

N° d'ordre : 983

50376  
1992  
317

63305

50376  
1992  
317

# THESE

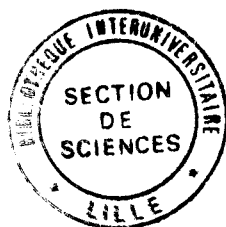
l'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE LILLE

pour obtenir le titre de

**DOCTEUR DE L'UNIVERSITE**

Spécialité : Electronique

par



**Joël GEST**



**"MODELISATION DU BRUIT DE DIFFUSION DANS  
LES TRANSISTORS A EFFET DE CHAMP A  
HETEROJONCTIONS"**

Soutenu le 15 Octobre 1992 devant la commission d'examen :

Membres du Jury : MM

**E. CONSTANT**

**Président**

**J. ZIMMERMANN**

**Directeur de Thèse**

**J.P. NOUGIER**

**Rapporteur**

**A. TOUBOUL**

**Rapporteur**

**G. GHIBAUDO**

**Examineur**

**R. FAUQUEMBERGUE**

**Examineur**

A la Mémoire de mon Père  
A la Mémoire de Raphaël

A ma Mère

A tous ceux que j'aime

## **AVANT PROPOS**

*Ce travail a été effectué au Département Hyperfréquences et Semiconducteurs de l'Institut d'Electronique et Microélectronique du Nord, de l'Université des Sciences et Technologies de Lille, dirigé par Monsieur le Professeur G. SALMER.*

*Je remercie vivement Monsieur le Professeur E. CONSTANT, Directeur de l'Institut d'Electronique et Microélectronique du Nord, de me faire l'honneur de présider la commission d'examen.*

*J'exprime toute ma reconnaissance envers Monsieur J. ZIMMERMANN, Directeur de Recherches au C.N.R.S., pour avoir dirigé ce travail. Sa disponibilité, ses compétences scientifiques et ses nombreux conseils ont été un soutien constant tout au long de cette étude. Je l'en remercie vivement.*

*Je remercie profondément Monsieur J.P. NOUGIER, Professeur de l'Université de Montpellier II, et Monsieur A. TOUBOUL, Professeur de l'Université de Bordeaux I, qui me font l'honneur de participer à ce jury et d'en être les rapporteurs.*

*Mes remerciements vont aussi à Monsieur G. GHIBAUDO, Directeur de Recherches au C.N.R.S. au Laboratoire de Physique des Composants à Semiconducteurs de Grenoble, et Monsieur R. FAUQUEMBERGUE, Professeur de l'Université des Sciences et Technologies de Lille, qui ont accepté de participer à la commission d'examen et de juger ce travail.*

*Il m'est très agréable de mentionner les membres de notre équipe dont l'aide amicale et sympathique m'a été très précieuse : H. FAWAZ, H. EL IDRISSE, H. KABBAJ, G. MERLAUX et A. SLEIMAN.*

*Je tiens à exprimer toute ma sympathie aux membres de la centrale de caractérisation, en particulier Mesdames E. DELOS, S. LEPILLIET et Monsieur E. PLAYEZ, pour leur aide efficace à la caractérisation des composants. Je tiens également à remercier Monsieur D. VANDERMOERE de la centrale de technologie, Monsieur P. MICHON de l'atelier de mécanique, et Messieurs J.P. DEHORTER et J. LEMAIRE de l'atelier de reproduction, pour la qualité de leur travail et leur patience à toute épreuve.*

*Enfin, je ne saurais terminer cet avant propos sans évidemment remercier très chaleureusement tous mes amis et les membres du laboratoire qui m'ont toujours soutenu et m'ont permis de travailler dans une ambiance la plus agréable possible. Qu'ils trouvent ici l'expression de ma plus grande sympathie.*

*Cette étude a été effectuée dans le cadre du consortium ESPRIT II BRA 3017 NOISE.*

# *Sommaire*

# **SOMMAIRE**

**PREAMBULE** p. 1

**INTRODUCTION** p. 4

## **CHAPITRE I**

### **TECHNIQUE DE MESURE DE LA PUISSANCE DE BRUIT**

**I.1 - INTRODUCTION** p. 6

**I.2 - PRESENTATION DU BANC DE MESURE DE BRUIT** p. 6

**I.3 - FONCTIONNEMENT DU MESUREUR DE BRUIT** p. 8

**I.4 - PRINCIPE DE LA METHODE DE MESURE DE BRUIT  
SANS ADAPTATION** p. 9

**I.5 - PROBLEMES LIES A CETTE METHODE** p. 12

**I.51 - PROBLEMES RENCONTRES A LA TEMPERATURE  
AMBIANTE (293 K)** p. 12

**I.52 - PROBLEMES RENCONTRES EN BASSE TEMPERATURE** p.15

# CHAPITRE II

## MODELISATION DES TRANSISTORS A EFFET DE CHAMP DE TYPE TEGFET

<b>II.1 - INTRODUCTION</b>	p. 17
<b>II.2 - DESCRIPTION DU MODELE</b>	p.19
<b>II.21 - PRESENTATION DU COMPOSANT ETUDIE</b>	p. 19
II.211 - Principe de fonctionnement d'un TEGFET	p. 20
II.212 - Fonctionnement de l'hétérojonction	p. 20
II.213 - Hétérojonction polarisée	p. 21
<b>II.22 - HYPOTHESES DU MODELE</b>	p. 24
<b>II.23 - EQUATIONS MISES EN JEU</b>	p. 24
II.231 - Couche d'accumulation	p. 24
II.232 - Commande de charge	p. 25
II.233 - Equations de relaxation	p. 27
II.234 - Equation du courant	p. 28
II.235 - Théorème de Gauss	p. 28
II.236 - Equations du programme et processus numérique	p. 30
II.237 - Conditions initiales	p. 31
<b>II.24 - RESULTATS DU MODELE EN REGIME STATIQUE</b>	p. 32
II.241 - Principaux paramètres mesurables nécessaires au modèle	p. 32
II.242 - Comparaison théorie-expérience	p. 35

## CHAPITRE III

### MODELISATION EN BRUIT DES TRANSISTORS A EFFET DE CHAMP DE TYPE TEGFET

III.1 - INTRODUCTION	p. 38
III.2 - DEFINITIONS DES DIFFERENTES TEMPERATURES UTILISEES DANS NOTRE MODELE	p. 38
III.21 - TEMPERATURE AMBIANTE $T_a$	p. 38
III.22 - TEMPERATURE ELECTRONIQUE $T_e$	p. 39
III.23 - TEMPERATURE DE BRUIT $T_b$	p. 39
III.3 - EQUATIONS REGISSANT LE MODELE DE BRUIT	p. 39
III.31 - DETERMINATION DES ELEMENTS DE LA LIGNE DE TRANSMISSION	p. 39
III.32 - DETERMINATION D'UN QUADRIPOLE ELEMENTAIRE CONSTITUANT LA LIGNE DE TRANSMISSION	p. 41
III.33 - ETUDE DU BRUIT EN TENSION DE DRAIN ET EN COURANT DE GRILLE	p. 42
III.34 - TEMPERATURE EQUIVALENTE DE BRUIT	p. 47
III.4 - RESULTATS OBTENUS PAR LE CALCUL DE L'IMPEDANCE DU CANAL ET DE L'ADMITTANCE ENTRE SOURCE ET GRILLE	p. 48
III.5 - CONCLUSION	p. 51



# CHAPITRE IV

## ETUDE EXPERIMENTALE

<b>IV.1 - INTRODUCTION</b>	p. 52
<b>IV.2 - ETUDE DU COMPORTEMENT EN BRUIT DES RESISTANCES D'ACCES A PARTIR D'UNE ECHELLE DE RESISTANCES</b>	p. 52
<b>IV.3 - MESURES DE BRUIT SUR DES TRANSISTORS DE TYPE TEGFET<sub>s</sub> A LA TEMPERATURE AMBIANTE</b>	p. 55
<b>IV.31 - INFLUENCE DE LA FREQUENCE SUR LA MESURE DES PUISSANCES DE BRUIT DES TRANSISTORS ETUDIES</b>	p. 55
<b>IV.32 - INFLUENCE DE LA POLARISATION SUR LA MESURE DES PUISSANCES DE BRUIT DES TRANSISTORS ETUDIES</b>	p. 56
<b>IV.4 - MESURES DE BRUIT SUR LES TRANSISTORS EN BASSE TEMPERATURE</b>	p. 59
<b>IV.41 - INFLUENCE DE LA TEMPERATURE AMBIANTE SUR LA CARACTERISTIQUE STATIQUE</b>	p. 59
<b>IV.42 - INFLUENCE DE LA TEMPERATURE AMBIANTE SUR LES MESURES DE BRUIT</b>	p. 60
<b>IV.43 - MESURES DE BRUIT SUR LES TRANSISTORS A 193 K (température de la neige carbonique)</b>	p. 61
<b>IV.5 - EXPLOITATION DU MODELE DE BRUIT</b>	p. 63
<b>IV.51 - COMPARAISON THEORIE/EXPERIENCE</b>	p.63
<b>IV.52 - CONTRIBUTIONS LOCALES DES SOURCES DE BRUIT DANS LE CANAL</b>	p. 66

<b>IV.6 - OBTENTION DU COEFFICIENT DE DIFFUSION PAR LE MODELE DE BRUIT</b>	p. 68
<b>CONCLUSION GENERALE</b>	p. 70
<b>ANNEXE</b>	p. 72
<b>BIBLIOGRAPHIE</b>	p. 74

## NOMENCLATURE DES NOTATIONS UTILISEES

$C_{gs}$ :	capacité de grille
$C(x_i, F)$ :	coefficient de corrélation local entre bruit de drain et bruit de grille
$C(V_{gs}, V_{ds}, F)$ :	coefficient de corrélation total entre bruit de grille et bruit de drain
$d$ :	épaisseur de la couche active
$D(\varepsilon)$ :	coefficient de diffusion
$D_0$ :	coefficient de diffusion à l'équilibre thermodynamique
$\Delta x$ :	longueur d'une tranche dans le canal conducteur
$\Delta f$ :	bande de fréquence de mesure
$\Delta E_c$ :	discontinuité de bande de conduction
$E_x(x)$ :	champ électrique longitudinal local au point $x$ du canal
$E_y(x)$ :	champ électrique transversal local au point $x$ du canal
$E_{ys}$ :	champ électrique transversal à l'interface GaAs/AlGaAs
$E_{ss}$ :	champ électrique en régime stationnaire
$e$ :	épaisseur de l'espaceur
$\varepsilon$ :	énergie des porteurs dans le canal
$\varepsilon_0$ :	énergie des porteurs à l'équilibre thermodynamique
$E_f$ :	niveau de Fermi
$\phi_B$ :	hauteur de la barrière du contact Schottky
$f_c$ :	fréquence de coupure
$g_d$ :	conductance de sortie
$g_m$ :	transconductance statique
$I_B(x)$ :	courant de bruit engendré par la résistance du canal $R_c(x)$ au point $x$ considéré
$\overline{I_g^2}(x_i, F)$ :	puissance de bruit locale en courant de grille
$\overline{I_g^2}(V_{gs}, V_{ds}, F)$ :	puissance de bruit totale en courant de grille
$I_{ds}$ :	courant de drain
$\kappa$ :	permittivité de la couche d'AlGaAs
$k_B$ :	constante de boltzmann
$L_g$ :	longueur de grille
$\mu$ :	mobilité du canal conducteur
$\mu_{ss}$ :	mobilité des porteurs en régime stationnaire
$m^*$ :	masse effective des porteurs
$N_s(x)$ :	densité surfacique de charges au point $x$ du canal conducteur
$N_d$ :	dopage de la couche d'AlGaAs
$n(x)$ :	densité volumique totale de charge

$q$ :	charge élémentaire
$R_d$ :	résistance de drain
$R_g$ :	résistance de grille
$R_s$ :	résistance de source
$R_c(x)$ :	résistance du canal au point $x$ du canal conducteur
$R_i(x)$ :	résistance dynamique du canal au point $x$ considéré
$S_{I_g}(V_{ds}, V_{gs}, F)$ :	densité spectrale en courant de grille
$S_v(V_{ds}, V_{gs}, F)$ :	densité spectrale en tension de drain
$T_B(V_{gs}, V_{ds}, F)$ :	température équivalente de bruit
$T_e$ :	température électronique
$T_0$ :	température du composant
$\tau_\varepsilon$ :	temps de relaxation de l'énergie
$\tau_m$ :	temps de relaxation du moment
$v_{ss}$ :	vitesse des porteurs en régime stationnaire
$v(x)$ :	vitesse de dérive des électrons dans le canal
$\overline{V_{ds}^2}(x_i, F)$ :	puissance de bruit locale en tension de drain
$\overline{V_{ds}^2}(V_{gs}, V_{ds}, F)$ :	puissance de bruit totale en tension de drain
$V_d$ :	tension continue de drain
$V_g$ :	tension continue de grille
$V_c(x)$ :	potentiel local au point $x$ du canal
$V_p$ :	tension de pincement
$V_t$ :	tension de seuil
$x$ :	pourcentage d'aluminium
$y_s$ :	épaisseur équivalente d'injection dans la couche tampon
$Y_{22}(V_{gs}, V_{ds}, F)$ :	admittance de sortie
$Z_{11}(V_{gs}, V_{ds}, F)$ :	impédance d'entrée
$z(x_i, F)$ :	impédance équivalente de bruit de drain engendré au point $x_i$
$Z$ :	largeur du composant

# *Introduction*

## PREAMBULE

Le transistor à effet de champ constitue à l'heure actuelle le composant de base du développement de l'électronique hyperfréquence, dont le champ d'application s'étend sur des domaines aussi variés que les télécommunications, les besoins militaires, l'informatique, etc...

Les informations transmises sous la forme de signaux électriques, ou électromagnétiques se propageant à travers l'espace ou dans des appareils sont perturbées par un ensemble de phénomènes physiques résultant de fluctuations spontanées (de vitesse, de champ électrique, ...) connues sous le nom de bruit de fond.

L'exemple le plus simple et le plus connu des effets produits par ces fluctuations, est le bruit engendré par un haut parleur couplé à un amplificateur en l'absence de tout signal.

En effet, si on considère un amplificateur de gain  $G_a$  créant une puissance de bruit  $N_a$ , on aura à la sortie une puissance de bruit  $N_2$  égale à :

$$N_2 = N_a + N_1 \times G_a$$

où  $N_1$  est la puissance de bruit à l'entrée de l'amplificateur.

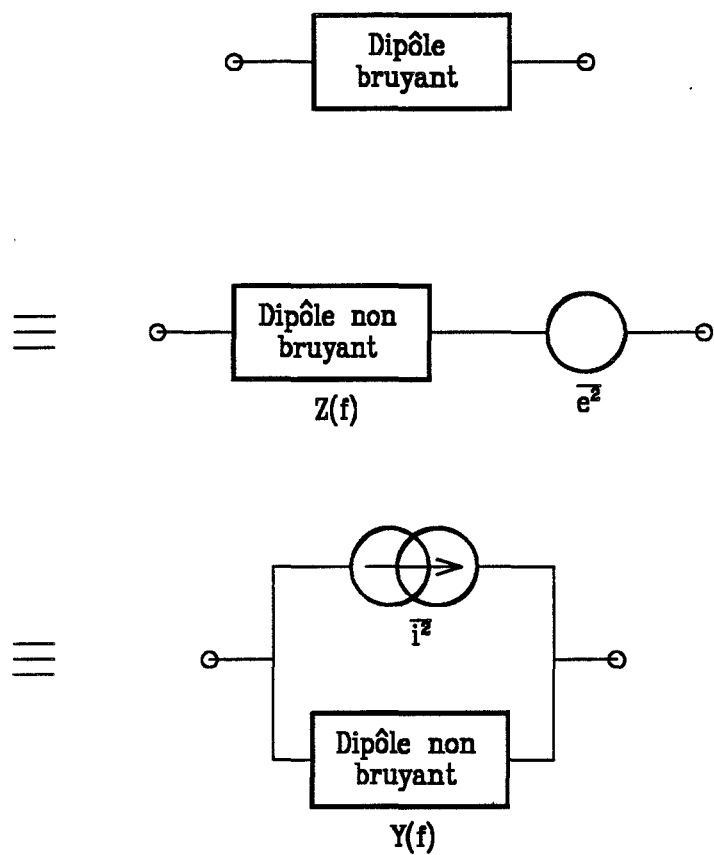
Le problème à résoudre dans ce cas, est d'amplifier le signal perçu en y ajoutant le moins de bruit possible.

Ainsi, le bruit propre de l'amplificateur contribue à une dégradation du rapport signal sur bruit, et il est pratique de caractériser cette dégradation par le facteur de bruit défini par :

$$F = \frac{\left[ \frac{S}{N} \right]_e}{\left[ \frac{S}{N} \right]_s}$$

où  $(S/N)_e$  et  $(S/N)_s$  sont les rapports signal sur bruit à l'entrée et à la sortie de l'étage amplificateur.

En ce qui concerne les mesures de bruit sur les dipôles, le problème est plus simple. Généralement, on définit une température équivalente de bruit  $T_B$ , comme étant la température à laquelle il faudrait porter le dipôle fictif, de même impédance différentielle et qui fournirait la même puissance de bruit mesurée (voir figure [1]).



*Figure 1 : Equivalence série et parallèle d'un dipôle bruyant*

Dans ce cas, en utilisant les formules de Nyquist, le dipôle peut être représenté de deux façons différentes :

$$\overline{e^2} = 4 k_B T_B \operatorname{Re}[Z(f)] = S_v(f) \Delta f \text{ (représentation série)}$$

$$\overline{i^2} = 4 k_B T_B \operatorname{Re}\left[\frac{1}{Z(f)}\right] = S_i(f) \Delta f \text{ (représentation parallèle)}$$

où  $k_B$  est la constante de Boltzmann, et  $\Delta f$  la bande de fréquence de mesure.

Si sur le plan pratique, une étude de bruit est importante, elle ne l'est pas moins sur le plan théorique, car elle permet non seulement de mieux comprendre les phénomènes physiques issus de ces fluctuations spontanées, mais permet aussi d'appréhender certains paramètres physiques comme le coefficient de diffusion.

En effet, le bruit dans les composants, est dû à des événements aléatoires locaux, produits par des mécanismes physiques comme la collision des porteurs, dont le mouvement est aléatoire autour d'une trajectoire moyenne.

Considérons par exemple, un barreau semiconducteur homogène de longueur  $L$  mesuré suivant l'axe  $Ox$  avec deux contacts ohmiques à chaque extrémité de type  $N^+$ . En supposant le courant dirigé selon cet axe  $Ox$ , l'évolution de la densité d'électrons en un point quelconque du barreau est donnée par l'équation suivante :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{q} \frac{\partial J_{n_x}}{\partial x} + g_n - r_n$$

Dans cette formule,  $J_n$  représente la densité de courant, et  $g_n$  et  $r_n$  les densités d'électrons qui, respectivement se créent ou se recombinent.

En intégrant cette équation locale sur tout le volume du semiconducteur, et en supposant le courant parallèle à l'axe du barreau, il vient :

$$\frac{\partial N}{\partial t} = \left[ \frac{I_2 - I_1}{q} \right]_c + \left[ \frac{I_2 - I_1}{q} \right]_d + G_{nt} - R_{nt}$$



où  $N$  représente la population totale d'électrons libres dans la barre,  $I_1$  et  $I_2$  sont les courants de conduction (c) ou de diffusion (d) qui respectivement sont injectés et collectés dans le barre, et  $G_{nt}$  et  $R_{nt}$  sont les taux de génération et de recombinaison par unité de temps pour tout le volume du barre.

Si cette expression est nulle en régime permanent, elle ne l'est malheureusement pas en chaque instant où chacun des termes fluctue au cours du temps autour de sa valeur moyenne et crée ainsi une source de bruit bien distincte des autres. Ce sont ces trois termes qui sont la cause même des fluctuations du courant dans les composants électroniques.

Le premier terme (indice c) représente les fluctuations de la fraction des porteurs assurant le courant de conduction. Il est non nul uniquement à cause de la structure granulaire, électron par électron, du courant électrique. Cette source de bruit appelée bruit de grenaille, est perçue lorsque le temps de transit est très inférieur au temps de relaxation (temps moyen entre deux collisions), c'est-à-dire lorsque la collection peut se faire sans que le porteur ait une chance de se recombiner ou de subir des collisions.

Le deuxième terme, (indice d), est lié à la diffusion des porteurs. Il traduit leur agitation thermique, ou encore leurs changements de direction après chaque collision et occasionne ainsi le bruit thermique ou de diffusion. Contrairement au bruit de grenaille, cette composante subsiste, lorsque le temps de transit est suffisamment long pour voir apparaître les collisions.

Le dernier terme résulte des captures aléatoires des paires électrons-trous sur les centres recombinants et de la génération dans les bandes de conduction et de valence durant le temps de transit. En conséquence, ce bruit génération-recombinaison persiste tant que la durée de vie du porteur reste inférieure au temps de transit.

Par ce simple exemple, nous avons montré qu'il pouvait exister différentes sources de bruit dans un composant électronique. Toutefois, d'autres sources de bruit peuvent intervenir. Parmi celles-ci, on peut citer le bruit en  $1/f$  qui, vu le nombre de publications durant ces dernières années, est certainement celle qui a suscité le plus d'efforts dans ce domaine. Ces bruits en  $1/f$  se manifestent le plus souvent en basse fréquence et se caractérisent par un spectre en puissance de la forme  $f^\beta$  où  $\beta$  peut être compris entre 0,5 et 1,6. En fait, toutes les sources donnant lieu à fluctuations peuvent être à l'origine du bruit en  $1/f$ . Ils constituent un moyen d'investigation des imperfections présentes dans un composant, et les diverses lois de bruit en  $1/f$  sont en général représentatives de phénomènes particuliers (Hooge, 1981; Van der Ziel, 1987; Van Vliet, 1991). On peut montrer par exemple que l'interaction de particules libres

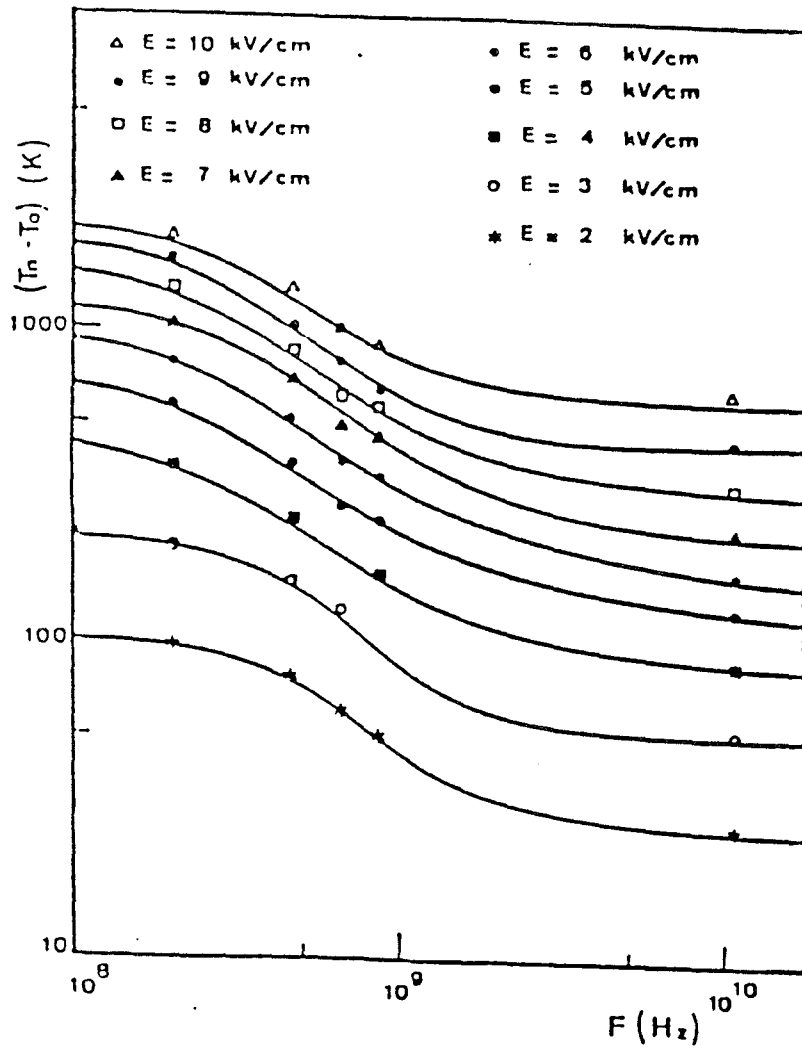


Figure 2 : Température en excès (d'après Nougier, 1987), en fonction de la fréquence, pour différentes intensités du champ électrique, dans InP de type n, à 300 K,  $N_d = 2.7 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$

avec un spectre continu de pièges donne lieu à l'apparition de bruit en  $1/f$  (Van der Ziel, 1987).

Comme nous l'avons déjà souligné, toutes ces sources de bruit évoluent de façon indépendantes les unes des autres au cours du temps. En conséquence une analyse du bruit dans une large gamme de fréquences peut permettre d'obtenir des renseignements détaillés sur certains paramètres de transport, tels que le coefficient de diffusion, la densité de porteurs libres, la mobilité, la durée de vie, etc...Ainsi, la figure [2] (d'après Nougier, 1987), montre des résultats expérimentaux de mesures de température de bruit dans InP à 300 K, entre 220 MHz et 10 GHz, à différents champs électriques. De toute évidence, deux sources de bruit sont présentes : le bruit de génération-recombinaison correspondant au plateau en basse fréquence, et le bruit de diffusion, responsable du plateau en haute fréquence. Entre les deux, les autres sources de bruit viennent prédominer avec plus ou moins d'importance selon la fréquence.

## INTRODUCTION

Dans ce travail, c'est le bruit de diffusion que nous nous proposons d'étudier dans les transistors à effet de champ à hétérojonctions. La connaissance de ce paramètre présente en effet un grand intérêt aussi bien sur le plan fondamental que sur le plan appliqué. Du point de vue de la physique fondamentale, le coefficient de diffusion peut être obtenu en utilisant les techniques numériques comme la méthode de Monte-Carlo (Kaszynski, 1979; Fauquembergue, 1980). Ces renseignements sont à la base même de modèles utilisant par exemple la méthode du champ d'impédance (Shockley, 1966), permettant ainsi le calcul des spectres de bruit.

Concernant ces études très physiques, peu de résultats existent à l'heure actuelle. La prise en compte des phénomènes physiques intrinsèques (les effets des électrons chauds, les effets de corrélation de sources de bruit, les effets de dynamique non stationnaire, etc...), rend les modèles plus lourds et donc très difficiles à concevoir sans hypothèses et simplifications plus ou moins brutales.

Les travaux les plus récents effectués dans ce domaine, (Pospieszalski, 1989; Cappy, 1989; Colombani, 1990; Watanabe, 1990), sont essentiellement dirigés vers la caractérisation des composants, et tournent autour du schéma équivalent. Ainsi, plusieurs améliorations ont été apportées à la formule du facteur de bruit en ajustant les paramètres mis en jeu.

On peut citer aussi Whiteside (1987), dont le travail a été surtout expérimental et plus récemment Ando (1990) qui a développé un modèle de bruit basé sur celui de Pucel (1974) en introduisant une loi de contrôle de charge utilisant un niveau de Fermi.

Malheureusement ces différents modèles sont contradictoires par les évolutions du coefficient de diffusion qui peuvent être complètement différentes d'un modèle à un autre.

Notre étude consistera à apporter non pas LA, mais UNE solution possible d'approche du comportement de ce coefficient de diffusion.

Nous commencerons ce mémoire en décrivant la méthode de mesure de bruit employée. Nous exposerons d'une part les problèmes rencontrés (notamment en basse température), et d'autre part les avantages et les inconvénients liés à cette méthode.

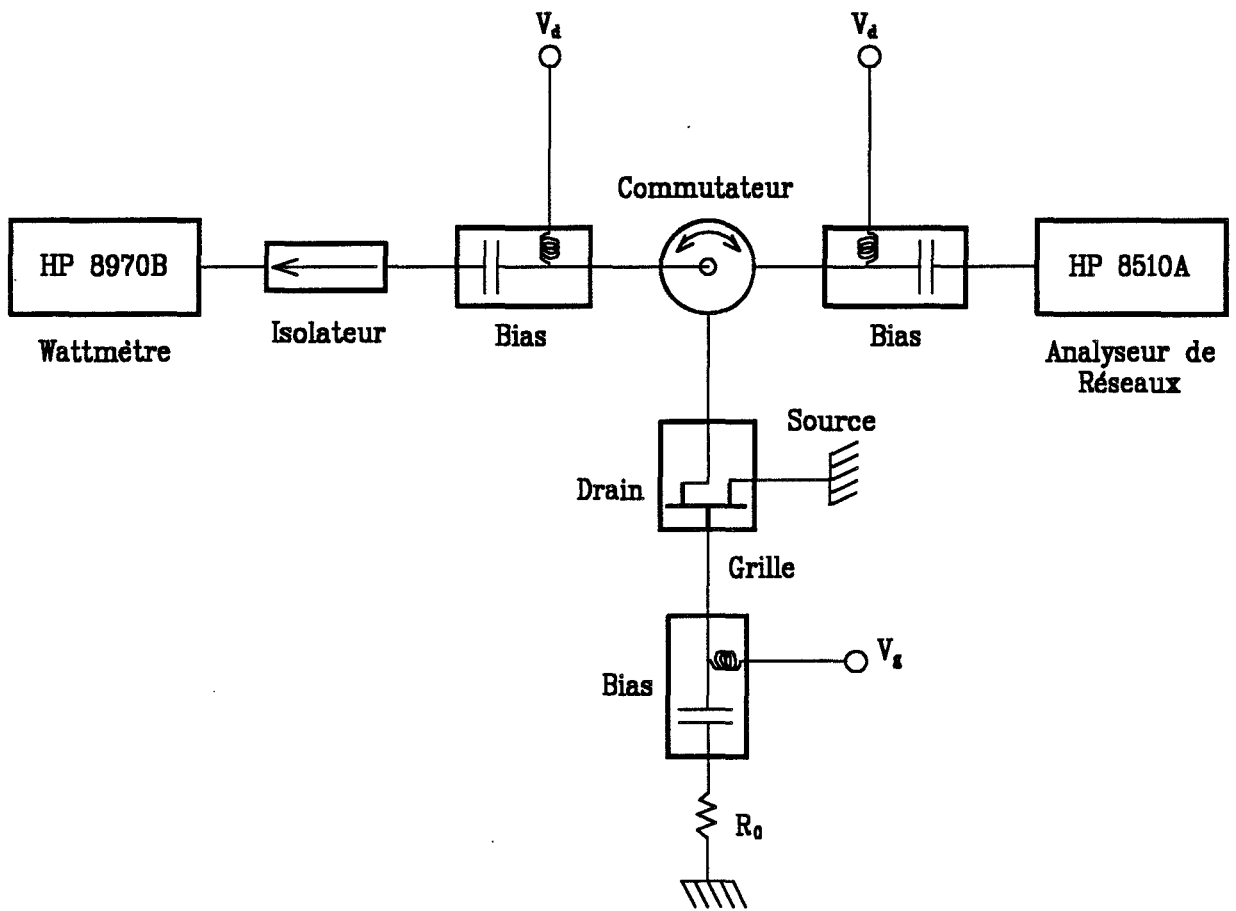
Le deuxième chapitre est consacré à la modélisation des TEGFETs en régime statique et petit signal. Le modèle proposé est basé sur l'étude de Cappy (1986), avec cependant la prise en compte de l'évolution du niveau de Fermi avec l'énergie. Cette partie est très importante dans la mesure où elle constitue la base du modèle de bruit, et il est tout à fait illusoire de prétendre modéliser le bruit tant qu'on est pas capable d'obtenir avec la meilleure précision possible les caractéristiques du premier ordre. Pour cela, une confrontation théorie-expérience est présentée.

Dans le troisième chapitre, est décrit le modèle de bruit. Le principe de notre technique de calcul repose sur la méthode du champ d'impédance. Nous avons toutefois pris en compte les effets de la fréquence sur l'impédance en utilisant le modèle de la ligne de transmission pour représenter le canal électronique.

Les résultats de bruit obtenus par notre modèle sont présentés et examinés dans le quatrième chapitre. Nous essayerons dans la mesure du possible d'interpréter ces résultats, et de les comparer avec les mesures effectuées dans les mêmes conditions. Enfin, nous terminerons ce mémoire par un essai de détermination du coefficient de diffusion. Celle-ci sera discutée par comparaison avec d'autres travaux déjà effectués.

# *Chapitre 1*

**TECHNIQUE DE MESURE DE LA  
PUISSANCE DE BRUIT**



*Figure I.1 : Banc de mesure de bruit*

## **I-1 INTRODUCTION**

Nous avons vu au début de ce mémoire, les définitions des principales composantes fondamentales du bruit de fond électronique. Nous allons voir dans ce premier chapitre, comment étudier d'un point de vue expérimental ces différentes sources de bruit.

Les mesures de bruit sont importantes, essentiellement pour deux raisons :

- d'un point de vue fondamental, elles donnent des informations sur les mécanismes de transport (limitations fondamentales telles que les interactions sur les phonons, ou limitations technologiques telles que les interactions sur les défauts et impuretés, etc...).

- d'un point de vue appliqué, le bruit est une limitation fondamentale de la sensibilité ou de la détectivité d'un composant, de sorte qu'il est important de l'étudier pour savoir si ce bruit peut être diminué ou non.

Dans ce chapitre, nous nous proposons d'étudier par une méthode originale le bruit créé par la fluctuation des porteurs dans un matériau, à savoir le bruit de diffusion.

## **I.2 - PRESENTATION DU BANC DE MESURE DE BRUIT**

Le banc de mesure utilisé est schématisé dans la figure [I.1]. Il est constitué des éléments suivants :

- un mesureur de bruit HP8970B utilisable dans la gamme de fréquence (10 MHz-26 GHz).
- des deux Tés de polarisation permettant la liaison des signaux continus avec le composant (coté drain et grille), sans pour cela perturber le signal hyperfréquence.
- une ligne unidirectionnelle permettant d'éviter certaines réflexions au niveau du mesureur et pouvant ainsi occasionner des perturbations dans les mesures.
- enfin un analyseur de réseau (HP8510A) qui nous permet la mesure des paramètres  $S_{ij}$  dans une configuration donnée (polarisation, fréquence).

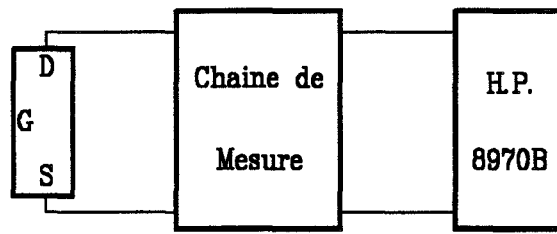


Figure I.2 : Configuration de la mesure

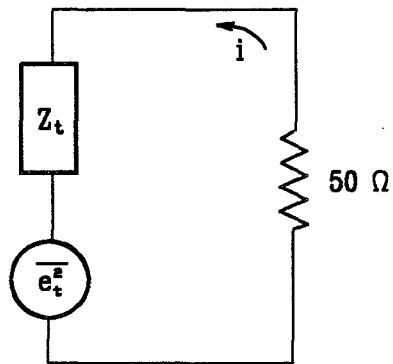


Figure I.3 : Transistor monté en dipôle et vu à travers la chaîne de mesure

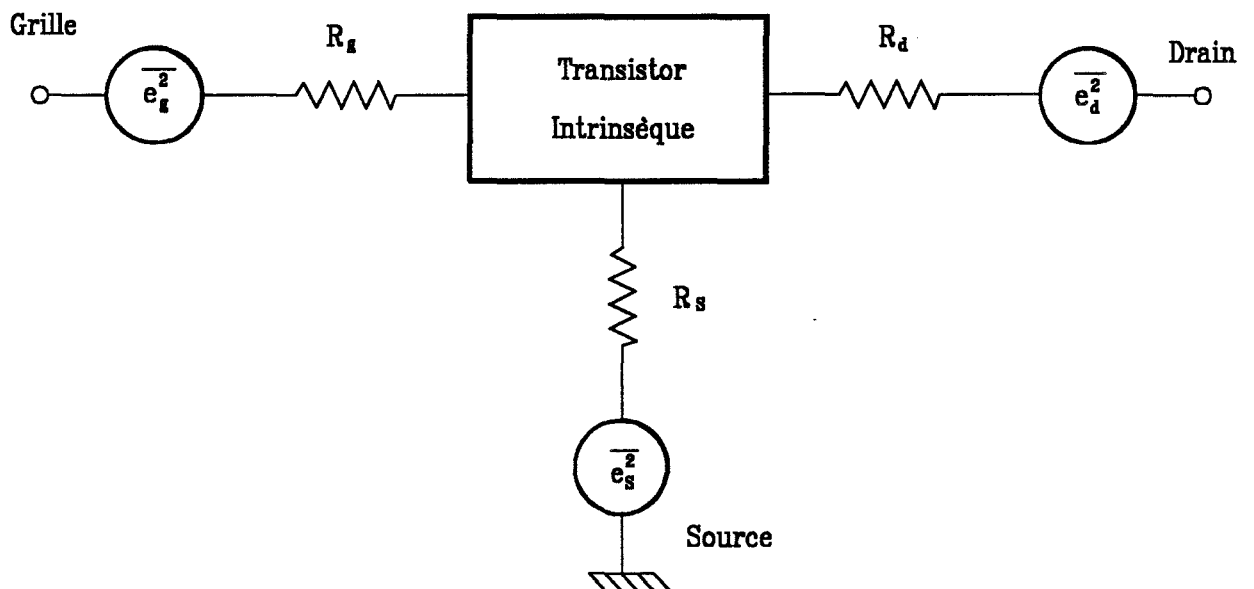


Figure I.4 : Sources de bruit extrinsèques



Le principe de mesure est le même que celui utilisé en radiométrie. Pour atteindre le bruit causé par la fluctuation des porteurs dans le canal, nous mesurons directement la puissance émise entre le drain et la source du composant, pour une polarisation et une fréquence données, à l'aide du mesureur de bruit.

Ce mesureur de bruit est utilisé comme un mesureur de puissance, le transistor étant monté comme un dipôle vu entre le drain et la source supposée à la masse en haute fréquence (figure [I.2]). De cette mesure, nous pouvons tirer la température équivalente de bruit :

$$P_B = k_B T_B \Delta f \quad (1)$$

Ces mesures se faisant sans adaptation du composant à la ligne de mesure, il est nécessaire de procéder en deux temps :

- dans un premier temps, à l'aide de l'analyseur de réseau (8510A), on mesure pour une polarisation et une fréquence données, le coefficient de réflexion en module et en phase du transistor monté en dipôle (source à la masse).
- dans un deuxième temps, on mesure la puissance de bruit du composant comparée à celle d'une source de bruit étalon (346B), le plan d'étalonnage étant ramené à l'entrée du Té de polarisation, et la grille fermée sur une charge adaptée ( $50 \Omega$ ).

La configuration qui en résulte est schématisée dans la figure [I.3]. Elle est composée de l'impédance totale  $Z_t$ , supposée non bruyante, comprenant les résistances d'accès et l'impédance du canal, et du générateur de bruit  $e_n^2$  découlant de plusieurs sources notamment celles dues au canal et à ses résistances d'accès  $R_s$  et  $R_d$  (figure [I.4]).

Ces mesures effectuées, il ne nous reste plus qu'à extraire les résultats corrects en tenant compte du coefficient de réflexion mesuré.

### I.3 - FONCTIONNEMENT DU MESUREUR DE BRUIT

L'appareil que nous utilisons est un mesureur de bruit fonctionnant selon la méthode des deux températures. Ces deux températures sont produites par polarisation à + 28 Volts (10000 K) ou non (293 K) d'une source de bruit à diode avalanche (HP346B) calibrée de 10 MHz à 18 GHz. A titre indicatif, cet appareil permet aussi de mesurer le facteur de bruit de quadripôles de 0 à 30 dB et le gain associé de -20 dB à +40 dB. Il permet en outre la correction des erreurs apportées par le bruit et le gain des étages auxiliaires aux dispositifs à mesurer, et de corriger la température froide de la source de bruit si celle-ci n'est pas de 293 K.

Quand le mesureur polarise la source à 28 Volts, il produit une puissance de bruit égale à  $k_B T_c \Delta f$  largement supérieure à celle délivrée lorsque la source n'est pas polarisée. Dans ce dernier cas, il produit une puissance égale à  $k_B T_0 \Delta f$ ;  $\Delta f$  représentant la bande passante du mesureur.

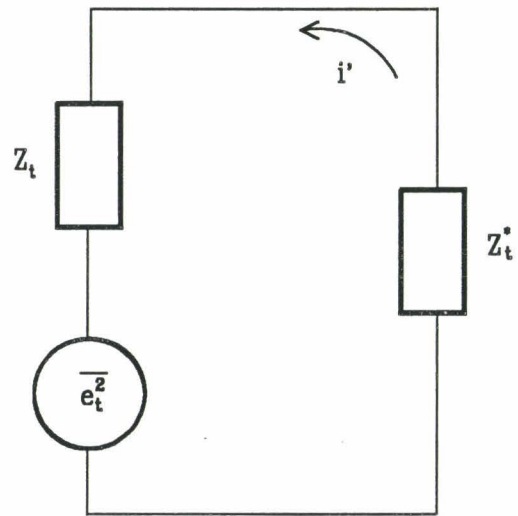
Avec ces deux températures, on définit le rapport suivant :

$$\text{ENR} = 10 \log \left[ \frac{T_c - T_0}{T_0} \right] \quad (2)$$

Ce rapport ENR (Excess Noise Ratio) est donné par le constructeur pour différentes fréquences de la gamme d'utilisation de la source de bruit. Typiquement, il est de l'ordre de 15 dB.

Pour nos mesures, cette source de bruit ne sert qu'à la calibration du mesureur de puissance.

Cette opération consiste à ramener la mesure dans le plan d'entrée de la cellule contenant le composant. Cette méthode permet de nous affranchir des pertes dues aux éléments de la chaîne de mesure se trouvant entre ce plan et l'entrée de l'appareil. On mesure alors l'excès de bruit dû au composant par rapport à cette source de bruit.



*Figure 1.5 : Dipôle adapté en puissance*

#### I.4 - PRINCIPE DE LA METHODE DE MESURE DE BRUIT SANS ADAPTATION

Dans les conditions ordinaires de mesure, le transistor monté comme un dipôle voit une résistance  $R_0$  qui n'est autre que la résistance caractéristique de la chaîne de mesure à condition que le mélangeur vu du transistor soit adapté (figure [I.3]).

