la contribution de la variation du champ électrique “ E_y ” suivant l’axe perpendiculaire au plan de la grille qui amène à l’équation suivante :

$$n_{inj} = \frac{\epsilon}{q} \cdot \left\{ \frac{\delta E_x}{\delta x} - \frac{\delta E_y}{y_s} \right\}$$

où y_s représente l’épaisseur moyenne d’injection et vaut approximativement : $y_s = a + \frac{L_g}{2}$. (NB : on obtient la même équation en considérant le théorème de Gauss appliqué à la tranche de substrat d’épaisseur y_s).

Enfin ce modèle présente l’avantage de tenir compte de l’échauffement du transistor sous l’influence de la puissance continue qui lui est appliquée. Ce phénomène est introduit dans le programme de manière analytique, la température d’échauffement du composant “ $T_{éch}$ ” étant donné en première approximation par l’équation suivante :

$$T_{éch} = T + R_{th} \cdot V_{ds} \cdot I_{ds}$$

où T et R_{th} représentent respectivement la température environnant le composant et sa résistance thermique.

Pour notre part, seul l’effet de la température sur les paramètres caractéristiques tels que la masse, la vitesse, l’énergie, la tension de built-in ϕ_b et les résistances d’accès a été introduite. Pour ces dernières [ϕ_b et résistances d’accès], nous nous sommes inspirés des résultats expérimentaux, tout comme nous l’avons fait dans le cas des MESFET, qui prédisent une évolution de l’ordre de 20% entre 20°C et 120°C, l’évolution des autres paramètres étant déterminée par simulation Monté-Carlo.

III.3) Résultats obtenus

Nous avons pu remarquer à travers les résultats obtenus par le biais des simulations précédemment décrites un bon accord théorie-expérience. Aussi si l’on regarde les évolutions en température des caractéristiques statiques $I_{ds}(V_{ds})$ relatives aux MESFET et aux TEGFET (fig. V-20 à V-22), résultats obtenus théoriquement, on constate aisément que quel que soit le type de composant considéré, on retrouve les observations expérimentales à savoir :

- les allures et évolutions sont semblables pour les TEGFET et les MESFET
- à canal ouvert (généralement pour V_{gs} positif), le courant moyen diminue alors que la température augmente

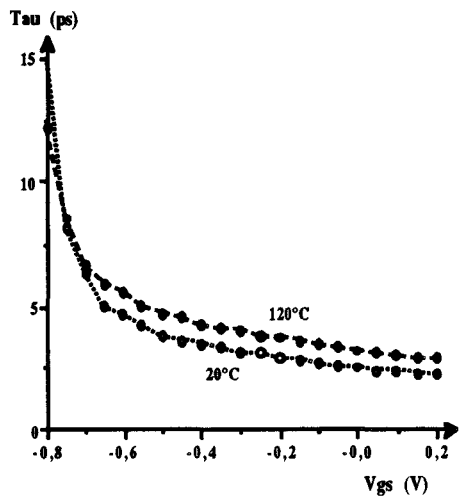
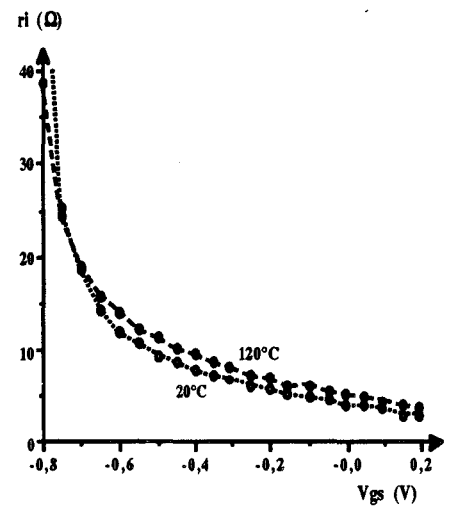
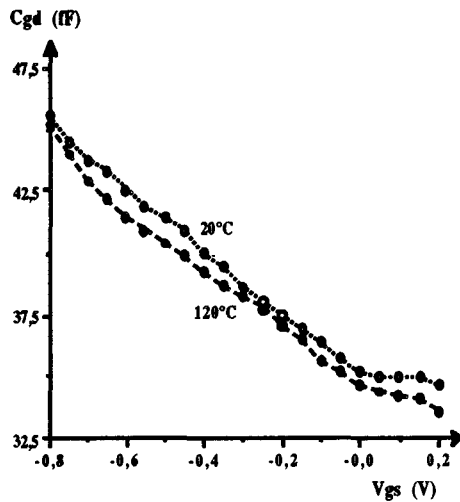
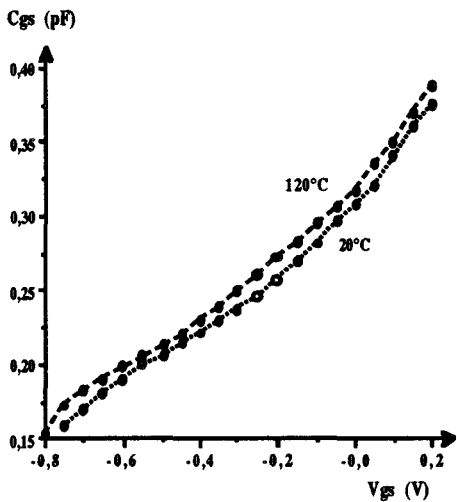
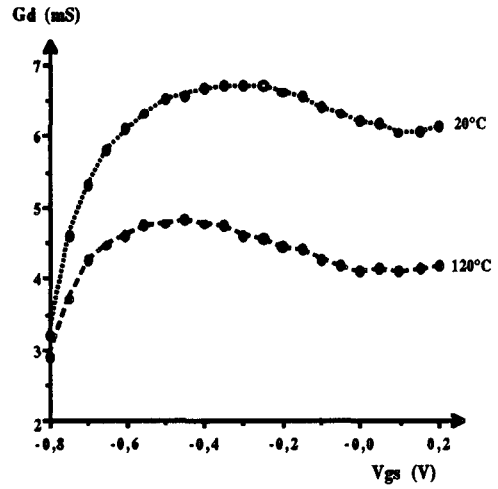
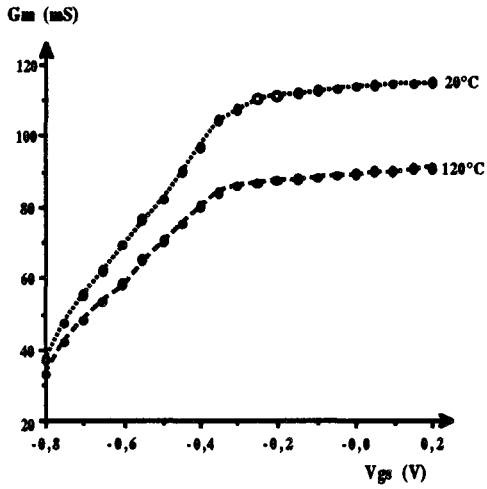


Fig. V-23 : Exemples de résultats théoriques relatifs aux évolutions des éléments du schéma équivalent intrinsèque petit signal en fonction de la température. L'exemple proposé est un MESFET [$a = 68$ nm; $N_d = 4.10^{23}$ At/m³]

$\frac{G_m(T)}{G_m(293)}$	GaAs : x = 0	AlGaAs : x 0.2		AlGaAs : x = 0.25		AlGaAs : x = 0.3	
Espaceur (Å)	0	0	40	0	40	0	40
T = 293 K	1	1	1	1	1	1	1
T = 393 K	# 0.8	# 0.73	# 0.78	# 0.83	# 0.79	# 0.8	# 0.74

Tableau V-1 : Evolution relative de la transconductance intrinsèque obtenue théoriquement des TEGFET et MESFET en fonction de la température

- vers le pincement , l'évolution est inversée
- la tension de pincement augmente avec la température de quelques 25 mV pour les MESFET
- la tension de déchet augmente avec la température alors que la conductance, à tensions V_{ds} faibles (soit en deçà de la tension de déchet), diminue

Le seul désaccord théorie-expérience réside dans l'ampleur de l'évolution en température de la tension de pincement puisque théoriquement on trouve (fig. V-21 et V-22) des évolutions de l'ordre 50 à 75 mV pour les TEGFET quelle que soit la taille de l'espaceur.

Côté schéma équivalent (fig. V-23), on retrouve bien les allures des caractéristiques considérées et les ordres de grandeurs des évolutions expérimentales (tableau V-1), à savoir entre-
autre :

- une dégradation d'environ 15 à 25% de la transconductance, de la fréquence de coupure et de la conductance de sortie
- une très légère augmentation de C_{gs}
- une quasi insensibilité à la température de la part de la capacité C_{gd}

Par ailleurs, on constate une augmentation en fonction de la température des paramètres " r_1 " et " τ ". Celles-ci s'expliquent assez facilement à partir des dégradations de la dynamique électronique en hautes températures.

Tous ces résultats encourageants permettent de constater que malgré leur simplicité et les hypothèses posées, les simulations pseudo-bidimensionnelles offrent la possibilité de prédire somme-toute convenablement les évolutions en température des performances électriques des TEC. Cela sous-entend de plus que les théories relatives aux matériaux et aux composants retracent correctement les faits réels. Pour ce faire, la prise en compte la plus systématique possible de l'influence de la température sur les mécanismes régissant le fonctionnement du composant se révèle suffisante.

IV) Approche théorique du facteur de bruit

Afin de mieux comprendre les évolutions du minimum de facteur de bruit observées expérimentalement, mais aussi d'effectuer une première comparaison théorie-expérience, nous avons entrepris une approche théorique basée sur les formulations analytiques de type Fukui et Cappy [ref. 18 et 19]. Ces formulations ont l'avantage d'exprimer le minimum de facteur de bruit

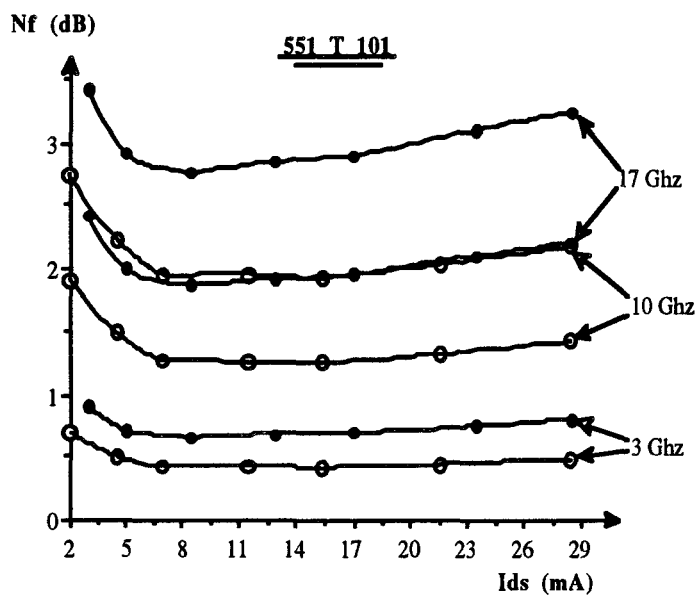
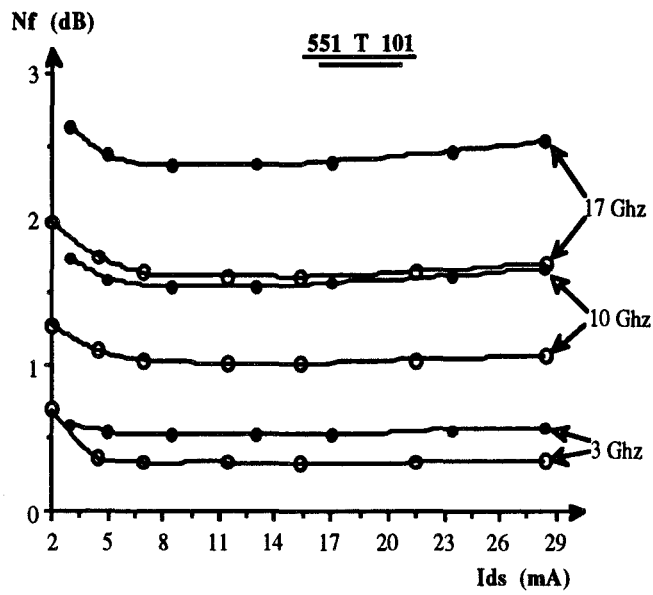
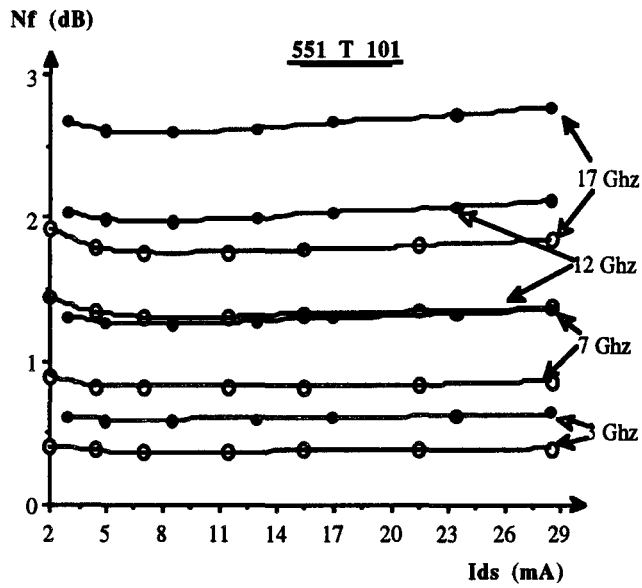


Fig. V-24 : Exemples typiques de résultats obtenus par diverses approches théoriques concernant le facteur de bruit à 20 et 120°C [de haut en bas : formulation de Fukui, de Cappy et de l'équation (1)].
 Exemple présenté : MESFET [a # 68 nm; $N_d = 4 \cdot 10^{23} \text{ At/m}^3$]
 [20°C : o ; 120°C : •]