La puissance  $P_m$  mesurée s'exprime donc sous la forme :

$$P_m = \frac{1}{2} R_0 \overline{i^2} \quad \text{où } R_0 = 50 \Omega \quad (3)$$

Or la loi d'Ohm nous donne :

$$\overline{e_t^2} = \left| Z_t + R_0 \right|^2 \overline{i^2} \quad (4)$$

Et la puissance mesurée s'écrit :

$$P_m = \frac{1}{2} R_0 \frac{\overline{e_t^2}}{\left| Z_t + R_0 \right|^2} \quad (5)$$

D'autre part, pour être adapté en puissance, il faut fermer le dipôle mesuré  $Z_t$  sur son impédance conjuguée  $Z_t^*$ . auquel cas, la puissance mesurée  $P_B$  serait la même que celle délivrée par le dipôle (figure [I.5]) :

$$\begin{aligned} P_B &= \frac{1}{2} R_t \overline{i^2} \quad \text{avec } R_t = \operatorname{Re}(Z_t) \\ &= \frac{1}{2} R_t \frac{\overline{e_t^2}}{\left| Z_t + Z_t^* \right|^2} \quad (6) \end{aligned}$$

ce qui nous donne :

$$P_B = \frac{1}{8} \frac{\overline{e_t^2}}{R_t} \quad (7)$$

En regroupant les équations (5) et (7), on déduit :

$$\frac{P_B}{P_m} = \frac{1}{4} \frac{|Z_t + R_0|^2}{R_0 R_t} \quad (8)$$

En posant :

$$z_t = \frac{Z_t}{R_0} = r_t + j x_t \quad \text{et} \quad \rho = \frac{z_t - 1}{z_t + 1} \quad (9)$$

( $\rho$  étant le coefficient de réflexion mesuré à l'analyseur de réseau)

on obtient :

$$\frac{P_B}{P_m} = \frac{1}{1 - |\rho|^2} \quad (10)$$

En prenant comme référence les mesures faites à  $V_{ds}$  nul, et en considérant la puissance de bruit proportionnelle à la température équivalente de bruit  $T_B$ , on déduit aisément les formules donnant la température de bruit expérimentale réelle :

$$\frac{P_B}{P_{B0}} = \frac{T_B}{T_0} = \frac{P_m}{P_{m0}} \times \frac{1 - |\rho_0|^2}{1 - |\rho|^2} \quad (11)$$

Puissance réelle	Puissance mesurée	Correction par l'impédance
---------------------	----------------------	-------------------------------

Dans cette formule, les valeurs indicées "o" sont celles prises à  $V_{ds}$  nul; on suppose en effet qu'à cette polarisation, nous nous trouvons à l'équilibre thermodynamique, c'est à dire à la température ambiante (293 K).

On peut alors aboutir d'une part à la densité spectrale en tension par l'intermédiaire de la loi de Nyquist :

$$S_v = 4 k_B T_B \operatorname{Re}(Z_v) \text{ en } V^2/\text{Hz} \quad (12)$$

et d'autre part à la densité spectrale en courant :

$$S_i = \frac{S_v}{|Z_t|^2} \text{ en } A^2/\text{Hz} \quad (13)$$

## I.5 - PROBLEMES LIES A CETTE METHODE

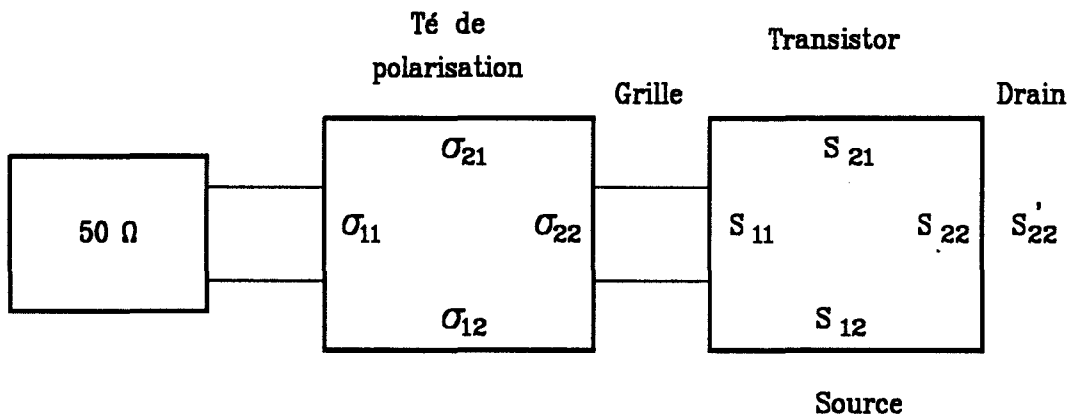
Avant de décrire les résultats obtenus par cette méthode, et surtout avant de les interpréter, il est extrêmement important de connaître les limites de validité de ces mesures afin de mieux comprendre certains phénomènes qui n'auraient pour origine qu'une simple erreur de mesure!

### I.51 - PROBLEMES RENCONTRES A LA TEMPERATURE AMBIANTE

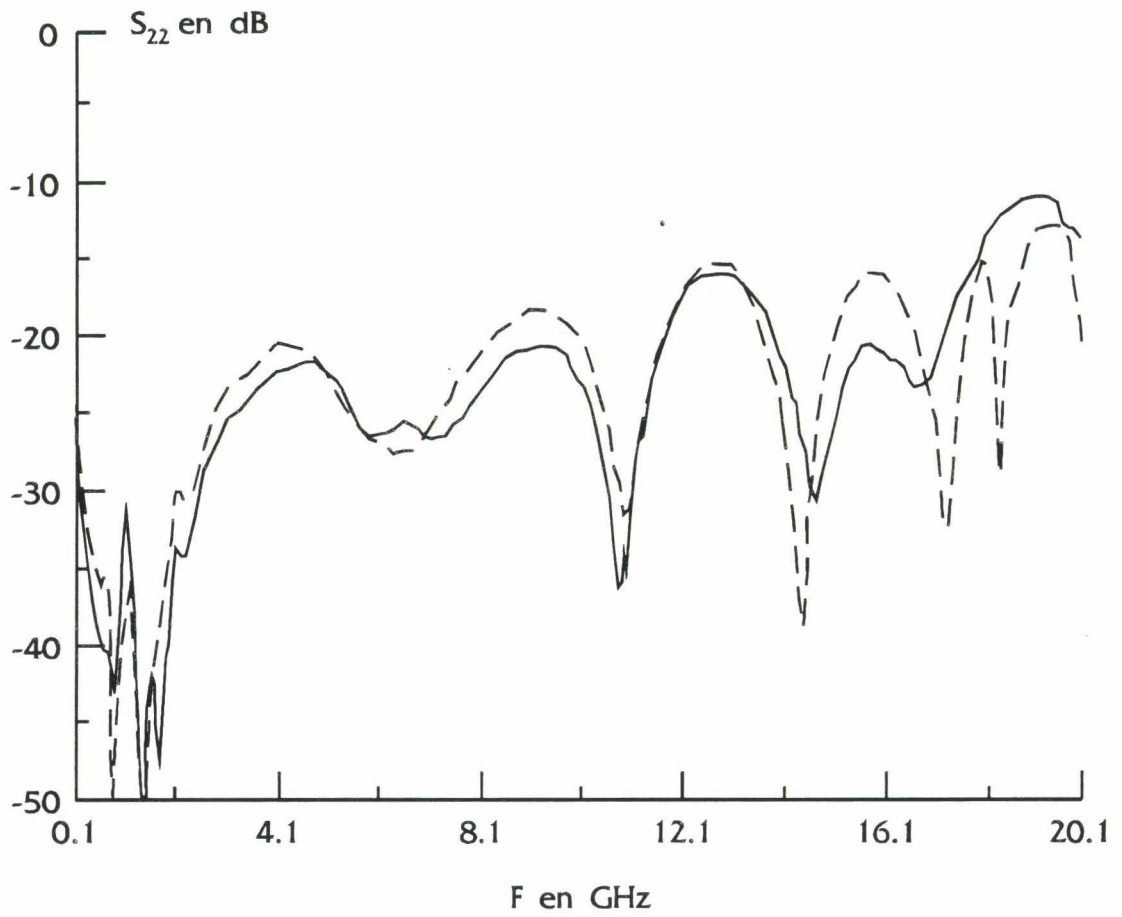
La plupart des mesures ont été effectuées à la température ambiante (293 K). L'avantage de travailler à cette température est de ne pas nécessiter d'un matériel très important contrairement aux températures plus basses comme nous le verrons dans le paragraphe suivant.

On peut résumer les critiques de la méthode de mesure de bruit sans adaptation en quatre points :

- L'influence du Té de polarisation de grille sur la mesure suppose la prise en compte du paramètre  $S_{22}$  (noté ici  $\sigma_{22}$ ) de celui-ci. En effet lors du dépouillement, on suppose que le coefficient de réflexion de sortie du composant noté  $\rho$  est indépendant de la charge de la grille.



$$S'_{22} = S_{22} + \frac{S_{12} S_{21} \sigma_{22}}{1 - S_{11} \sigma_{22}}$$



*Figure I.6 : Evolution des coefficients de réflexion des deux Tés de polarisation avec la fréquence*



Pour montrer que ceci n'a pas d'effet dans notre cas, on a mesuré à l'analyseur de réseau le coefficient  $S_{22}$  des deux Tés de polarisation utilisés dans nos mesures (figure [I.6]). On remarque que le module de  $S_{22}$  est inférieur à -18.5 dB à condition que la fréquence ne dépasse pas 12 GHz ce qui est notre cas.

- Les erreurs de montages et démontages sont estimées à  $\pm 0.2$  dB.

- Dès que l'impédance totale du transistor devient très grande (ou très petite selon la polarisation) devant l'impédance caractéristique de la chaîne de mesures ( $50 \Omega$ ), on peut considérer que la mesure n'est plus fiable. Nous avons défini un domaine de validité tel que :

$$\frac{R_0}{3} < R_t < 3 R_0$$

où  $R_t$  représente la partie réelle de l'impédance totale entre source et drain du transistor, et  $R_0$  l'impédance caractéristique de la ligne. Lorsque  $R_t$  sort de ce domaine, la mesure de bruit est considérée comme entachée d'une erreur excessive.

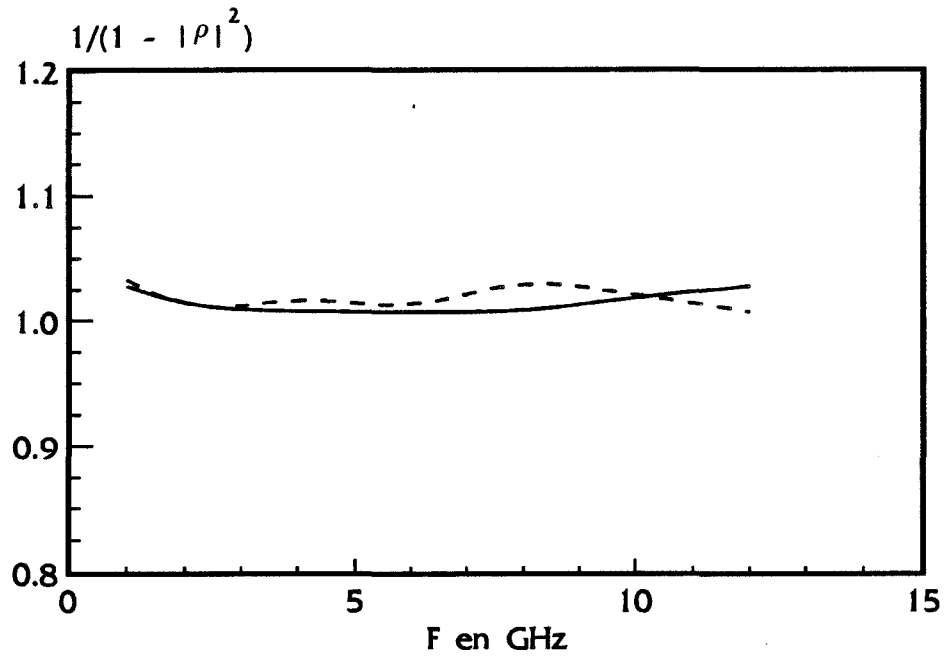
- Pour s'assurer de la validité des formules de dépouillement, on a remplacé la charge  $50 \Omega$  sur le circuit de grille par un court-circuit. Deux remarques sont à retenir :

- a) Nous n'avons pas noté de modification appréciable du relevé de la puissance mesurée (hors adaptation) dans la bande de fréquence utilisée (2-12 GHz) selon la charge sur la grille.
- b) Par ailleurs, d'après les figures [I.7] et [I.8], les évolutions du facteur correctif ( $1/(1-\rho^2)$  défini dans notre formule de dépouillement), avec la fréquence, ne montrent pas de grands changements selon la charge placée sur la grille. Ceci a été effectué pour deux polarisations de drain : l'une en zone ohmique (figure [I.7 a]) (pour un transistor de  $5 \mu\text{m}$ ) et figure [I.8 a]) (pour un transistor de  $0.3 \mu\text{m}$ ), l'autre en zone de saturation du composant (figures [I.7 b]) et [I.8 b])).

On peut légitimement considérer que dans les conditions de mesures et pour les deux transistors étudiés, ( $L_g = 5 \mu\text{m}$  et  $L_g = 0.3 \mu\text{m}$ ), l'effet de la charge sur la grille est sans conséquence appréciable.

Pour ce qui est de la réflexion due à l'impédance d'entrée du mesureur, nous avons mesuré le bruit de résistances de  $50 \Omega$  et  $25 \Omega$ . L'erreur due au coefficient de

a)



b)

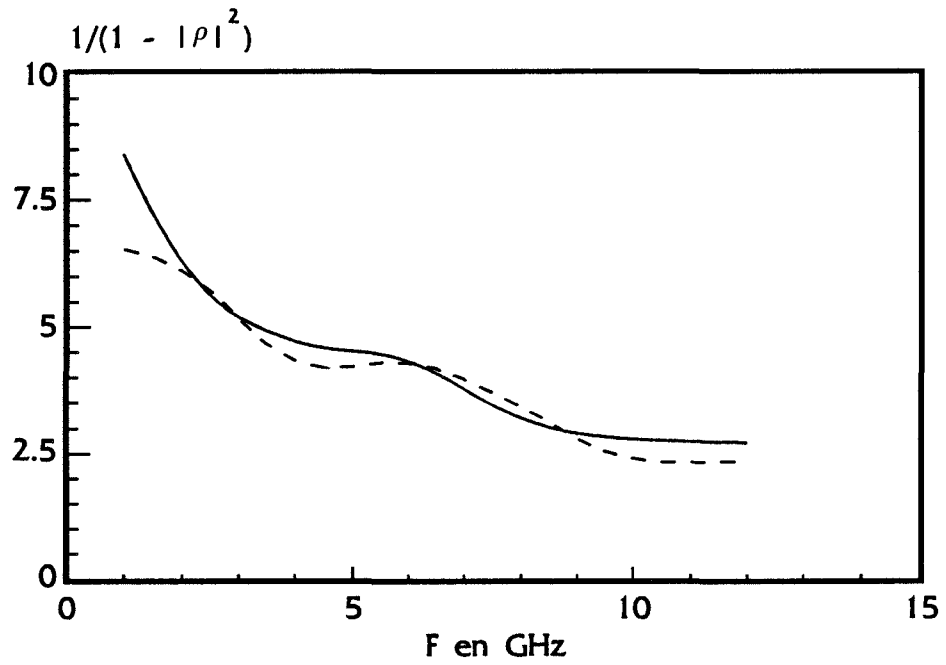


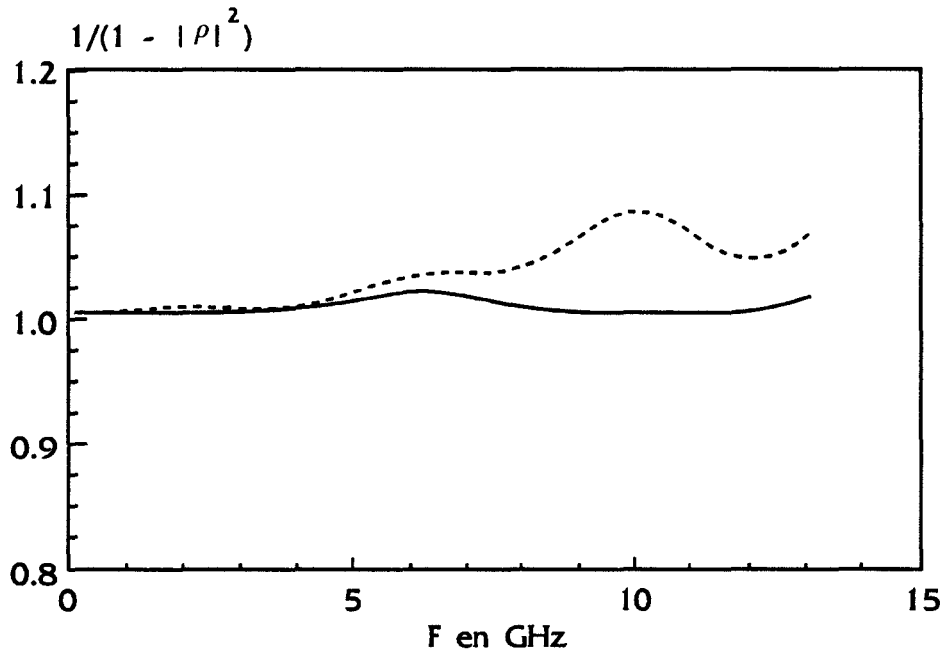
Figure I.7 : Effets de différentes charges sur la grille d'un transistor de 5  $\mu\text{m}$  (86-1)

— Charge adaptée (50  $\Omega$ )

- - - - - Court Circuit

a)  $V_g = 0V, V_d = 0.4V$     b)  $V_g = 0V, V_d = 2V$

a)



b)

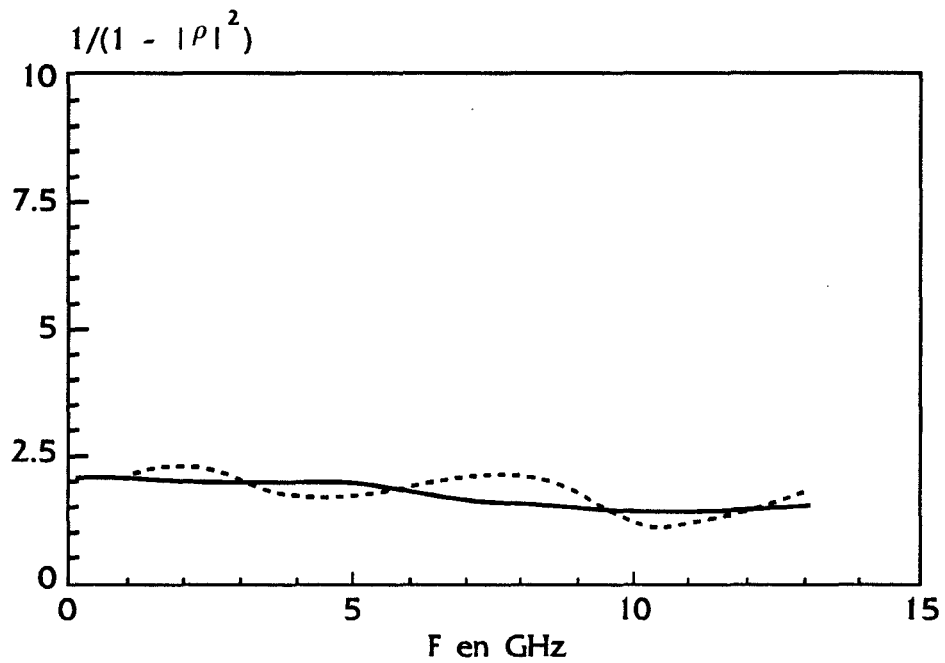


Figure I.8 : Effets de différentes charges sur la grille d'un transistor de  $0,3 \mu\text{m}$  (H 84)

— Charge adaptée ( $50 \Omega$ )

- - - - - Court Circuit

a)  $V_g = 0 \text{ V}, V_d = 0.4 \text{ V}$     b)  $V_g = 0 \text{ V}, V_d = 2 \text{ V}$

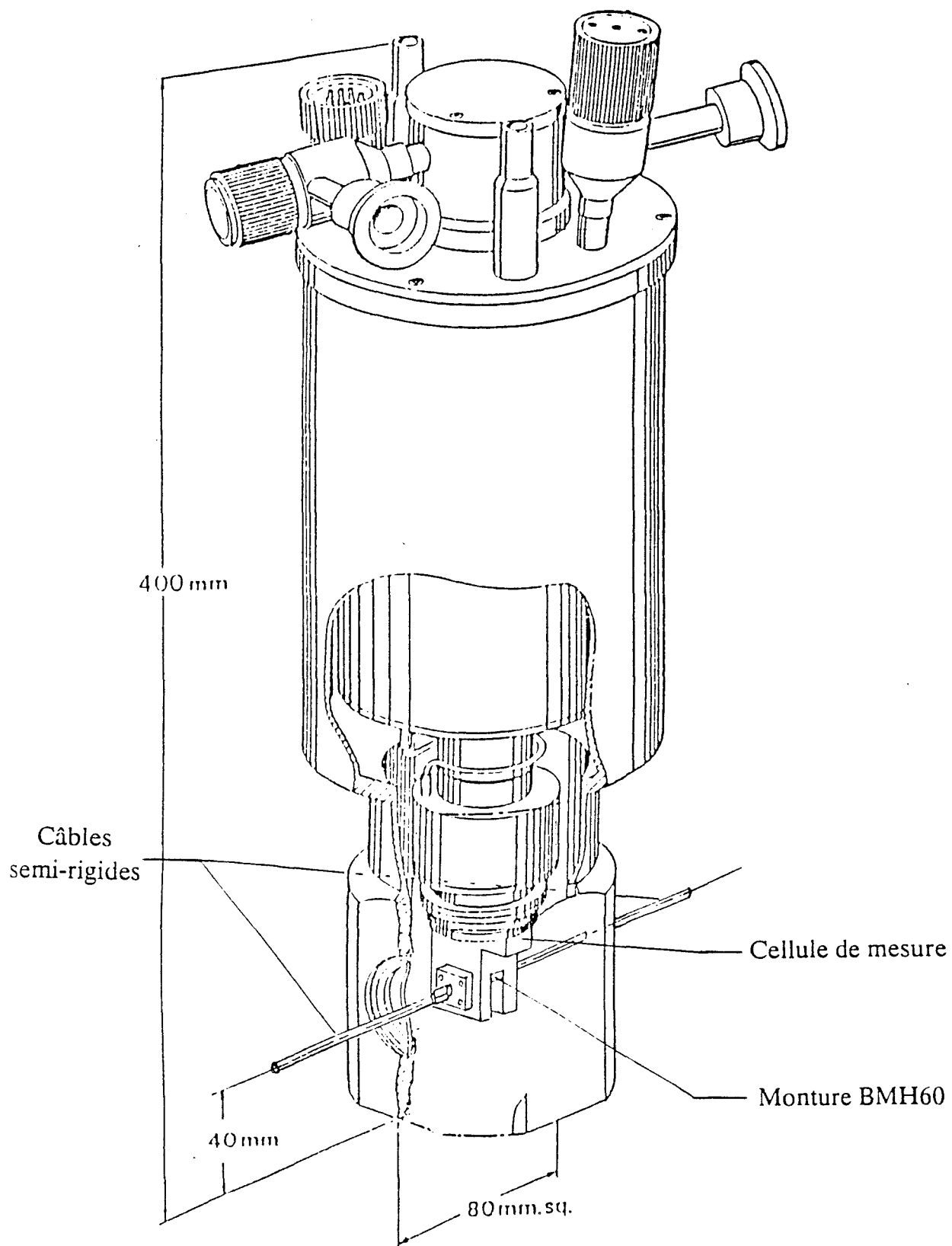


Figure 1.9 : Schéma du cryostat utilisé pour les mesures en basse température

réflexion à l'entrée de l'appareil est trouvée plus petite que 0.2 dB, et ceci quelque soit la fréquence considérée.

## **I.52 - PROBLEMES RENCONTRES EN BASSE TEMPERATURE**

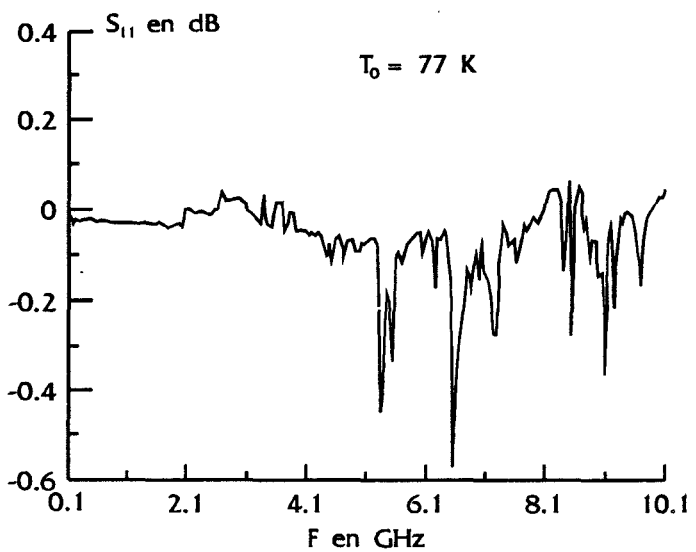
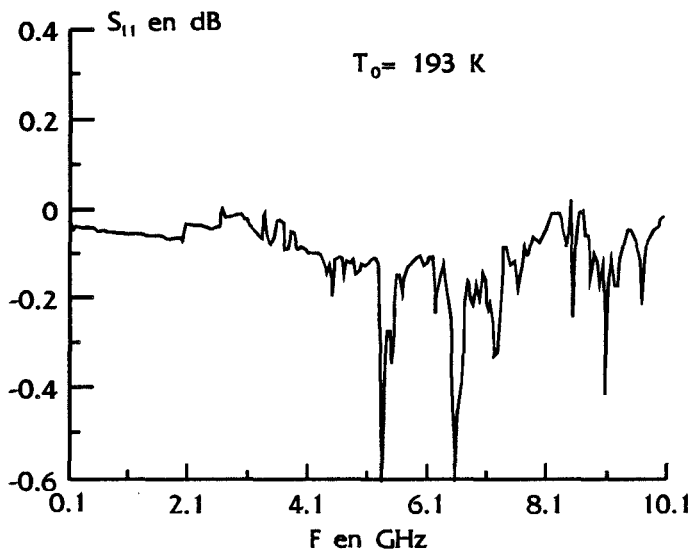
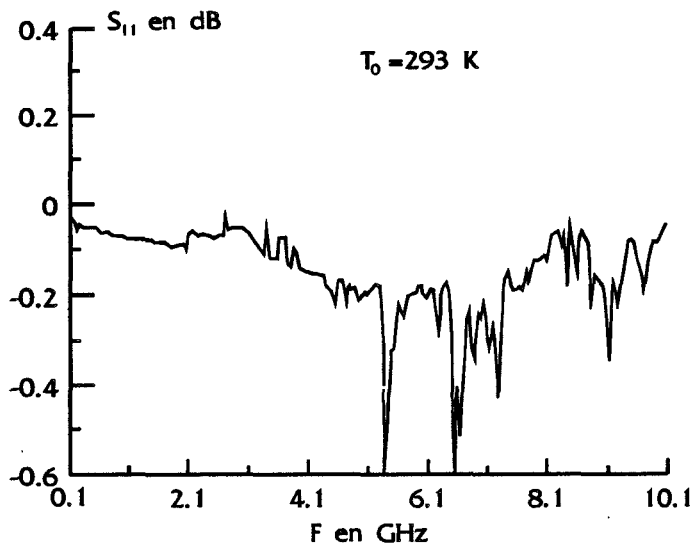
Nous avons décrit dans le paragraphe précédent, les différents problèmes dus à la mesure de bruit. Néanmoins, un des buts de notre travail étant l'étude du comportement du transistor du point de vue bruit en fonction de la température, il nous a été nécessaire d'adapter le dispositif mis au point à température ambiante, aux mesures cryogéniques.

La nécessité de travailler en basse température nous a conduit à utiliser un cryostat utilisable jusqu'à la température de l'azote liquide (77 K). Ceci a pour conséquence d'introduire dans la chaîne de mesures deux longueurs de ligne coaxiale semi-rigide, dont les extrémités connectées à la cellule sont insérées dans le cryostat. Afin de minimiser la contrainte thermique appliquée sur le câble semi-rigide, la partie insérée est la plus courte possible. Pour cela, nous avons utilisé un cryostat dont la largeur avoisine celle du porte échantillon (figure [I.9]).

Le transistor est monté comme pour les mesures à la température ambiante, sur un boîtier de type BMH60, qui est lui-même inséré dans une cellule de mesure en U muni de deux connecteurs de type SMA.

Le vide effectué, il suffit de mettre l'azote liquide dans une des cheminées prévues à cet effet. Le composant est refroidi par simple contact avec la tête du cryostat. La température est déterminée par l'intermédiaire d'une résistance platine placée le plus près possible de l'échantillon à mesurer.

L'avantage de ce cryostat réside surtout dans sa petite taille qui permet de l'intégrer facilement dans un banc de mesure conçu à l'ambiante. De plus, sa conception permet de mettre et retirer le transistor dans sa cellule sans démontage des lignes d'entrée et de sortie.



*Figure I.10 : Evolution du coefficient de réflexion sur les câbles semi-rigides et la monture insérés dans le cryostat à différentes températures*

Comme à la température ambiante, l'obtention des mesures hyperfréquences très précises nécessite une opération de calibrage de l'analyseur de réseaux. Cette opération consiste principalement dans notre cas, à prendre en compte les pertes dues aux câbles semi-rigides et ramener ainsi la mesure dans le plan de la cellule.

Pour cela, nous avons mesuré en module et en phase le coefficient de réflexion d'un court circuit inséré dans la cellule à la place du composant.

Sur la figure [I.10] nous montrons l'évolution de ce coefficient de réflexion en fonction de la fréquence pour différentes températures. Nous pouvons noter que pour notre bande de fréquence de travail ( $< 6$  GHz), la réflexion reste toujours inférieure à 0.2 dB et ne montre pas de variations significatives avec la température. Pour cela, et afin d'éviter des problèmes de reproductibilités des mesures en basse température, nous avons décidé de ne faire la calibration du dispositif qu'à la température ambiante.

# *Chapitre 2*

**MODELISATION DES TRANSISTORS A  
EFFET DE CHAMP DE TYPE TEGFET**



## II.1 - INTRODUCTION

Un très grand nombre de méthodes ont déjà été utilisées pour modéliser les transistors à effet de champ. Compte tenu de la diversité des phénomènes physiques qu'il faut appréhender, il s'agit d'un problème difficile qui ne peut généralement pas être résolu de façon complètement rigoureuse. Un nombre plus ou moins grand d'hypothèses simplificatrices est presque toujours nécessaire pour être en mesure d'obtenir les caractéristiques du transistor. Les différents procédés utilisés diffèrent donc par l'importance et le nombre d'hypothèses pris en considération. Parmi ces procédés, on peut distinguer :

- Les modèles analytiques qui permettent d'obtenir des paramètres de sortie du composant (éléments du schéma équivalent). Les différents effets sont décrits de façon phénoménologiques en faisant appel à un certain nombre de paramètres ajustables. Ces méthodes ne nécessitant que peu de calculs, elles peuvent être utilisées pour l'optimisation rapide de composants.

- Les modèles hydrodynamiques qui sont basés sur la résolution des équations de conservation découlant de l'équation de Boltzmann. Largement utilisés pour l'étude des MESFETs, (Curtice (1981), Cook (1982), Ibrahim (1983)), ils peuvent également être adaptés aux TEGFETs. Dans ce cas, les effets de quantifications peuvent être, soit négligés (Yoshida, 1984), soit pris en compte de façon approximative (Widiger, 1985).

- Les modèles particuliers Monte-Carlo qui ont comme principe de suivre l'histoire d'une population de porteurs, dans l'espace réel et dans l'espace réciproque, en tenant compte des différentes interactions avec leurs probabilités respectives. Ils sont à la fois les plus rigoureux et les plus gros consommateurs de temps de calcul. L'introduction de la quantification dans ces modèles n'est pas simple, principalement parce qu'elle complique considérablement le calcul de probabilités d'interactions qui dépendent de la forme du puits de potentiel et varient donc dans l'espace. Plusieurs solutions sont envisageables :

- La première est de négliger totalement les phénomènes quantiques (Wang, 1985).

- Une autre solution consiste à n'en tenir compte que de façon approximative, par exemple en faisant l'approximation d'un puits triangulaire (Ravaroli, 1986).

- Enfin, le modèle le plus complet prévoit une résolution périodique de l'équation de Schrödinger, afin de rendre la méthode auto-consistante (Al-Mudares 1986, Wu 1988).

Toutes ces méthodes se différencient par leur domaine de validité, mais aussi par leur coût en ressources informatiques. Le choix de la modélisation la plus appropriée résultera d'un compromis entre la précision attendue et l'effort consenti en coût calcul.

En ce qui nous concerne, il nous a semblé plus commode de partir d'un modèle analytique ou numérique simple. A l'heure actuelle, il semble que le calcul du bruit dans un composant (quelque soit la source concernée) est hors de portée de modèles bidimensionnels de types hydrodynamiques ou de types Monte-Carlo, vraisemblablement pour une bonne part à cause de la complexité des équations à mettre en oeuvre. Toutefois, on peut citer récemment l'étude faite par Kuhn (1990) qui porte sur une modélisation par Monte-Carlo du bruit Génération-Recombinaison. Signalons par-ailleurs que pour les composants quasi unidimensionnels, des modèles existent non seulement concernant le bruit de diffusion thermique (Carnez, 1981; Cappy, 1986), mais aussi pour le bruit de génération-recombinaison (Nougier, 1972).

Malheureusement, en général la plupart de ces modèles font appels à des paramètres ajustables pour faire intervenir les effets de la fréquence (Cappy, 1985), ou n'en tiennent pas compte du tout (Pucel 1974, Kabbaj 1991).

Un des objectifs de ce travail consiste donc à déterminer l'importance exacte de la fréquence sur un modèle suffisamment rigoureux et précis pour permettre une étude de bruit, et en même temps suffisamment simple pour être rapide et utilisable en temps réel. Un modèle analogue à celui de Cappy nous a semblé être le plus à même de répondre à ces exigences.

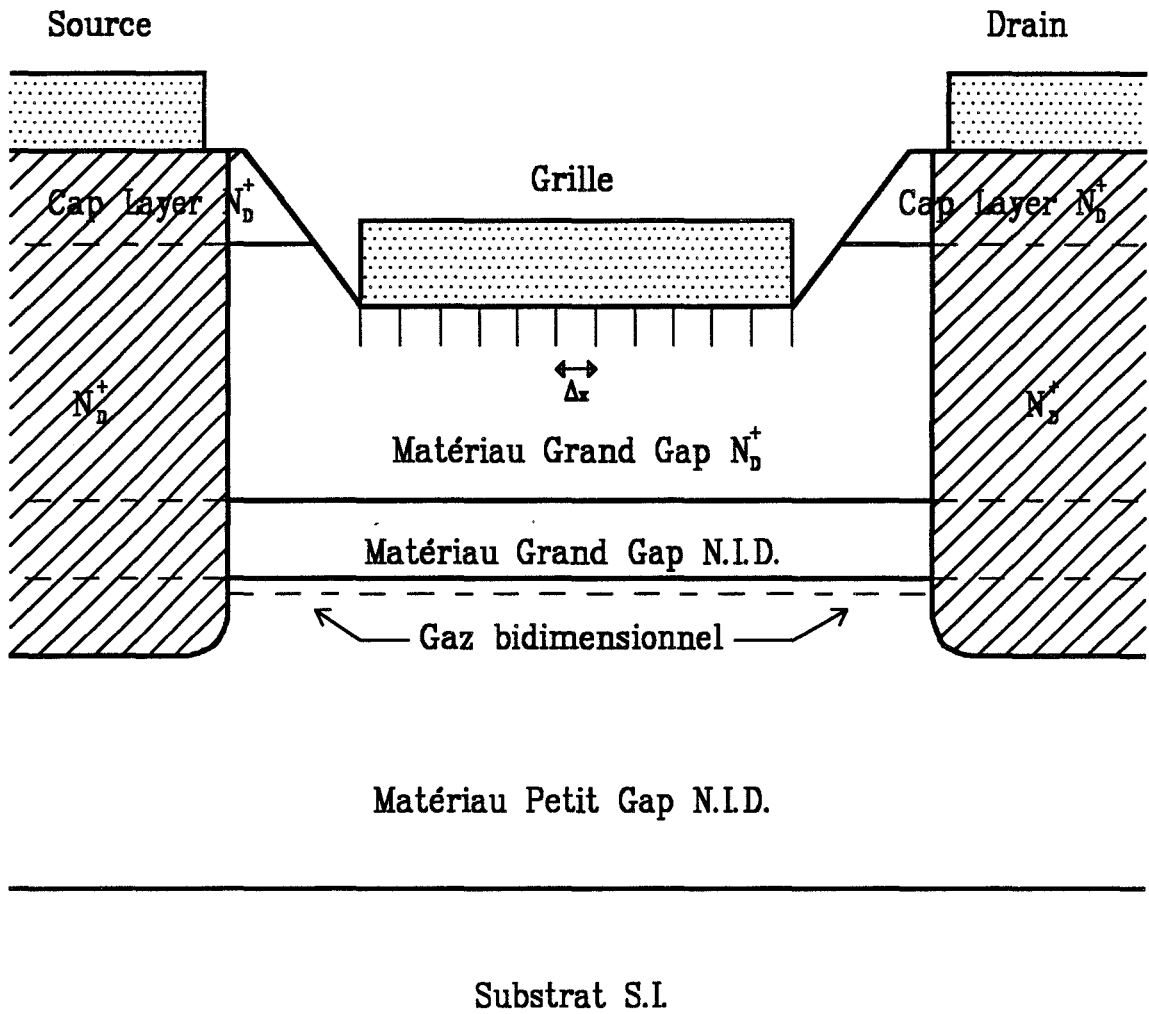


Figure II.1 : Structure du composant étudié

## **II.2 - DESCRIPTION DU MODELE**

La méthode exposée ici a déjà été mise en jeu au laboratoire par d'autres chercheurs (Carnez, 1981; Cappy, 1985). Partant des équations de base, nous reconstituons la simulation, mais dans un esprit différent. En fait, ce que nous faisons ici est une étude approfondie d'un modèle dont nous montrons que ses possibilités sont beaucoup plus étendues que l'on ne croit.

Nous allons voir tout au long de ce manuscrit que cette étude peut s'effectuer en trois phases :

- réaliser dans un premier temps, la modélisation en continue pour des structures de géométrie très diverses. Ici, dans une même action, on valide la méthode pour des composants de longueur de grille s'étendant de  $0,3 \mu\text{m}$  à  $5 \mu\text{m}$ .

- ceci étant au préalable indispensable à la suite de l'étude, dans une deuxième phase nous étudions les caractéristiques dynamiques petit signal, assorties d'une comparaison théorie/expérience qui, pour des géométries différentes, est plutôt satisfaisante.

- dans une troisième phase, nous arrivons à l'aboutissement de l'étude qui est le calcul des caractéristiques de bruit grâce à une formulation des sources de bruit adaptée, assortie une fois de plus d'une comparaison complète de la théorie avec l'expérience pour toutes les géométries de composants.

### **II.21 - PRESENTATION DU COMPOSANT ETUDIE**

La structure de base d'un TEGFET est présentée sur la figure [II.1]. Elle est constituée essentiellement de deux matériaux de nature différente et de trois contacts qui permettent de contrôler le courant circulant dans la structure.

La couche de contact très fortement dopée permet de réduire les résistances d'accès.

La couche de matériau à grande bande interdite fortement dopée a pour rôle de fournir les électrons libres à la structure. De plus, elle reçoit le contact Schottky de grille après réalisation du recess par attaque de la couche de contact surdopée.

Vient ensuite une couche de matériau à grande bande interdite non intentionnellement dopée (NID), appelée espaceur. Cette couche permet d'accroître la séparation spatiale entre les électrons et les impuretés ionisées.

La couche suivante, constituée de matériau à petite bande interdite non intentionnellement dopé, est la plus importante dans la mesure où elle reçoit le gaz bidimensionnel d'électrons, et assure en grande partie la conduction du courant.

Enfin vient le substrat semi-isolant qui sert de support à la structure.

La méthode numérique utilisée est pseudobidimensionnelle dans la mesure où elle permet de traiter séparément les phénomènes physiques dans le sens transversal (axe Oy), et dans le sens longitudinal (axe Ox) (figure [II.1]). Dans une première étape, nous évaluons la commande de charge suivant l'axe vertical Oy. Connaissant les paramètres suivant Oy, nous résolvons dans une seconde étape simultanément les équations fondamentales de la dynamique non stationnaire suivant l'axe horizontal Ox, en considérant que les grandeurs ne dépendent que de l'abscisse  $x$  le long du canal du transistor. Nous appliquons ce traitement pour chaque abscisse en parcourant le composant de la source jusqu'au drain.

### **II.211 - Principe de fonctionnement d'un TEGFET.**

Le principe de fonctionnement du TEGFET est basé sur la modulation de la conductance, entre les deux contacts ohmiques de la source et du drain, par l'action électrostatique de la grille. La variation de cette conductance est proportionnelle au nombre de porteurs libres dans le semiconducteur, et donc au courant entre la source et le drain.

Dans le TEGFET, la juxtaposition d'un matériau à grande bande interdite et d'un matériau à petite bande interdite implique la création d'une discontinuité de bande de conduction à l'interface entre les deux matériaux. Elle permet la séparation spatiale des impuretés donneuses et des électrons libres. En effet, les électrons de la couche dopée transfèrent vers le matériau à petite bande interdite, pour y former une couche d'accumulation. Ces porteurs accumulés à l'interface dans un matériau non intentionnellement dopé, ne sont donc plus soumis aux interactions sur impuretés ionisées, et peuvent atteindre des vitesses importantes.

### **II.212 - Fonctionnement de l'hétérojonction**

Des études de la couche d'accumulation d'une hétérojonction ont montré que les électrons qui la constituent, ont un mouvement quasi-bidimensionnel (Dingle, 1978).