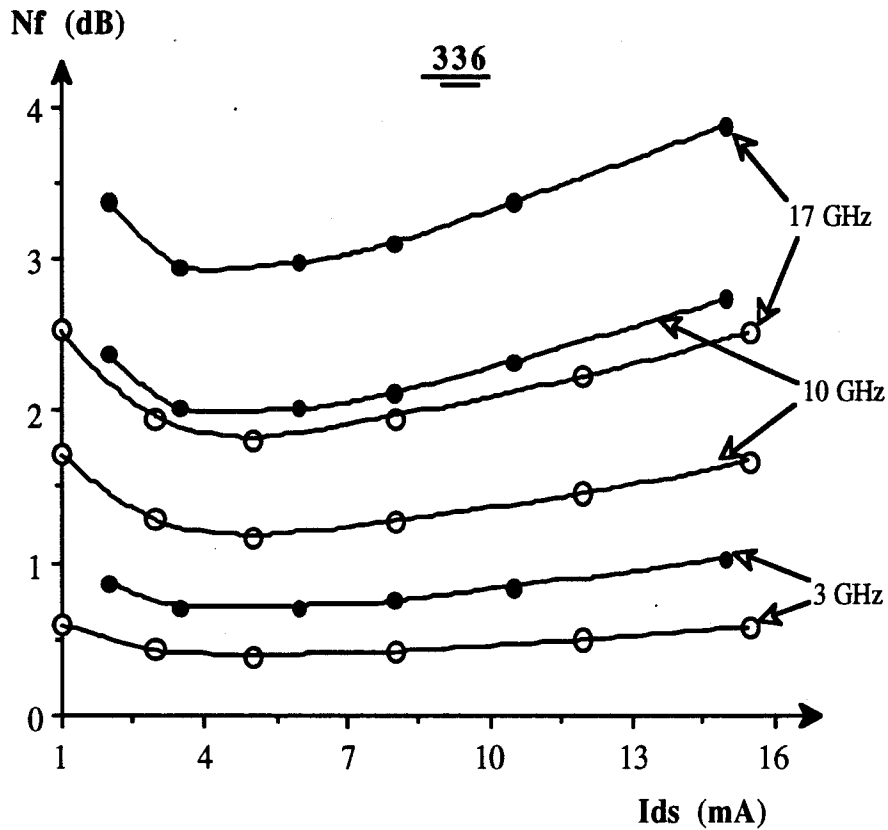
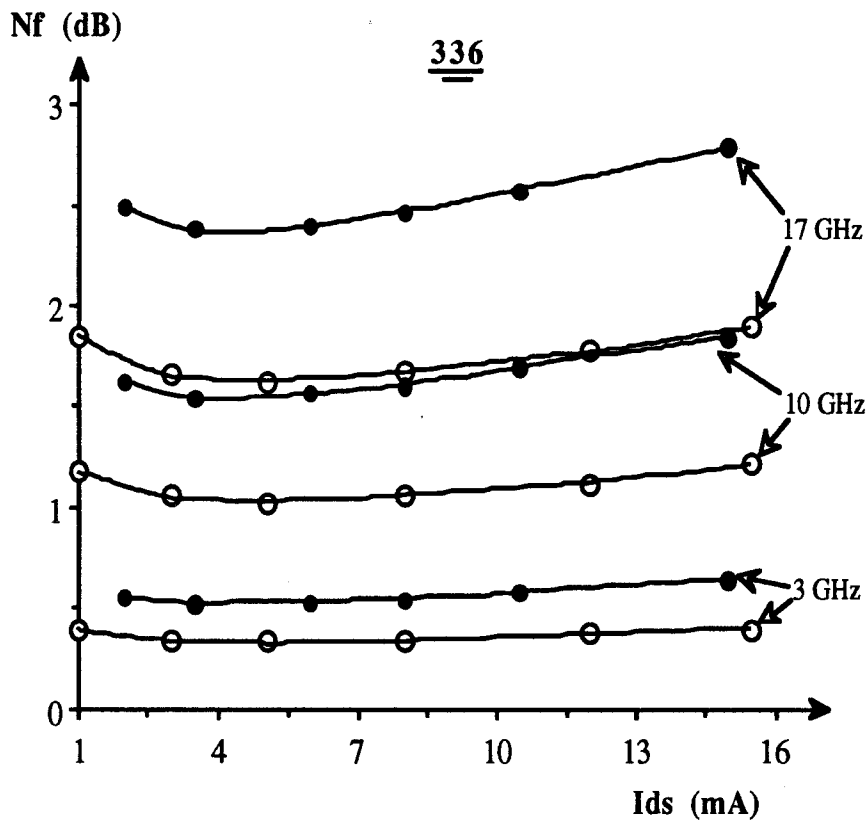


Fig. V-25 : Exemples typiques de résultats obtenus par diverses approches théoriques concernant le facteur de bruit à 20 et 120°C [de haut en bas : formulation de Cappy et de l'équation (1)]. Exemple présenté : TEGFET à taux d'alliage faible. [$a \# 45 \text{ nm}$; $N_d = 10^{24} \text{ At/m}^3$; $x = 0,2$; $\text{esp} = 40 \text{ \AA}$] [20°C : o ; 120°C : •]

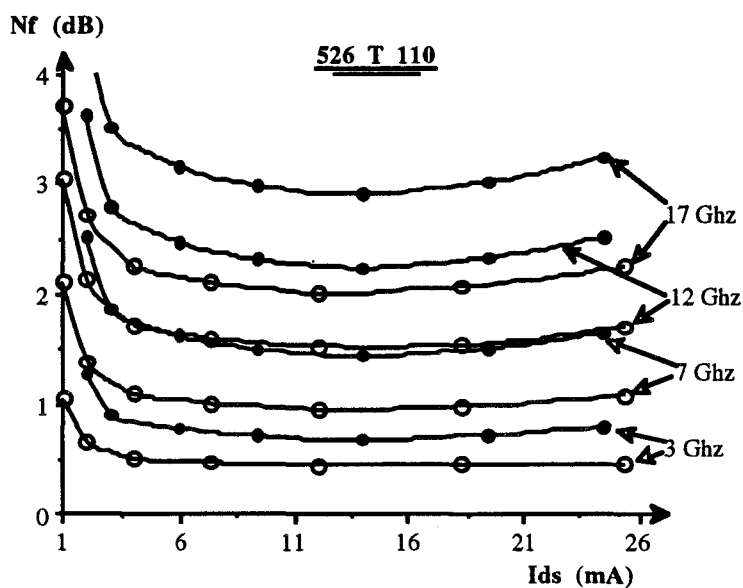
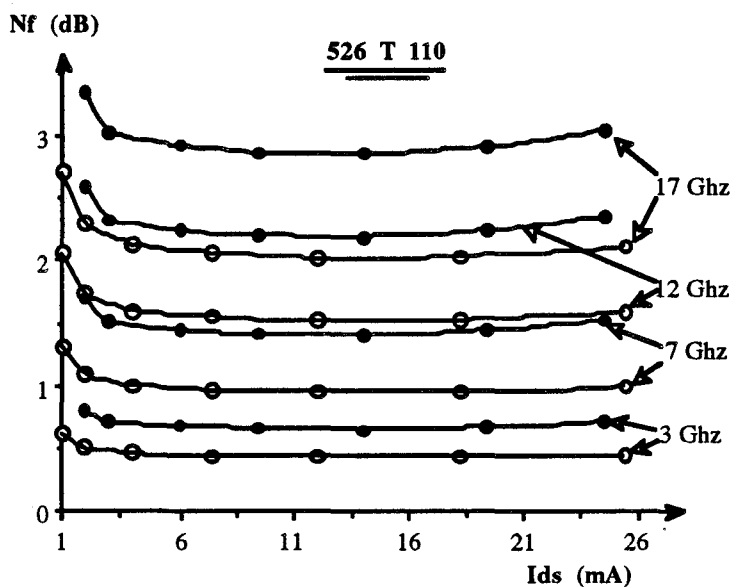
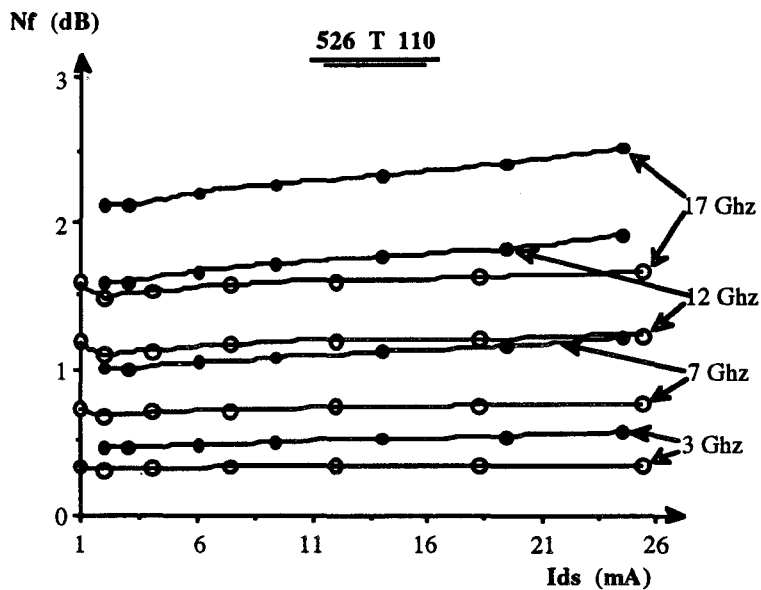


Fig. V-26 : Exemples typiques de résultats obtenus par diverses approches théoriques concernant le facteur de bruit à 20 et 120°C [de haut en bas : formulation de Fukui, de Cappy et de l'équation (1)].

Exemple présenté : TEGFET à taux d'alliage élevé

[a # 30 nm; Nd # $3 \cdot 10^{24}$ At/m³; x = 0,28; esp = 0 Å] [20°C : o ; 120°C : •]

Fréq. : 17 GHz		FUKUI	CAPPY	Equation (1)	Expérimentation
HEMT	20°C	1.5	1.6	1.8	1.8
	120°C	2.15	2.35	2.95	3.05
x = 0.22	ΔNf	0.65	0.75	1.15	1.25
HEMT	20°C	1.45	1.65	1.8	2.25
	120°C	2.05	2.4	2.75	3.3
x = 0.22	ΔNf	0.6	0.75	0.95	1.05
	20°C	1.75	1.55	2	1.7
MESFET	120°C	2.5	2.25	3	2.6
	ΔNf	0.8	0.7	1	0.9
HEMT	20°C	1.6	2.05	2	1.9
	120°C	2.3	2.85	2.9	2.85
x = 0.28	ΔNf	0.7	0.8	0.9	1

Tableau V-2 : Confrontation des résultats relatifs au facteur de bruit obtenus théoriquement à 20 et 120°C par diverses formulations analytiques [Fukui, Cappy, équation (1)] aux résultats expérimentaux

présenté par un TEC de manière simple, connaissant certains éléments de son schéma équivalent. Il faut toutefois remarquer que ces formules négligent la puissance de bruit de grille (i_g^2) et le coefficient de corrélation (C_j) liant les sources de bruit de grille (i_g^2) et de drain (i_d^2), l'influence de ces deux éléments - i_g^2 et C_j - ayant été estimée en première approximation négligeable. Or ces approximations ainsi que d'autres ayant conduit à ces formulations simplifiées limitent la plage de fréquences d'utilisation. Mais à nos fréquences d'étude, ces formulations restent toutefois valables, tout au moins à l'ambiante. Ces formulations ont été établies à la température ambiante en généralisant pour les éléments actifs la formulation de Nyquist valable pour un élément passif résistif. Ceci revient implicitement à admettre une proportionnalité entre la température électronique T_e et la température du composant. En admettant que cette hypothèse reste vraie à haute température, les formules de Fukui et de Cappy prennent les formes suivantes :

$$\text{Fukui: } N_{f_{\min}} = 1 + k_f \cdot \frac{T}{T_0} \cdot \frac{F}{F_c} \cdot \sqrt{G_m \cdot (R_s + R_d)}$$

où

$k_f \# 2,5$ pour les MESFET et $k_f \# 1,65$ pour les TEGFET

$$\text{Cappy: } N_{f_{\min}} = 1 + 2 \cdot F \cdot \frac{T}{T_0} \cdot \sqrt{\frac{L_g \cdot (\alpha \cdot Z + \beta \cdot I_{ds}) \cdot (R_s + R_d)}{F_c}}$$

en considérant :

$$k_f = 2 \cdot \sqrt{\frac{i_d^2}{4 \cdot k \cdot T \cdot G_m \cdot \Delta f}}$$

et

$$i_d^2 = 4 \cdot k \cdot T \cdot \Delta f \cdot \left\{ 1 + \left[\frac{C_{gd} \cdot \omega}{G_d} \right]^2 \right\} \cdot \frac{G_m \cdot L_g \cdot (\alpha \cdot Z + \beta \cdot I_{ds})}{C_{gs}}$$

avec

$$\alpha \# 2 \cdot 10^{-3} \text{ pF/cm}^2 \quad \text{et} \quad \beta \# 1,25 \cdot 10^{-5} \text{ pF/ mA/cm}$$

Si l'on compare maintenant les caractéristiques de facteur de bruit en fonction du courant I_{ds} $\{N_f(I_{ds})\}$, pour différentes fréquences et à 20 et 120°C obtenues grâce aux formulations précédentes (Fig. V-24 à V-26) en utilisant les éléments du schéma équivalent petit signal déduits de mesures hyperfréquences, aux résultats obtenus expérimentalement (cf fig. IV-21, IV-22, IV-25), on constate que les dites formulations ne permettent pas de retracer convenablement les évolutions réelles de facteur de bruit en fonction du courant. Et les valeurs du minimum de facteur de bruit sont d'autant plus sous-estimées que la température et/ou la fréquence sont élevées (tableau V-2).

Ceci nous a incité à mener plus loin cette approche théorique. Aussi nous sommes repartis de la même formule de base [réf. 21 et 22] mais cette fois sans négliger l'influence du bruit de grille (i_g^2) ni du coefficient de corrélation (C_j).

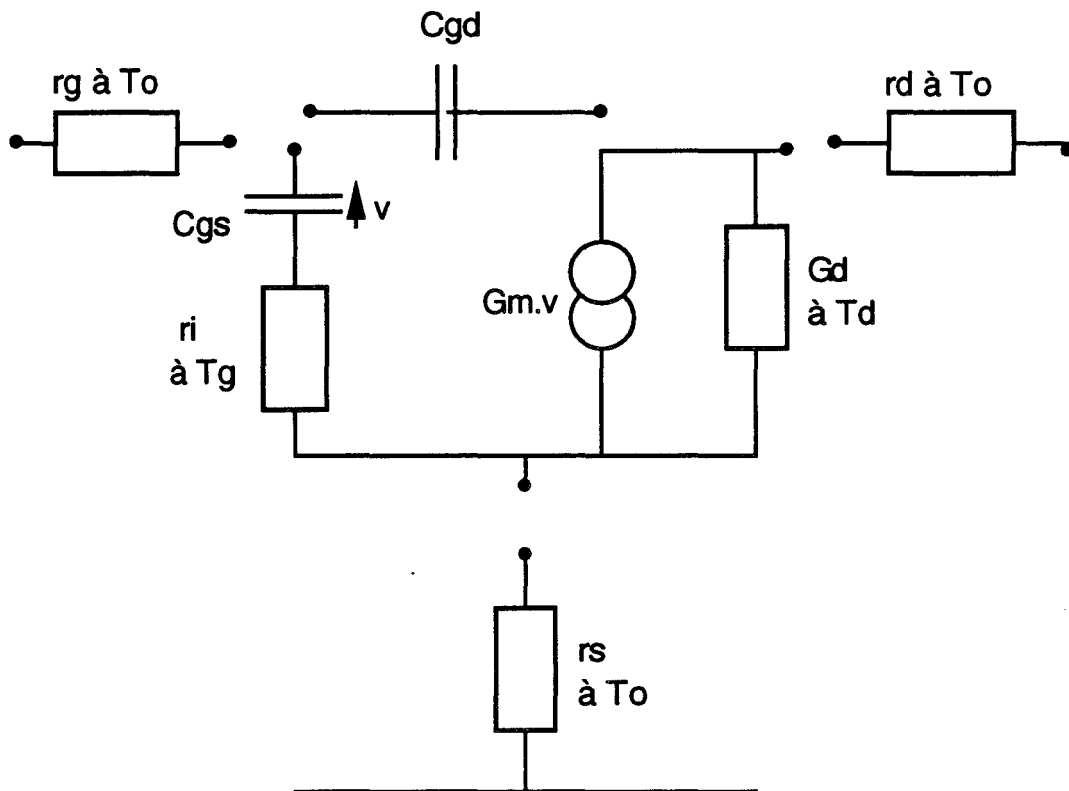


Fig.V-27.a : Schéma équivalent des TEC. Les sources intrinsèques de bruit sont caractérisées par des températures équivalentes de bruit (Tg , Td).