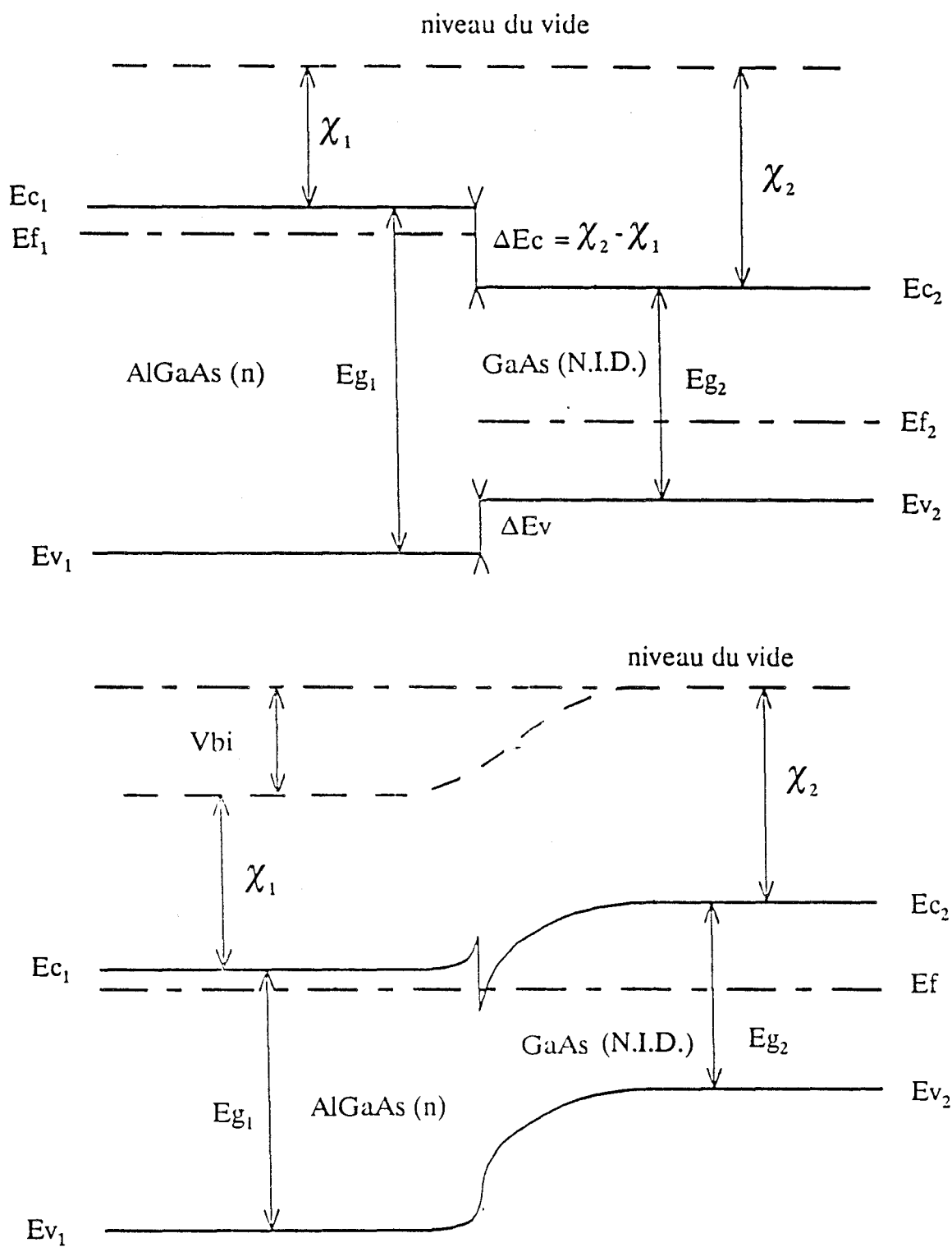


Figure 11.2 : Diagramme de bande d'énergie d'une hétérojonction AlGaAs/GaAs avant et après contact

Ceci signifie que les électrons peuvent seulement se déplacer dans un plan parallèle à celui de l'hétérojonction. L'énergie cinétique dans la direction transverse est quantifiée et ne peut prendre qu'une suite discrète de valeurs.

Le modèle le plus courant utilisé pour le calcul de la structure de bande d'une hétérojonction est celui élaboré par Anderson (1962), basé sur l'alignement des niveaux de Fermi. La différence de bande interdite entre les deux matériaux utilisés entraîne l'apparition d'une discontinuité de bande de conduction  $\Delta E_c$ , et la formation d'un puits de potentiel près de l'interface, comme nous le montre la figure [II.2]. Les électrons qui transfèrent du matériau à grande bande interdite vers celui à petite bande interdite s'accumulent dans le puits de largeur très faible ( $\approx 100 \text{ \AA}$ ), où leur mouvement est gêné par l'existence de barrière. Concrètement, cela signifie que l'énergie des électrons et leur quantité de mouvement perpendiculaire à l'interface ne peut plus prendre des valeurs quelconques et quasi-continues, mais seulement certaines valeurs discrètes.

On a représenté sur la figure [II.3], le schéma de la bande de conduction d'une telle structure. La région déplétée dans l'AlGaAs est chargée positivement. Elle est équilibrée électriquement par les électrons du gaz d'électrons bidimensionnel dans le GaAs afin de conserver la neutralité électrique de l'ensemble à l'équilibre thermodynamique. Par ce schéma, on note bien l'importance du rôle de l'espaceur qui est d'accroître la séparation entre les électrons et les donneurs, afin d'augmenter très sensiblement, en particulier en basse température, la vitesse des porteurs (au détriment toutefois, de leur concentration).

### II.213 - Hétérojonction polarisée.

Dans un TEGFET, l'application d'une différence de potentiel entre les contacts de drain et de source induit un champ électrique accélérateur parallèle au plan de l'interface, et entraîne un mouvement de dérive des porteurs. Cependant, le courant ainsi transporté est dû, non seulement aux porteurs accumulés à l'hétérojonction, mais aussi à ceux qui sont restés dans la couche supérieure fortement dopée. Afin d'éviter une conduction dans cette couche dopée et bénéficier pleinement du transport dans la couche intrinsèque, il convient de déserrer totalement la couche supérieure par le potentiel de grille. Ainsi, la commande de grille agit directement sur les porteurs accumulés à l'interface et modifie la forme du puits de potentiel.

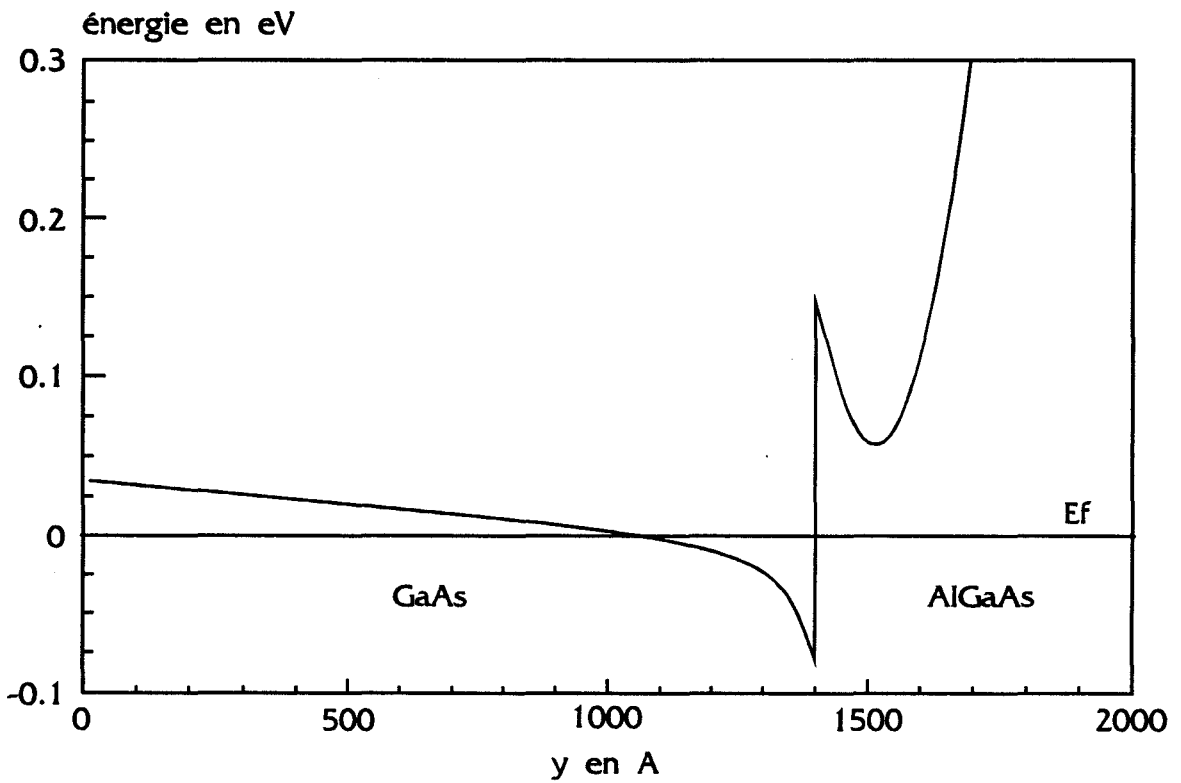
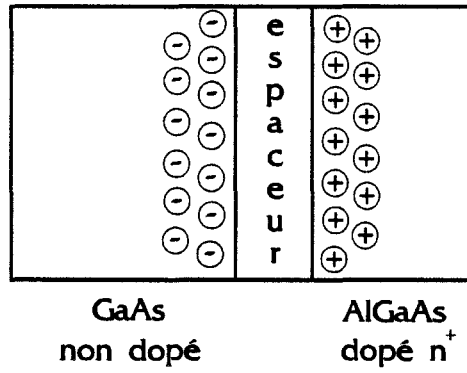
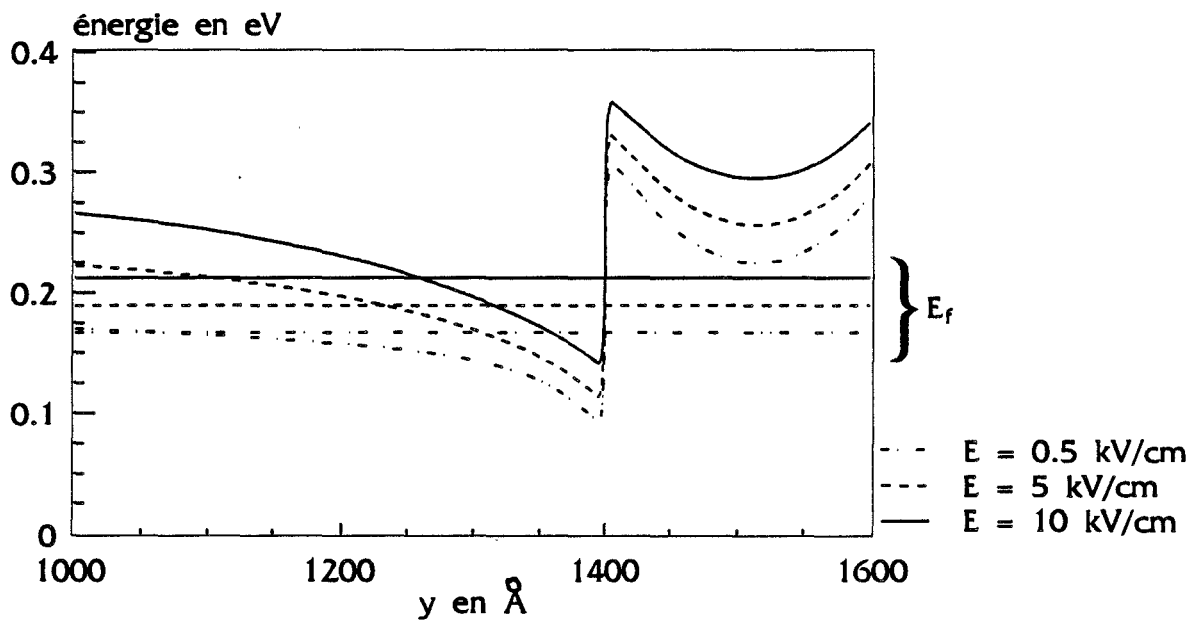


Figure II.3 : Structure et bande de conduction d'une hétérojonction GaAs/AlGaAs

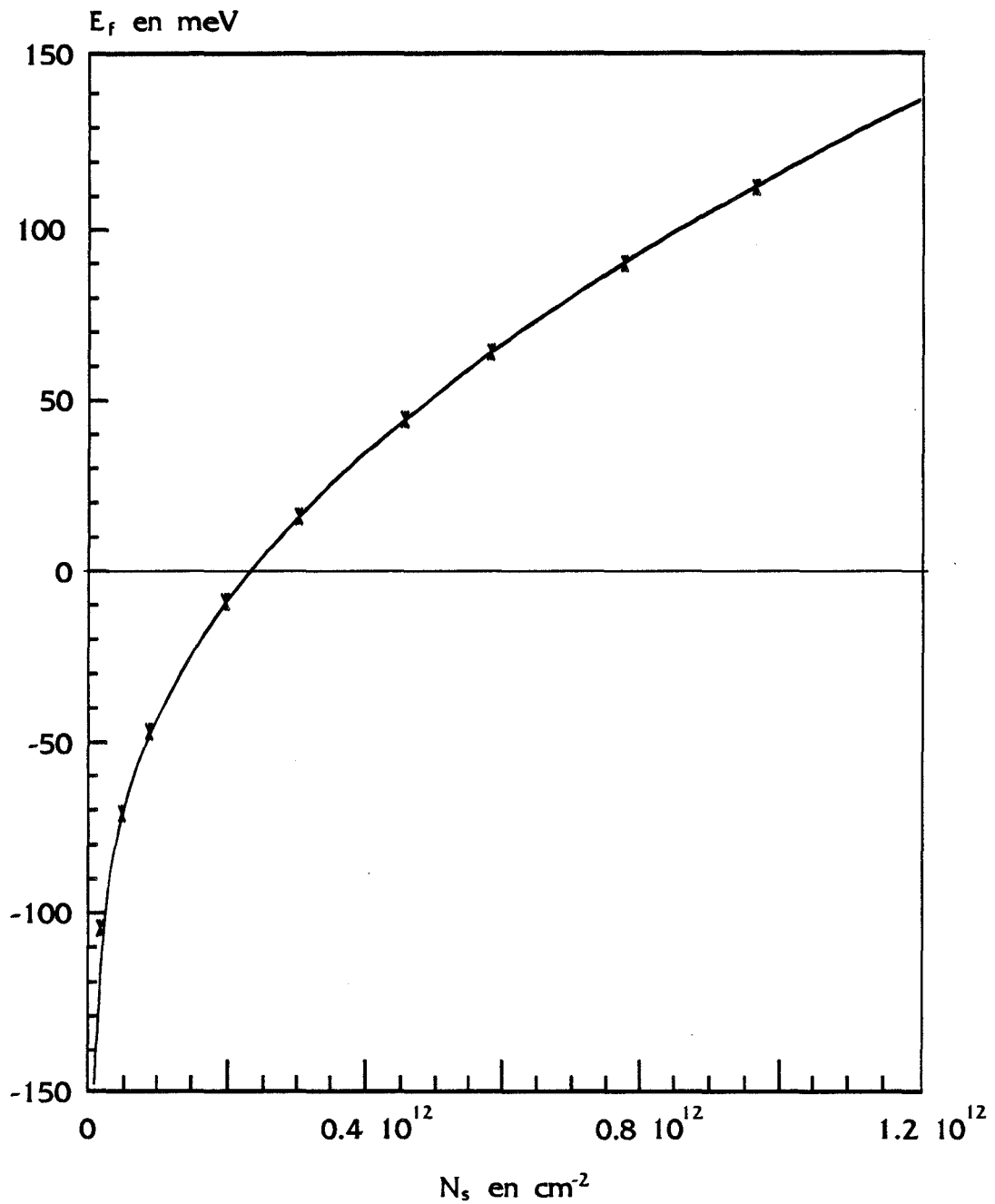




*Figure II.4 : forme du puits de potentiel en fonction du champ électrique*

De plus, comme nous pouvons le voir sur la figure [II.4], la forme du puits de potentiel évolue sensiblement en fonction du champ électrique. Cette évolution semble se traduire par un élargissement du puits de potentiel, accompagné d'une diminution de la densité de porteurs accumulés à l'interface.

En sortie de grille, les électrons sont fortement échauffés par le champ électrique et peuvent passer dans un état de continuum, où leur mouvement redevient tridimensionnel. Si leur énergie est suffisante pour franchir la barrière de potentiel  $\Delta E_c$ , ils peuvent alors transférer vers le matériau à grande bande interdite. Ce phénomène est appelé "transfert dans l'espace réel".



*Figure II.5 : Evolution du niveau de Fermi dans le puits de potentiel avec la charge totale*

*\* : points calculés exactement par la résolution des équations de Schrödinger et Poisson*

*— : approximation analytique*

## II.22 - HYPOTHESES DU MODELE

Nous reprenons les principales hypothèses utilisées pour le MESFET (Carnez, 1980) et complétées pour la modélisation du HEMT.

- Le courant est supposé constant tout le long du canal (approximation du canal graduel).
- La couche d'AlGaAs dopée est supposée toujours totalement déplétée.
- Les équipotentielles dans le canal conducteur sont perpendiculaires à l'axe source drain.
- Le vecteur vitesse des porteurs libres n'a qu'une composante horizontale  $v_x$  selon l'axe Ox. Cette hypothèse est bien vérifiée lorsque le rapport  $L_g/d$  est grand (rapport d'aspect élevé).
- Enfin, nous supposons que le courant de grille reste toujours nul et ceci quelles que soient les conditions de polarisation.

## II.23 - EQUATIONS MISES EN JEU DANS NOTRE MODELE

### II.231 - Couche d'accumulation

Comme nous l'avons dit précédemment, l'énergie des électrons et leur quantité de mouvement perpendiculaire à l'interface prennent certaines valeurs discrètes. Pour obtenir les valeurs des niveaux d'énergie et les fonctions d'ondes associées à chaque niveau, il est nécessaire, compte tenu des conditions aux limites, de résoudre de façon auto-cohérente les équations de Schrödinger et de Poisson qui tient compte du phénomène de charge d'espace. Un des principaux résultats de cette simulation nous donne l'évolution du niveau de Fermi dans le puits de potentiel avec la charge totale. Ce résultat étant tout à fait précieux pour le calcul de la commande de charge dans le transistor pour une polarisation donnée, et afin d'alléger notre modèle, nous avons évalué, par une équation mathématique, cette évolution de façon semi-empirique (figure [II.5]). La formule retenue est la suivante :

$$E_f = a_0 + a_1 \text{Log}(N_s) + a_2 \text{Log}^2(N_s) + \dots + a_9 \text{Log}^9(N_s) \quad (1)$$

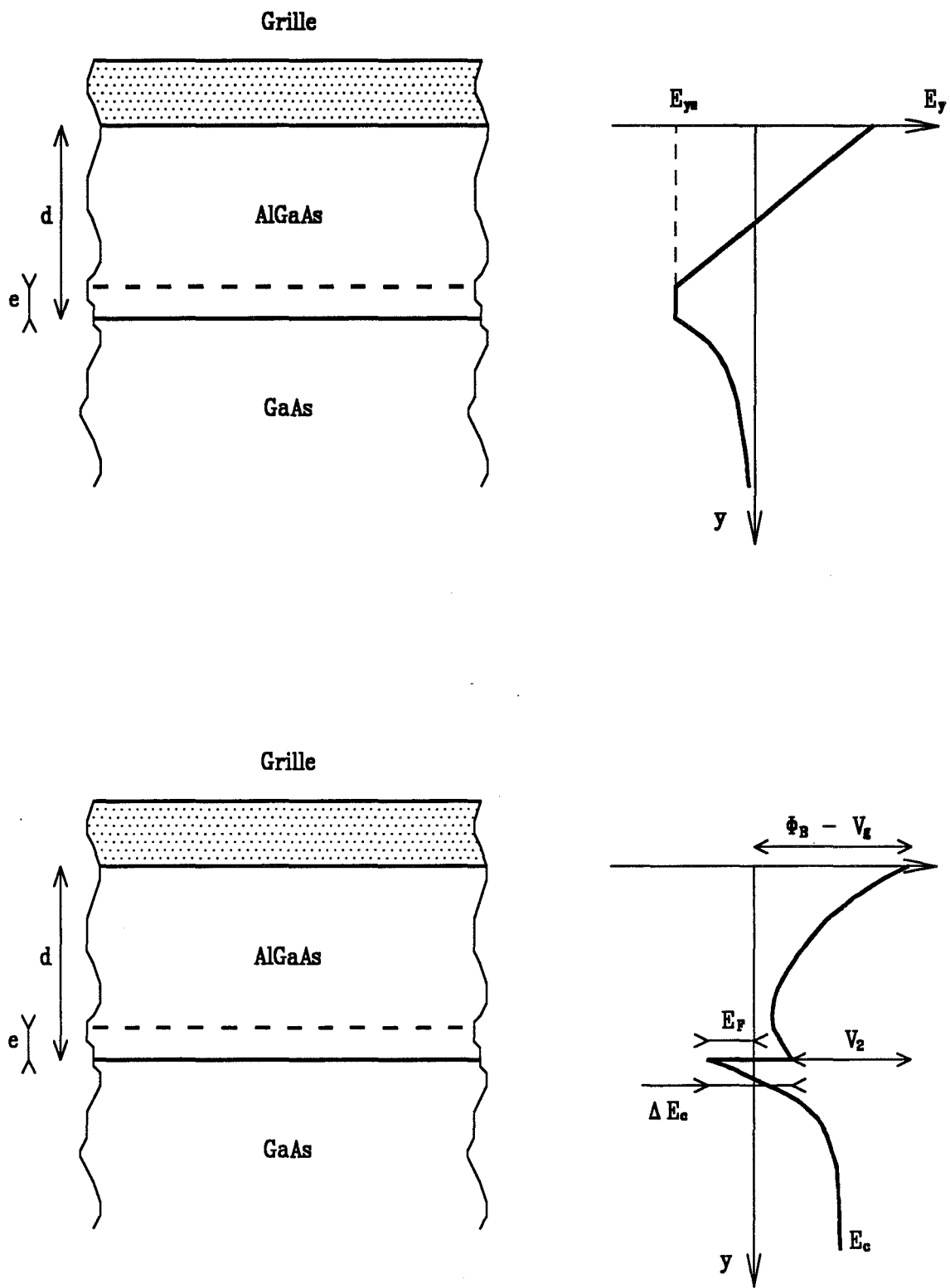


Figure II.6 : Diagramme de bande de l'hétérojonction

Il est à noter que la variation du niveau de Fermi en fonction de  $N_s$ , est pratiquement indépendante de la structure étudiée (Depreeuw, 1988; Godts, 1988), ce qui lui reflète un caractère universel selon le type de composant considéré.

**II.232 - Commande de charge**

Nous avons vu précédemment qu'il était possible de déterminer à partir du niveau de Fermi, la charge accumulée à l'interface AlGaAs/GaAs. Voyons maintenant, comment obtenir cette charge à partir des conditions de polarisation. Pour cela, nous reprenons l'étude faite par D. Delagebeaudeuf et N.T. Linh (1982).

En considérant la couche d'AlGaAs complètement déplétée d'électrons, et le champ transversal constant à l'interface sur une épaisseur "e" dans la couche d'AlGaAs, on obtient par application du théorème de Gauss :

$$\frac{dE_y}{dy} = \frac{q}{\kappa} N_d \quad \Rightarrow \quad E_y = \frac{q}{\kappa} N_d (y - d + e) + E_{ys} \quad (2)$$

Dans cette expression,  $E_{ys}$  représente le champ électrique transversal à l'interface GaAs/AlGaAs, et  $\kappa$  la permittivité de la couche AlGaAs. En intégrant cette équation sur l'épaisseur d de la couche d'AlGaAs, on obtient le potentiel :

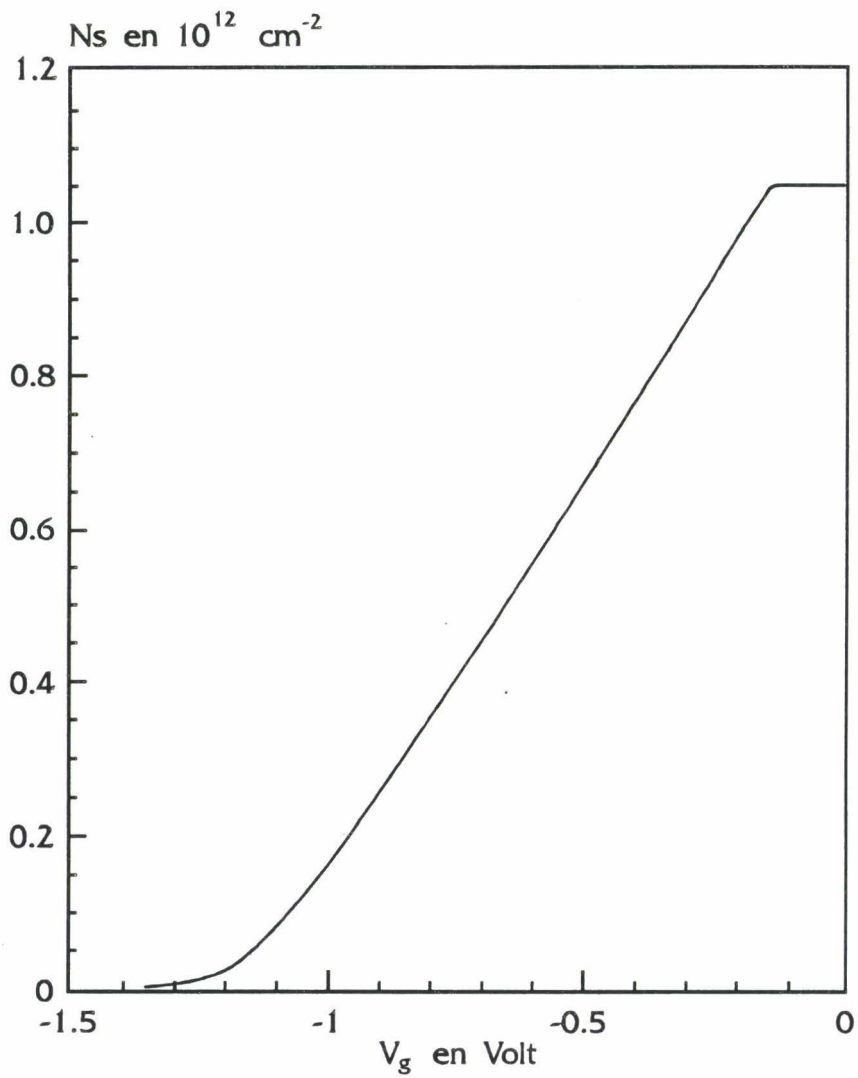
$$V_2 = V_p - d E_{ys} \quad \text{avec} \quad V_p = \frac{q}{2\kappa} N_d (d - e)^2 \quad (3)$$

Or, en considérant le diagramme de bande déterminé par D. Delagebeaudeuf et N.T. Linh (1982) (figure [II.6]), on a :

$$V_2 = -V_g + \phi_B + E_f - \Delta E_c \quad (4)$$

$$\text{et :} \quad E_{ys} = \frac{1}{d} (V_p + V_g - \phi_B - E_f + \Delta E_c) \quad (5)$$

où  $\phi_B$  représente la hauteur de barrière du contact Schottky,  $\Delta E_c$  la discontinuité de bande de conduction et  $V_g$  la polarisation appliquée sur la grille.



*Figure II.7 : Evolution de la commande de charge en fonction du potentiel de grille utilisée dans notre modèle*

La charge accumulée nous est donnée par :

$$Q_s = \kappa E_{ys} = q N_s \quad \Rightarrow \quad N_s = \frac{\kappa}{q d} (V_g - V_t - E_f) \quad (6)$$

$$\text{avec } V_t = \phi_B - V_p - \Delta E_c \quad (7)$$

En reprenant les équations (1) et (6), nous aboutissons à un système de deux équations à deux inconnues :

$$\begin{cases} N_s = \frac{\kappa}{q d} (V_g - V_t - E_f) \\ E_f = a_0 + a_1 \text{Log}(N_s) + a_2 \text{Log}^2(N_s) + \dots + a_9 \text{Log}^9(N_s) \end{cases} \quad (8)$$

Ce système apparemment compliqué à résoudre analytiquement, se résout très facilement à l'aide d'une méthode numérique. Le résultat de ce système est donné sur la figure[II.7].

Lorsqu'une polarisation est appliquée entre la source et le drain du transistor, le potentiel le long du canal  $V_c(x)$  n'est plus nul et on ne peut plus considérer la différence de potentiel entre source et grille. En fait si on suppose les équipotentielles perpendiculaires à l'axe source drain, le problème se simplifie et il suffit de prendre la différence de potentiel entre la grille et le canal.

De plus, en augmentant cette tension de drain, le système ne se trouve plus à l'équilibre thermodynamique et l'évolution du niveau de Fermi avec la charge s'en trouve modifiée. Afin de tenir compte de ce phénomène, nous avons introduit un paramètre supplémentaire dépendant de l'énergie  $\Delta E_f(\varepsilon)$ . La loi de contrôle de charge devient alors :

$$N_s = \frac{\kappa}{q d} (V_g - V_c(x) - V_t - E_f(N_s) - \Delta E_f(\varepsilon)) \quad (9)$$



$$\text{avec : } \Delta E_f = \frac{3}{2} \sqrt{\varepsilon - \varepsilon_0} \quad (10)$$

$$\text{où } \varepsilon_0 = \frac{3}{2} k_B T_0$$

$\Delta E_f$  est une fonction implicite de l'espace puisque l'énergie locale  $\varepsilon$  est elle-même une fonction explicite de l'espace dans le modèle. De même la quantité  $E_f$  est une fonction implicite de l'espace par sa dépendance avec le  $N_s$  local.

Sous cette forme, la loi de contrôle de charge (équation (9)), présente l'avantage de rejeter la notion de tension de seuil pour le modèle qui se trouve remplacée par une quantité  $V_t^*$  (que l'on pourrait abusivement appeler tension de seuil) qui est fonction des paramètres internes du modèle, tels que la densité et l'énergie moyenne des porteurs en chaque point.

$$* V_t' = V_t + \Delta E_f(\varepsilon)$$

Enfin, grâce à ce stratagème, il n'est plus nécessaire de recourir à des méthodes plus ou moins empiriques pour permettre d'adapter la tension de seuil dans un régime donné (ohmique ou saturé).

### II.233 - Equations de relaxation

Afin de tenir compte des phénomènes non stationnaires, tels que la survitesse ou la sousvitesse (Kaszynski, 1979), dus à des variations spatiales ou temporelles brusques du champ électrique, il est nécessaire d'introduire les équations de relaxation du moment et de l'énergie :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d\varepsilon}{dt} = q E_x v - \frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{\tau_\varepsilon(\varepsilon)} \\ m^*(\varepsilon) \frac{dv}{dt} = q E_x - \frac{m^*(\varepsilon) v}{\tau_m(\varepsilon)} \end{array} \right. \quad (11)$$

Les grandeurs  $\tau_\varepsilon$ , et  $\tau_m$  représentent respectivement les temps de relaxation de l'énergie et du moment, et sont égales à :

$$\left\{ \begin{array}{l} \tau_\varepsilon(\varepsilon) = \frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{q E_{ss}(\varepsilon) v_{ss}(\varepsilon)} \\ \tau_m(\varepsilon) = \frac{v_{ss}(\varepsilon)}{q E_{ss}(\varepsilon) m^*(\varepsilon)} \end{array} \right. \quad (12)$$

où  $v_{ss}(\varepsilon)$ ,  $E_{ss}(\varepsilon)$ , et  $m^*(\varepsilon)$  sont les valeurs calculées par Monte-Carlo en régime stationnaire, de la vitesse, du champ électrique, et de la masse effective correspondant à l'énergie  $\varepsilon$ . Ceci est fait pour les deux matériaux de manière à pouvoir leur appliquer toujours le même ensemble d'équations.

### II.234 - Equation du courant

Nous rappelons que le courant est supposé constant tout le long du canal. Ceci nous permet d'écrire :

$$I_{ds} = q Z v(x) N_s(x) = \text{constante} \quad (13)$$

où  $N_s(x)$  représente la densité surfacique

### II.235 - Théorème de Gauss

Pour rendre mieux compatible le modèle avec un traitement purement unidimensionnel, on prend en compte, de manière approchée, la nature bidimensionnelle de la configuration du champ électrique dans le composant en écrivant :

$$\frac{dE_x(x)}{dx} y_s + E_y(x) = \frac{q N_s(x)}{\kappa} \quad (14)$$

$$\text{avec } E_y(x) = \frac{1}{d} ( V_g - V_t - E_f - \Delta E_f(\varepsilon) - V_c(x) ) \quad (15)$$

Le paramètre  $y_s$  est l'épaisseur équivalente d'injection dans la couche tampon et  $V_c(x)$  le potentiel du canal. Cette épaisseur  $y_s$  est généralement prise égale à  $L_g/2$  pour des composants submicroniques, mais devra être diminuée pour des composants plus longs.

La manière de déterminer la valeur de  $y_s$  pour un composant donné, devrait vraisemblablement pouvoir se gérer de la même façon que la tension de seuil. Malheureusement, dans le cadre de ce travail, ceci n'a pas été fait mais pourrait être envisagé par la suite.

En effet, il nous paraît des plus intéressant de pouvoir contrôler à chaque fois que c'est possible, les différents paramètres introduits tels que la tension de seuil ou l'élargissement du canal  $y_s$  par des lois de contrôle physiques utilisant uniquement des quantités déterminées par la simulation elle-même ( $N_s$ ,  $\varepsilon$ , etc...).

Lorsque le champ transversal  $E_y$  s'annule, on considère qu'il y a transfert total des porteurs dans la couche d'AlGaAs (schéma en bande plate), et le théorème de Gauss est réécrit dans la couche d'AlGaAs :

$$\frac{dE_x(x)}{dx} = \frac{q}{\kappa} (n(x) - N_d) \quad (16)$$

Ici,  $n(x)$  et  $N_d$  sont des densités volumiques.

**II.236 - Equations du programme et processus numérique**

L'ensemble des équations (13), (14), (15) et (11) peut s'écrire sous forme de différences finies sur l'espace x et le temps t. Comme on ne s'intéresse qu'à l'état stationnaire du système, on peut écrire  $\Delta t = \Delta x/v(x)$  et on obtient :

$$\left\{ \begin{array}{l} I_{ds} = q Z N_{s,i} v_i \\ y_s (E_{x,i} - E_{x,i-1}) + E_{y,i} \Delta x = \frac{q N_{s,i} \Delta x}{\kappa} \\ E_{y,i} = \frac{1}{d} (V_g - V_t - E_{f,i} - \Delta E_{f,i}(\varepsilon_i) - V_{c,i}) \\ \frac{\varepsilon_i - \varepsilon_{i-1}}{\Delta x} = q E_{x,i-1} - \frac{\varepsilon_{i-1} - \varepsilon_0}{v_{i-1} \tau_\varepsilon(\varepsilon_{i-1})} \\ m^*(\varepsilon_i) v_i \frac{v_i - v_{i-1}}{\Delta x} = q E_{x,i} - \frac{m^*(\varepsilon_i) v_i}{\tau_m(\varepsilon_i)} \\ E_{f,i} = a_0 + a_1 \text{Log}(N_{s,i}) + \dots + a_9 \text{Log}^9(N_{s,i}) \end{array} \right. \quad (17)$$

où i représente l'espace  $x_i = i\Delta x$ .

Ces équations combinées entre elles donnent une équation du second degré pour la vitesse de la forme :

$$\alpha_{i-1} v_i^2 + \beta_{i-1} v_i + \gamma_{i-1} = 0$$

où les coefficients  $\alpha_{i-1}$ ,  $\beta_{i-1}$  et  $\gamma_{i-1}$  ne dépendent que du pas spatial précédent (voir annexe).

Connaissant la vitesse au point i, il est aisé de déterminer toutes les autres grandeurs physiques. Ce calcul est effectué de proche en proche de la source jusqu'au drain. On déduit enfin le potentiel de drain par une simple intégration du champ électrique.

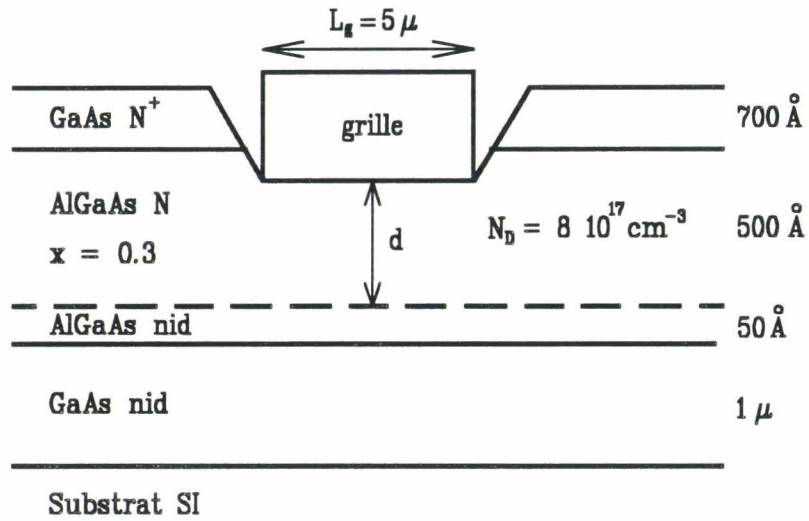
**II.237 - Conditions initiales**

Toutefois, avant de lancer le processus numérique, il est nécessaire d'initialiser ces différents paramètres physiques. Pour cela, on reprend les équations régissant le modèle en se plaçant au début de la grille. On obtient :

$$\left\{ \begin{array}{l}
 E_{y,0} = \frac{1}{d} ( V_g - V_t - E_{f,0} - R_s I_{ds} ) \\
 N_{s,0} = \frac{\kappa}{q} E_{y,0} \\
 v_0 = \frac{I_{ds}}{q Z N_{s,0}} \\
 \varepsilon = \varepsilon_0 = \frac{3}{2} k_B T_0 \\
 E_{x,0} = \frac{v_0}{\mu_{ss}(\varepsilon)} \quad \text{avec } \varepsilon = \varepsilon_0 = \frac{3}{2} k_B T_0 \\
 E_{f,0} = a_0 + a_1 \text{Log}(N_{s,0}) + \dots + a_9 \text{Log}^9(N_{s,0})
 \end{array} \right. \quad (18)$$

où  $R_s$  représente la résistance de source.

a)



b)

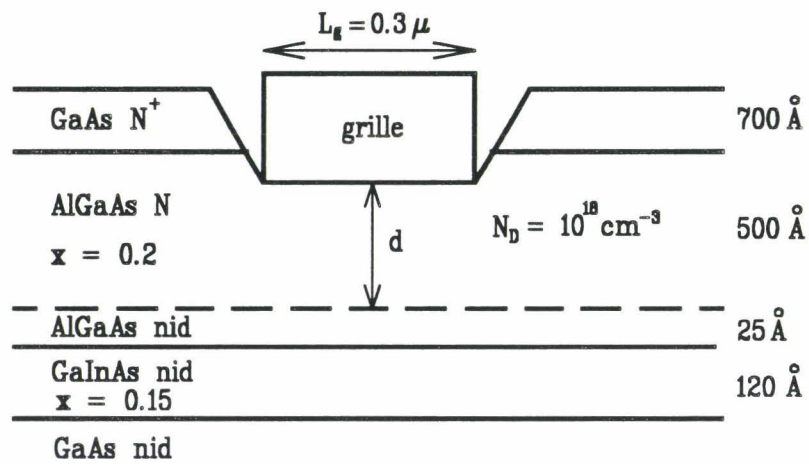


Figure II.8 : Caractéristiques géométriques et technologiques des TEGFETs étudiés

a) 86-1      b) H84

## II.24 - RESULTATS DU MODELE EN REGIME STATIQUE

Comme nous venons de le voir, nous pouvons déterminer dans un premier temps les valeurs moyennes du champ électrique, de la vitesse, de la densité et de l'énergie des porteurs dans le canal du transistor. Ces grandeurs fondamentales nous permettent l'analyse physique du comportement de la structure. Dans un second temps nous pouvons calculer les caractéristiques  $I_{ds}(V_{ds}, V_{gs})$  ainsi que les éléments du schéma équivalent petit signal du composant ( $C_{gs}$ ,  $C_{gd}$ ,  $g_m$ ,  $g_d$  etc...).

Afin de valider notre modèle, nous allons pouvoir aborder la confrontation théorie-expérience. Pour cela nous allons tout d'abord préciser la structure des composants étudiés, et montrer quelques résultats issus des caractérisations continues et basses fréquences.

Les composants étudiés sont des transistors de type TEGFET\* dont les paramètres géométriques et technologiques sont donnés sur la figure [II.8].

### II.241 - Principaux paramètres mesurables nécessaires au modèle

Comme pour la plupart des simulations, pour faire fonctionner notre modèle, nous avons besoin d'un certain nombre d'informations. Ces informations peuvent être de diverses natures : la première venant à l'esprit, concerne les géométries du composant (longueur de grille, largeur de grille, etc...), que l'on peut mesurer à l'aide d'un microscope électronique. Vient ensuite un certain nombre de paramètres caractérisant le matériau d'un point de vue physique. Certains de ces paramètres peuvent être mesurables comme la mobilité ohmique. D'autres, plus difficilement abordables (variation du temps de relaxation du moment et de l'énergie, de la masse effective, de la vitesse en régime stationnaire, etc...), doivent être obtenus par des modèles plus puissants de type Monte-Carlo. Enfin, reste les paramètres que l'on peut difficilement obtenir par une mesure quelconque (épaisseur de la couche d'AlGaAs sous la grille, dopage, pourcentage d'aluminium).

Dans notre modèle, les informations issues des simulations Monte-Carlo sont figées une fois pour toute pour chaque matériau. Par contre, les paramètres mesurables

---

\* Les TEGFETs H84 qui ont servis dans cette étude, nous ont été aimablement fournis par Mr. A. J. Holden du laboratoire de GEC-Marconi (Caswell, Grande-Bretagne) que nous remercions.