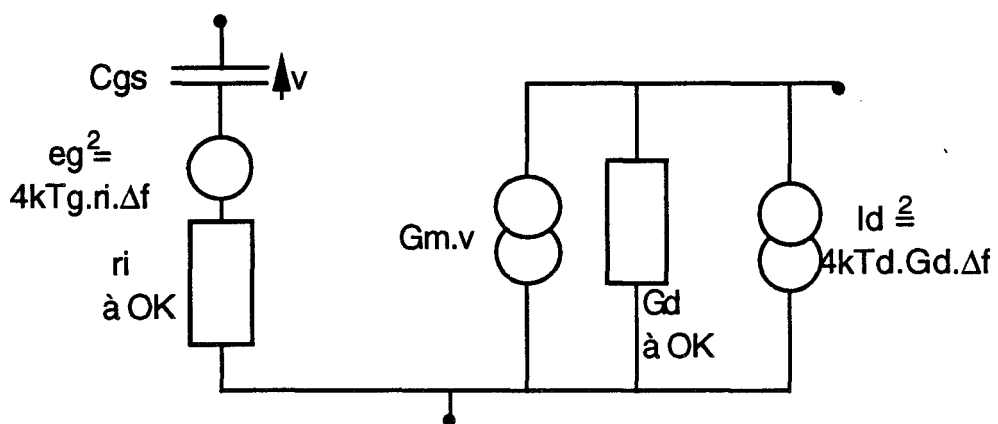


Fig. V-27.b : Représentation du schéma équivalent intrinsèque de bruit utilisé [réf. 20]

En conservant l'hypothèse précédente concernant la formule de Nyquist, les densités spectrales de courants de drain et de grille se mettent sous les formes :

$$i_d^2 = 4.k.T.\Delta f.G_{nd} = 4.k.T.\Delta f.G_m.P \quad \text{avec } G_{nd} \text{ admittance équivalente de bruit}$$

$$i_g^2 = 4.k.T.\Delta f.G_{ng} = 4.k.T.\Delta f.\frac{(\omega.C_{gs})^2.R}{G_m} \quad \text{avec } G_{ng} \text{ admittance équivalente de bruit}$$

et le coefficient de corrélation :

$$C_i = \frac{i_d^* . i_g}{\sqrt{i_d^2 . i_g^2}}$$

Il reste à déterminer les grandeurs : " i_d , i_g , i_d^2 et i_g^2 ". Pour cela nous nous sommes inspirés des travaux de Pospieszalski [réf. 20] qui, à partir du facteur de bruit extrinsèque et connaissant le schéma équivalent petit signal du transistor, a entrepris de retrouver les valeurs et caractéristiques des sources de bruit intrinsèques du composant. Pour se faire, il considéra le schéma intrinsèque équivalent de bruit présenté figure V-27 où T_0 , T_d et T_g représentent respectivement la température ambiante du composant, la température équivalente de bruit de drain et celle de grille. Ce schéma permet d'écrire alors G_{nd} , G_{ng} et C_i sous-bandes les formes suivantes :

$$G_{nd} = \frac{T_g}{T_0} \cdot \frac{G_m^2 . r_i}{1 + (\omega . C_{gs} . r_i)^2} + G_d \cdot \frac{T_d}{T_0}$$

$$G_{ng} = \frac{T_g}{T_0} \cdot \frac{(\omega . C_{gs})^2 . r_i}{1 + (\omega . C_{gs} . r_i)^2}$$

$$C_i \cdot \sqrt{G_{nd} . G_{ng}} = j \cdot \frac{T_g}{T_0} \cdot \frac{G_m \omega . C_{gs} . r_i}{1 + (\omega . C_{gs} . r_i)^2}$$

A ce niveau et pour notre part, les éléments du schéma équivalent petit signal intrinsèque et leurs évolutions en fonction de la température nous étant connus par le biais de la caractérisation, seules T_g et T_d constituent des inconnues dans le jeu d'équations précédentes. Or à la température ambiante, Pospieszalski a trouvé que T_g restait peu différente de T_0 . Aussi avons nous généralisé ce résultat quelle que soit la température physique du composant ($T_g = T$). Ainsi G_{ng} et C_i nous sont dès lors accessibles. N'ayant aucune indication particulière concernant T_d , nous nous sommes reportés, afin de déterminer G_{nd} (soit i_d^2), sur les travaux de Cappy préalablement présentés [réf. 19]. En réutilisant l'hypothèse précédente concernant la formule de Nyquist ($T_e \sim T$), le minimum de facteur de bruit est alors donné par l'équation (1) [réf. 19 à 22] :

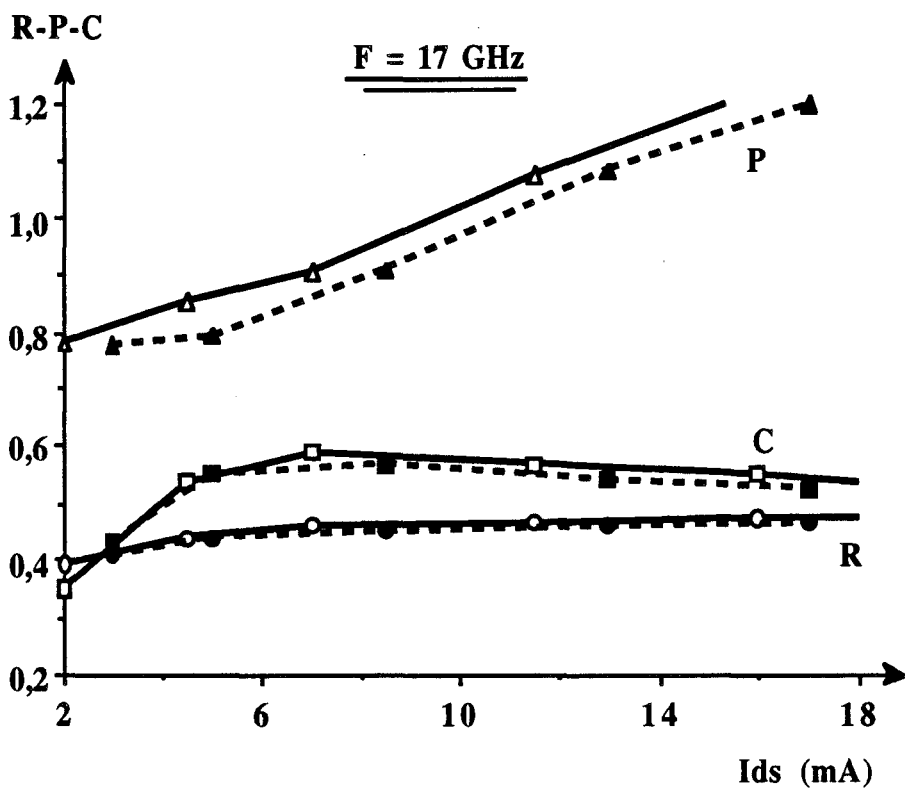
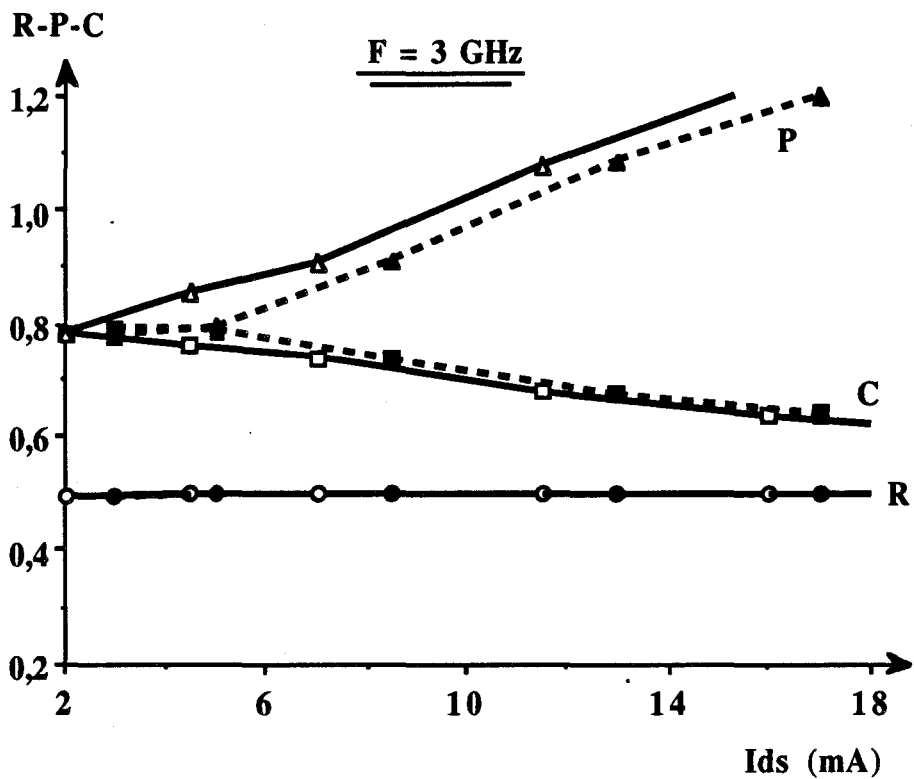