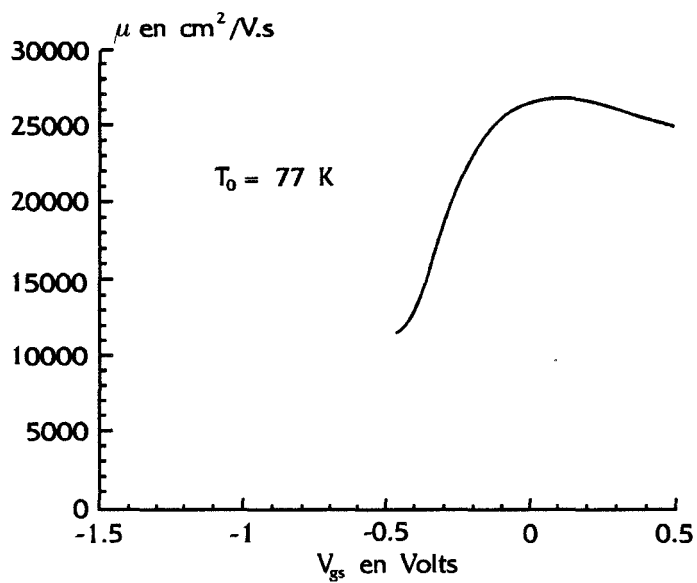
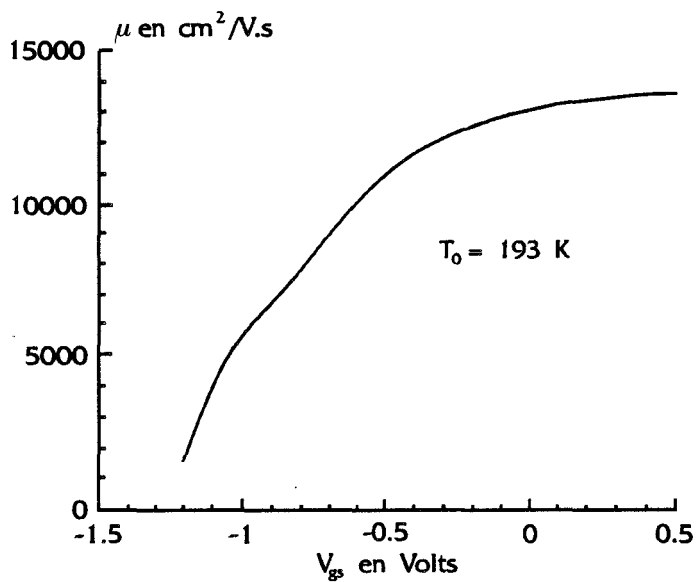
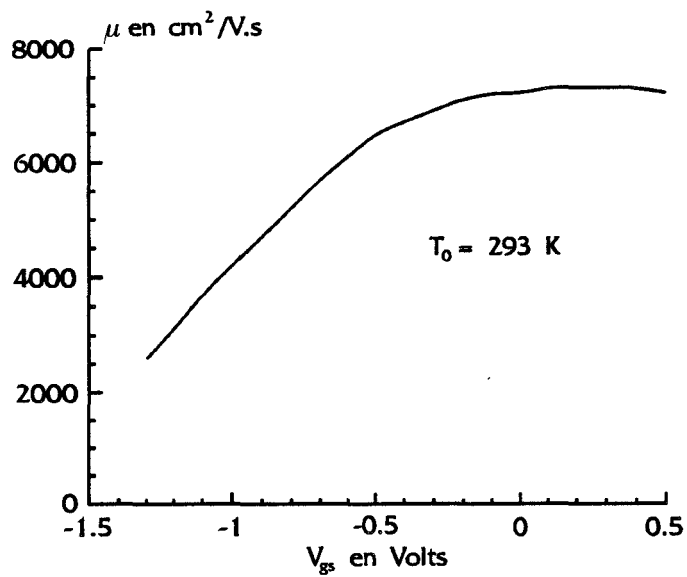


Figure II.9 : Evolution de la mobilité du 86-1C en fonction de la tension de grille pour différentes températures



comme la mobilité ohmique ou les résistances d'accès sont déterminées pour chaque composant. Nous allons voir dans ce paragraphe les différentes méthodes de mesure de ces paramètres.

### - Détermination de la mobilité par magnétorésistance

Le principe de cette mesure est basé sur l'effet de magnétorésistance dans les semi-conducteurs. Si  $R_{ds}(0)$  et  $R_{ds}(B)$  représentent respectivement la résistance entre source et drain, en absence et après application d'un champ magnétique d'intensité  $B$ , ces deux valeurs sont liées par la relation :

$$R_{ds}(B) = R_{ds}(0) (1 + \bar{\mu}^2 B^2)$$

ce qui nous permet d'extraire la valeur de  $\bar{\mu}$  qui représente la mobilité moyenne des électrons dans la structure. Par ailleurs, c'est cette mobilité qui est prise pour notre modèle.

A titre d'illustration, nous représentons sur la figure [II.9] l'évolution de cette mobilité concernant le 86-1C pour différentes températures. On peut constater par l'importante mobilité à 77 K ( $27600 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  contre  $7300 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  à 300 K) que nous sommes bien en présence d'une couche d'électrons bidimensionnels.

### - Détermination du schéma équivalent

Cette méthode mise au point récemment par G. Dambrine (1988), consiste à mesurer directement tous les éléments du schéma équivalent intrinsèque par la mesure des paramètres  $S_{ij}$ .

Avant toute procédure, il est nécessaire de définir un schéma type du transistor (figure [II.10]). Il est composé des différents paramètres intrinsèques ( $C_{gs}$ ,  $R_i$ ,  $g_m$ ,  $g_d$ ,  $C_{gd}$ ,  $\tau$ ,  $C_{ds}$ ), et des divers éléments d'accès ( $R_g$ ,  $L_g$ ,  $R_s$ ,  $L_s$ ,  $R_d$ ,  $L_d$ ,  $C_{pg}$ ,  $C_{pd}$ ) qui restent indépendants des conditions de polarisation.

Dans un premier temps, on détermine par une mesure à  $V_{ds}$  nul et  $V_{gs}$  positif les éléments d'accès. Le choix de cette polarisation permet de supprimer les effets propres au transistor notamment la transconductance  $g_m$  et la capacité  $C_{gs}$ . Le problème consiste à mesurer les paramètres  $S_{ij}$ , d'en déduire la matrice  $[Z]$ , et de les identifier à la matrice théorique déterminée par le schéma équivalent dans la même configuration. Le tracé de

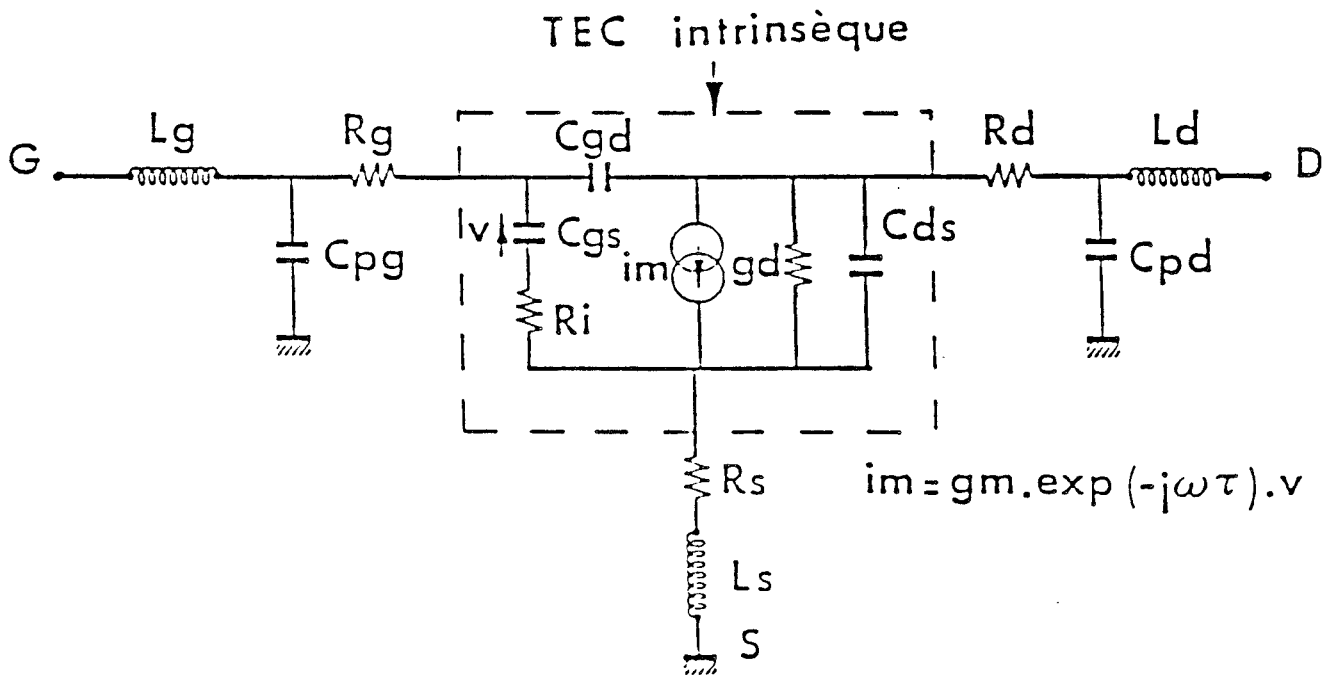


Figure II.10 : Schéma équivalent petit signal représentatif du transistor à effet de champ

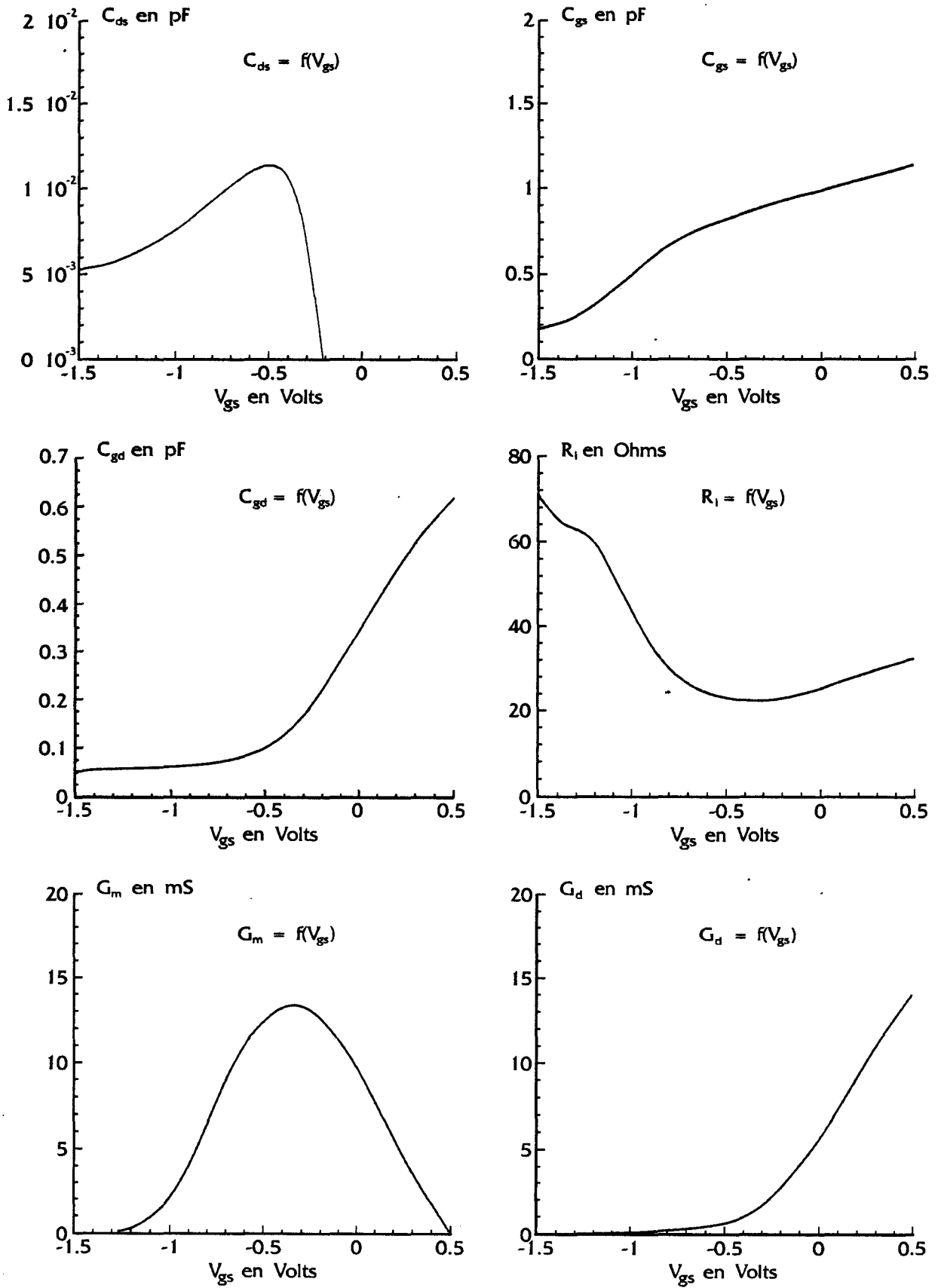
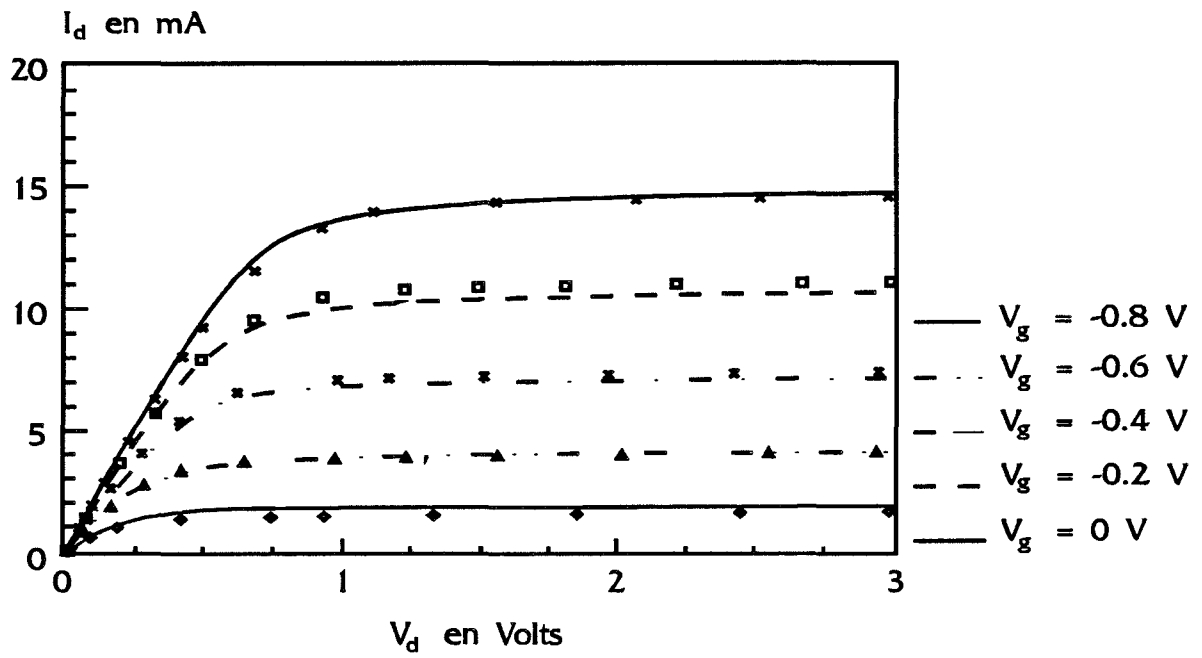


Figure II.11 : Eléments intrinsèques du schéma équivalent du transistor 86-1C  
à  $V_{ds} = 1$  V

a)



b)

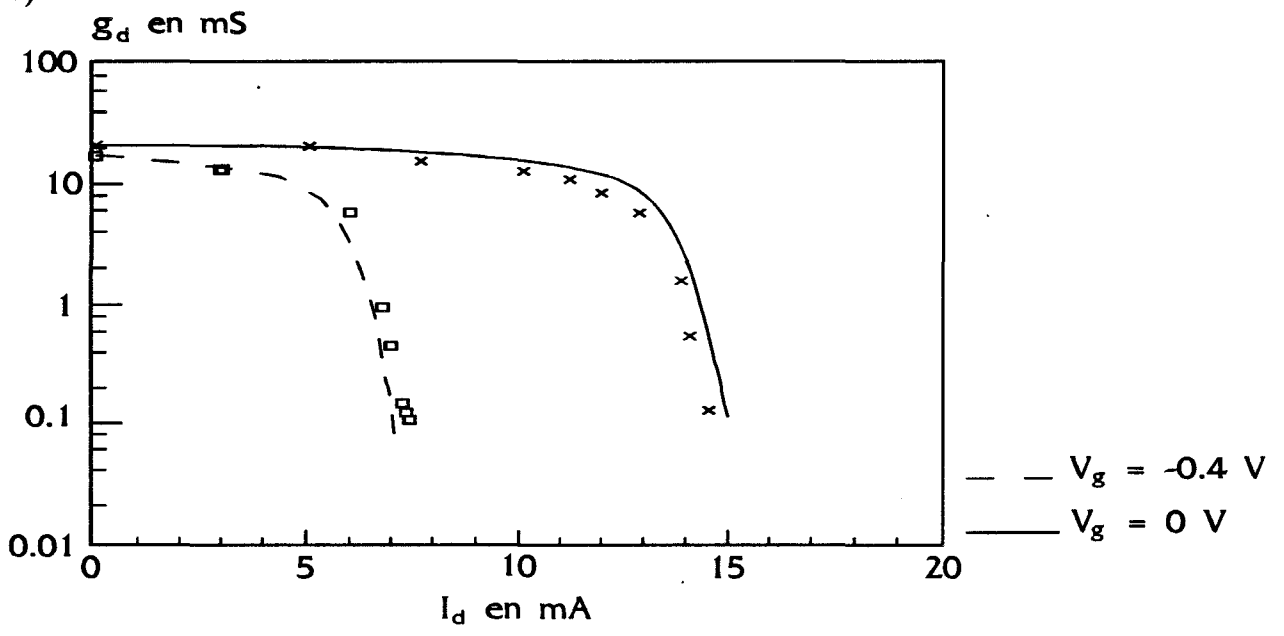


Figure II.12 : Comparaison théorie (en traits)/expérience (en points) des éléments issus du régime statique et petit signal du 86-1C  
 a)  $I_d = f(V_\phi, V_g)$  b)  $g_d = f(I_\phi, V_g)$

la partie réelle de  $Z_{11}$  en fonction de l'inverse du courant, et les parties réelles de  $Z_{12}$ ,  $Z_{21}$ , et  $Z_{22}$  indépendantes de la fréquence permettent de déduire les valeurs de  $R_s$ ,  $R_d$ , et  $R_g$  à condition d'avoir mesuré au préalable la valeur  $R_s + R_d$  en continu (Cappy, 1986). Le tracé de la partie imaginaire des paramètres  $Z_{ij}$  en fonction de la fréquence, nous permet enfin de déduire les inductances d'accès  $L_s$ ,  $L_d$  et  $L_g$ .

Dans un deuxième temps, il est alors possible en extrayant les éléments d'accès, de déduire la matrice  $[Y_{ij}]$  à partir de la matrice de répartition  $[S_{ij}]$ , mesurée pour différentes polarisations. La comparaison avec la matrice théorique permet enfin de sortir les éléments intrinsèques du transistor (figure [II.11]).

Nous avons mentionné dans ce paragraphe, les différentes informations nécessaires à notre modèle. Pour nous comme pour tous les physiciens du composant, la connaissance de ces éléments est indispensable car ils sont à la base même de modèles de simulation comme le nôtre.

Nous sommes maintenant en mesure de montrer quelques résultats statiques de notre modèle.

## **II.242 - Comparaison théorie-expérience**

La confrontation théorie-expérience reste un exercice très délicat. En effet la difficulté réside non seulement au niveau des incertitudes du modèle, à savoir la prise en compte ou non de certains phénomènes, les différentes hypothèses simplificatrices, etc..., mais aussi au niveau de l'incertitude des paramètres technologiques du transistor comme l'épaisseur, le dopage, et le pourcentage d'aluminium de la couche AlGaAs.

Malgré tout, la figure [II.12 a)] montre un bon accord entre la théorie et l'expérience justifié sans doute par la longueur de la grille ( $5 \mu\text{m}$ ) qui permet d'atténuer les effets bidimensionnels et les effets de bord.

Sur les figures [II.12 b)], [II.13 a)] et [II.13 b)] sont présentés trois résultats importants issus du régime statique et petit signal :

- la transconductance  $g_m$  qui permet d'appréhender le bon fonctionnement du TEGFET.
- la conductance de sortie  $g_d$  qui influe directement sur le comportement en bruit du transistor. Ce paramètre est donc fondamental pour la suite de notre problème, et il est nécessaire d'obtenir la meilleure précision possible afin de se donner les chances d'avoir les meilleurs résultats en bruit.
- enfin, la capacité  $C_{gs}$  qui joue un rôle prépondérant sur la fréquence de coupure du transistor.

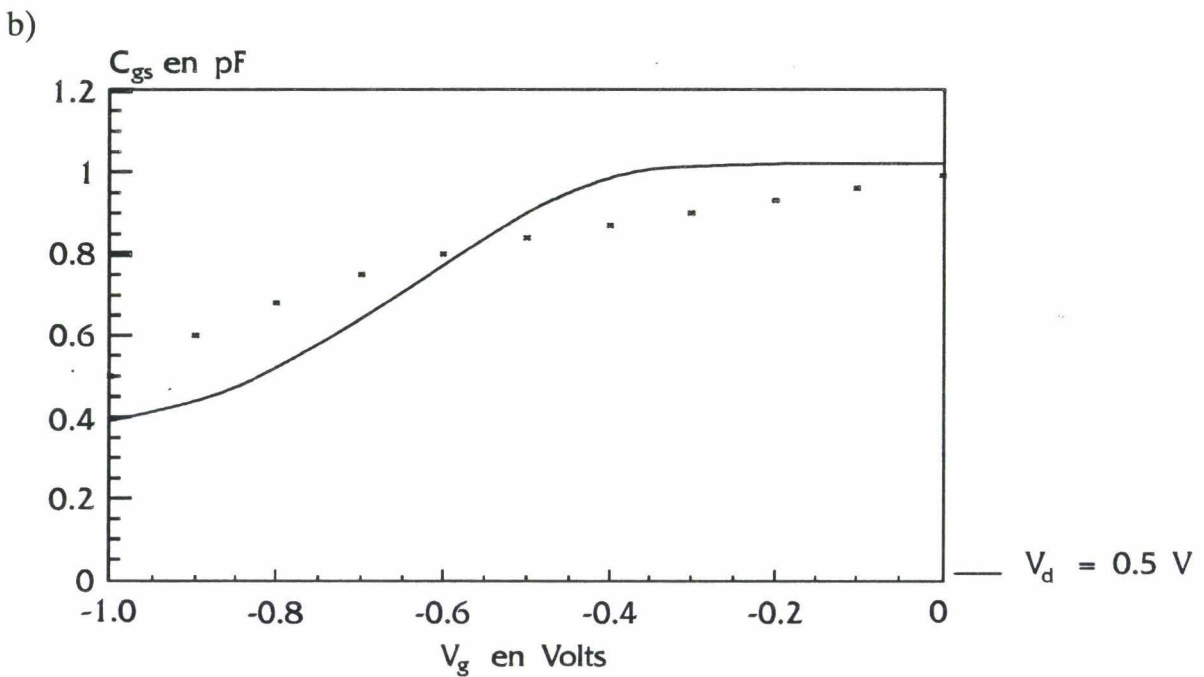
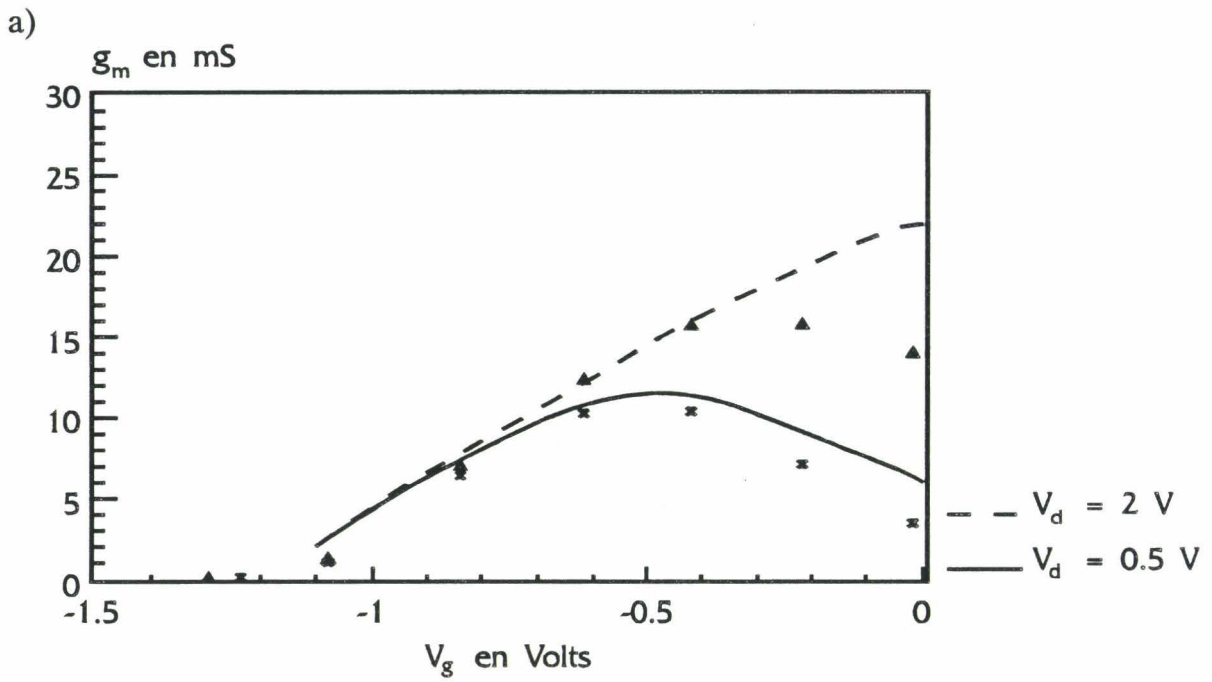


Figure II.13 : Comparaison théorie (en traits)/expérience (en points) des éléments issus du régime statique et petit signal du 86-1C  
 a)  $g_m = f(V_g, V_d)$     b)  $C_{gs} = f(V_g, V_d)$

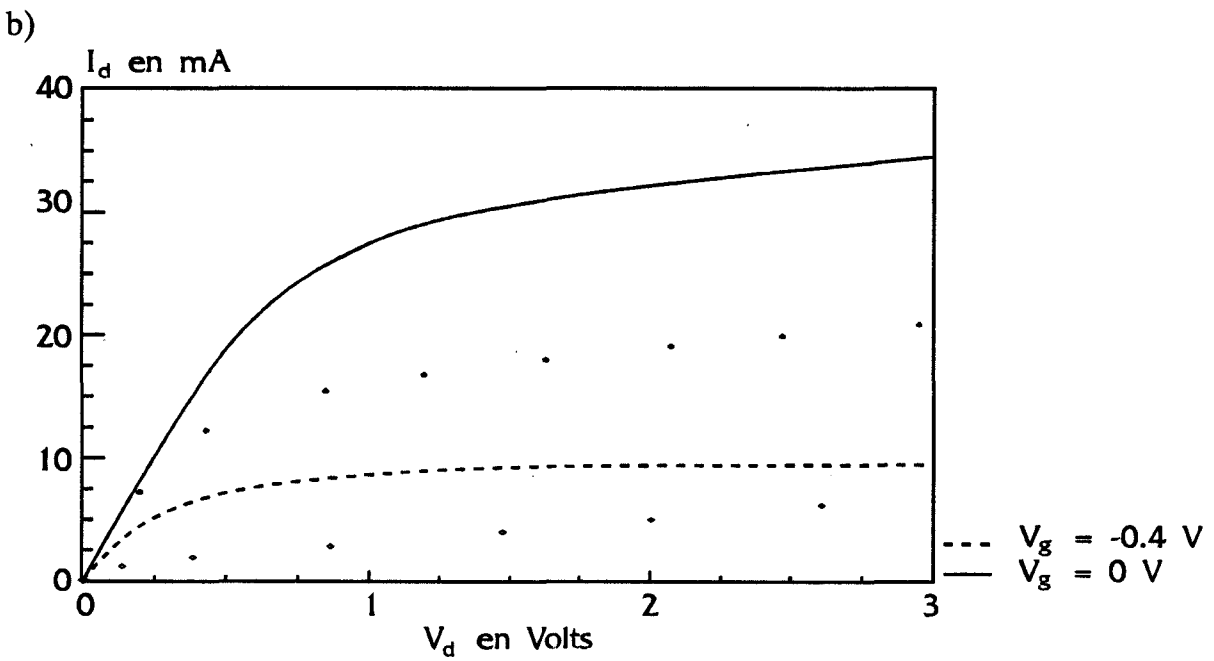
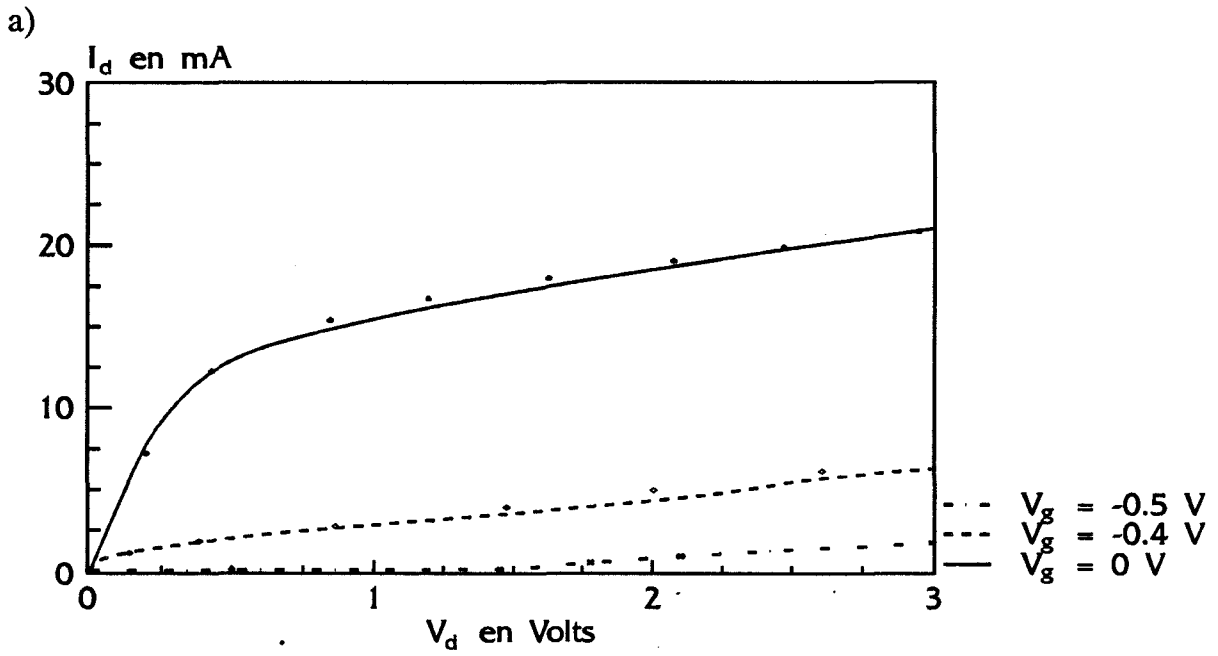


Figure II.14 : Comparaison théorie (en traits)/expérience (en points)  $I_d(V_d, V_g)$  du H84  
a) avec  $\Delta E_f(\epsilon)$  b) sans  $\Delta E_f(\epsilon)$

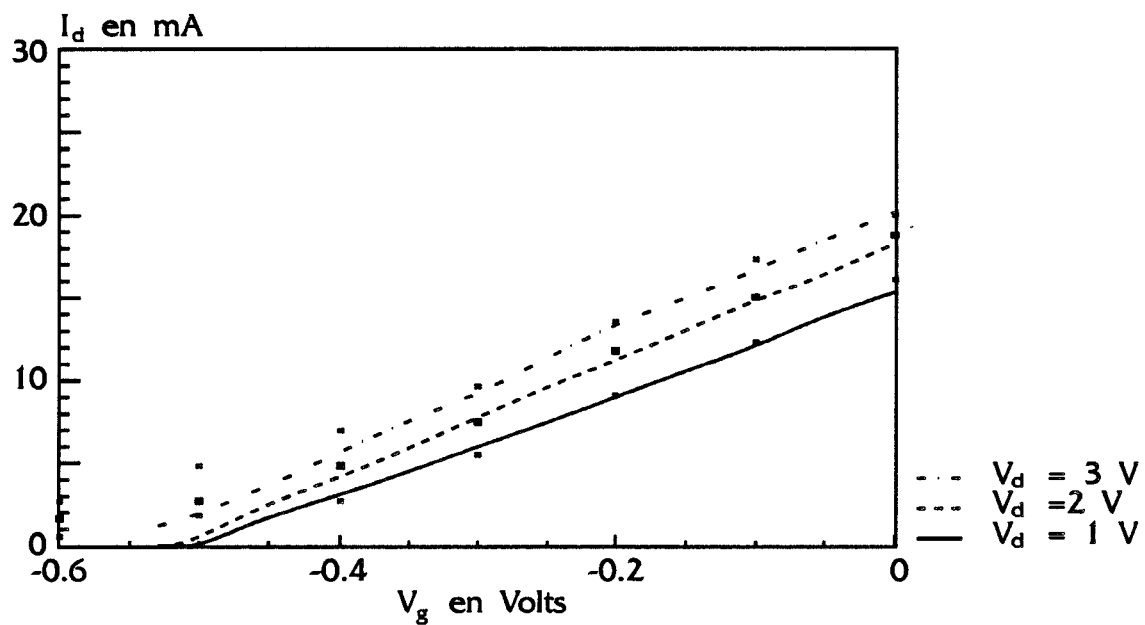


Figure II.15 : Comparaison théorie (en traits)/expérience (en points)  $I_d(V_g, V_d)$  du H84



Pour nous assurer de la validité de notre modèle, de la même façon, nous avons simulé sur la figure [II.14 a)] le TEGFET H84. Ce transistor est différent du précédent non seulement à cause de sa longueur de grille beaucoup plus courte ( $0.3 \mu\text{m}$ ), mais aussi par la différence de matériau dans lequel les porteurs évoluent (GaInAs).

Afin de nous rendre compte de l'effet de la variation du niveau de Fermi avec l'énergie ( $\Delta E_f(\varepsilon)$ ), nous avons représenté respectivement sur les figures [II.14 a)] et [II.14 b)] la caractéristique statique du transistor avec et sans la prise en compte de ce phénomène. Comme on peut le voir, cet effet semble prendre de plus en plus d'importance lorsque la tension de drain augmente.

$$N_s(x) = \frac{\kappa}{q d} ( V_g - V_t - E_f - \Delta E_f(\varepsilon) - V_c(x) ) \quad (9)$$

En fait, si on reprend l'expression (9), la variation du niveau de Fermi va en quelque sorte faire augmenter la tension de seuil au fur et à mesure que l'énergie augmente, et par conséquent va faire diminuer le nombre de porteurs dans le canal. Il est à noter par ailleurs, que cet effet sans doute lié à un phénomène d'électrons chauds, est quasiment sans conséquence sur le transistor  $5 \mu\text{m}$ .

Enfin, nous terminons ce chapitre en montrant sous une autre forme, les résultats issus de la caractéristique statique :  $I_d(V_g, V_d)$  (figure [II.15]). On peut noter une fois de plus un bon accord entre la théorie et l'expérience en dépit d'une légère divergence lorsqu'on atteint la tension de seuil.

# *Chapitre 3*

**MODELISATION DU BRUIT DANS LES  
TRANSISTORS A EFFET DE CHAMP DE  
TYPE TEGFET**

### III.1 - INTRODUCTION

Dans la première partie de notre étude, nous avons essayé de modéliser au mieux le TEGFET en fonctionnement statique. Ces résultats étant fondamentaux pour l'étude du bruit, il était donc logique de s'y attarder quelque peu. Voyons maintenant comment exploiter ces résultats pour obtenir les différentes caractéristiques de bruit.

Le bruit des transistors à effet de champ est dû non seulement aux fluctuations spontanées et aléatoires des grandeurs physiques intrinsèques comme la vitesse des porteurs ou la densité des porteurs, mais également aux sources extrinsèques comme par exemple le bruit thermique des résistances d'accès de source et de drain. Ces grandeurs physiques peuvent avoir des conséquences importantes sur le niveau de bruit du composant. Ceci nuit bien sûr directement aux performances du transistor notamment en amplification. C'est l'influence physique de ces différents paramètres que nous allons étudier maintenant.

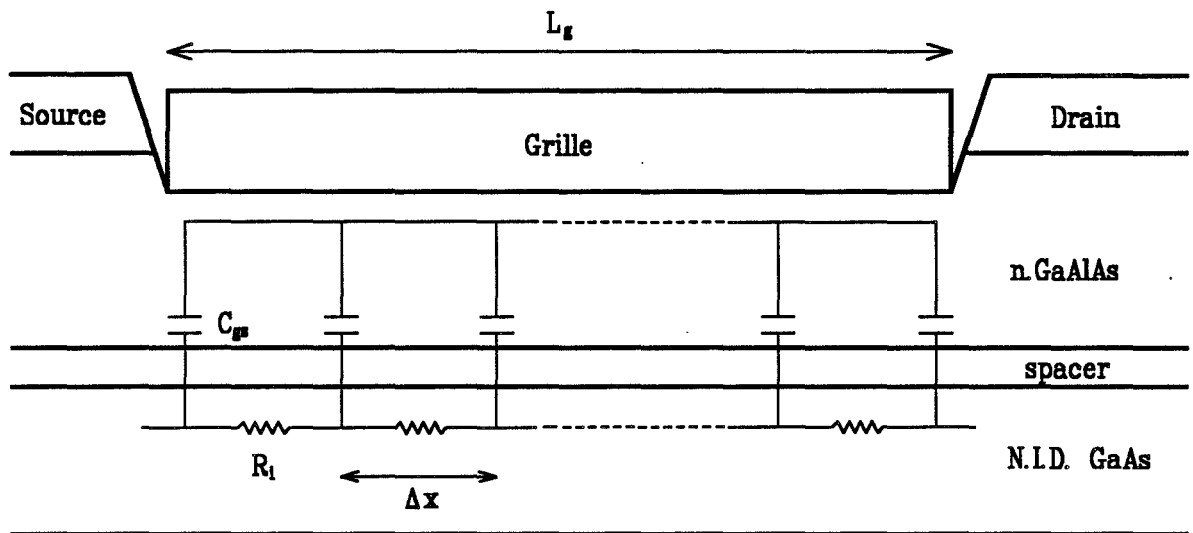
Le modèle de bruit proposé est basé sur l'étude faite dans notre laboratoire par Cappy et Heinrich (1989). Le principe de cette procédure de calcul repose en fait sur la méthode du champ d'impédance introduite initialement par Shockley (1966). C'est cette méthode que nous nous proposons de reprendre et de compléter afin de mieux appréhender les problèmes physiques dus au bruit.

Pour cela, nous avons besoin d'un certain nombre d'outils que nous allons définir maintenant.

### III.2 - DEFINITIONS DES DIFFERENTES TEMPERATURES UTILISEES DANS NOTRE MODELE

- Température ambiante  $T_0$  :

C'est par définition la température de l'environnement immédiat du composant, c'est aussi celle de la monture.



*Figure III.1 : Schéma équivalent du canal considéré dans notre modèle*

- Température électronique  $T_e$  :

Cette température est définie à partir de l'énergie cinétique moyenne des électrons, de leur vitesse moyenne et de leur masse moyenne par :

$$T_e = \left[ \varepsilon - \frac{1}{2} m^* v^2 \right] \frac{2}{3 k_B}$$

où  $k_B$  est la constante de Boltzmann.

La vitesse moyenne  $v$  et la masse effective  $m^*$  étant connues en chaque point du canal, il est facile de déduire de cette formule une température électronique des porteurs en tout point.

- Température équivalente de bruit  $T_B$ 

Comme nous l'avons vu dans le premier chapitre, on peut définir une température de bruit longitudinale ou transversale selon qu'elle est mesurée dans le sens du courant de dérive ou perpendiculairement. Dans nos études, nous n'avons accès qu'à la température longitudinale par la méthode de mesure exposée dans le premier chapitre.

**III.3 - EQUATIONS REGISSANT LE MODELE DE BRUIT**

L'idée de base du modèle est de considérer le canal du transistor comme une ligne de transmission R-C, où chaque résistance produit un signal bruyant de valeur moyenne nulle, qui va s'ajouter au signal courant jusqu'au bout de la grille. Le jeu consiste à déterminer chaque résistance constituant le canal pour une polarisation donnée, et d'en établir la conséquence en fin de grille pour une fréquence donnée.

**III.31 - DETERMINATION DES ELEMENTS DE LA LIGNE DE TRANSMISSION**

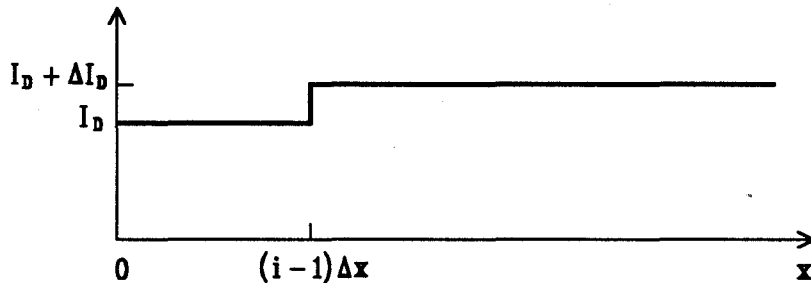
La ligne de transmission est représentée sur la figure [III.1]. Elle est composée des résistances différentielles  $R_i$  résultant d'une fluctuation du courant créée au point  $x_i$  du canal et des capacités  $C_{gs}$  provenant de la couche d'AlGaAs. Cette capacité sera considérée constante le long de la ligne et égale à :

$$C_o = \frac{\kappa Z \Delta x}{d} \quad (1)$$

Cette considération est tout à fait justifiée d'une part, par l'utilisation d'un transistor long ( $L_g = 5 \mu\text{m}$ ), et d'autre part, par la polarisation de grille qui reste toujours négative et incite donc la couche d'AlGaAs à rester totalement déplétée d'électrons.

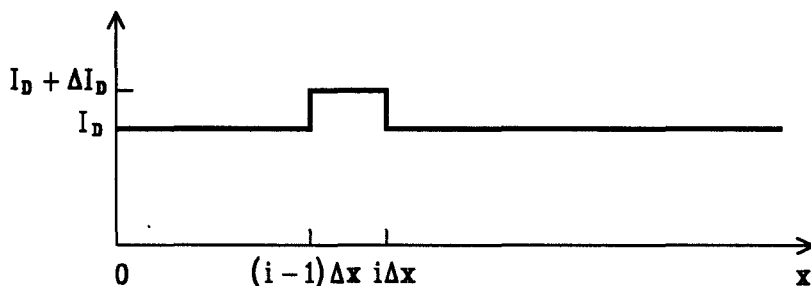
En revanche, la résistance différentielle du canal (au sens du champ d'impédance), évolue rapidement en fonction de la polarisation, et il est nécessaire d'en tenir compte dans le programme. Pour le calcul de cette résistance, on procède de la façon suivante :

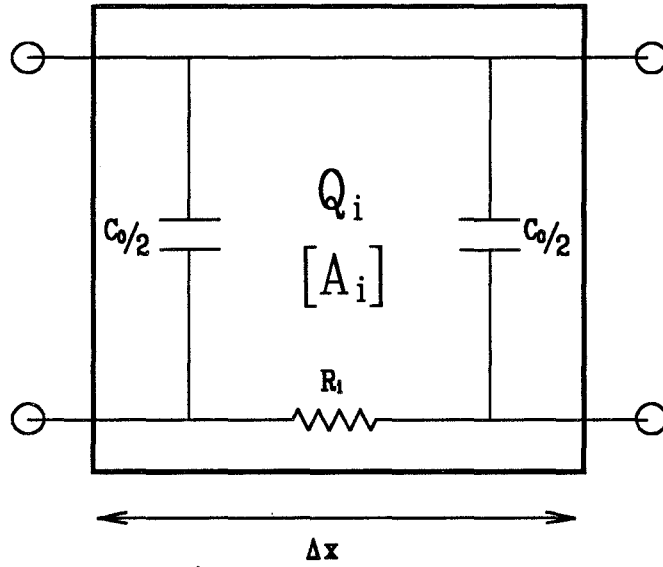
- pour l'étude de la section  $i$  située entre les abscisses  $x - \Delta x$  et  $x$ , on introduit dans un premier temps en  $x - \Delta x$  un courant  $\Delta I_d$  faible devant le courant  $I_d$  considéré. L'introduction de ce courant  $\Delta I_d$  va engendrer une perturbation  $\Delta V_{d1}$  au niveau de la tension de drain  $V_{ds}$ .