Fig. V-28 : Exemples d'évolutions théoriques typiques des coefficients R, P et C en fonction du courant dans le cas d'un MESFET à 20 (—) et 120°C (- -) à deux fréquences (3 et 17 GHz).
MESFET présenté : 551 T 102 [a # 70 nm; Nd # 4.10^{23} At/m³]

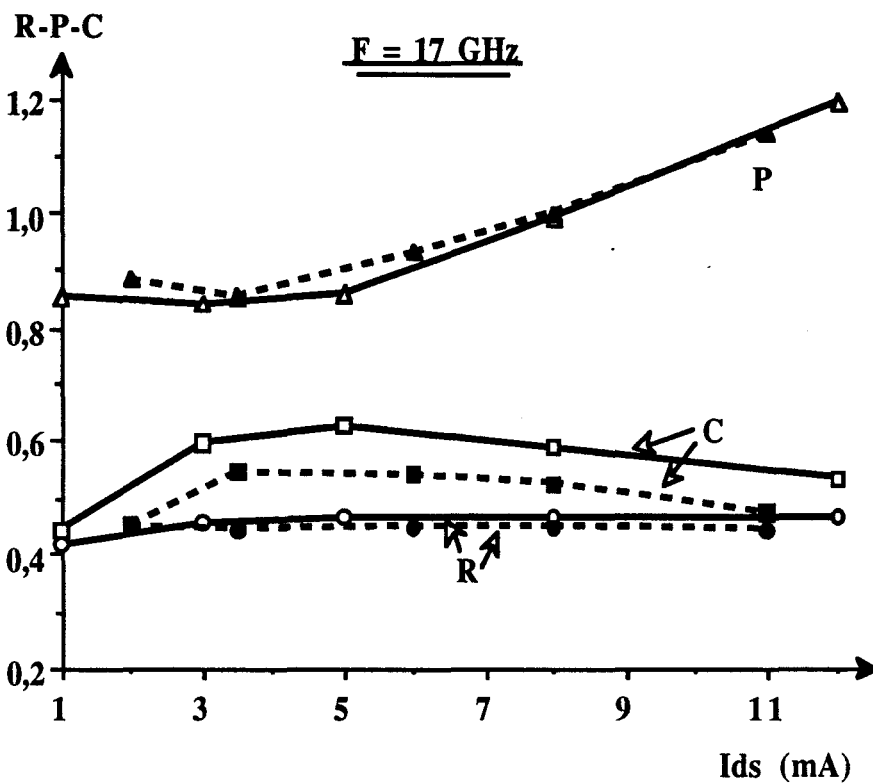
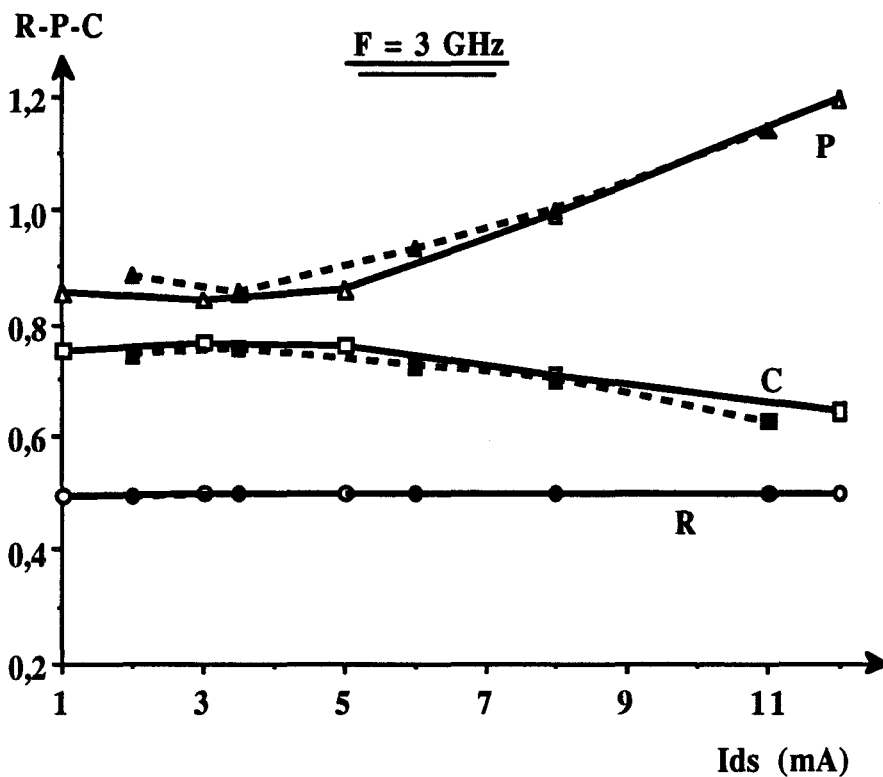


Fig. V-29 : Exemples d'évolutions théoriques typiques des coefficients R, P et C en fonction du courant dans le cas d'un TEGFET à taux d'alliage faible à 20 (—) et 120°C (---) et à deux fréquences (3 et 17 GHz).
 TEGFET présenté : 336 T n°1 [a # 45 nm; Nd # 10^{24} At/m^3 ; x = 0,2; esp = 40 Å]

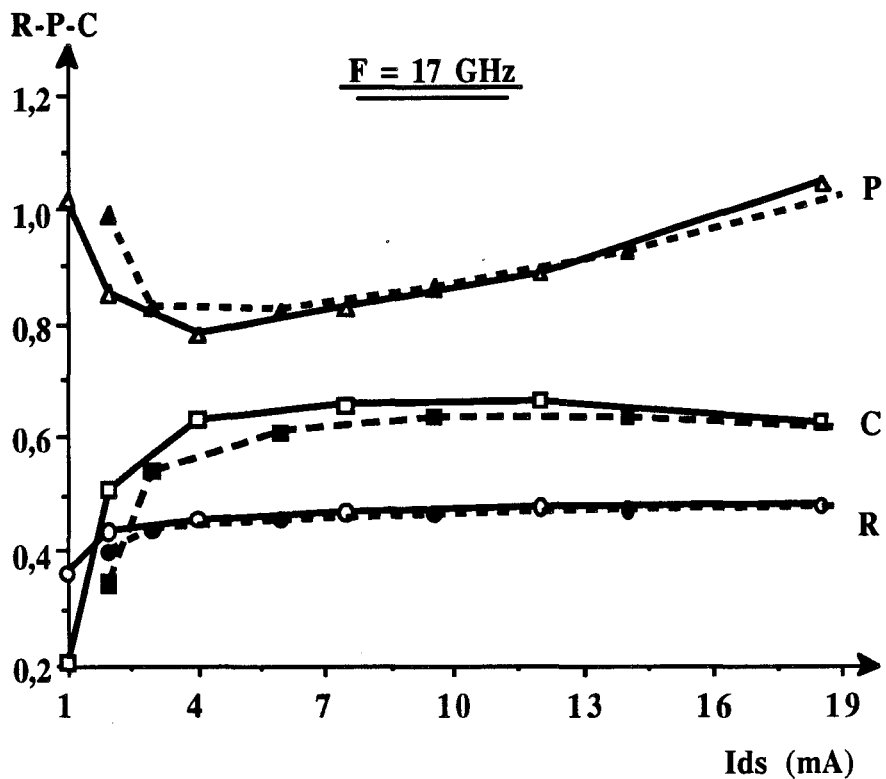
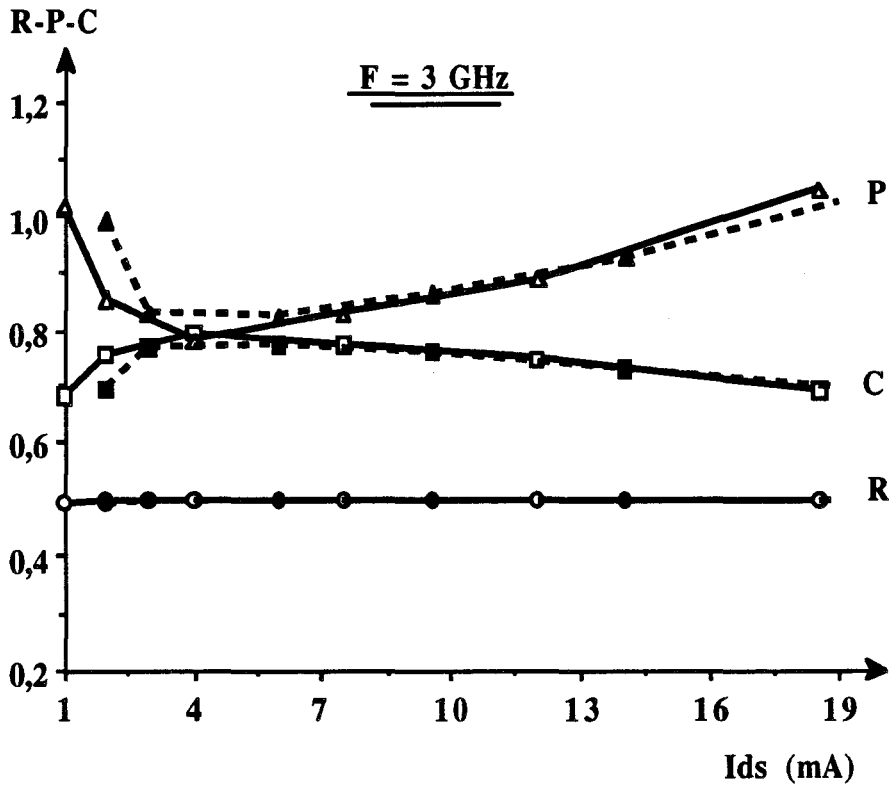


Fig. V-30 : Exemples d'évolutions théoriques typiques des coefficients R, P et C en fonction du courant pour un TEGFET à taux d'alliage élevé à 20 (—) et 120°C (---) et à deux fréquences (3 et 17 GHz)

TEGFET présenté : 526 T 102 [a # 30 nm; Nd # $3 \cdot 10^{24} \text{ At/m}^3$; x = 0,28; esp = 0 A]

$$N_{f_{\min}} = 1 + 2 \cdot \frac{T}{T_0} \cdot \frac{F}{F_c} \cdot \sqrt{G_m \cdot (R_s + R_g) \cdot (P + R - 2 \cdot C_i \cdot \sqrt{R \cdot P}) + R \cdot P \cdot (1 - C_i^2)}$$

Dans ce cas, on peut constater que la valeur et surtout l'évolution en température du minimum de facteur de bruit sont alors bien mieux respectées, quelle que soit la fréquence (fig. V-24 à V-26 et tableau V-2).

On constate donc que, moyennant les hypothèses précitées ($T_g \# T$ et $T_e \sim T$), l'équation (1) permet de prédire assez exactement les évolutions du facteur de bruit en fonction de la température aussi bien pour un MESFET qu'un TEGFET à taux d'alliage faible ou élevé. Cette approche aura permis de mettre en évidence l'influence du bruit de grille ainsi que de la corrélation entre les bruits de grille (i_g^2) et de canal (i_d^2) sur les évolutions en fonction de la température du facteur de bruit des TEC.

Remarque : La méthodologie adoptée nous amène à déterminer les paramètres caractéristiques R, P, C une fois expérimentalement connues les valeurs et évolutions en fonction de la température des éléments du schéma équivalent petit signal et en utilisant les hypothèses et travaux précités [réf. 19 et 20] qui permettent de résoudre l'équation (1). Nous en représentons, figures V-28 à V-30, des évolutions typiques en fonction du courant et de la température pour deux fréquences données (3 et 17 GHz), résultats à la fois concernant les MESFET et les TEGFET. Il apparaît que :

- R reste relativement indépendant de la température
- P semble décroître quand la température s'élève [élément favorable pour limiter l'évolution du facteur de bruit - éq. (1) -] bien que les TEGFET laissent apparaître des évolutions modérées mais, dans leur cas, cela ne constitue pas une généralité.
- C semble peu sensible à la température pour les MESFET et les TEGFET à taux d'alliage élevé, et semble décroître assez nettement dans le cas des TEGFET à taux d'alliage faible ce qui est défavorable pour le facteur de bruit et peut expliquer la plus forte évolution de ce dernier pour ce type de structure.

Toutefois une approche plus exhaustive se révèle nécessaire pour davantage confirmer ces points.

Conclusions

Une étude théorique du comportement à haute température des performances des TEC, dans laquelle l'influence de la température sur les mécanismes et phénomènes régissant le fonctionnement de ceux-ci fut prise en compte, a été présentée dans ce chapitre.

Chaque étape de cette étude fut validée par des comparaisons soit directement avec nos résultats expérimentaux ou avec ceux d'autres chercheurs soit encore avec ceux obtenus par le biais de simulations plus complètes de type Monté-Carlo. Il en ressort que, malgré sa relative simplicité, les résultats obtenus restent en excellent accord avec ceux que nous avons pu obtenir expérimentalement. Ainsi bon nombre de relations de cause à effet ont pu être soit expliquées soit confirmées. Cette étude théorique aura entre-autre permis de confirmer les dégradations générales des caractéristiques électriques et des performances fréquentielles. De même, une approche semi-empirique de la dégradation du facteur de bruit a pu être proposée laissant apparaître une excellente concordance théorie-expérience.

Toutefois, même à travers cette étude théorique, il apparaît difficile d'amoindrir les évolutions en fonction de la température des performances électriques des TEC et donc de les optimiser pour des utilisations à haute température, puisque les mécanismes qui régissent ces évolutions sont principalement d'origine physique.