- Dans un deuxième temps, ce même courant  $\Delta I_d$  sera retiré au pas suivant, c'est à dire en  $x$ , et engendrera à son tour une perturbation  $\Delta V_{d2}$  sur la tension de drain.

- La superposition de ces deux états, donne en fait une perturbation  $\Delta I_d$  créée entre les abscisses  $x - \Delta x$  et  $x$ , qui entraîne une perturbation  $\Delta V_d$  sur la tension de drain.





*Figure III.2 : Quadripôle élémentaire constituant la ligne de propagation*

On aura par conséquent :

$$R_i = \frac{\Delta V_{d1} - \Delta V_{d2}}{\Delta I_d} \quad (2)$$

cette formule est celle qui est directement utilisée dans le modèle numérique.

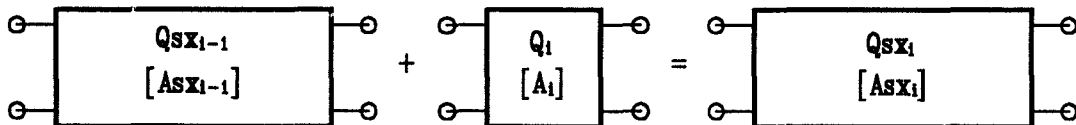
### III.32 - DETERMINATION DU QUADRIPOLE ELEMENTAIRE CONSTITUANT LA LIGNE DE TRANSMISSION

Le quadripôle élémentaire de la ligne de transmission est représenté sur la figure [III.2]. Pour de simples raisons de commodités, nous avons choisi de traiter cette partie à l'aide des matrices chaînes. En effet, dans ce cas, la matrice globale résultant de l'association des différents quadripôles en cascade, est le produit des matrices chaînes.

La matrice élémentaire a pour expression :

$$[A_i] = \begin{pmatrix} 1 + \frac{R_i C_o \omega j}{2} & R_i \\ C_o \omega j - \frac{R_i C_o^2 \omega^2}{4} & 1 + \frac{R_i C_o \omega j}{2} \end{pmatrix} \quad (3)$$

On obtient ainsi :



$$[Asx_{i-1}] * [A_i] = [Asx_i]$$



Ce calcul est effectué de proche en proche de la source jusqu'au drain. Il s'intègre bien dans notre modèle de simulation du composant. Arrivé en bout de grille, on peut déterminer, pour une polarisation donnée et en fonction de la fréquence :

$$\text{- L'admittance de sortie : } Y_{22}(V_{gs}, V_{ds}, F) = \frac{a_{11}}{a_{12}} \quad (4)$$

$$\text{- L'impédance d'entrée : } Z_{11}(V_{gs}, V_{ds}, F) = \frac{a_{11}}{a_{21}} \quad (5)$$

La détermination de ces deux quantités est très importante, car elles vont nous permettre par la suite d'accéder respectivement, aux sources de bruit dans le canal et aux sources de bruit de la grille.

### III.33 - ETUDE DU BRUIT EN TENSION DE DRAIN ET EN COURANT DE GRILLE

Notre ligne de transmission étant constituée, nous allons pouvoir nous pencher sur le problème du bruit engendré par chaque résistance.

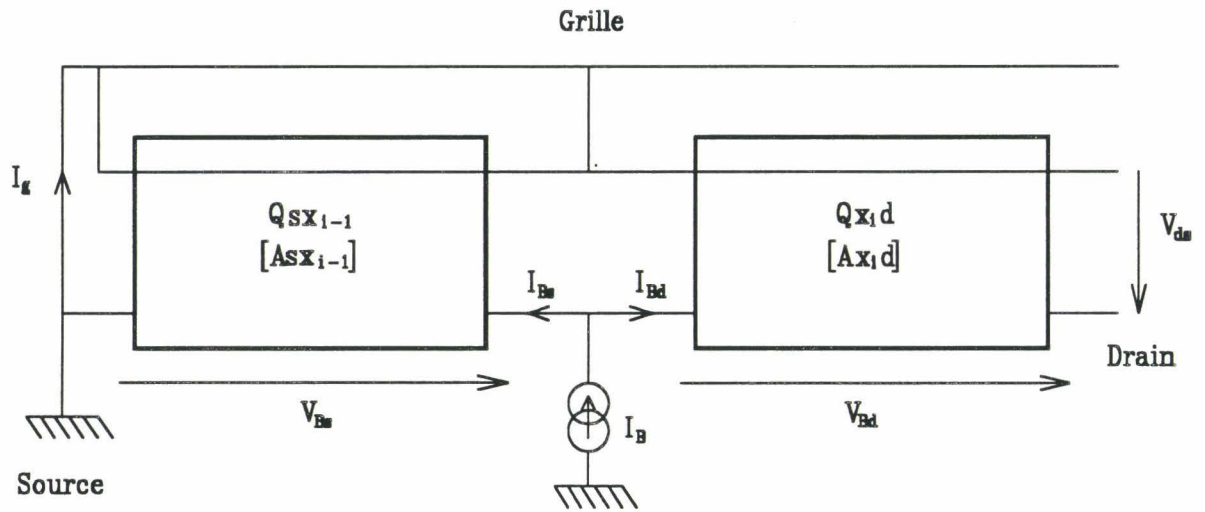
Comme nous l'avons vu au début de ce mémoire, un dipôle bruyant (notamment une résistance) est équivalent à ce même dipôle non bruyant en y plaçant en parallèle un générateur de courant de valeur moyenne nulle et de puissance donnée par le théorème de Nyquist :

$$\overline{I_B^2} = 4 k_B T_o \operatorname{Re} \left[ \frac{1}{Z} \right]$$

où  $\operatorname{Re} \left[ \frac{1}{Z} \right]$  correspond à la partie réelle de l'admittance du dipôle

Dans notre cas, en estimant la température de chaque résistance égale à la température électronique  $T_e(x_i)$  calculée en régime statique dans notre modèle, on a :

$$\overline{I_B^2} = 4 k_B T_e(x_i) \operatorname{Re} \left[ \frac{1}{R_{c_i}} \right] \quad (6)$$



*Figure III.3 : Schéma équivalent du canal permettant l'obtention des sources de bruit du canal et de la grille*

Dans cette expression,  $Rc_i$  représente la résistance du canal au point  $x_i$ , et est égale à :

$$Rc_i = \frac{1}{q Ns_i \mu(\epsilon_i) Z} \Delta x \quad (7)$$

L'idée de départ consiste à introduire artificiellement ce courant au point  $x_i$  considéré, et d'en mesurer les conséquences en bout de grille en fonction de la fréquence par une méthode analogue à celle du champ d'impédance. Ce principe consiste, rappelons-le, à calculer la perturbation qui serait créée en ajoutant en un point du canal un courant faible, et en le retirant au pas suivant. Dans notre cas, les perturbations apportées par ce bruit thermique de type Nyquist  $I_B$ , vont se répercuter d'une part sur la tension de drain  $V_{ds}$ , et d'autre part sur le courant de grille  $I_g$ .

L'introduction de l'effet de la fréquence par l'intermédiaire de la capacité  $C_{gs}$ , entraîne toutefois un calcul supplémentaire que nous allons voir dès à présent.

La figure [III.3] montre le canal du transistor lorsqu'un courant  $I_B$  est injecté en un point  $x$  sous la grille. Ce courant se partage en deux : le premier  $I_{Bs}$ , se propage vers la source et provoque une tension de bruit  $V_{Bs}$  pendant que le second  $I_{Bd}$ , se propage vers le drain et provoque une tension de bruit  $V_{Bd}$ . On voit par conséquent que ce courant  $I_B$  va induire une perturbation non seulement au niveau de la tension de drain, mais également au niveau du courant  $I_g$ .

### - Puissance de bruit en tension du canal

Nous déterminons ici la puissance de bruit  $\overline{V_d^2}(x_i, F)$  résultant de la perturbation créée au point  $x_i$  du canal par la source de bruit de type Nyquist  $I_B$ .

D'après le schéma considéré, on peut écrire :

$$\left\{ \begin{array}{l} V_{Bs} = \frac{I_{Bs}}{Y_{22}[sx_{i-1}]} = Z_{11}[x_i, d] I_{Bd} \\ V_{ds} = V_{Bd} + V_{Bs} = Z_{21}[x_i, d] I_{Bd} \\ I_B = I_{Bs} + I_{Bd} \end{array} \right. \quad (8)$$

En combinant ces trois équations, on obtient la quantité suivante :

$$Z(x_i, F) = \frac{V_{ds}}{I_B} = \frac{Z_{21}[x_i d]}{1 + Z_{11}[x_i d] Y_{22}[s x_{i-1}]} \quad (9)$$

qui permet d'obtenir la valeur du champ d'impédance au point i suivant la formule :

$$z(x_i, F) = \frac{Z(x_i, F) - Z(x_{i-1}, F)}{\Delta x} \quad (10)$$

Le calcul de la tension de bruit de chaque cellule est immédiat :

$$\overline{V_d^2}(x_i, F) = |z(x_i, F)|^2 \overline{I_B^2} = \left| \frac{\partial}{\partial x} \left[ \frac{Z_{21}[x_i d]}{1 + Z_{11}[x_i d] Y_{22}[s x_{i-1}]} \right] \right|^2 \times \frac{4 k_B T_e(x_i)}{R c_i} \quad (11)$$

### **- Puissance de bruit en courant de la grille**

Par analogie avec ce qui précède, on peut déterminer le facteur  $a(x_i, F)$  liant le bruit en courant de grille à la source de bruit occasionnée en chaque point du canal :

$$\overline{I_g^2}(x_i, F) = |a(x_i, F)|^2 \overline{I_B^2} \quad (12)$$

En ajoutant au système (8) l'équation suivante :

$$I_B + I_g = -Y_{12}[s x_{i-1}] V_{Bs} \quad (13)$$

on détermine la quantité :

$$A(x_i, F) = \frac{I_g}{I_B} = \frac{1 + (Y_{12}[sx_{i-1}] + Y_{22}[sx_{i-1}]) Z_{11}[x_i d]}{1 + Y_{22}[sx_{i-1}] Z_{11}[x_i d]} \quad (14)$$

qui permet le calcul du facteur  $a(x_i, F)$  par :

$$a(x_i, F) = \frac{A(x_i, F) - A(x_{i-1}, F)}{\Delta x} \quad (15)$$

et de déduire le courant de bruit de grille :

$$\overline{I_g^2}(x_i, F) = |a(x_i, F)|^2 \overline{I_B^2} = \left| \frac{\partial}{\partial x} \left[ \frac{Z_{11}[x_i d] (Y_{12}[sx_{i-1}] + Y_{22}[sx_{i-1}]) + 1}{Z_{11}[x_i d] Y_{22}[sx_{i-1}] + 1} \right] \right|^2 \times \frac{4 k_B T_e(x_i)}{R_{c_i}} \quad (16)$$

**- Coefficient de corrélation entre le bruit en tension de drain et le bruit en courant de grille**

Les deux bruits calculés provenant de la même source, on peut définir un coefficient de corrélation :

$$C(x_i, F) = \frac{\overline{I_g^* (x_i, F) V_{ds}(x_i, F)}}{\overline{I_g^2} \times \overline{V_{ds}^2}} \quad (17)$$

**- Densités spectrales en tension de drain et en courant de grille**

Pour obtenir la totalité des fluctuations engendrées par chaque cellule dans le canal, il suffit d'intégrer les équations donnant les puissances de bruit de la source jusqu'au drain. On détermine alors les densités en tension de drain et en courant de grille ainsi que le coefficient de corrélation les liant :

$$S_v(V_{ds}, V_{gs}, F) = \frac{1}{\Delta F} \sum_{x_1=0}^{L_g} \overline{V_{ds}^2}(x_1, F) = \frac{\overline{V_{ds}^2}(V_{ds}, V_{gs}, F)}{\Delta F} \quad (18)$$

$$S_{I_g}(V_{ds}, V_{gs}, F) = \frac{1}{\Delta F} \sum_{x_1=0}^{L_g} \overline{I_g^2}(x_1, F) = \frac{\overline{I_g^2}(V_{ds}, V_{gs}, F)}{\Delta F} \quad (19)$$

$$C(V_{gs}, V_{ds}, F) = \frac{\overline{I_g^* I_d}}{\sqrt{\overline{I_g^2} \times \overline{I_d^2}}} = \frac{Y_{22}^*(V_{gs}, V_{ds}, F)}{|Y_{22}(V_{gs}, V_{ds}, F)|} \times \frac{\sum I_g(x_1, F) V_d^*(x_1, F)}{\sqrt{\overline{I_g^2} \times \overline{V_d^2}}} \quad (20)$$

$$C(V_{gs}, V_{ds}, F) = \frac{Y_{22}^*(V_{gs}, V_{ds}, F)}{|Y_{22}(V_{gs}, V_{ds}, F)|} \times \frac{1}{\sqrt{\overline{I_g^2} \times \overline{V_d^2}}} \times \sum_{x_1=0}^{L_g} \left[ z^*(x_1, F) a(x_1, F) \frac{4 k_B T_c(x_1)}{Rc_i} \right] \quad (21)$$

Dans cette expression,  $Y_{22}$  représente l'admittance vue entre la source et le drain, et est calculée selon l'expression (4). Nous rappelons que les quantités sous les signes  $\Sigma$  sont en réalité des différentielles.

### III.34 - TEMPERATURE EQUIVALENTE DE BRUIT

Par l'intermédiaire de la puissance de bruit en tension, on peut aboutir à la température équivalente de bruit dans le sens du canal en utilisant simplement le théorème de Nyquist :

$$T_B(V_{gs}, V_{ds}, F) = \frac{\overline{V_d^2}(V_{gs}, V_{ds}, F)}{4 k_B \operatorname{Re} \left[ \frac{1}{Y_{22}(V_{gs}, V_{ds}, F)} \right]} \quad (22)$$

Notre façon de procéder est donc très simple. Pour résumer, nous avons reporté dans le tableau ci-dessous les étapes menant au calcul des sources de bruit de drain et de grille, du coefficient de corrélation et de la température équivalente de bruit.

- détermination de tous les éléments à gauche de x	matrice $[Asx_{i-1}]$
- détermination de tous les éléments à droite de x	matrice $[Ax_i d]$
- calcul des quantités $Z(x, F)$ et $A(x, F)$	
- calcul de l'impédance équivalente de bruit de canal et du facteur de bruit de grille engendrés sur une seule cellule	$z(x_i, F)$ et $a(x_i, F)$
- calcul des puissances de bruit en tension du canal et en courant de la grille pour chaque cellule	$\overline{V_d^2}(x_i, F)$ et $\overline{I_g^2}(x_i, F)$
- sommation sur la grille des paramètres de bruit	$\overline{V_d^2}(V_{ds}, V_{gs}, F)$ , $T_B(V_{ds}, V_{gs}, F)$ $\overline{I_g^2}(V_{ds}, V_{gs}, F)$ et $C(V_{ds}, V_{gs}, F)$

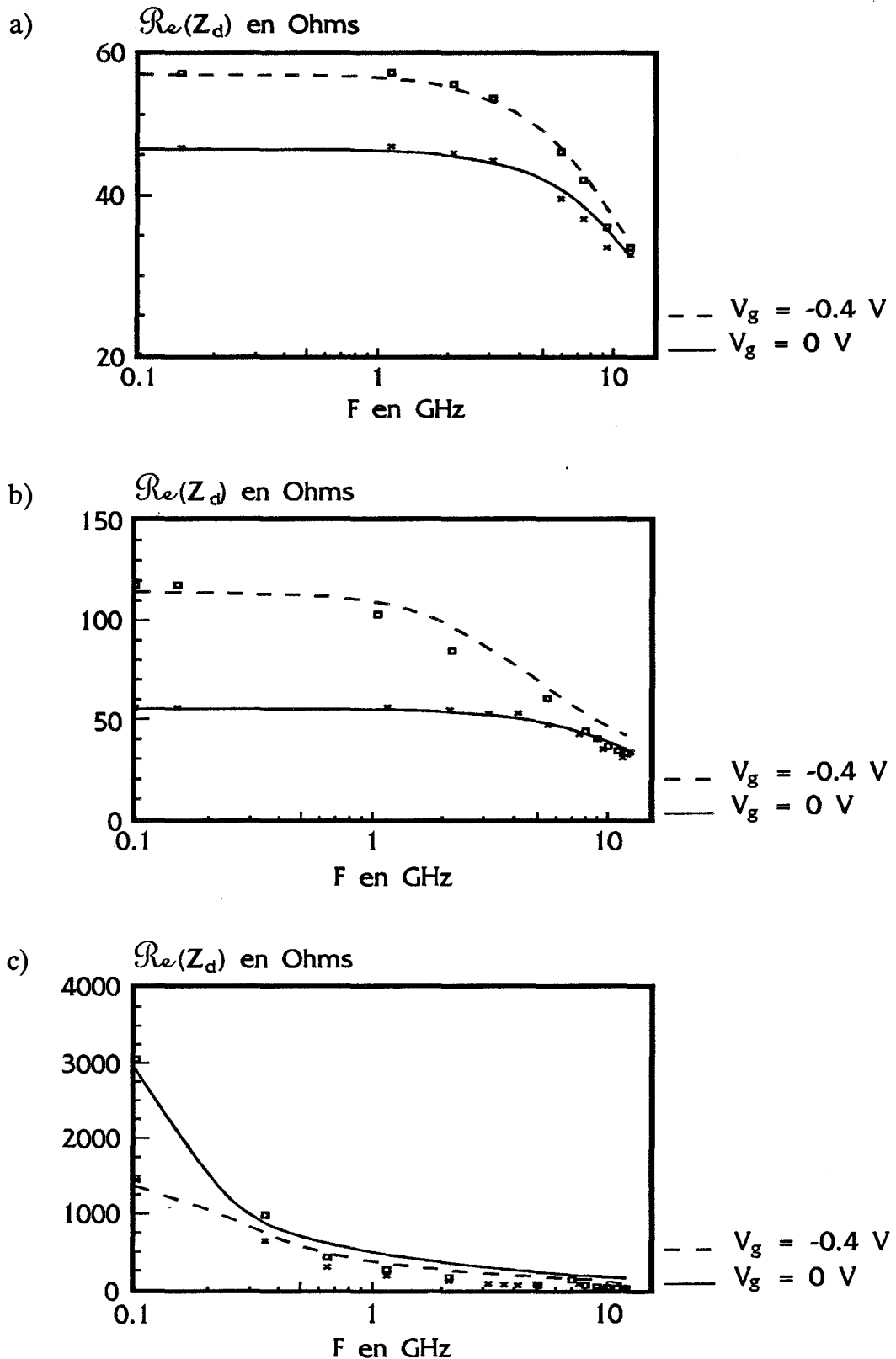


Figure III.4 : Comparaison théorie (en traits) expérience (en points) de la partie réelle de l'impédance prise entre source et drain du 86-1C  
 a)  $V_d = 0 \text{ V}$  b)  $V_d = 0.4 \text{ V}$  c)  $V_d = 2 \text{ V}$



### III.4 - RESULTATS OBTENUS PAR LE CALCUL DE L'IMPEDANCE DU CANAL ET DE L'ADMITTANCE ENTRE SOURCE ET GRILLE

Le modèle étant mis en place, nous allons enfin être en mesure d'extraire d'une part l'impédance totale du transistor entre la source et le drain, et d'autre part l'admittance vue entre la grille et le drain :

$$Z_d(V_{gs}, V_{ds}, F) = R_s + \frac{1}{Y_{22}(V_{gs}, V_{ds}, F)} + R_d \quad (23)$$

$$Y_g(V_{gs}, V_{ds}, F) = \frac{1}{R_s + Z_{11}(V_{gs}, V_{ds}, F) + R_g} \quad (24)$$

Ces formules prennent en compte, d'un point de vue bruit, les résistances d'accès que l'on étudiera plus précisément dans le chapitre suivant. Toutefois, par anticipation, nous présentons ici quelques résultats obtenus par notre modèle.

Nous montrons sur la figure [III.4] l'évolution de la partie réelle de l'impédance du canal du 86-1C en fonction de la fréquence, et ceci pour différentes polarisations.

Afin de nous rendre compte de la précision de notre modèle, nous avons ajouté sur les différentes figures (en points), les valeurs expérimentales obtenues dans les mêmes conditions.

On peut noter au premier abord, un assez bon accord théorie-expérience, notamment si on se situe en régime ohmique (Figures [III.4 a) et b]).

Concernant le régime de saturation (figures [III.4 c]), la concordance est beaucoup plus difficile à obtenir du fait même de la valeur du  $g_d$  qui décroît très rapidement dans cette zone. Il est à noter aussi que s'il est difficile de calculer théoriquement cette résistance, expérimentalement son obtention devient assez imprécise à cause de la désadaptation totale du composant dans ce régime. Une comparaison quantitative est par conséquent à prendre avec beaucoup de recul, et on ne retiendra pour cette zone que les aspects qualitatifs. Toutefois, les résultats semblent tout à fait satisfaisants pour les fréquences allant jusqu'à 10 GHz.

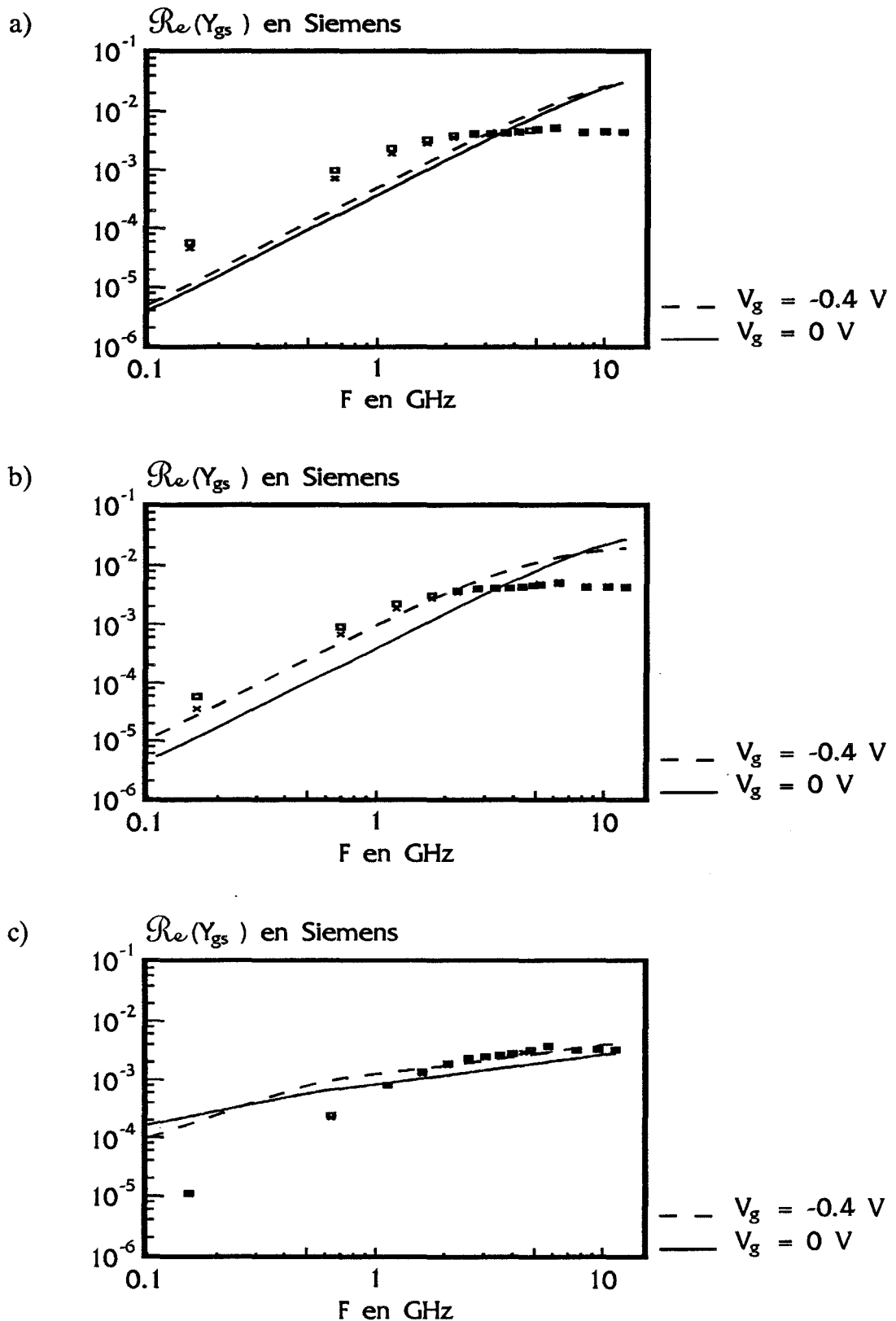


Figure III.5 : Comparaison théorie (en traits) expérience (en points) de la partie réelle de l'admittance prise entre source et grille du 86-1C  
 a)  $V_d = 0 \text{ V}$  b)  $V_d = 0.4 \text{ V}$  c)  $V_d = 2 \text{ V}$

De la même façon, nous montrons sur la figure [III.5] l'évolution de l'admittance entre source et grille en fonction de la fréquence.

Contrairement à l'impédance du canal, il semblerait qu'il y ait un certain désaccord avec l'expérience particulièrement en basse fréquence. Là aussi une comparaison quantitative est difficile à appréhender. En effet, dans notre cas, cette admittance est due essentiellement à un simple effet capacitif. En basse fréquence, sa valeur est très faible et le coefficient de réflexion devient important ( $\approx 0.1$  dB). Une simple variation de 0.1 dB sur la mesure entraîne alors un facteur 3 sur le résultat de l'admittance. On peut tout de même noter que le modèle décrit, comme en pratique une évolution en  $\omega^2$ .

Pour des fréquences plus élevées, on remarque une tendance à une saturation qui peut être directement liée à la fréquence de coupure du transistor qui est de l'ordre de 1,5 GHz. Cette remarque est importante car elle confirme qu'en pratique, pour des fréquences suffisamment élevées, nous ne tenons pas compte des excès de bruit provenant de la grille dans le canal. Dans cette gamme de fréquence, la non concordance des mesures avec la théorie, peut être attribuée à la différence de la fréquence de coupure qui semble plus élevée dans notre modèle.

Afin de mieux se rendre compte des effets des deux régimes du transistor, nous avons représenté respectivement sur les figures [III.6] et [III.7] les évolutions de la partie réelle de l'impédance du canal entre source et drain, et de la partie réelle de l'admittance entre grille et source en fonction du courant de drain, paramétrées par la tension de grille, et ceci pour différentes valeurs de la fréquence.

Sur ces figures, on note bien la différence de comportement du transistor selon le régime de polarisation. Dans le régime ohmique ( $I_d$  faible), la partie réelle du canal reste à peu près constante et proche de l'adaptation ( $\approx 50 \Omega$ ), alors qu'en régime de saturation elle évolue rapidement pour atteindre des valeurs assez élevées. Comme nous l'avons déjà signalé auparavant, la valeur de cette impédance dépend essentiellement de l'exactitude à déterminer la valeur de la transconductance  $g_d$  du transistor.

On peut encore voir ces deux régimes de polarisation sur la partie réelle de l'admittance entre la grille et la source (figure [III.7]). Toutefois, son évolution semble être différente. En effet, lorsqu'on atteint le régime de saturation, l'admittance cesse de croître et finit même par diminuer fortement. Ce phénomène est tout à fait caractéristique à notre modèle. En fait, l'admittance d'entrée est directement liée à l'impédance du canal : si on se situe en régime de saturation, les résistances constituant chaque cellule du canal augmentent, ce qui va accentuer l'effet capacitif au détriment de

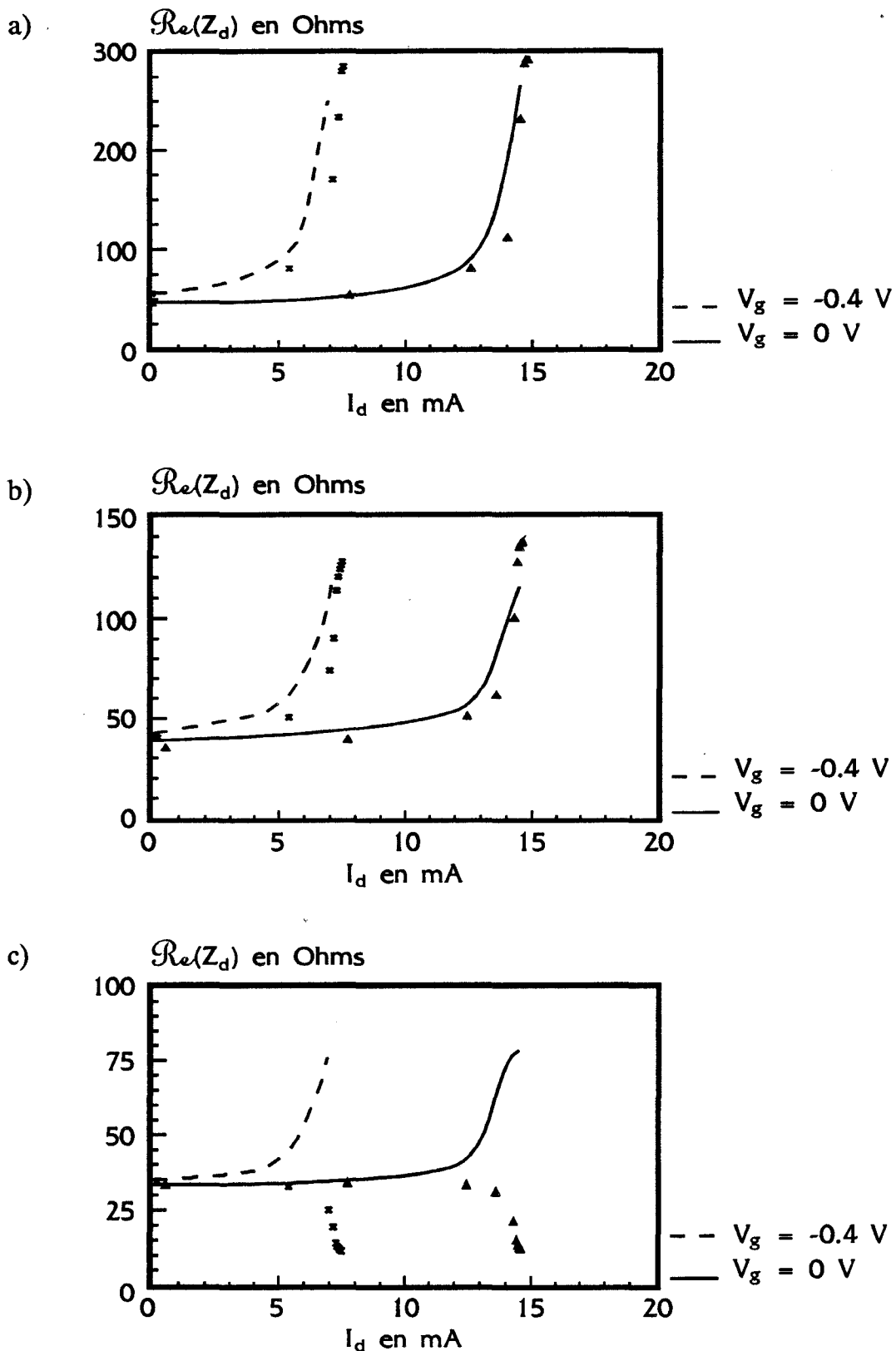


Figure III.6 : Comparaison théorie (en traits) expérience (en points) de la partie réelle de l'impédance prise entre drain et source en fonction du courant de drain du 86-1C  
 a)  $F = 2.2$  GHz b)  $F = 7$  GHz c)  $F = 12$  GHz

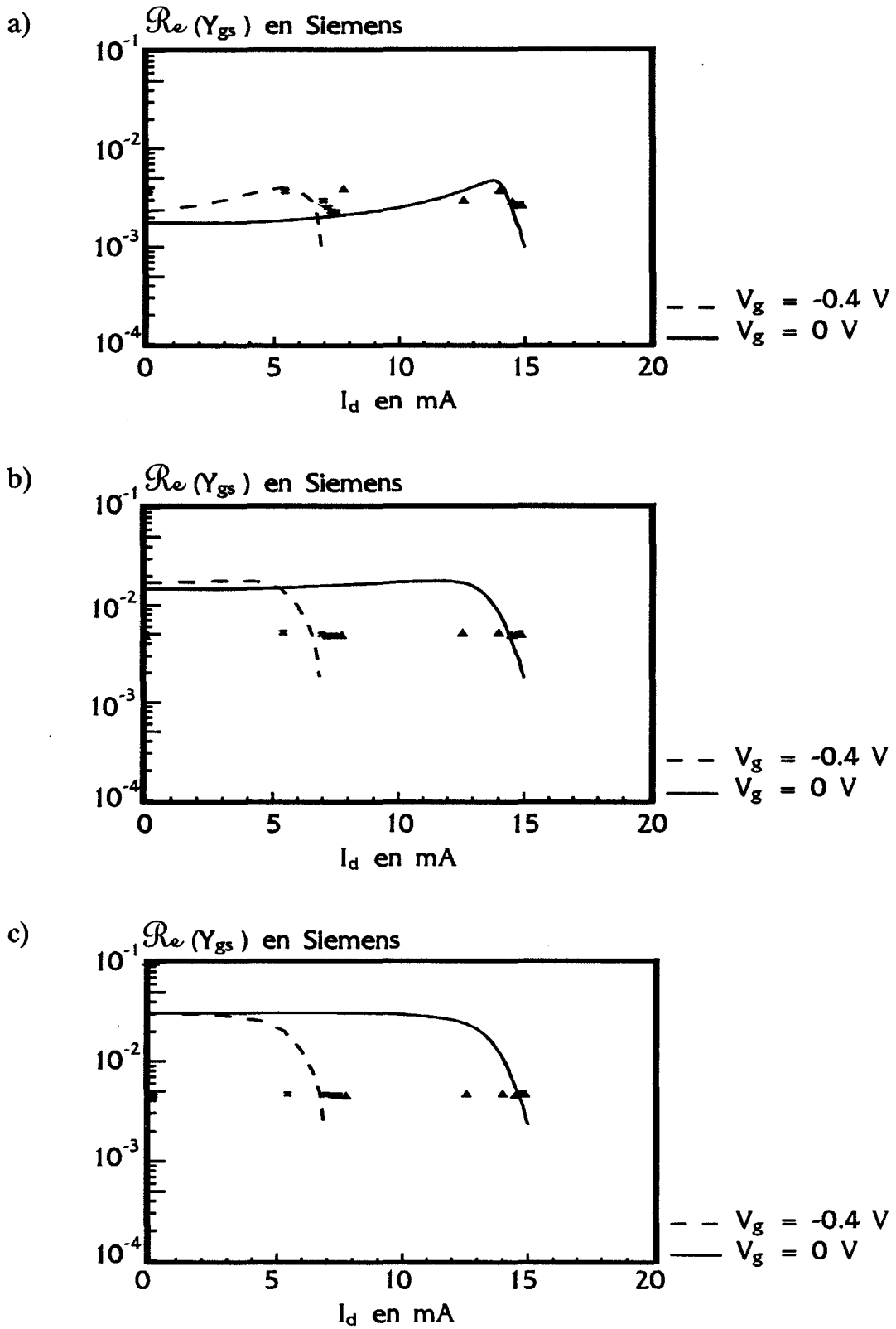


Figure III.7 : Comparaison théorie (en traits) expérience (en points) de la partie réelle de l'admittance source grille en fonction du courant de drain  
a)  $F = 2.2$  GHz b)  $F = 7$  GHz c)  $F = 12$  GHz

la partie réelle. En réalité, cet effet paraît moins important en pratique. Ceci peut probablement provenir de la variation de la capacité due à la zone déplétée qui n'est pas prise en compte dans notre modèle, mais aussi à l'incertitude de la détermination de l'impédance du canal dans cette zone.

En haute fréquence, la capacité  $C_{gs}$  joue un rôle de plus en plus important et peut expliquer l'écart entre la pratique et le modèle qui s'accroît au fur et à mesure que l'on augmente la fréquence.

### III.5 - CONCLUSION

Nous avons décrit dans ce chapitre, une méthode permettant le calcul des puissances de bruit du canal et de la grille. Pour cela, nous avons réalisé un modèle suffisamment élaboré pour permettre de décrire les principaux phénomènes physiques se produisant dans les composants, et en même temps suffisamment simple pour permettre une utilisation en temps réel.

De ce fait, nous avons eu recours à un certain nombre d'hypothèses simplificatrices. Parmi celles-ci, nous pouvons citer les deux plus importantes :

- la première est l'utilisation du canal graduel
- la seconde consiste à considérer le déplacement des porteurs selon une seule direction (modèle à une dimension)

Pour valider au mieux ces hypothèses, nous avons utilisé un composant suffisamment long ( $5 \mu\text{m}$ ) pour négliger les phénomènes bidimensionnels, et nous n'avons traité que le cas où la grille est polarisée en inverse ( $V_g < 0$ ) afin d'empêcher toute fuite de courant vers la grille.

Malgré cela, nous avons constaté un assez bon accord avec l'expérience, notamment dans la zone ohmique. En ce qui concerne la partie de saturation, les effets physiques (en particulier la conductance) évoluent rapidement et il devient difficile de faire une comparaison quantitative. Toutefois, nous avons quand même réussi à décrire de façon qualitative les principaux paramètres physiques régissant le bon fonctionnement du transistor.

# *Chapitre 4*

**ETUDE EXPERIMENTALE**

## **IV.1 - INTRODUCTION**

Les performances de notre modèle étant désormais démontrées aussi bien en statique qu'en régime petit signal mais aussi en haute fréquence, nous en venons à l'objet principal de ce travail qui est l'analyse du bruit de fond dans les transistors à effet de champ de type TEGFETs, et par ce moyen nous allons essayer d'analyser le problème du coefficient de diffusion dans le gaz d'électrons bidimensionnels.

Pour cela, dans un premier temps nous présenterons les résultats expérimentaux des mesures de bruit. Nous essayerons, dans la mesure du possible, d'interpréter ces résultats en faisant un rapprochement avec le modèle décrit dans le troisième chapitre de ce mémoire.

Dans un deuxième temps, nous proposerons une méthode permettant l'extraction du coefficient de diffusion dans le gaz d'électrons bidimensionnels, paramètre indispensable à toute caractérisation et modélisation du bruit dans le composant.

## **IV.2 - ETUDE DU COMPORTEMENT EN BRUIT DES RESISTANCES D'ACCES A PARTIR D'UNE ECHELLE DE RESISTANCES**

Pour permettre une analyse complète du transistor en bruit, il est nécessaire de passer par une étude du comportement des résistances d'accès. En effet, ces sources de bruit additionnelles affectées par le gain du transistor peuvent avoir des conséquences importantes sur la dégradation du composant du point de vue bruit. La prise en compte du bruit thermique de ces résistances d'accès, nous permettra en plus de mieux isoler expérimentalement le bruit produit par le canal seul.

Afin de nous affranchir expérimentalement des résistances d'accès du transistor en fonction de la fréquence, nous avons étudié une échelle de résistances provenant de la même couche que celle utilisée pour le process du transistor 86-1 étudié dans les deux chapitres précédents.



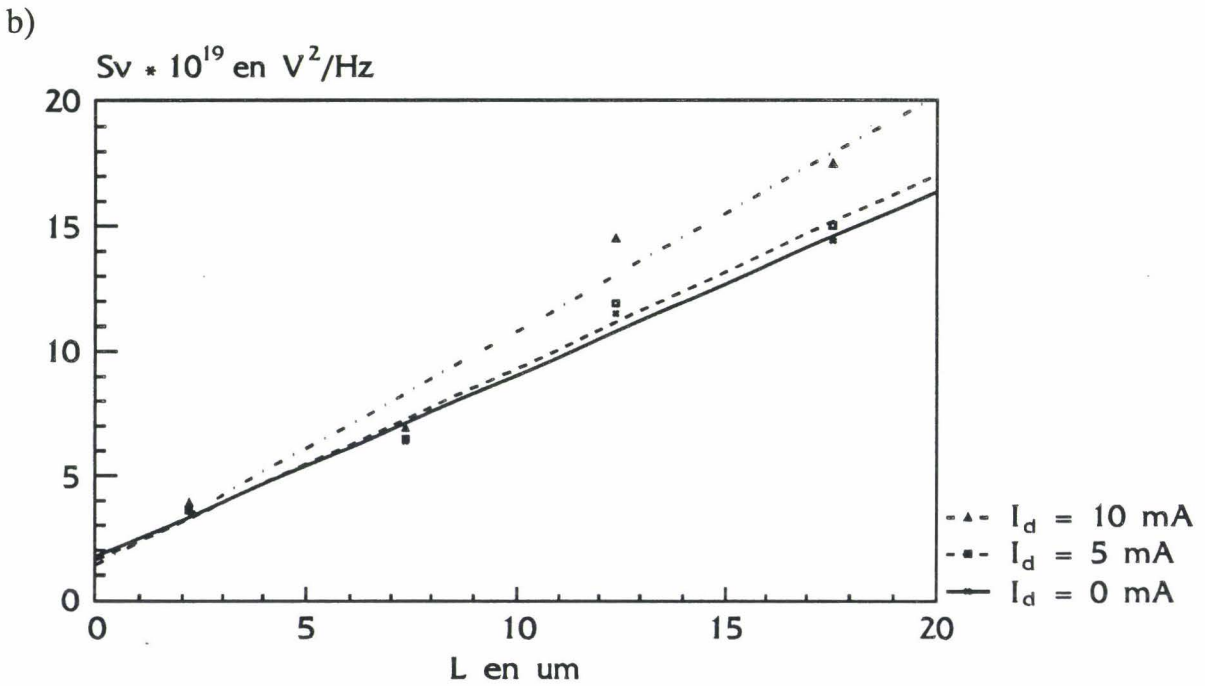
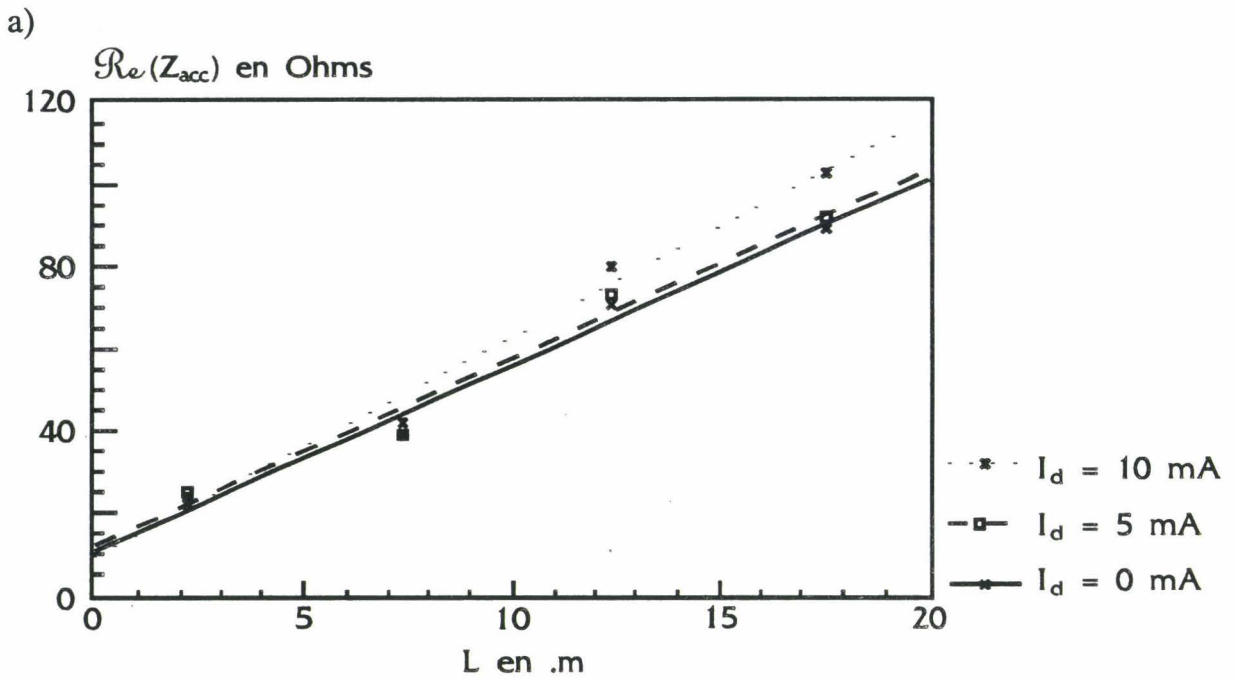


Figure IV.1 : Détermination des résistances d'accès par une échelle de résistances (86-1)

a) par la mesure de la partie réelle de l'impédance à l'analyseur de réseaux

b) par la mesure de la puissance de bruit

$$T_0 = 293 \text{ K} \quad F = 8 \text{ GHz}$$

L'obtention des résistances d'accès a été réalisée de deux façons différentes :

- La première méthode consiste à mesurer la partie réelle de l'impédance à l'analyseur de réseau à une fréquence donnée dans chacune des quatre résistances constituant l'échelle, et de la représenter en fonction de la distance séparant les divers plots. Ceci est fait pour différentes valeurs du courant (figure [IV.1 a])). Les résistances d'accès s'obtiennent par régression linéaire sur les points de mesure.

- La seconde méthode consiste à mesurer le bruit dans les mêmes conditions de polarisation et de fréquence. Comme pour le transistor, on mesure dans un premier temps, pour une polarisation et une fréquence données le coefficient de réflexion à l'analyseur de réseaux, et dans un deuxième temps la puissance de bruit. Ceci est réalisé pour chaque résistance constituant l'échelle. Le bruit des zones d'accès est obtenu par régression linéaire sur les points de mesure. Le résultat de cette étude est montré sur la figure [IV.1 b)].

D'après ces deux figures, on peut constater une assez bonne linéarité des deux réseaux de courbes qui semblent toutes converger à peu près vers un seul point à l'origine. Ainsi par extrapolation, on détermine en ce point la valeur des résistances d'accès.

A titre d'exemple, on obtient, par la figure [IV.1 a)] à 8 GHz, la partie réelle des zones d'accès :

$$R_a = 12 \Omega$$

Dans les mêmes conditions de mesure, on extrait de la figure [IV.1 b)] la densité spectrale en tension des zones d'accès :

$$S_{v(\text{accès})} = 1.8 \cdot 10^{-19} \text{ V}^2/\text{Hz}$$

En supposant que les résistances d'accès se trouvent toujours à la température ambiante (293 K), on a :

$$S_{v(\text{accès})} = 4 k_B T_0 R_a$$

ce qui nous donne pour la somme des résistances d'accès d'entrée et de sortie :

$$R_a \approx 11 \Omega$$

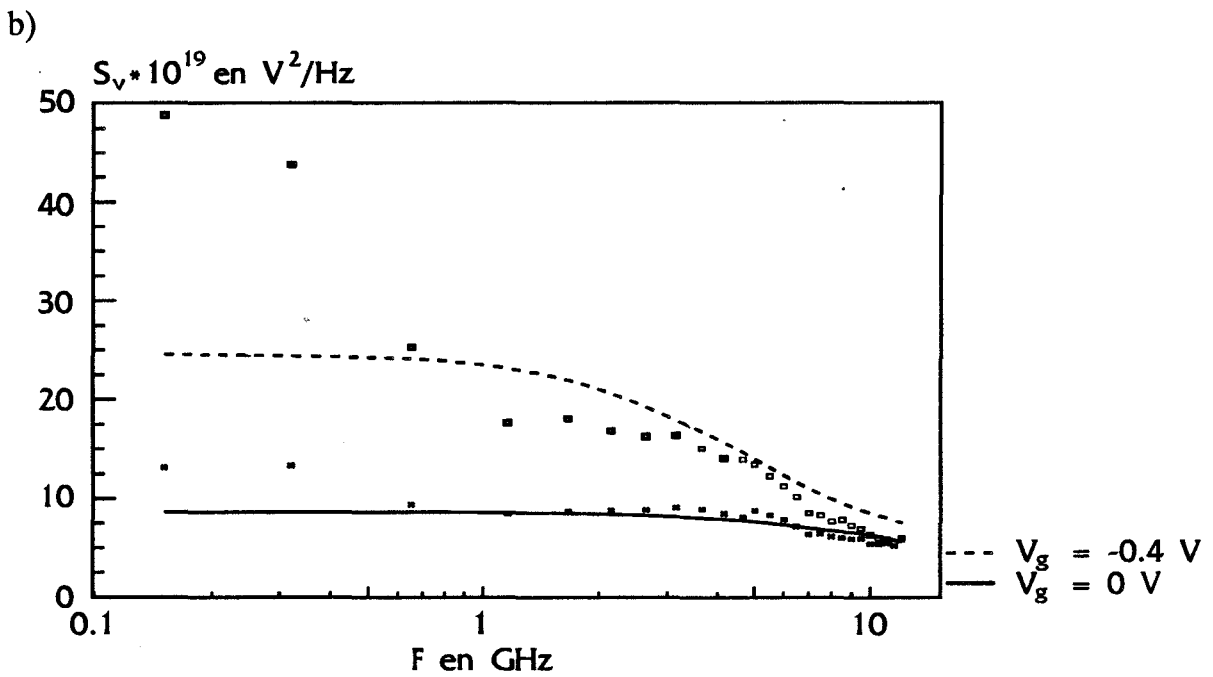
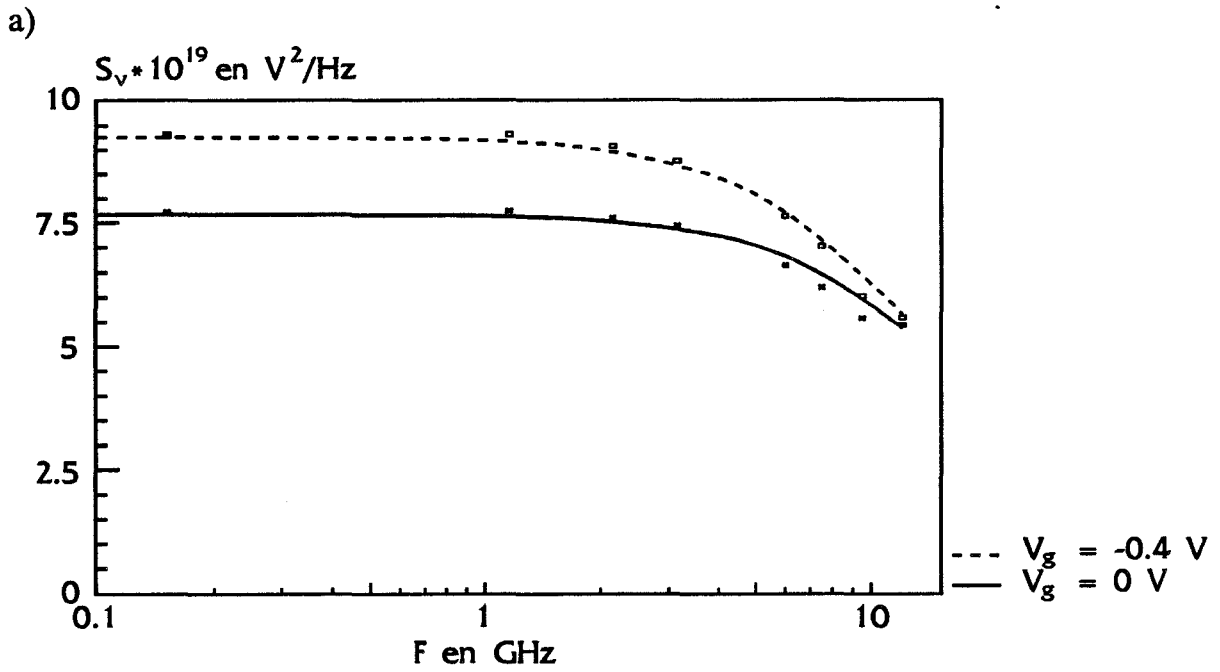
On constate que l'on retrouve approximativement la valeur obtenue précédemment en hyperfréquence.

Ceci est ensuite fait pour chaque fréquence de mesure.

Ce résultat est très important pour nous, car il montre que ces résistances d'accès sont des parties de composant qui restent à la température ambiante. Ainsi, on peut considérer que les résistances de source et de drain du transistor étudié, sont elles aussi à l'équilibre thermodynamique. Par ailleurs, il est à noter que l'étude du spectre de bruit des résistances d'accès faite au laboratoire par H. Kabbaj (1991), ne montre pas de variations significatives avec la fréquence. Par conséquent, dans la suite du problème, on considérera ces résistances constantes, et égales aux valeurs mesurées en basse fréquence.

En définitive, cette étude nous permet de nous affranchir des puissances de bruit de la source et du drain, et d'accéder aux puissances de bruit propres au canal du transistor en écrivant :

$$S_{v(\text{canal})} = S_{v(\text{total})} - 4 k_B T_0 (R_s + R_d)$$



**Figure IV.2 : Comparaison théorie (en traits)/expérience (en points) de la densité spectrale en tension obtenue sur le 86-1C à  $T_0 = 293 \text{ K}$**   
 a)  $V_d = 0 \text{ V}$     b)  $V_d = 0.4 \text{ V}$

### **IV.3 - MESURES DE BRUIT SUR DES TRANSISTORS DE TYPE TEGFETs A LA TEMPERATURE AMBIANTE**

#### **IV.31 - INFLUENCE DE LA FREQUENCE SUR LA MESURE DES PUISSANCES DE BRUIT DES TRANSISTORS ETUDIES**

Nous présentons dans ce paragraphe les résultats obtenus sur le TEGFET de type 86-1 de grille  $5 \mu\text{m}$ .

Sur la figure [IV.2], nous montrons la densité spectrale en tension obtenue à la température ambiante paramétrée par  $V_g$ , pour deux valeurs de  $V_d$  différentes (0 V et 0.4 V), et en fonction de la fréquence. A titre de comparaison, nous y avons ajouté les points mesurés selon la méthode décrite dans le premier chapitre.

On peut remarquer que la puissance de bruit mesurée en hautes fréquences ( $>2 \text{ GHz}$ ), est beaucoup moins importante que celle mesurée en basses fréquences. Cette différence de puissance de bruit et le début de plateau que l'on peut voir apparaître à partir de 2 GHz, tendent à montrer qu'il n'existerait plus qu'une seule source de bruit. Nous présumons que cette source de bruit subsistant au delà de 2 GHz n'est autre que celle du bruit de diffusion.

Lorsque la tension de drain est nulle (figure [IV.2 a]), nous nous trouvons à l'équilibre thermodynamique et le bruit de diffusion se réduit au bruit thermique.

Si on augmente la polarisation de drain (0.4 V), le niveau de bruit augmente énormément en basses fréquences contrairement en hautes fréquences où l'effet est beaucoup moins important. D'autre part, ceci est accentué par la polarisation de grille qui joue un rôle prépondérant en basses fréquences alors qu'en hautes fréquences elle est quasiment sans influence.

Tout ceci démontre qu'en basses fréquences d'autres sources de bruit viennent s'ajouter les unes après les autres. Dans notre cas le bruit excédentaire causant le plateau en basses fréquences, semble plutôt correspondre à une source de bruit GR qui peut résulter aussi bien des zones d'accès de source et de drain, que de la qualité intrinsèque du matériau sur lequel le transistor a été fabriqué. Il est à noter par ailleurs, que pendant les manipulations le composant se trouve dans le noir, ce qui n'arrange pas l'effet de piégeage sur des centres plus ou moins profonds, et favorise donc ce bruit GR.

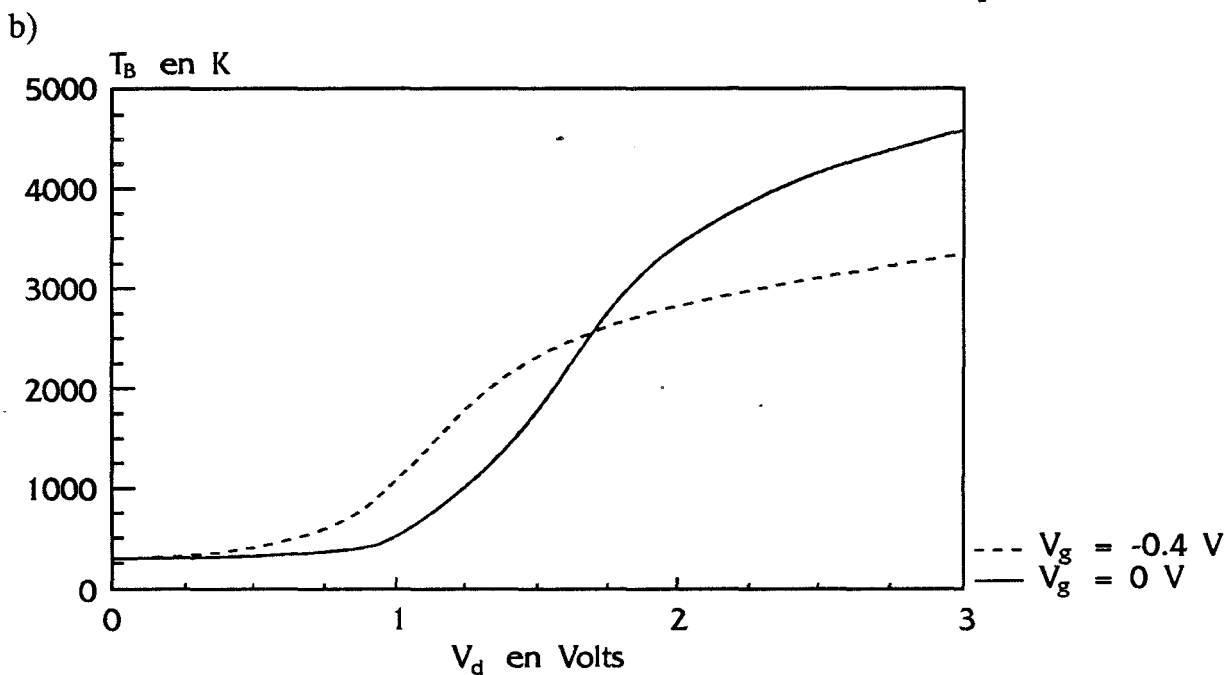
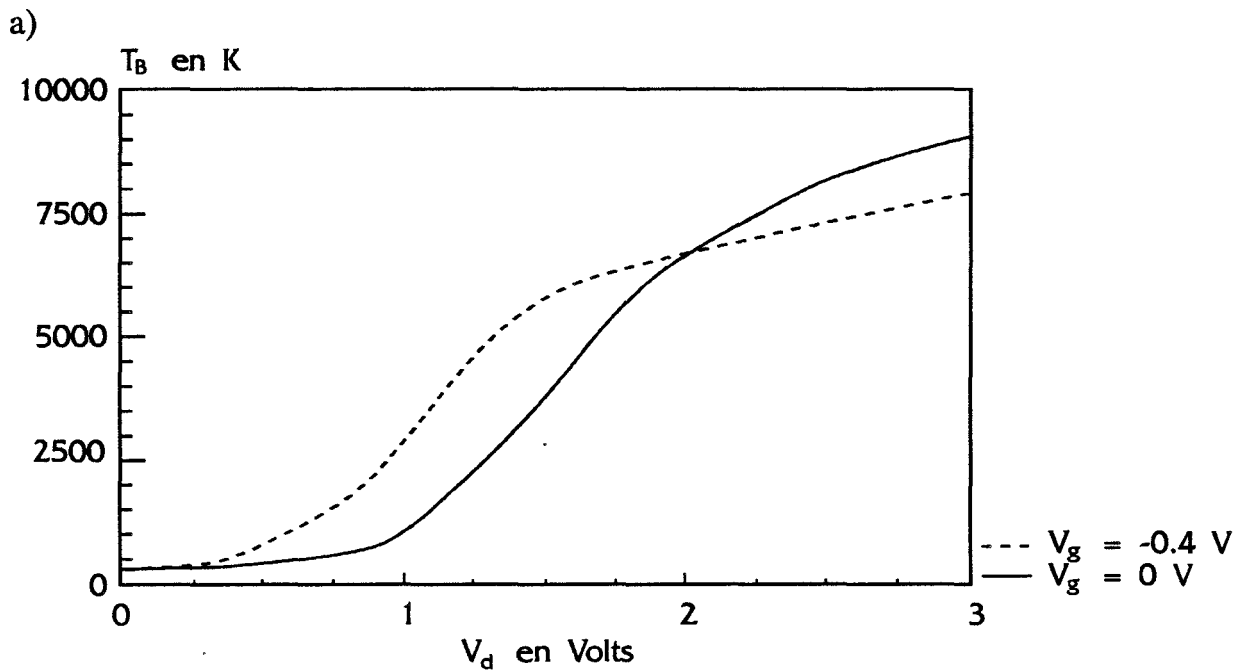


Figure IV.3 : Température équivalente de bruit mesurée sur le 86-1C à  $T_0 = 293$  K

a)  $F = 2.2$  GHz    b)  $F = 12$  GHz

#### **IV.32 - INFLUENCE DE LA POLARISATION SUR LA MESURE DES PUISSANCES DE BRUIT DES TRANSISTORS ETUDIES**

Sur les figures [IV.3] et [IV.4], nous montrons respectivement les évolutions de la température de bruit et de la partie réelle de l'impédance du canal, mesurées en fonction de la tension de drain, paramétrée par la tension de grille pour deux fréquences différentes : (2,2 GHz, 12 GHz). Par l'intermédiaire de ces deux résultats, nous aboutissons, selon notre formule de dépouillement décrite dans le premier chapitre, à la densité spectrale en tension (figure [IV.5]).

En ce qui concerne l'évolution de la densité spectrale, on remarque, que pour les deux fréquences de mesure, on retrouve qualitativement la même évolution : la puissance de bruit croît d'abord doucement à faible  $V_d$  (régime ohmique), puis présente une saturation plus ou moins marquée selon la polarisation de grille. Entre ces deux régimes, les réseaux de courbes se rejoignent en se croisant. Afin de mieux comprendre ce phénomène, il suffit de rappeler que la puissance de bruit mesurée est en fait la contribution directe de la température de bruit et de la partie réelle de l'impédance du canal.

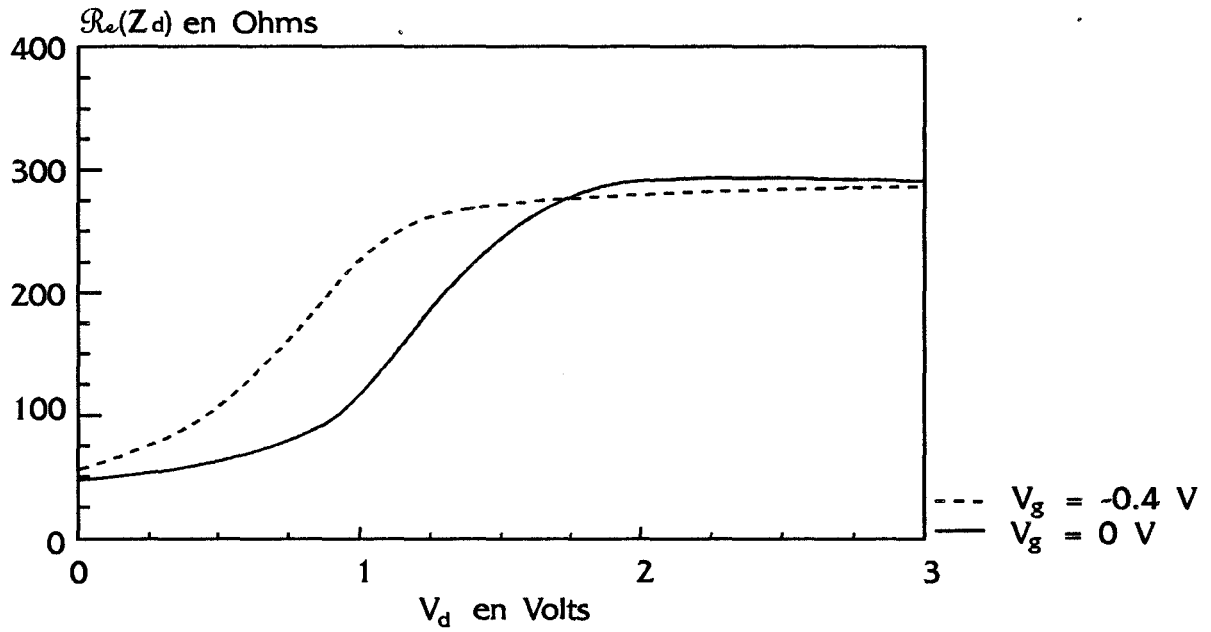
En effet, si on se situe en régime ohmique, la température de bruit des électrons reste proche de la température ambiante (figure [IV.3]), et l'évolution de la puissance de bruit dépend essentiellement de l'impédance du canal (figure [IV.4]). Lorsqu'on diminue la tension de grille, la résistance dynamique augmente, et il est tout à fait normal de voir une puissance de bruit plus importante.

Par contre, lorsqu'on se situe dans le régime de saturation, comme le montre la figure [IV.4], quelque soit la polarisation de grille, les résistances dynamiques sont toutes plus élevées et finissent par se rejoindre. La puissance de bruit dépend alors principalement de la température de bruit mesurée.

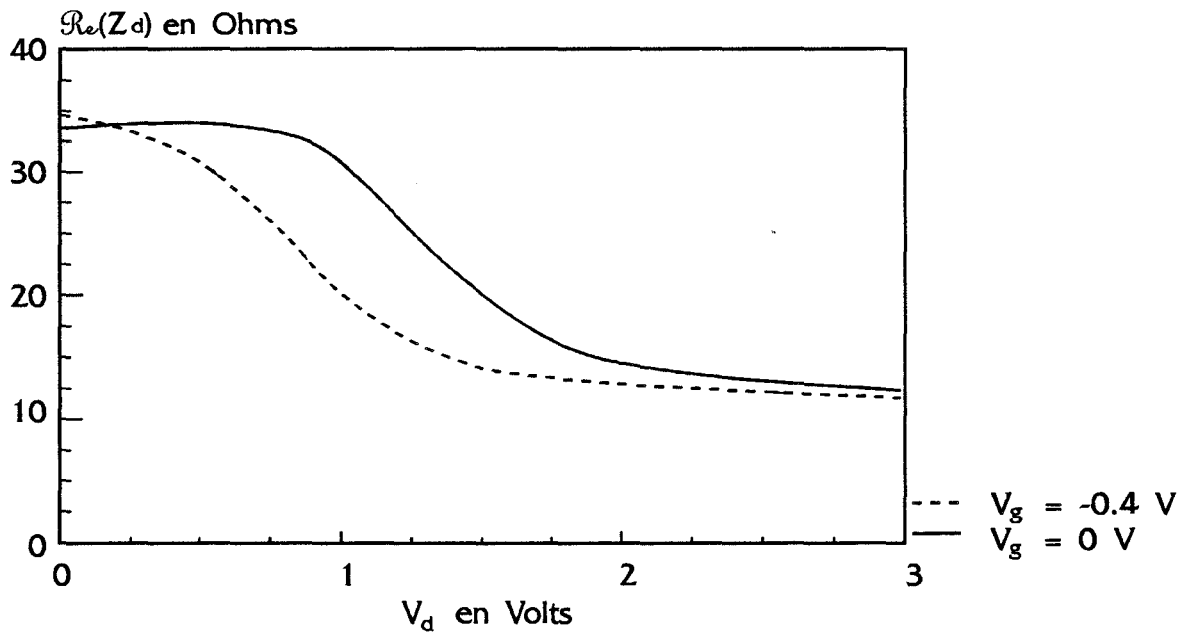
De ces mesures, nous pouvons déjà dissocier deux régimes de bruit concernant le transistor : un régime faible bruit correspondant approximativement à la zone ohmique, et un régime de saturation où le bruit est beaucoup plus important.

Pour mieux faire apparaître la concordance de ces deux régimes de bruit avec ceux du transistor (régime ohmique et régime de saturation), nous avons décidé de représenter la température de bruit non plus en fonction de la tension de drain mais en

a)



b)



*Figure IV.4 : Partie réelle de l'impédance entre source et drain  
mesurée sur le 86-1C à  $T_o = 293$  K  
a)  $F = 2.2$  GHz    b)  $F = 12$  GHz*



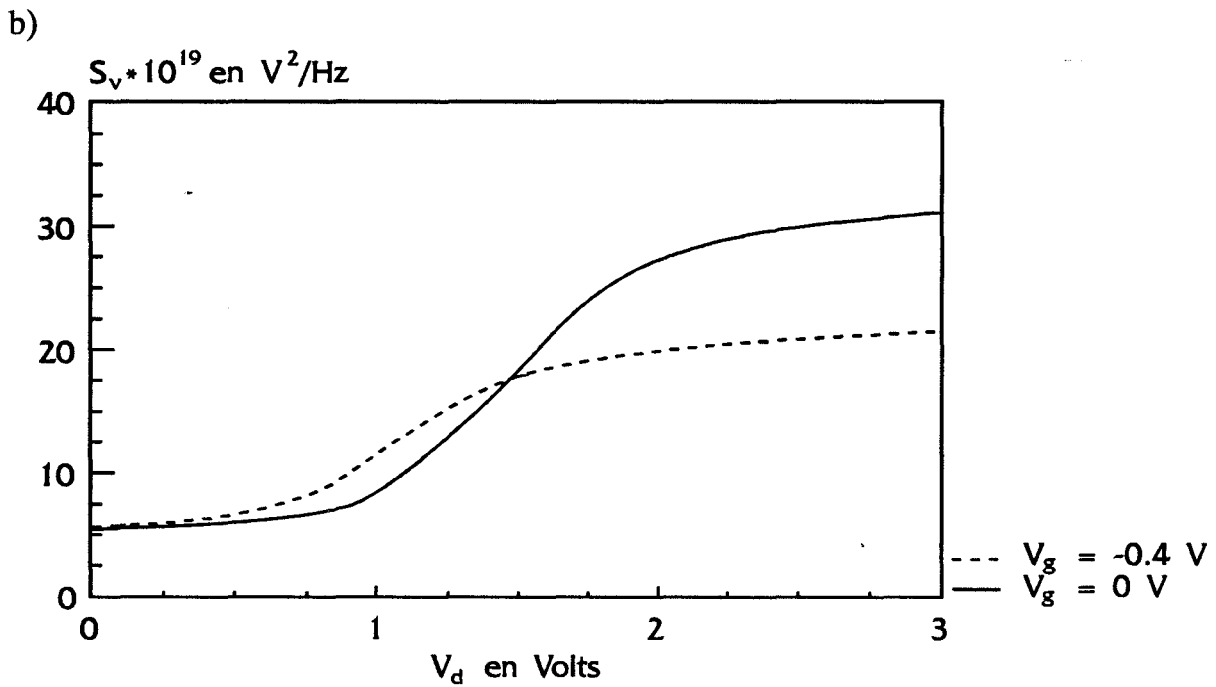
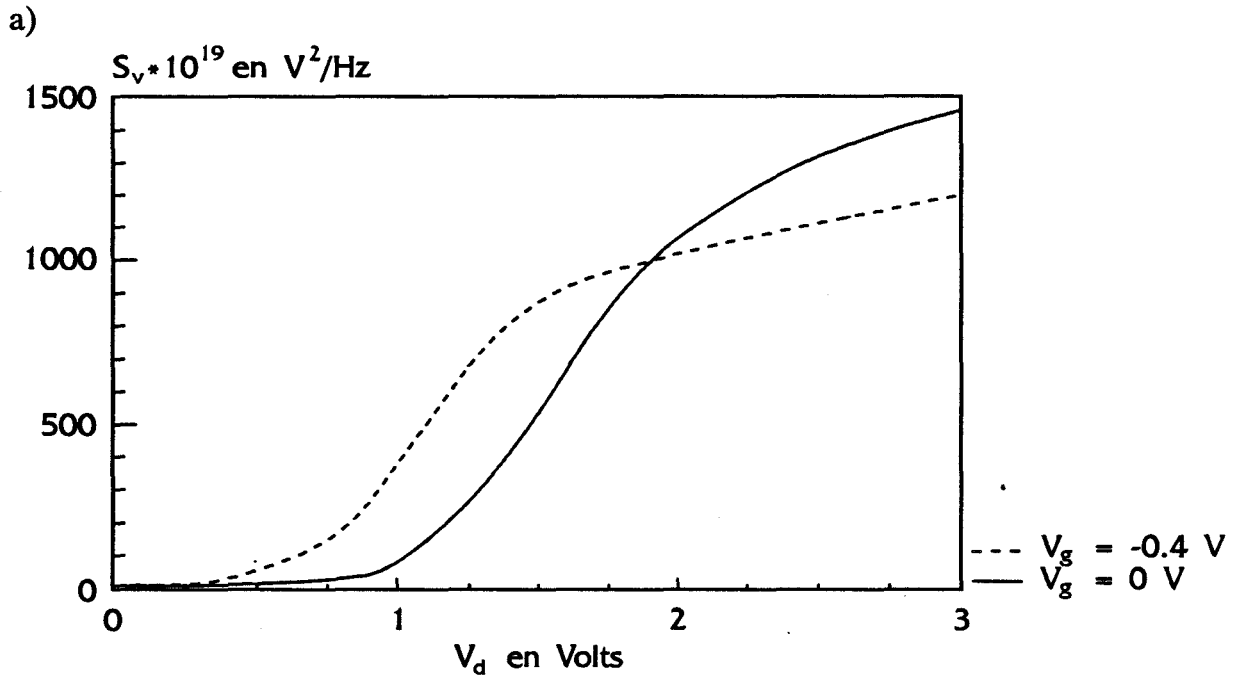


Figure IV.5 : Densité spectrale en tension mesurée sur le 86-1C à  $T_0 = 293 \text{ K}$

a)  $F = 2.2 \text{ GHz}$     b)  $F = 12 \text{ GHz}$

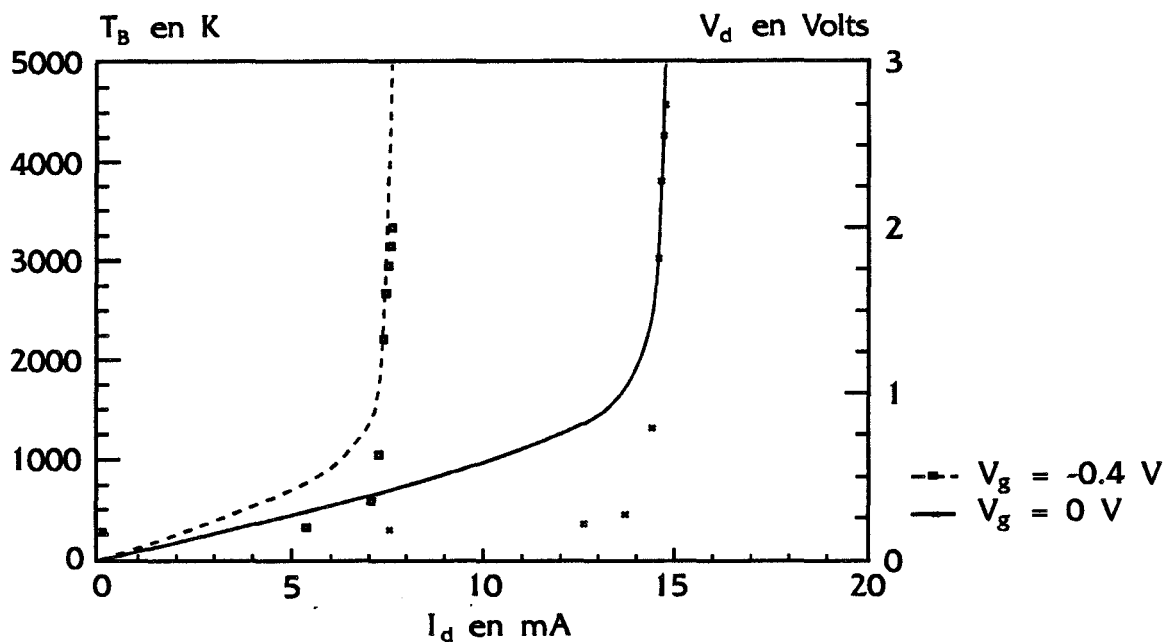


Figure IV.6 : Température équivalente de bruit (en points, échelle de gauche) et caractéristiques statiques  $V_d(I_d)$  (échelle de droite) mesurées sur le 86-1C  
 $F = 12 \text{ GHz}$   $T_0 = 293 \text{ K}$

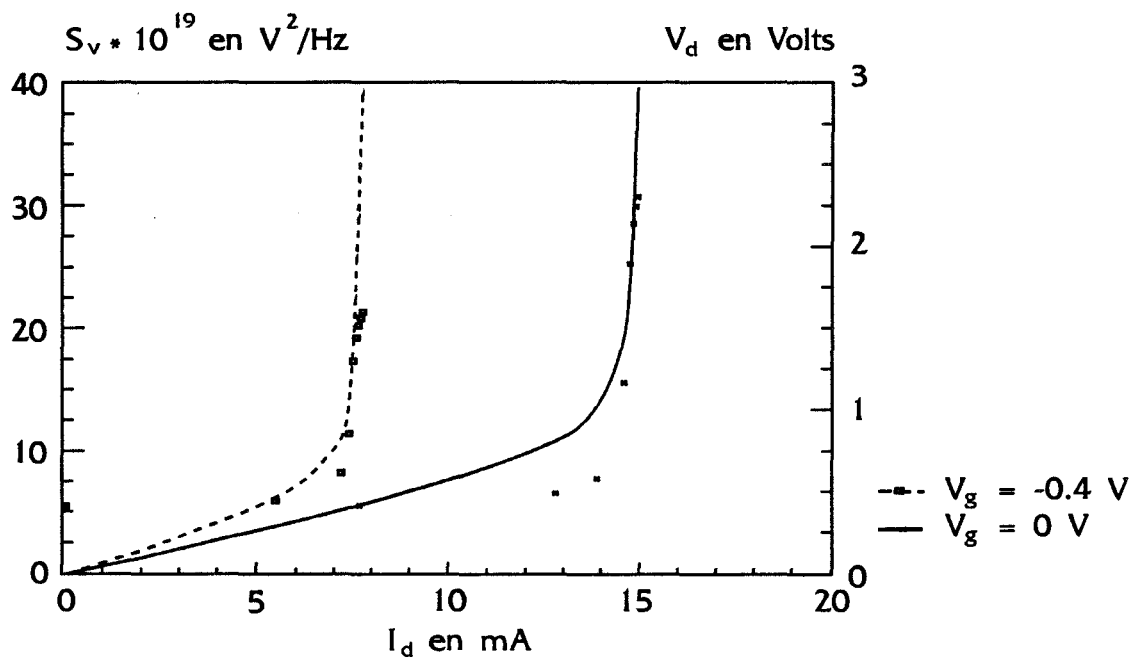


Figure IV.7 : Densité spectrale en tension (en points, échelle de gauche) et caractéristiques statiques  $V_d(I_d)$  (échelle de droite) mesurées sur le 86-1C  
 $F = 12 \text{ GHz}$   $T_0 = 293 \text{ K}$

fonction du courant de drain (figure [IV.6]). Par la superposition du spectre avec la caractéristique statique (traits continus et discontinus), on voit nettement la corrélation entre le spectre de bruit et le courant.

De la même façon est représentée sur la figure [IV.7] la densité spectrale en tension mesurée. Cette représentation montre bien la montée brutale de la puissance de bruit lorsqu'on atteint le régime de saturation.

Toutes les mesures décrites dans ce paragraphe, ont été effectuées en régime de polarisation continue. Il est prudent de vérifier si dans ces conditions, le transistor a vu sa température ambiante être plus élevée que la température environnante. Car si c'était le cas, les mesures accomplies ici ne seraient pas isothermes. Une façon simple de se rassurer sur ce point a été de comparer les mesures de la caractéristique statique en impulsion\* avec celles mesurées en continu (figure [IV.8]). Apparemment, le transistor étudié ne présente pas d'échauffement important même en saturation où la puissance transmise est la plus importante. Ceci est probablement dû au fait que la longueur de grille est très longue ( $5 \mu\text{m}$ ), contrairement aux composants submicroniques où cet effet ne doit plus être négligeable.

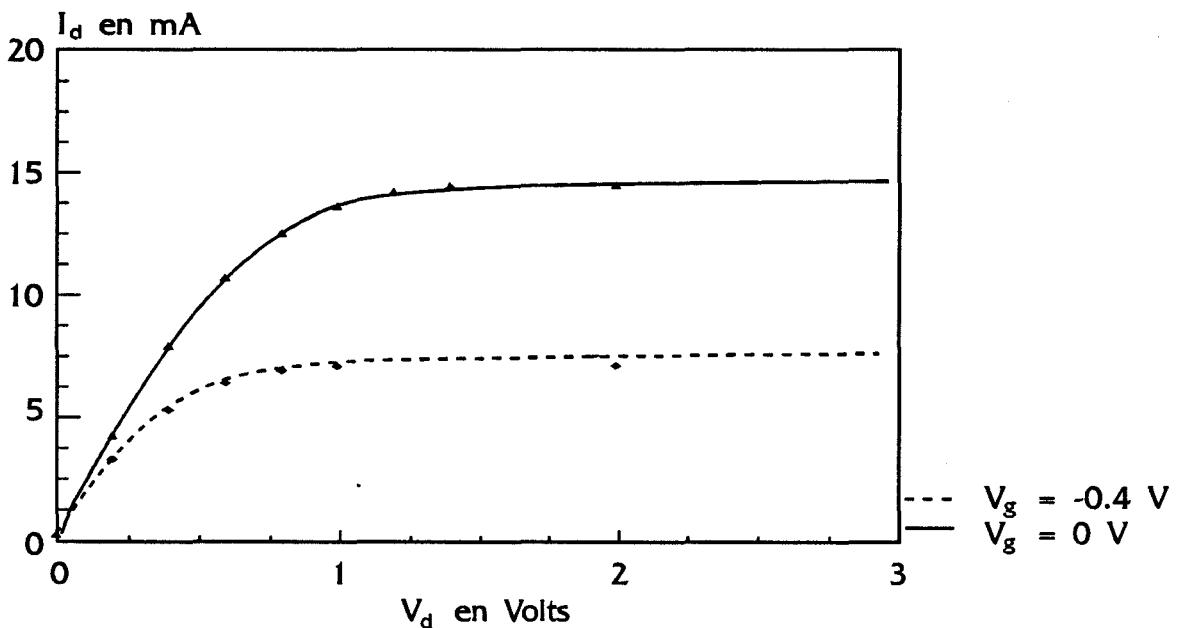


Figure IV.8 : Caractéristique statique  $I_d(V_d)$  du 86-1C en polarisation continue (traits continus) et par impulsions (points). (Impulsions :  $\tau = 3\mu\text{s}$ ,  $F = 30$  Hz)

\* Les mesures en impulsion ont été faites au CEM de l'université de Montpellier II.