Bibliographie

[réf. 1] : D. E. ASPNES

" GaAs lower Conduction-band minima : ordering and properties ", Phy. Review B, vol. 14, n°12, décembre 1976

[réf. 2] : H. L. LEE et al

" Electrical transport and band structure of GaAs ", Can. J. Phys., 57,1979

[réf. 3] : H. L. LEE et al

" Electron transport and band structure of GaAlAs alloys ", Phys. Review B, vol. 21, n°2, Janvier 1980

[réf. 4] : M. J. AUBIN et al

Can. J. Phys., 47, 1969

[réf. 5] : S. ADACHI

" GaAs, AlAs, AlGaAs :: material parameters for use in research and devices applications " J. Appl., vol. 58, n°3, aout 1985

[réf. 6] : J. S. BLAKEMORE

" Intrinsic density $n_i(T)$ in GaAs : deduced from band gap and effective mass parameters and derived independently from Cr acceptor capture and emission coefficients ", J. Appl. Phys., vol. 53, n°1, Janvier 1982

[réf. 7] : J. L. THOBEL

" Simulation Monté-Carlo de composants submicroniques à effet de champ et à hétérojonctions. Application au TEGFET et à ses structures dérivées ", Thèse de troisième cycle, Lille, 1988

[réf. 8] : SAXENA

" Electron mobility in GaAlAs alloys ", Phys. Reviews B, vol. 24, n°6, septembre 1981

[réf. 9] : R. L. ANDERSON

" Experiment on Ge-GaAs heterojunctions ", Solid State Electron, vol. 5, 1962

[réf. 10] : H. KROEMER

" Measurement of isotrope heterojunction barriers by C-V profiling ", Appl. Phys. Lett., vol. 36, n°4, 1980

[réf. 11] : F. STERN et W. E. HOWARD

" Properties of semiconductor surface inversion layer in the electric quantum limit ", Phys. Rev., vol. 163, n°3, novembre 1967

[réf. 12] : J. YOSHIDA

" Classical versus quantum mechanism calculation of the electron distribution at n-AlGaAs/GaAs heterointerface ", IEEE Trans. on Elec. Devices, vol. ED-33, n°1, janvier 1986

[réf. 13] : F. TEMCAMANI

" Optimisation théorique et expérimentale des transistors à effet de champ multicanaux, à gaz bidimensionnel d'électrons AlGaAs/GaAs pour l'amplification de puissance en hyperfréquence ", Thèse de 3ème cycle, Lille, octobre 1990

[réf. 14] : F. STERN

" Self-consistent results for n-type Si inversion layers ", Phys. Rev. B, vol. 5, n° 12, juin 1972

[réf. 15] : P. GODTS

" Modélisation et optimisation en vue de réalisations technologiques de MESFET et de TEGFET AlGaAs/GaAs ", Thèse de 3ème cycle, Lille, octobre 1988

[réf. 16] : A. CAPPY

" Propriétés physiques et performances potentielles des composants à Effet de Champ : structures conventionnelles et à gaz d'électrons bidimensionnel ", Thèse Doctorale, Lille, décembre 1986

[réf. 17] : M.A. PY et al

" Extraction of FET parameters at low drain bias by taking into account the dependence of mobility on 2D electron gas concentration ", Microelectronic Engineering, vol. 15, 1991

[ref. 18] : H. FUKUI

" Optimal noise figure of microwave GaAs MESFET's ", IEEE Trans. Electron Devices, vol. ED-26, n°7, juin 79

[ref. 19] : A. CAPPY, M. SCHORTGEN, G. SALMER

" A new method for calculating the noise parameters of MESFET's and TEGFET's ", IEEE Electron Device Letters, vol. EDL-6, n°6, juin 85

[réf. 20] : M. W. POSPIESZALSKI

" Modeling of noise parameters of MESFET's and MODFET's and their frequency and temperature dependence ", IEEE Trans. on Micr. Theo. and Tech., vol. 37, n°39, septembre 89

[réf. 21] : A. VAN DER ZIEL

" Thermal noise in field effect transistor ", Proc. IRE, vol. 50, 1962

[réf. 22] : A. VAN DER ZIEL

" Gate noise in field effect transistors at moderately high frequencies ", Proc. IRE, vol. 51, 1963

[réf. 23] : D. DEPREEW

" Modélisation de transistors à effet de champ à hétérojonctions, application au MISFET GaAlAs/GaAs et à l'étude du transfert électronique dans l'espace réel ", Thèse de troisième cycle, Lille, 1988.

Conclusion Générale

L'étude expérimentale que nous avons menée a révélée que les caractéristiques électriques et les performances des MESFET et TEGFET présentaient dans leur ensemble des évolutions en fonction de la température relativement similaires, alors qu'une forte dégradation des performances des TEGFET était à craindre à hautes températures comparativement aux MESFET vue entre-autre l'importante amélioration de leurs performances observée lorsqu'ils sont refroidis [77 K].

Il est cependant apparu clairement que certaines caractéristiques physiques électriques évoluaient davantage pour les TEGFET que pour les MESFET telles que la mobilité électronique, les résistances d'accès, De même, certaines mesures ont révélé des évolutions bien plus importantes que prévu pour les deux types de composants par exemple celles du facteur de bruit. Cependant le caractère exhaustif de cette étude a permis de mettre en évidence l'intérêt de certains "agencements" structuraux en vue de minimiser certaines évolutions surtout pour les TEGFET. Par exemple, :

- pour amoindrir l'évolution de la valeur des résistances d'accès des TEGFET, l'utilisation d'un taux d'aluminium variable apparait comme une solution de choix
- pour amoindrir l'évolution de la valeur du minimum de facteur de bruit, la recherche de la discontinuité la plus importante possible au niveau de l'hétérojonction dans les TEGFET parait être le point essentiel : ceci conduit à un taux d'alliage élevé pour les structures conventionnelles ou à l'utilisation de composants pseudomorphiques

L'approche théorique, conjointement menée avec l'étude expérimentale, a permis de mieux comprendre ou/et de confirmer certaines évolutions observées expérimentalement. Ainsi bon nombre de mécanismes ont pu être analysés et leur impact sur les évolutions quantifiée. Il ressort de cette approche est qu'un bon nombre d'évolutions sont liées à celles des caractéristiques physiques des matériaux employés (dynamique électronique, masses, ...) et que des influences contradictoires ou des effets de compensation rendent difficile l'optimisation du composant.

Cette approche aura de plus révélée que l'état de l'art des théories actuelles concernant la physiques des matériaux à base d'AlGaAs donne la possibilité de retracer assez convenablement dans son ensemble le comportement en température des TEC bien que certains mécanismes paraissent encore mal appréhendés (par exemple : évolution de la tension de pincement).

Toute cette étude aura contribué à compléter les connaissances physiques sur les matériaux et composants à base d'AlGaAs ainsi que sur leurs applications. Des retombées importantes doivent en résulter en ce qui concerne les composants de puissance où l'élévation de température constitue de plus en plus une limitation fondamentale.

Résumé

L'objectif essentiel du travail effectué consistait en une étude comparative des évolutions en fonction de la température (au-delà de 20°C) des propriétés, des caractéristiques et des performances des TEC (MESFET et TEGFET) en régime petit signal et faible bruit. En effet, vu l'importante amélioration des performances des TEGFET lors de leur refroidissement à 77 K, une plus forte dégradation de leurs caractéristiques était à craindre lors d'un échauffement du composant comparativement au MESFET.

L'approche a surtout été expérimentale bien qu'une étude théorique des phénomènes apparaissant à hautes températures a été systématiquement effectuée et des simulations sur le comportement des TEC aux températures d'étude réalisées.

L'approche expérimentale a résidé dans l'extension de méthodologies de mesure au domaine des températures élevées (jusqu'à 120°C) et à la conception d'un certain nombre de composants typiques. Il est apparu que certaines caractéristiques physiques (mobilité,...) et électriques (résistances d'accès, transconductance,...) ainsi que certaines performances (facteur de bruit) présentaient des dégradations importantes à hautes températures qui pouvaient avoir des conséquences significatives lors de l'utilisation du composant. Toutefois, dans l'ensemble, l'ampleur des effets n'était pas véritablement plus importante pour les TEGFET que pour les MESFET.

L'approche théorique a permis de mieux comprendre les mécanismes physiques mis en jeu et d'apprécier leurs conséquences sur les évolutions des caractéristiques et performances des TEC. Elle nous a donné l'occasion de mieux appréhender la physique des matériaux III-V ce qui permit de mieux concevoir la perspective de l'utilisation à hautes températures de certaines structures.

L'ensemble du travail a abouti à définir des structures technologiques susceptibles de minimiser certaines évolutions survenant lors de l'échauffement d'un TEC et de proposer des solutions nouvelles.



MOTS CLES : TRANSISTOR A EFFET DE CHAMP - MODELE - HETEROJONCTION - HYPERFREQUENCES - BRUIT - CARACTERISATION