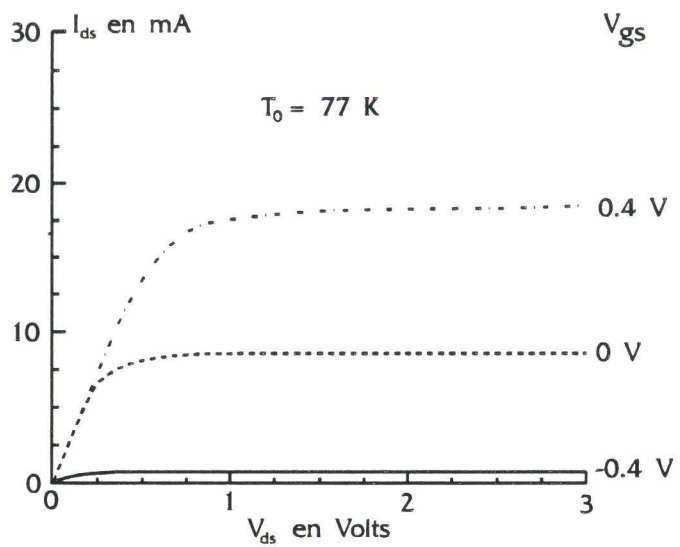
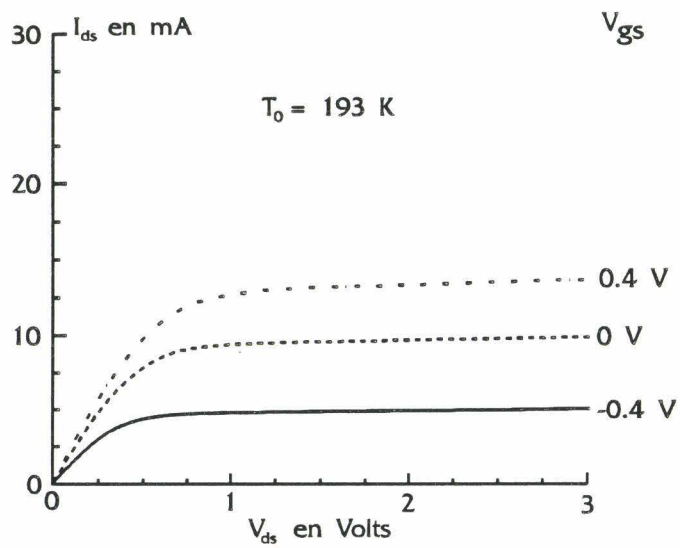
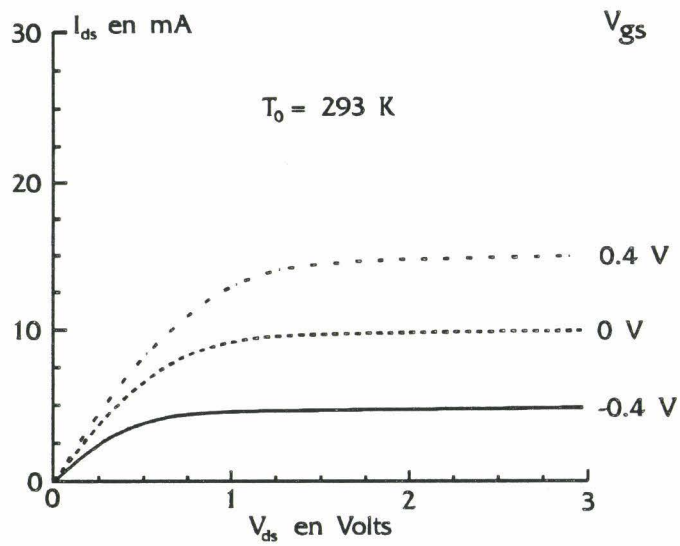


Figure IV.9 : Caractéristiques statiques  $I_{ds}(V_{ds}, V_{gs})$  du 86-1D à différentes températures

## **IV.4- MESURES DE BRUIT SUR LES TRANSISTORS EN BASSE TEMPERATURE**

Comme nous l'avons vu dans le deuxième chapitre, le TEGFET présente en champ faible une mobilité d'autant plus importante que la température est basse. Ceci a fait l'objet de très nombreuses études. Parmi celles-ci, on peut citer Störmer (1981), ou encore Drummond (1982) qui ont montré que la mobilité dépend de plusieurs paramètres comme la largeur de l'espaceur, ou la composition de l'alliage. De même, Fisher a montré l'existence de phénomènes d'instabilité intervenant à des températures inférieures à 150 K. Ces phénomènes plus connus sous le nom "d'effet collapse", seraient dus à l'effet de centres pièges profonds comme les centres DX.

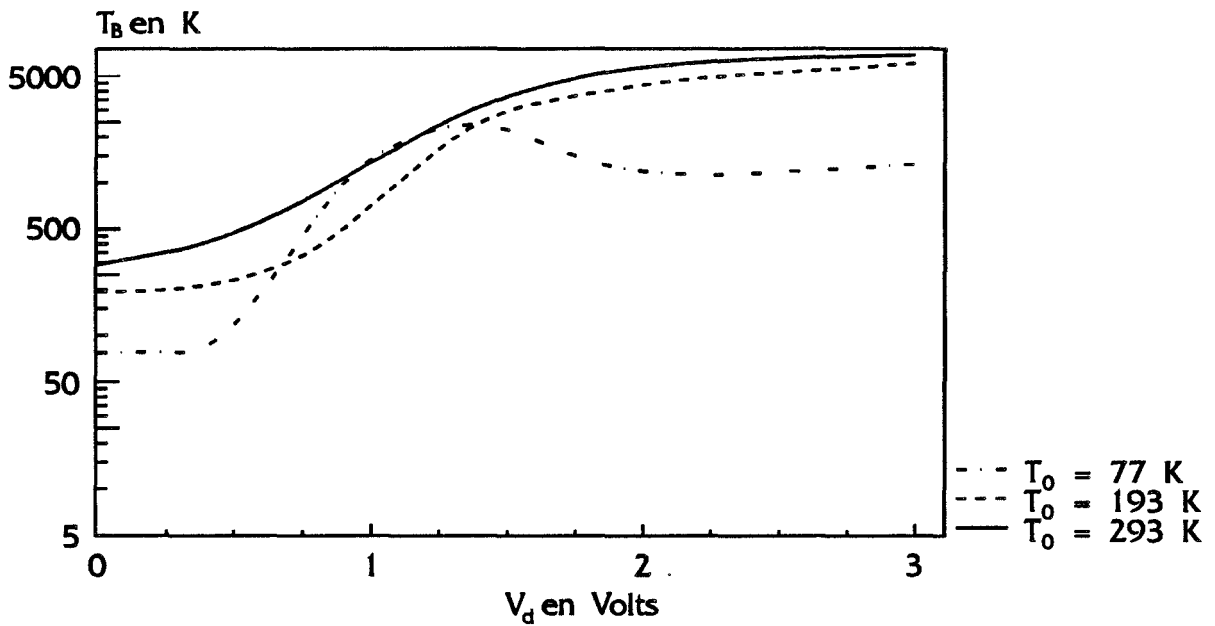
Néanmoins, les études montrent que les performances du transistor refroidi peuvent être très attractives non seulement en logique rapide, mais aussi en amplification (Duh, 1988). Faut-il encore pour cela que ces performances ne soient pas "masquées" par des phénomènes parasites comme le bruit de diffusion.

A cette fin, nous avons essayé d'étudier le bruit de fond de ces composants à toute température. C'est une étude en tout point analogue à la précédente à ceci près que le composant est monté dans un système de conditionnement en froid. Ce système a été décrit en détail dans le chapitre I.

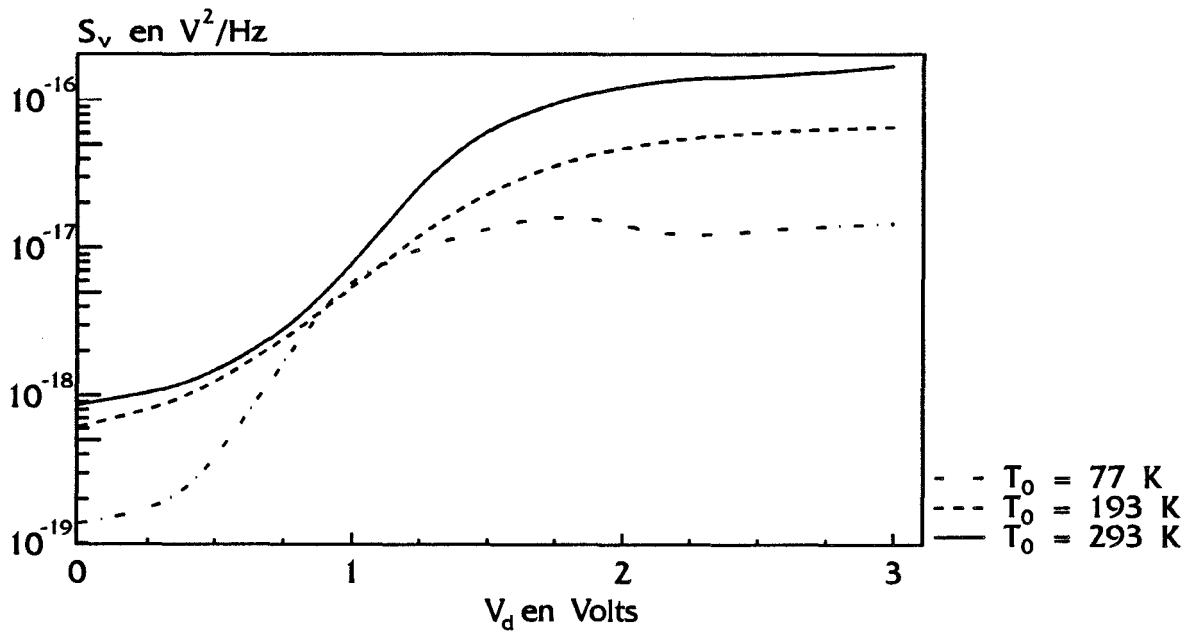
### **IV.41 - INFLUENCE DE LA TEMPERATURE AMBIANTE SUR LA CARACTERISTIQUE STATIQUE**

Les mesures à basse température ont été effectuées sur un TEGFET (86-1D) de la même série que le 86-1C. Les courants plus faibles obtenus sur ce transistor laissent à supposer que la grille a été plus profondément creusée que celle du 86-1C (figure [IV.9 a])).

Sur les figures [IV.9 b)] et [IV.9 c)] sont représentées également les caractéristiques statiques de ce composant à 193 K et à 77 K respectivement. A 193 K, l'allure de la caractéristique reste à peu près semblable à celle obtenue à la température ambiante. On peut tout de même signaler une diminution de la tension de pincement et un léger tassement du courant de saturation. Par contre, à 77 K, cette diminution de la tension de pincement qui peut s'expliquer par une diminution de la concentration d'impureté ionisées  $N_D^+$  dans le matériau (Belache, 1989), est beaucoup plus marquée,



*Figure IV.10 : Température équivalente de bruit mesurée sur le 86-1D*  
 $F = 2 \text{ GHz}$   $V_g = 0 \text{ V}$



*Figure IV.11 : Densité spectrale en tension mesurée sur le 86-1D*  
 $F = 2 \text{ GHz}$   $V_g = 0 \text{ V}$

et on assiste à un relèvement des courbes dans la région ohmique qui se trouve nettement réduite.

#### IV.42 - INFLUENCE DE LA TEMPERATURE AMBIANTE SUR LES MESURES DE BRUIT

Sur les figures [IV.10] et [IV.11], nous montrons respectivement la température de bruit et la densité spectrale en tension du composant pour une fréquence de 2 GHz mesurées à trois températures différentes.

Il semble qu'à 193 K, la puissance de bruit mesurée a un comportement similaire à celle mesurée à l'ambiante.

Par contre, à 77 K la courbe présente une allure différente. En régime ohmique le niveau de bruit reste à peu près constant, puis se met subitement à augmenter dès qu'on atteint le régime de saturation ( $V_d \approx 1$  V). Au delà de cette tension, le bruit diminue aussi subitement et retrouve un comportement similaire aux autres courbes. Toutefois, la zone de tension située entre 1 V et 2 V, à 77 K, se signale par de fortes instabilités que l'on peut relier à des instabilités analogues du courant de polarisation quand on fait la mesure.

A la température ambiante, lorsqu'on approche le régime de saturation, certains électrons deviennent beaucoup plus interactifs avec des défauts qui pourraient être des centres DX. Les temps de piégeage/dépiégeage de ces centres sont typiquement de 1 à 100  $\mu$ s, et peuvent donner lieu à une composante Génération-Recombinaison observable dans le domaine de 1 kHz-1 MHz. Ici, les mesures ont été effectuées dans un domaine beaucoup plus élevé où ces composantes sont complètement amorties.

Il est connu qu'en basse température, les temps de piégeage/dépiégeage augmentent dans de très grandes proportions à tels points que leurs effets peuvent être observés dans la caractéristique continue qui présente diverses formes d'instabilités (Kastalsky, 1986; Belache, 1989). En ce qui concerne ce composant, ces instabilités apparaissent à partir de 1 Volt. Il est bien entendu exclu de faire une mesure de bruit correcte dans ces conditions. Néanmoins, il apparaît qu'en régime de saturation élevée (à partir de 2 Volts), la caractéristique statique redevient stable, et le bruit mesurable.

Néanmoins, nous ne faisons pas ici la démonstration que cet effet est réellement imputable à l'existence de centres DX, mais cela pourrait en être une raison.

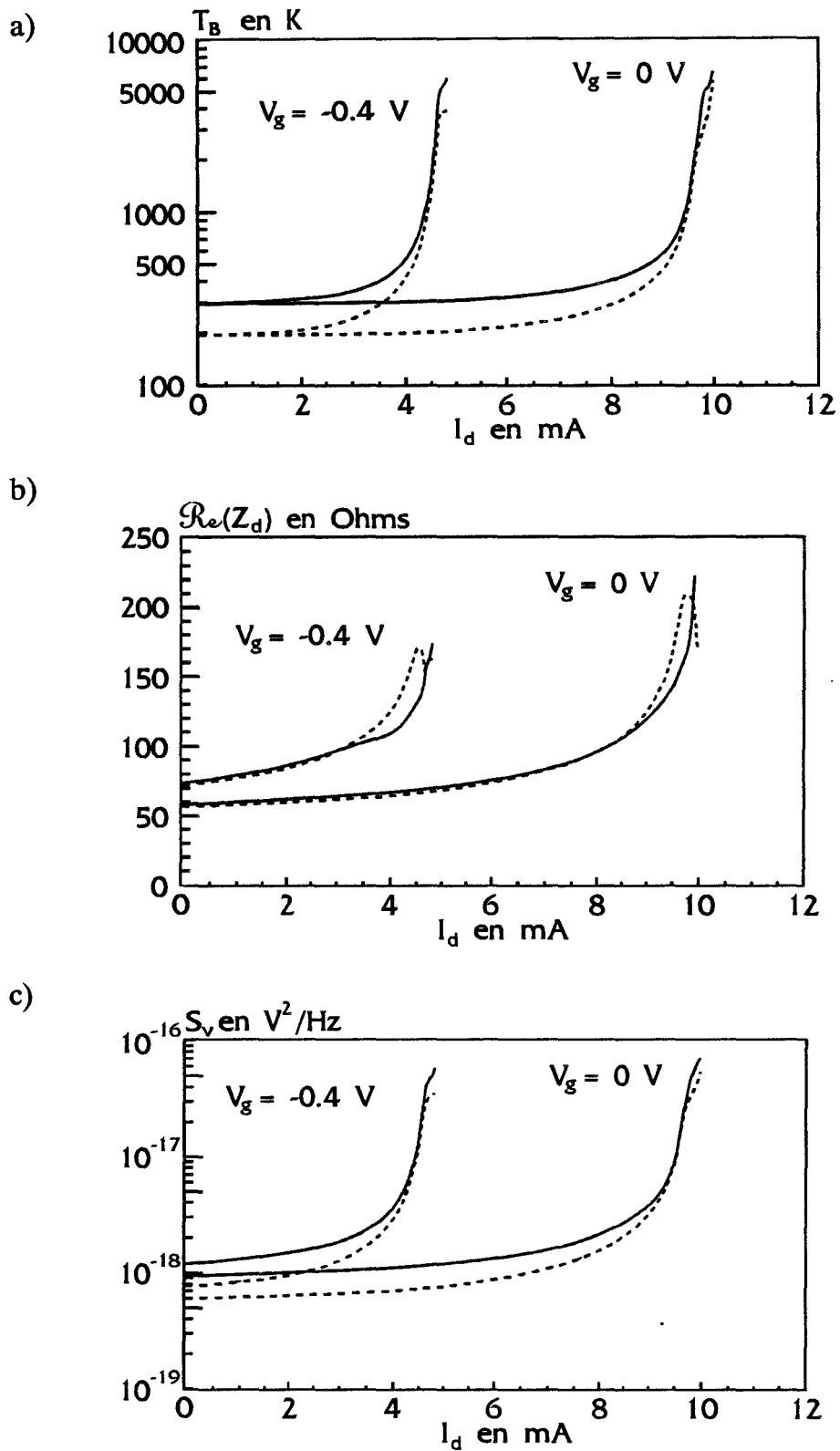


Figure IV.12 : Comparaison des mesures obtenues sur le 86-1D à 193 K (en lignes pointillées) et à 293 K (en traits pleins)  $F = 4$  GHz  
a) Température de bruit b) Impédance c) Densité spectrale



Afin d'éviter ces problèmes de collapse qui n'interviennent qu'en très basse température (inférieure à 150 K), nous avons effectué nos mesures à une température intermédiaire : 193 K (température de la neige carbonique).

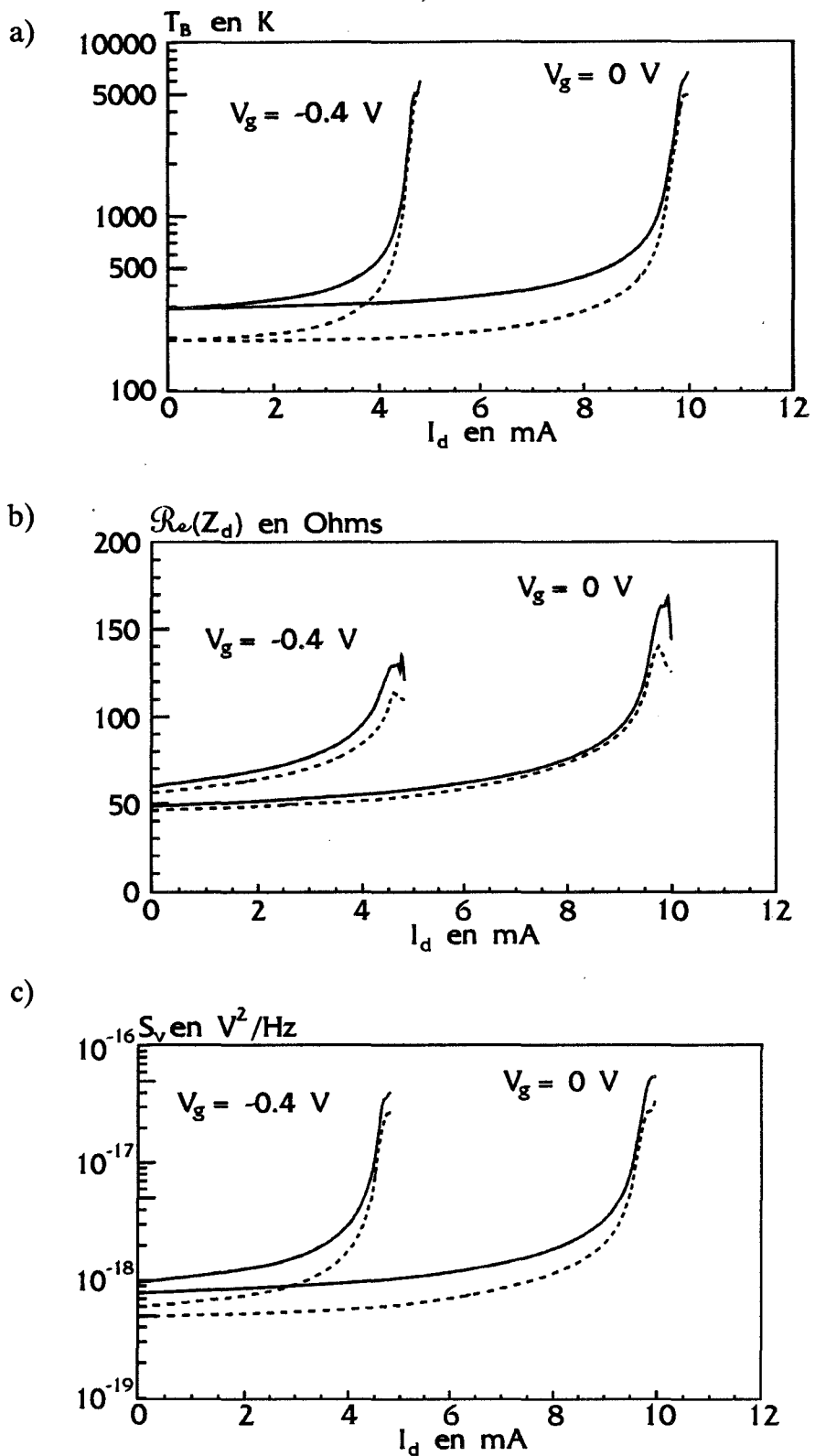
#### **IV.43 - MESURES DE BRUIT SUR LES TRANSISTORS A 193 K**

Nous montrons respectivement sur les figures [IV.12] et [IV.13] les résultats des mesures effectuées à 193 K, pour des fréquences de 4 GHz puis de 6 GHz. A titre de comparaison, nous avons inséré (en traits continus et discontinus) dans les graphiques les mesures obtenues à la température ambiante.

D'emblée, on peut constater une allure semblable des caractéristiques du bruit (température de bruit ou densité spectrale) non seulement en fonction de la fréquence ou de la polarisation, mais aussi en fonction de la température environnante.

La puissance de bruit croît d'abord doucement en régime ohmique tout en restant en dessous des mesures à l'ambiante puis augmente plus ou moins rapidement selon les conditions de polarisation ou de fréquence dès qu'on atteint le régime de saturation. Cette diminution de bruit en régime ohmique semble être attribuée directement à la température de bruit comme le montre les figures [IV.12 b)] et [IV.13 b)], où la partie réelle de l'impédance du canal paraît être complètement indifférente à la température environnante (tout du moins jusqu'à 193 K).

En régime de saturation la puissance de bruit augmente plus rapidement et finit même par rejoindre celle mesurée à l'ambiante.



**Figure IV.13 : Comparaison des mesures obtenues sur le 86-1D à 193 K (en lignes pointillées) et à 293 K (en traits pleins)  $F = 6$  GHz**  
**a) Température de bruit   b) Impédance   c) Densité spectrale**

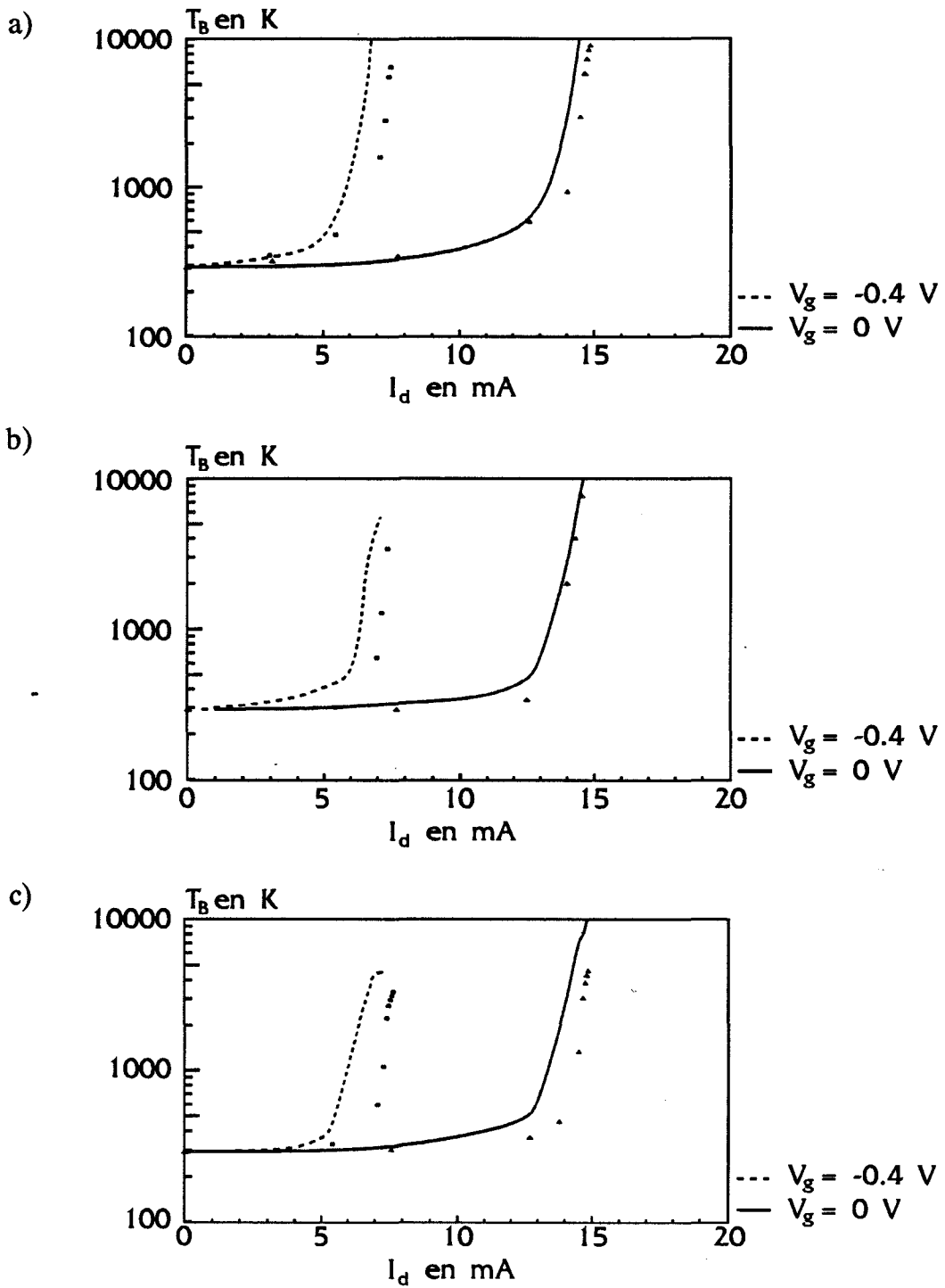


Figure IV.14 : Température équivalente de bruit du 86-1C  $T_0 = 293$  K

Comparaison théorie (en traits)/expérience (en points)

a)  $F = 2.2$  GHz   b)  $F = 7$  GHz   c)  $F = 12$  GHz

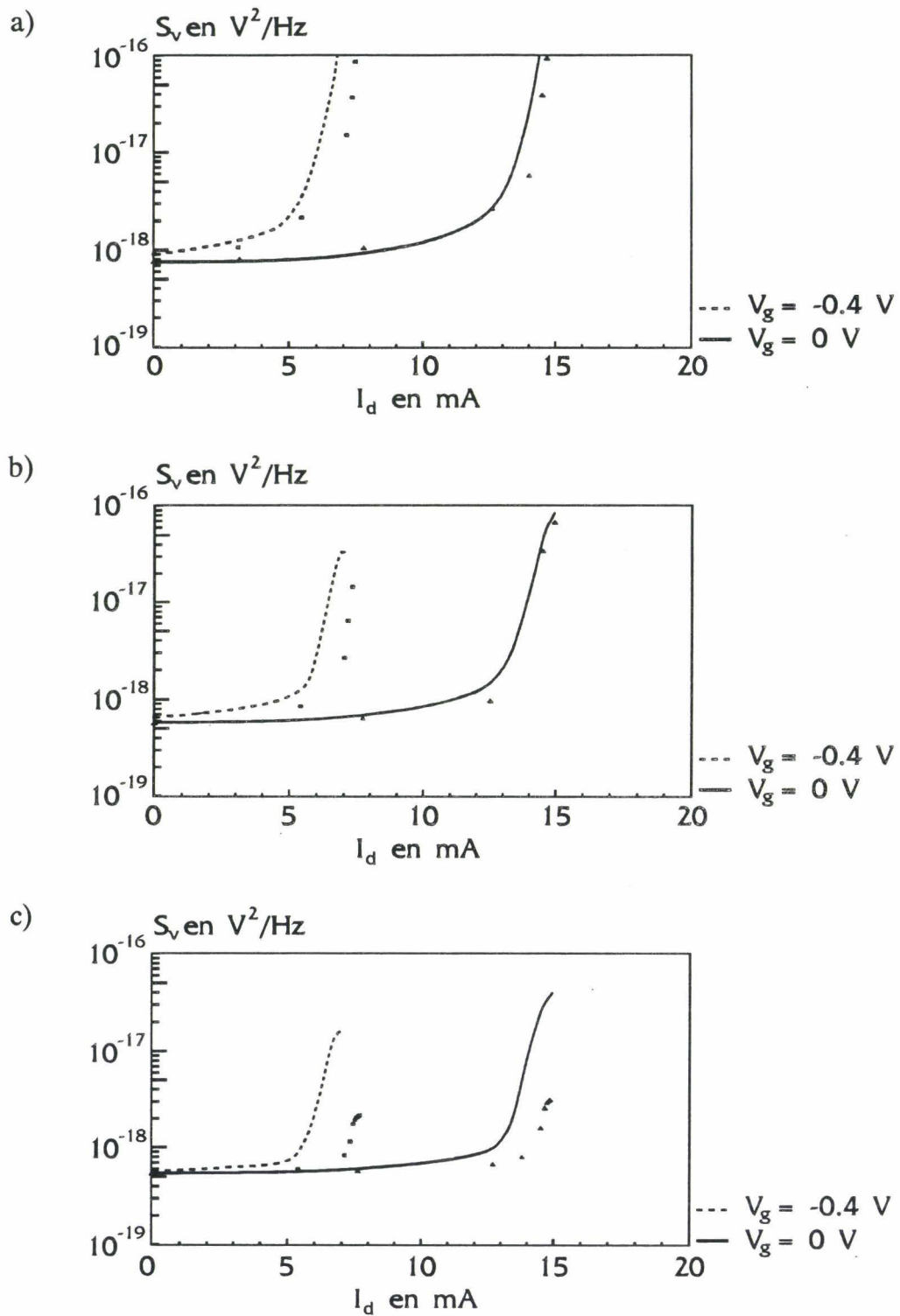


Figure IV.15 : Densité spectrale en tension du 86-1C à  $T_0 = 293 K$

Comparaison théorie (en traits)/expérience (en points)

a)  $F = 2.2 GHz$  b)  $F = 7 GHz$  c)  $F = 12 GHz$

## **IV.5 - EXPLOITATION DU MODELE DE BRUIT**

Nous avons décrit dans le chapitre III une méthode permettant le calcul des puissances de bruit du canal et de la grille. Pour cela nous avons dû déterminer le comportement en fonction de la polarisation mais aussi de la fréquence, des éléments intervenant directement sur le bruit, à savoir d'une part l'impédance du canal et d'autre part l'admittance de la grille.

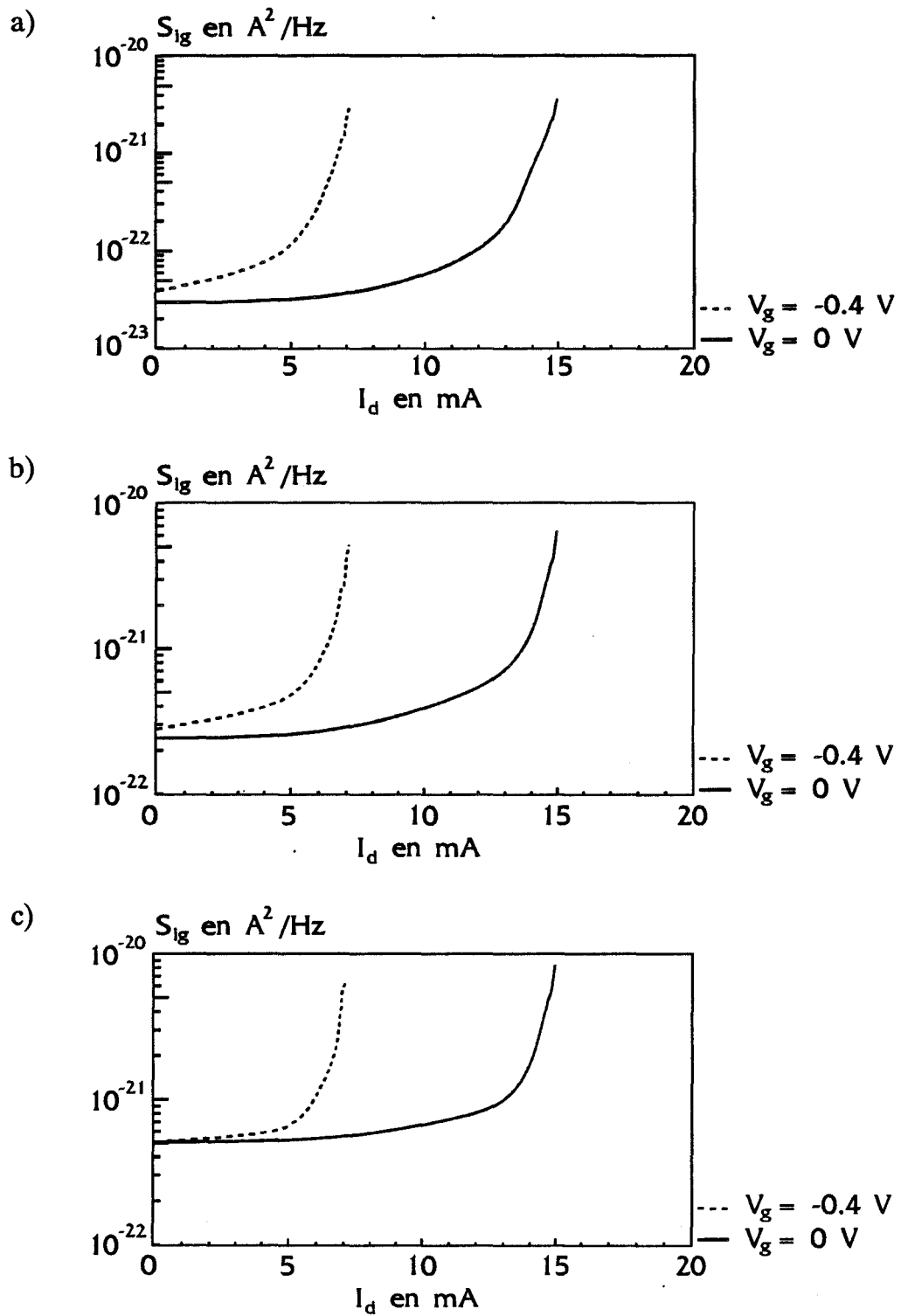
Nous allons voir maintenant les résultats que le modèle décrit au chapitre III peut donner, et faire où cela se peut une comparaison théorie-expérience.

### **IV.51 - COMPARAISON THEORIE/EXPERIENCE**

Si la confrontation théorie/expérience est déjà un exercice délicat concernant le régime statique et plus encore le régime alternatif petit signal, elle devient périlleuse concernant le bruit. En effet, l'obtention du bruit prend en compte non seulement les paramètres de l'ordre zéro comme la détermination du courant pour une polarisation donnée, mais aussi les paramètres du premier ordre comme la résistance différentielle du canal. De plus, tous ces paramètres évoluent avec la fréquence ce qui bien sûr ne facilite en rien notre problème. Cependant, cette comparaison est nécessaire car elle permet de valider le modèle, et nous autorise ainsi à exploiter par exemple, d'un point de vue théorique, le comportement des différentes sources de bruit à l'intérieur même du canal.

Nous montrons sur les figures [IV.14] et [IV.15] respectivement, la température de bruit et la densité spectrale en tension du canal obtenues pour deux polarisations de grille ( $V_g = -0.4 \text{ V}$  et  $0 \text{ V}$ ), et ceci pour trois fréquences différentes ( $F = 2.2 \text{ GHz}$ ,  $7 \text{ GHz}$  et  $12 \text{ GHz}$ ).

Comme nous pouvions nous y attendre, la partie la plus difficile à appréhender reste sans aucun doute la zone de saturation. Toutefois, le comportement du transistor du point de vue bruit est décrit sans équivoque. En effet, le modèle met bien en valeur les deux régimes de bruit concernant le transistor : un régime faible bruit correspondant à la zone ohmique, puis un régime correspondant à la zone de saturation où le bruit évolue très rapidement.



**Figure IV.16 : Densité spectrale en courant de grille obtenue à partir du modèle sur le 86-1C à  $T_0 = 293 K$**

**a)  $F = 2.2 GHz$    b)  $F = 7 GHz$    c)  $F = 12 GHz$**

D'un point de vue quantitatif, le modèle semble malgré tout assez satisfaisant en dépit d'un léger désaccord en régime de saturation où les phénomènes physiques (comme le champ électrique, l'énergie, la vitesse, etc...) évoluent trop rapidement sous la grille pour être pris en compte aussi précisément qu'en régime ohmique.

De la même façon, sont montrés sur les figures [IV.16 a) b) et c)] les résultats concernant les sources de bruit de la grille.

Une fois de plus, ces figures font bien apparaître les deux régimes de bruit du transistor.

Afin de mettre en évidence les conséquences que pourraient engendrer ces sources de bruit de grille sur la puissance de bruit de drain, nous avons déterminé en fonction de la fréquence, pour une polarisation d'une part en régime ohmique (figure [IV.17 a)]) et d'autre part en régime de saturation (figure [IV.17 b)]), le coefficient de corrélation entre les sources de bruit de grille et de drain.

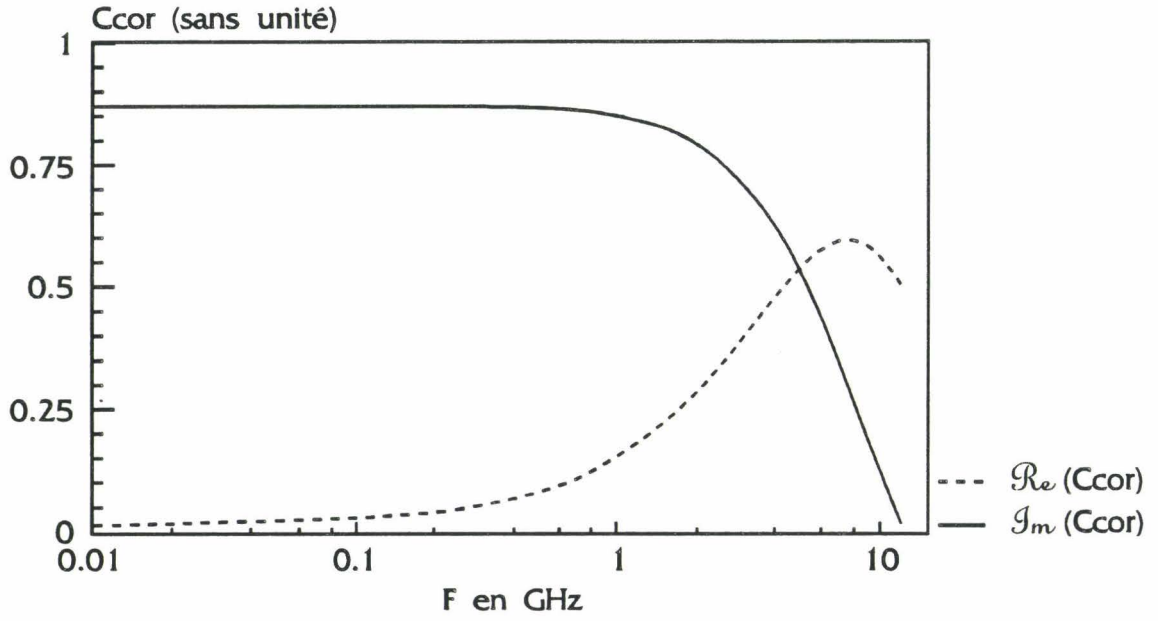
L'évolution de ces courbes montrent bien la dépendance qui existe entre les deux sources de bruit en basse fréquence contrairement en haute fréquence où la corrélation diminue très fortement. Ce phénomène probablement lié à la fréquence de coupure du transistor ( $\approx 1.5$  GHz), a été confirmé en pratique. En effet nous avons montré dans le chapitre II que pour des fréquences supérieures à 2 GHz, l'effet de la charge sur la grille était tout à fait sans conséquence (Figure [II.7]). Cette remarque est très importante pour nous, car elle valide notre méthode de dépouillement qui ne tient pas compte des sources de bruit de grille et du transfert de celles-ci sur le drain.

Pour montrer les compétences de notre modèle, nous ne pouvions pas restreindre notre étude à un seul composant. Pour cela, nous avons simulé un autre transistor de type TEGFET : le H84 présenté dans le paragraphe II.24. Ce composant est, rappelons le, différent du précédent non seulement par sa longueur de grille beaucoup plus courte ( $L_g = 0.3 \mu\text{m}$ ), mais aussi par son matériau (AlGaAs/GaInAs).

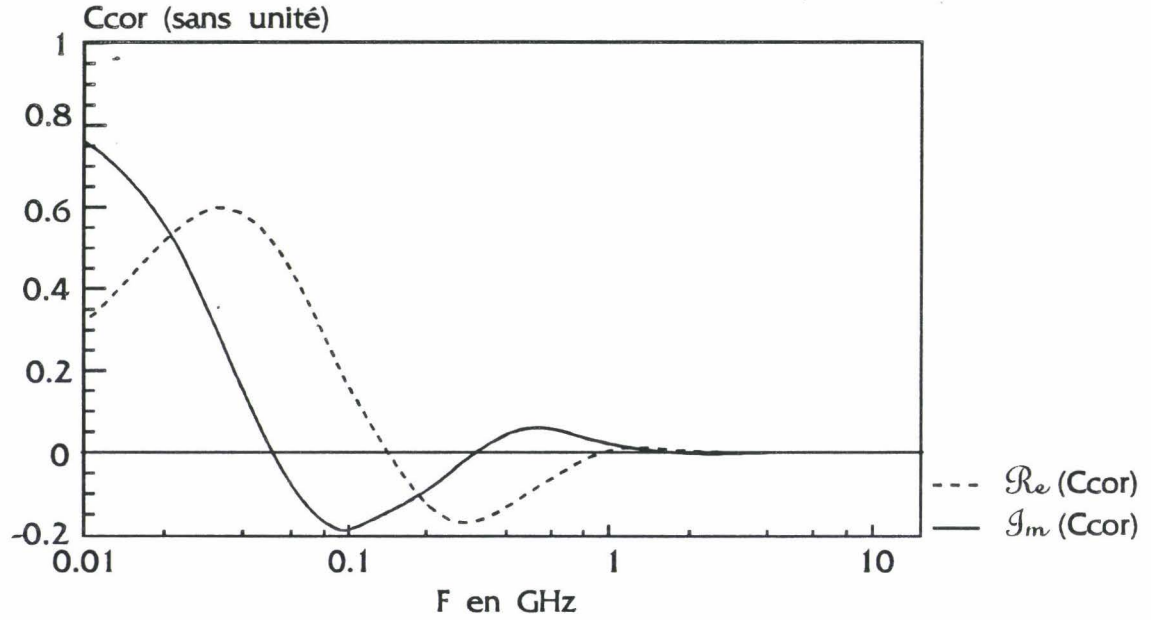
Nous montrons sur les figures [IV.18 a), b), c)] respectivement, les évolutions de la température de bruit, de la partie réelle de l'impédance du canal, et de la densité spectrale en tension pour deux valeurs de la tension de grille et pour une fréquence de 8 GHz.

Malgré les différences qui opposent ce transistor au précédent, le modèle semble une fois de plus, décrire de façon assez satisfaisante le comportement du point de vue bruit du composant.

a)



b)



**Figure IV.17 : Evolution du coefficient de corrélation obtenue par le modèle entre les sources de bruit de drain et de grille en fonction de la fréquence sur le 86-1C à  $V_g = 0 V$  et  $T_0 = 293 K$**   
*a)  $V_d = 0.4 V$     b)  $V_d = 3 V$*



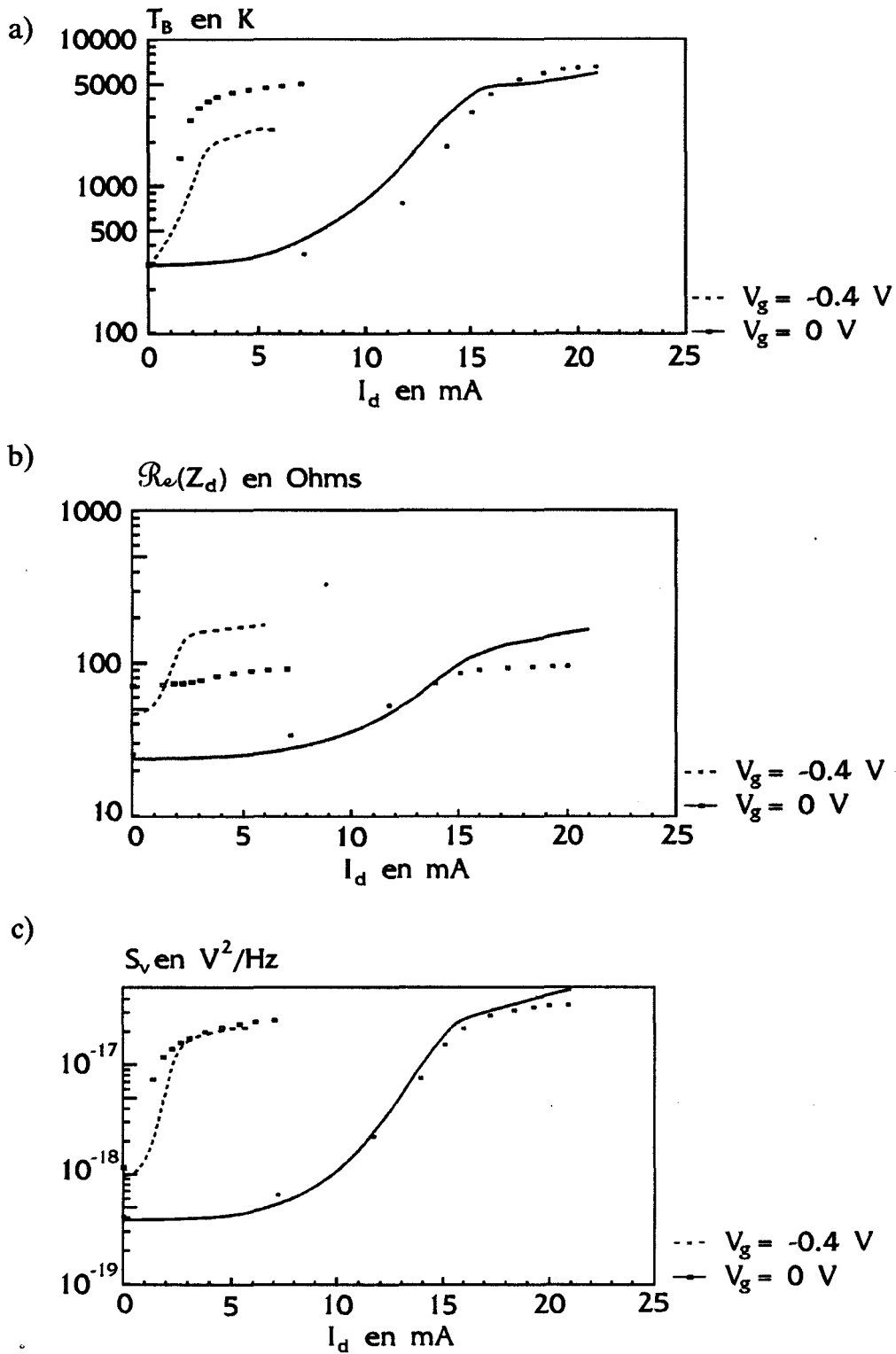


Figure IV.18 : Comparaison théorie (en traits)/expérience (en points) des mesures effectuées sur le H84 à  $T_0 = 293$  K et  $F = 8$  GHz

a) Température de bruit b) Impédance c) Densité spectrale

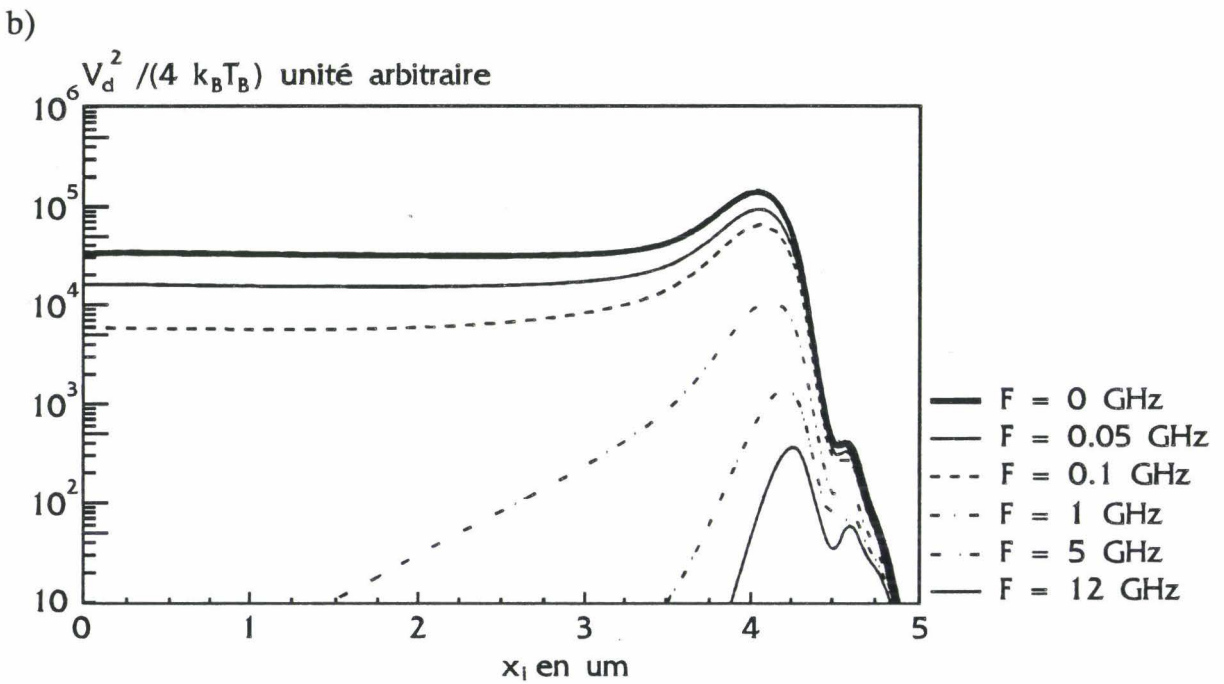
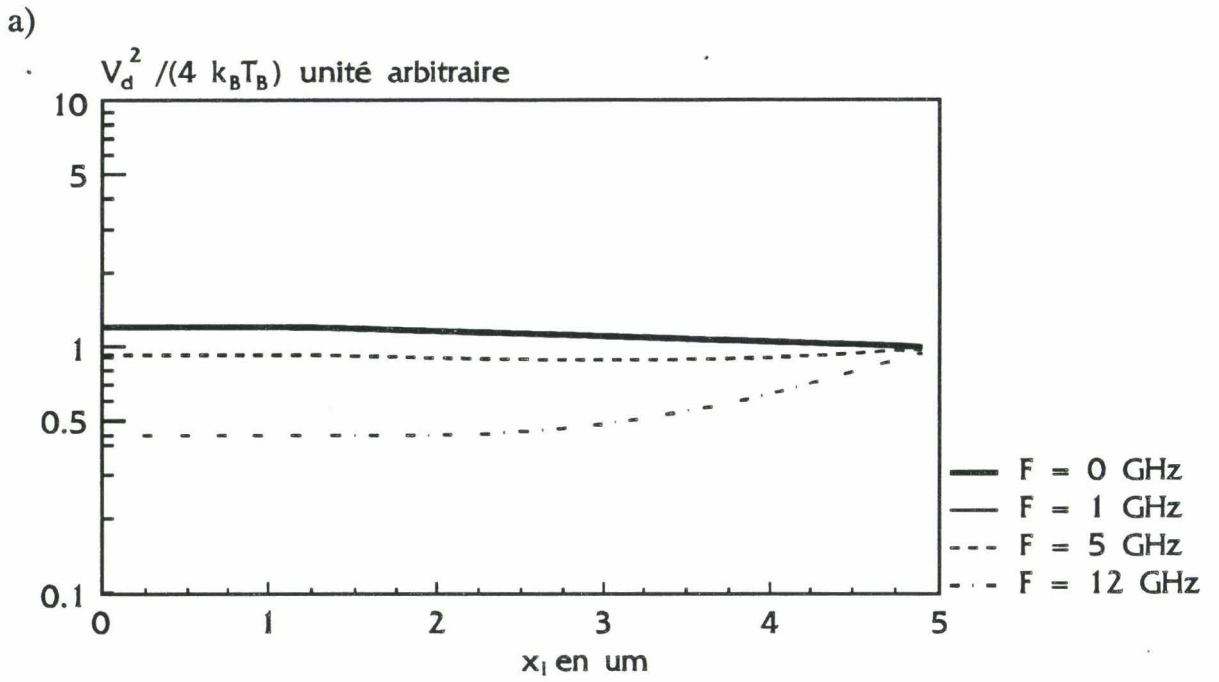


Figure IV.19 : Evolution des contributions en tension de bruit de drain obtenue à partir du modèle sur le 86-1C à  $V_g = 0\text{ V}$  et  $T_0 = 293\text{ K}$

a)  $V_d = 0.4\text{ V}$     b)  $V_d = 3\text{ V}$

Nous avons montré dans ce paragraphe la validité de notre modèle en comparant nos résultats avec des mesures effectuées sur des transistors différents. Cette comparaison est très intéressante non seulement parce qu'elle permet de confirmer notre théorie, mais aussi parce qu'elle nous autorise à approfondir notre étude en regardant à l'intérieur même du composant, les évolutions de certains paramètres physiques, comme par exemple les sources locales de bruit dans le canal.

#### **IV.52 - CONTRIBUTIONS LOCALES DES SOURCES DE BRUIT DANS LE CANAL**

Afin de mieux interpréter d'un point de vue physique le comportement du bruit du canal, nous avons représenté respectivement sur les figures [IV.19] et [IV.20] les contributions locales de bruit dans le canal des densités spectrales en tension de drain et en courant de grille pour différentes fréquences.

Contrairement à ce que l'on pourrait penser, la région où les sources de bruit sont les plus importantes, n'est pas celle où la vitesse est à saturation, mais au contraire la zone où la mobilité est la plus élevée, c'est à dire en début de grille. Toutefois, on peut constater une élévation subite du niveau de bruit de source en fin de régime ohmique là où les porteurs subissent les plus fortes accélérations dans le canal (figure [IV.21]).

Néanmoins, lorsqu'on augmente la fréquence, les éléments bruyants de drain en début de grille semblent se dissiper peu à peu. Les sources de bruit les plus élevées correspondent alors à la zone de forte accélération (figure [IV.21]).

En fin de grille, en représentant l'évolution de la température électronique sous la grille définie dans le chapitre III (figure [IV.22]),

$$T_e(\varepsilon) = \left[ \varepsilon - \frac{1}{2} m^*(\varepsilon) v^2(\varepsilon) \right] \frac{2}{3 k_B}$$

on remarque que les électrons sont chauds et vont transiter à vitesse saturée. Les contributions locales seront alors les plus faibles.

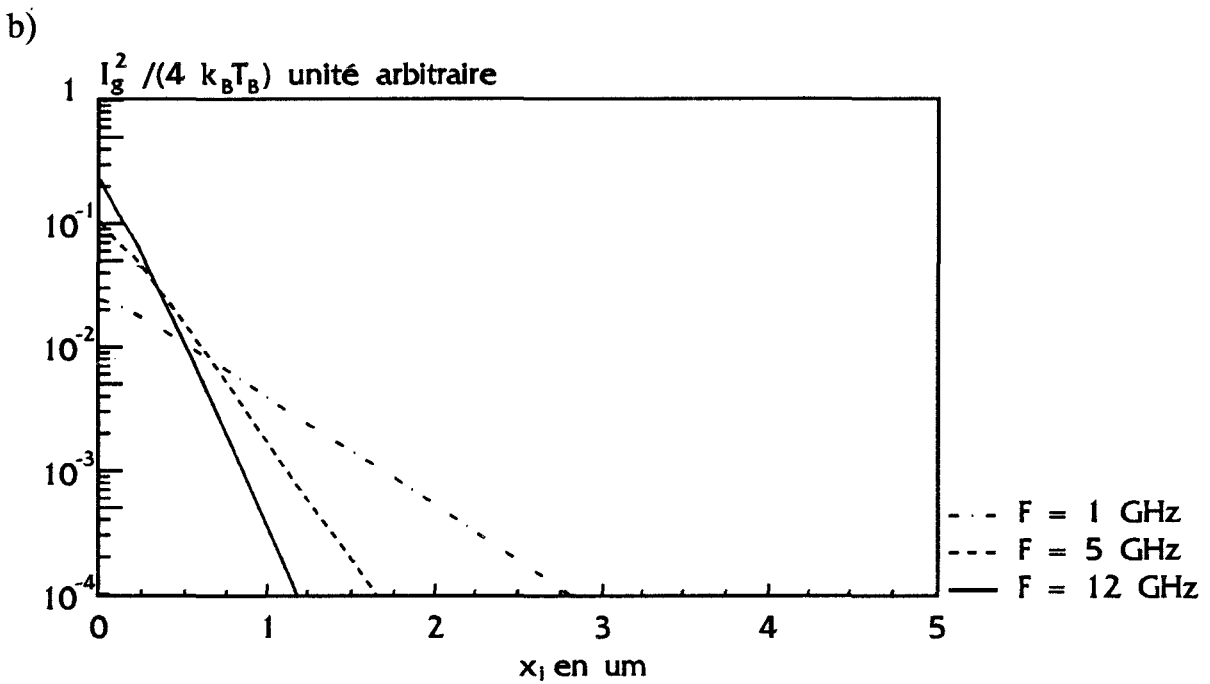
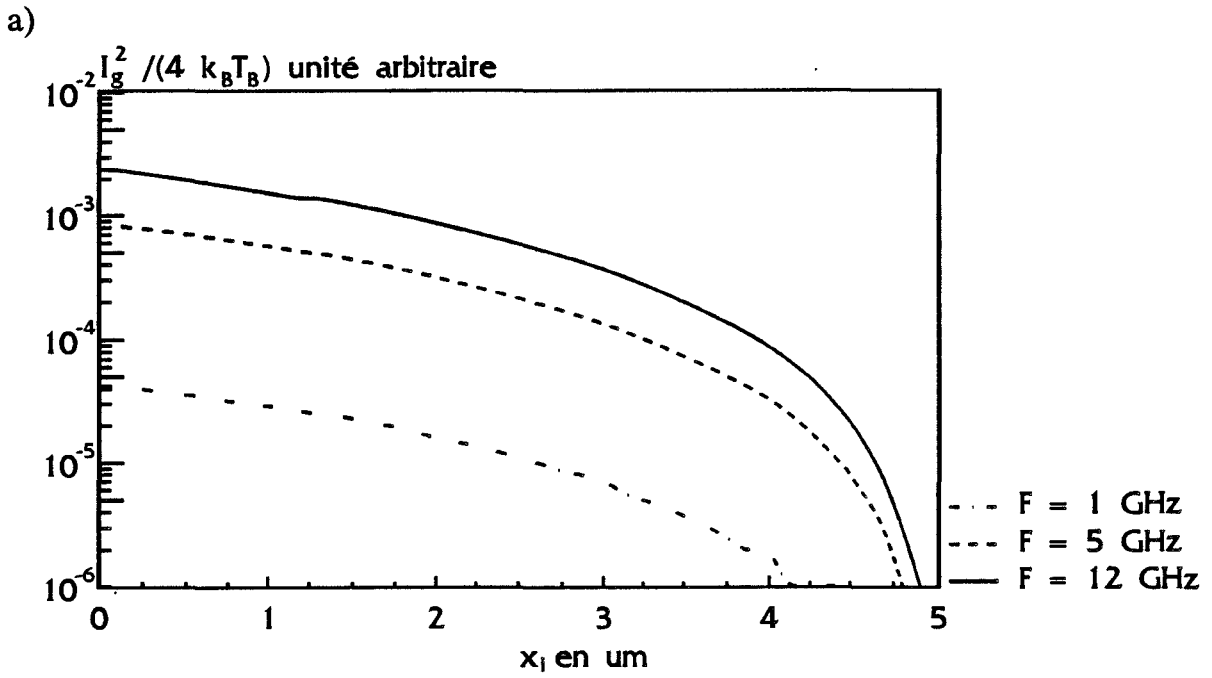


Figure IV.20 : Evolution des contributions en courant de bruit de grille obtenue à partir du modèle sur le 86-1C à  $V_g = 0\text{ V}$  et  $T_0 = 293\text{ K}$

a)  $V_d = 0.4\text{ V}$       b)  $V_d = 3\text{ V}$

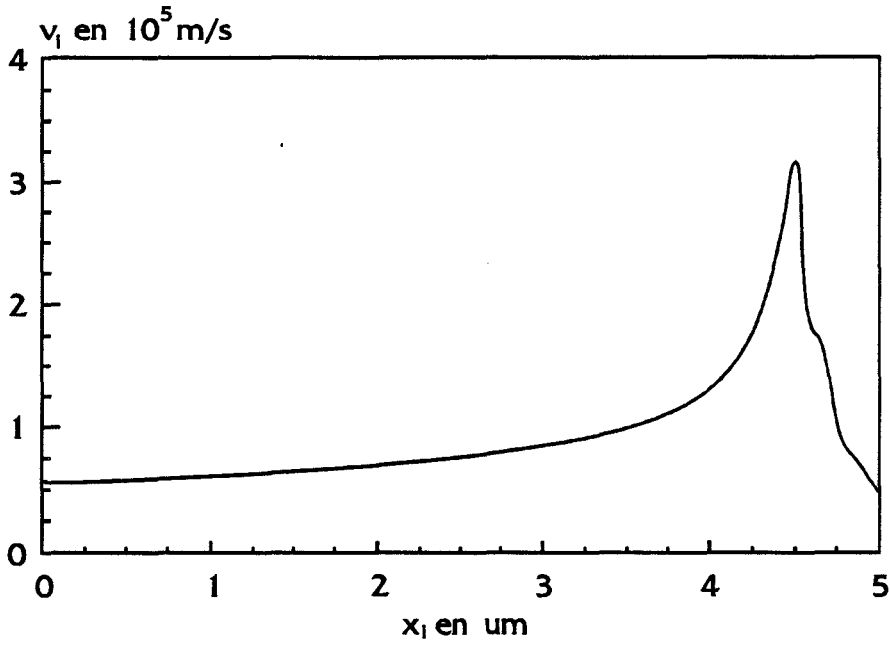


Figure IV.21 : Evolution de la vitesse des porteurs sous la grille obtenue à partir du modèle sur le 86-1C à  $T_0 = 293$  K  
 $V_g = 0$  V  $V_d = 3$  V

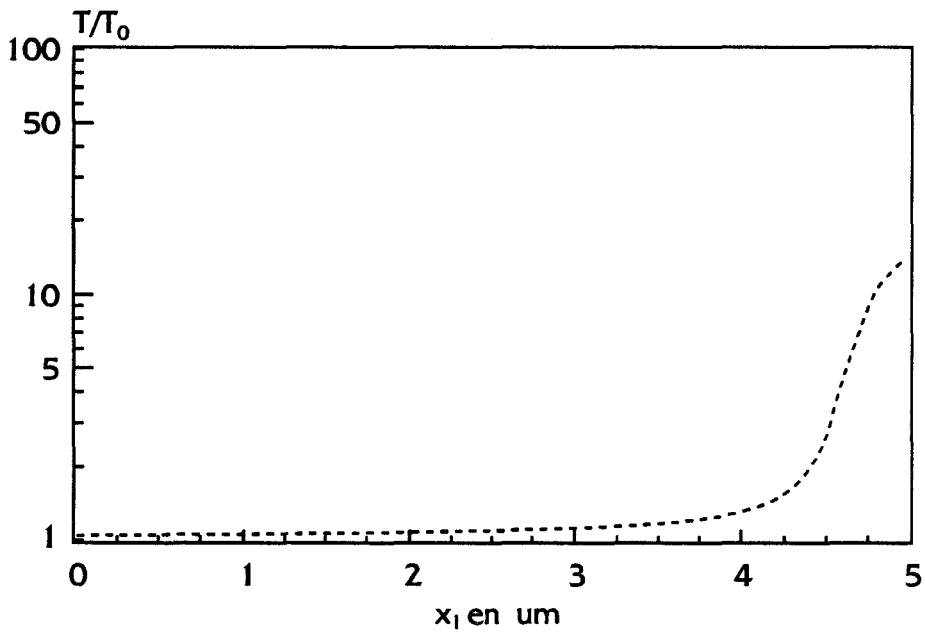
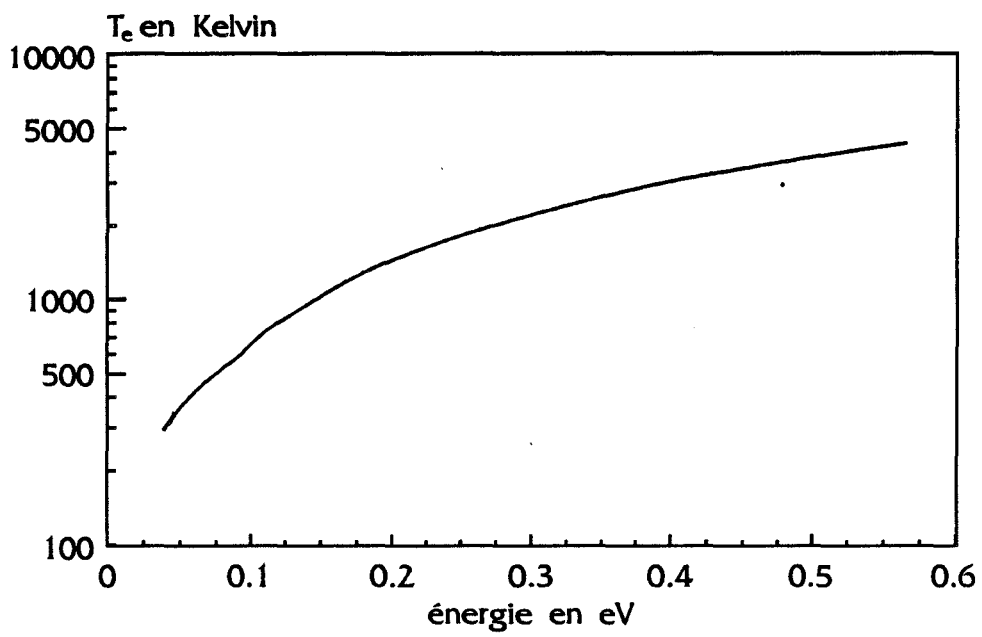


Figure IV.22 : Evolution de la température électronique des porteurs sous la grille obtenue à partir du modèle sur le 86-1C à  $T_0 = 293$  K  
 $V_g = 0$  V  $V_d = 3$  V



*Figure IV.23 : Evolution de la température électronique utilisée dans notre modèle*

## IV.6 - OBTENTION DU COEFFICIENT DE DIFFUSION PAR LE MODELE DE BRUIT

Ayant fait la validation du modèle grâce aux comparaisons théorie-expérience, des paragraphes précédents, nous pouvons maintenant essayer de recueillir des informations sur le coefficient de diffusion et sa variation avec le champ électrique. Si on considère la relation d'Einstein modifiée, ce coefficient de diffusion peut être défini de la façon suivante :

$$D(\varepsilon) = \frac{k_B T_e(\varepsilon)}{q} \mu(\varepsilon)$$

où  $\mu(\varepsilon)$  est la mobilité locale qui s'exprime en fonction de l'énergie moyenne locale comme il a été dit dans le chapitre II, et  $T_e(\varepsilon)$  est la température électronique. On lui a donné la forme suivante :

$$\frac{3}{2} k_B T_e(\varepsilon) = \varepsilon - \frac{1}{2} m^*(\varepsilon) v^2(\varepsilon)$$

où  $m^*$  et  $v$  sont la masse effective et la vitesse de dérive des porteurs en un point du canal.

Il est à noter que tous les éléments constituant cette expression, sont des fonctions de l'énergie. Ce résultat est présenté sur la figure [IV.23]. Connaissant l'évolution du champ électrique avec cette énergie, la détermination d'un coefficient de diffusion avec le champ électrique est immédiat.

L'évolution du coefficient de diffusion ainsi obtenu (figure [IV.24]), montre tout d'abord un léger plateau pour des champs très faibles (inférieurs à 0.6 kV/cm), puis une augmentation qui semble s'atténuer à l'approche du champ de seuil. La courbe laisse à supposer ensuite une diminution du coefficient de diffusion à champ fort due essentiellement à la diminution de la mobilité.

Nous montrons sur la figure [IV.25] le même résultat réduit par rapport à  $D_0$ , le coefficient de diffusion à champ nul. A titre de comparaison, nous y avons inséré les résultats obtenus par d'autres auteurs :

- on peut tout d'abord citer Whiteside (1986, 1987) qui a étudié le comportement du coefficient de diffusion sur des transistors à effet de champ longs sans grille.

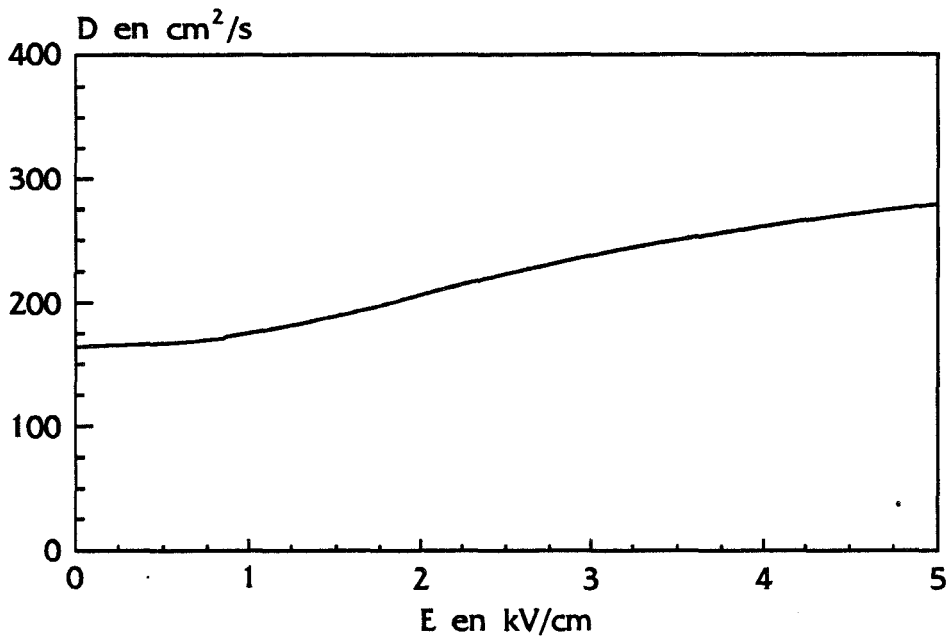


Figure IV.24 : Evolution du coefficient de diffusion avec le champ électrique

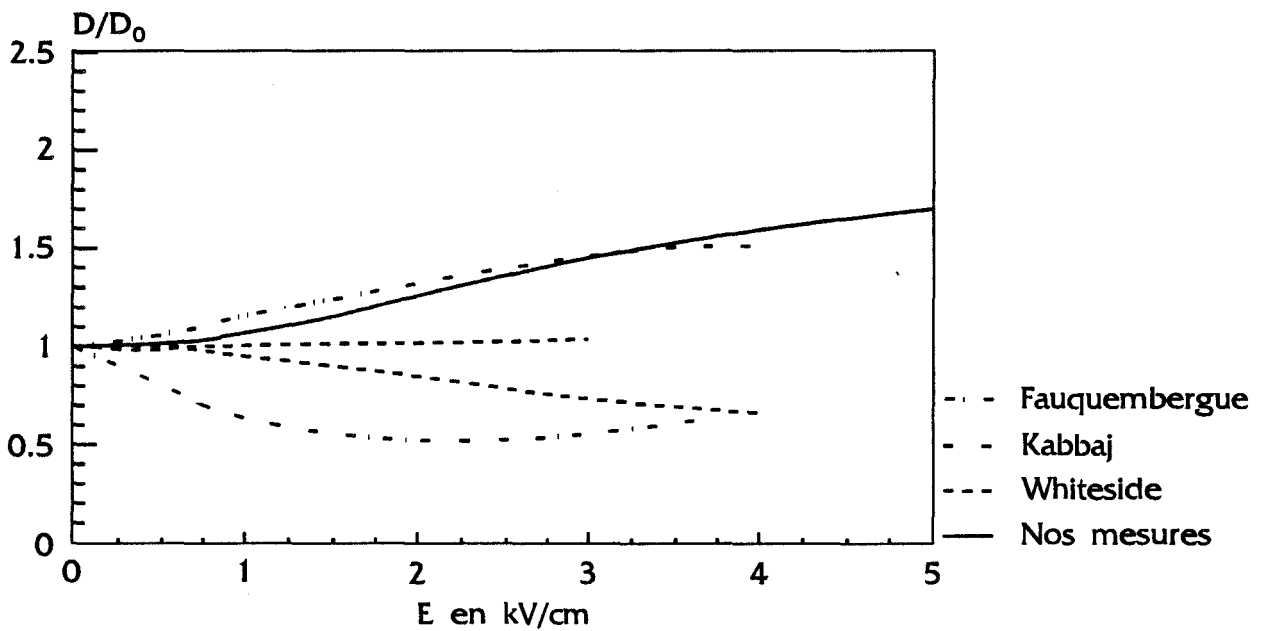


Figure IV.25 : Evolution du coefficient de diffusion avec le champ électrique  
 Comparaison avec d'autres mesures



En utilisant une méthode de mesure de bruit assez analogue à la nôtre, il a obtenu une certaine dépendance selon le composant mesuré (courbes en traits discontinus) : l'un montre une légère diminution en champ faible, alors que l'autre a plutôt tendance à augmenter.

- plus récemment Kabbaj (1991), en s'appuyant sur le modèle de Pucel, a montré que le coefficient de diffusion pouvait avoir un comportement différent : ses résultats qui semblent confirmer ceux de Gasquet (1985), montrent, toujours en champ faible, d'abord une diminution jusqu'à environ 1,5 kV/cm suivie d'une augmentation jusqu'au champ de seuil (courbe mixte).
- enfin, Fauquembergue (1980) semble confirmer nos travaux à partir d'un modèle Monte-Carlo sur GaAs en volume.

Ces différentes évolutions montrent toute la difficulté qu'engendre la détermination du coefficient de diffusion.

En effet, en champ faible tant que les porteurs restent en vallée centrale, la mobilité peut subir une diminution plus ou moins importante avec une éventuelle augmentation de la température. Selon l'importance de cette augmentation de la température (vis à vis de la diminution de la mobilité), le coefficient de diffusion qui est proportionnel au produit des deux, pourra ou non augmenter.

A champ plus élevé, le transfert des électrons de la vallée centrale ( $\Gamma$ ) vers les vallées latérales (L), va engendrer une augmentation beaucoup plus forte de la température, et on pourra alors assister, après une éventuelle diminution du coefficient de diffusion, à une augmentation.

Pour des champs très forts (après le champ de seuil), les électrons sont pour une grande part en vallées satellites où leur masse effective est très élevée. Ceci aura pour conséquence de diminuer fortement la mobilité et par la même occasion le coefficient de diffusion.

*Conclusion*

## CONCLUSION

Dans ce travail, nous avons cherché à comprendre les phénomènes physiques liés au bruit de diffusion haute fréquence dans les transistors à effet de champ à hétérojonctions.

Nous avons commencé cette étude en décrivant une méthode originale de mesure de la puissance de bruit créée dans le canal de transistors à effet de champ. Le principe de cette mesure est le même que celui utilisé en radiométrie. Le principal avantage de cette méthode est d'effectuer la mesure de bruit sans adapter le composant, vu entre le drain et la source, à la ligne de mesures. Ceci nous permet d'éviter tous les problèmes rencontrés lors des mesures avec adaptation, et surtout d'obtenir des résultats beaucoup plus rapidement. Pour nous permettre d'effectuer des mesures de bruit en fonction de la température environnante, nous avons inséré dans ce dispositif mis au point à la température ambiante, un cryostat. Ainsi, notre banc de mesures de bruit peut être utilisé dans une gamme de fréquence 10 MHz-16 GHz, pour une gamme de température 77 K-293 K.

En ce qui concerne la partie théorique, nous avons mis au point un modèle qui nous permet d'aboutir non seulement aux paramètres issus de la caractéristique statique et petit signal ( $I_d(V_d, V_g)$ ,  $g_d$ ,  $g_m$ ,  $C_{gs}$ ...), mais aussi à la caractérisation du point de vue bruit de transistors de type TEGFET. Nous avons vu que cette étude pouvait s'opérer en trois étapes :

- dans une première étape, en partant des équations de base, et en tenant compte des effets non stationnaires par l'intermédiaire des équations de relaxation, nous réalisons la modélisation en régime continu. Nous avons montré comment il était possible d'améliorer nettement la caractéristique statique, en introduisant une loi de contrôle de charge, qui tient compte de la variation du niveau de Fermi avec l'énergie. Ceci permet de mieux gérer la tension de seuil qui est en fait, non une constante reliée à des paramètres fixes, mais une fonction de la tension de drain dans les structures submicroniques. Comme pour la plupart des simulations, notre modèle a besoin d'un certain nombre de paramètres. Ces paramètres peuvent être classés en deux catégories :

- dans la première catégorie se trouvent les paramètres dits "figés". Ces paramètres sont soit mesurables (longueur de grille, largeur de grille, mobilité à bas champ, etc...), donc introduits tels quels dans la simulation, soit calculés par des modèles beaucoup plus puissants comme ceux de Monte-Carlo (temps de

relaxation du moment et de l'énergie, de la masse effective, de la vitesse en régime stationnaire, etc...), parce que non accessibles expérimentalement.

- dans la deuxième catégorie, se trouvent les paramètres que l'on peut difficilement obtenir avec exactitude par une mesure quelconque (épaisseur de la couche d'AlGaAs sous la grille, dopage, pourcentage d'aluminium). C'est par l'intermédiaire de ces paramètres que l'on pourra ajuster au mieux la caractéristique statique.

- ceci étant fait avec la plus grande exactitude possible, sans toucher à aucun paramètre obtenu dans la première étape et surtout sans en ajouter, nous étudions dans la deuxième étape les caractéristiques dynamiques petit signal.

- enfin, toujours sans modifier les paramètres obtenus dans la première étape, nous pouvons nous permettre dans la troisième phase de sortir les caractéristiques de bruit. L'originalité de ce modèle de bruit est, d'une part la prise en compte des effets de la fréquence sur l'impédance du canal par l'intermédiaire de la ligne de transmission, et d'autre part de ne pas nécessiter de paramètres ajustables supplémentaires.

Pour chaque étape, nous avons systématiquement validé notre modèle par une comparaison entre la théorie et l'expérience. Afin d'examiner plus en détail les limites du modèle, nous sommes passés sans transition, de l'étude d'un transistor de 5  $\mu\text{m}$  de longueur de grille à celle d'un transistor de 0,3  $\mu\text{m}$ .

A en juger par les résultats obtenus, en particulier les comparaisons théorie/expérience, pour les trois niveaux de difficultés nous pouvons considérer que le bilan est globalement positif, et est en faveur de l'utilisation de la méthode des équations de relaxation unidimensionnelles. En réalité, ce type de modèle allie de manière assez rigoureuse **rapidité, précision, et efficacité**. Nous découvrons ici, que ces potentialités sont très intéressantes, et nous ont permis d'être satisfait à 90 %.

*Annexe*

## ANNEXE DU CHAPITRE II

On reprend le système obtenu dans le paragraphe II.236 (équation (17)). Ces équations peuvent s'écrire de la façon suivante :

$$I_{ds} = q Z N_{s,i} v_i \quad A1$$

$$E_{x,i} = E_{x,i-1} - \frac{E_{y,i}}{y_s} \Delta x + \frac{q N_{s,i} \Delta x}{\kappa y_s} \quad A2$$

$$E_{y,i} = \frac{1}{d} (V_g - V_t - E_{f,i} - \Delta E_{f,i}(\varepsilon_i) - V_{c,i}) \quad A3$$

$$\varepsilon_i = \varepsilon_{i-1} + \Delta x q E_{x,i-1} - \Delta x \frac{\varepsilon_{i-1} - \varepsilon_0}{v_{i-1} \tau_\varepsilon(\varepsilon_{i-1})} \quad A4$$

$$v_i = \mu_{ss}(\varepsilon_i) E_{x,i} - \frac{v_i - v_{i-1}}{\Delta x} \times \frac{m^*(\varepsilon_i) v_{i-1} \mu_{ss}(\varepsilon_i)}{q} \quad A5$$

$$E_{f,i} = a_0 + a_1 \text{Log}(N_{s,i}) + \dots + a_9 \text{Log}^9(N_{s,i}) \quad A6$$

A partir de l'équation A3, on obtient :

$$E_{y,i} - E_{y,i-1} = -\frac{1}{d} [(E_{f,i} - E_{f,i-1}) + (\Delta E_{f,i}(\varepsilon_i) - \Delta E_{f,i-1}(\varepsilon_{i-1})) + (V_{c,i} - V_{c,i-1})] \quad A7$$

En considérant le niveau de Fermi calculé au pas précédent, c'est à dire :

$$\begin{aligned} E_{f,i} &= E_{f,i-1} \\ \text{et : } \Delta E_{f,i} &= \Delta E_{f,i-1} \end{aligned}$$

on obtient :

$$E_{y,i} = a_{i-1} + b_{i-1} E_{x,i} \quad A8$$

$$\text{avec } E_{x,i} = \frac{V_{c,i} - V_{c,i-1}}{\Delta x} \quad A9$$

De même, les équations A2 et A5 donnent respectivement :

$$E_{x,i} = c_{i-1} + d_{i-1} N_{s,i} + e_{i-1} E_{y,i} \quad \text{A10}$$

$$v_i = f_{i-1} E_{x,i} + g_{i-1} \quad \text{A11}$$

Dans ces équations,  $a_{i-1}$ ,  $b_{i-1}$ ,  $c_{i-1}$ ,  $d_{i-1}$ ,  $e_{i-1}$ ,  $f_{i-1}$ , et  $g_{i-1}$ , ne dépendent que du pas spatial précédent.

En insérant les équations A8, A10 et A11 dans l'équation A1, on aboutit à une équation du second degré sur la vitesse :

$$\alpha_{i-1} v_i^2 + \beta_{i-1} v_i + \gamma_{i-1} = 0 \quad \text{A12}$$

avec :

$$\alpha_{i-1} = qZ \left[ \frac{1 - e_{i-1} b_{i-1}}{f_{i-1} d_{i-1}} \right]$$

$$\beta_{i-1} = qZ \left[ -g_{i-1} \frac{1 - e_{i-1} b_{i-1}}{f_{i-1} d_{i-1}} - \frac{e_{i-1} a_{i-1} + c_{i-1}}{d_{i-1}} \right]$$

$$\gamma_{i-1} = I_{ds}$$

La procédure numérique se fait de la manière suivante :

- à partir de l'équation A4, on obtient l'énergie.
- connaissant l'énergie, on détermine les grandeurs  $\tau_{ss}$ ,  $\mu_{ss}$ ,  $v_{ss}$  etc... calculées par Monte-Carlo en régime stationnaire.
- ceci nous permet d'aboutir à la vitesse par l'intermédiaire de l'équation A12.
- l'obtention du champ électrique longitudinal et transversal, et de la densité surfacique des porteurs se fait en reprenant les équations A11, A8 et A10.
- toutes ces grandeurs calculées, il ne reste plus qu'à extraire le niveau de Fermi de l'équation A6.

# *Bibliographie*



## BIBLIOGRAPHIE

**R. L. ANDERSON, 1962,**

Solid State Electronics, 5, p. 341.

**Y. ANDO, T. ITOH, 1990,**

IEEE Trans. Electron Devices, ED-37, pp.67-78.

**A. BELACHE, 1989,**

"Etude des propriétés physiques et performances potentielles en basses températures du transistor à effet de champ à haute mobilité électronique AlGaAs/GaAs". Thèse de l'université de Lille.

**A. CAPPY et AL, 1985,**

IEEE Trans. Elect. Dev., ED-32, n°12, pp. 2787-2796.

**A. CAPPY, 1986,**

"Propriétés physiques et performances potentielles des composants submicroniques à effet de champ : structures conventionnelles et à gaz d'électrons bidimensionnel". Thèse d'état de l'université de Lille.

**A. CAPPY, W. HEINRICH, 1989,**

IEEE Trans. Elect. Dev., 36, n°2, pp. 403-408.

**B. CARNEZ, A. CAPPY, G. SALMER, et E. CONSTANT, 1980,**

Acta Electronica, 23, 2, 1980, pp. 165-183.

**B. CARNEZ et AL, 1981,**

IEEE Trans. Elect. Dev., ED-28, n°7, pp. 784-789.

**F. COLOMBANI, E. CAMARGO, 1990,**

IEEE MTT-S, International Microwave symposium Digest, 1, pp. 439-442.

**R. K. COOK, J. FREY, 1982,**

IEEE Trans. Elect. Dev., ED-29, n°6, p. 970.

**W. R. CURTICE, 1981,**

IEEE Trans. Elect. Dev., ED-28, n°8, p. 954.

**G. DAMBRINE, A. CAPPY, 1988,**

Ann. Télécommun., 43, n°5-6, pp. 274-281.

**G. DAMBRINE, A. CAPPY, F. HELIODORE, and E. PLAYEZ, 1988,**

IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, 36, n°7, pp. 1151-1159.

**G. DAMBRINE, 1989,**

"Caractérisation des transistors à effet de champ : mesure précise de la matrice de répartition et détermination directe du schéma équivalent". Thèse de l'université de Lille.

**D. DELAGEBÉAUDEUF, N. LINH, 1982,**

IEEE Trans. Elect. Dev., ED-29, n°6, pp. 955-960.

**D. DEPREEUW, 1988,**

"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 l'université de Lille.

**R. DINGLE, H. L. STORMER, A. GOSSARD, W. WIEGMANN, 1978,**

Appl. Phys. Lett., 33, n°7, p.665.

**T. J. DRUMMOND et al, 1983,**

IEEE Trans. Elect. Dev., ED-30, n°12, pp. 1806-1811.

**K. H. G. DUH et al, 1988,**

IEEE, Trans. Elect. Dev., Vol. 35, n°3, pp. 249-255.

**R. FAUQUEMBERGUE, J. ZIMMERMANN, A. KASZYNSKI, E. CONSTANT, 1980,**

Journ. Appl. Phys., 51, n°2, p. 1065.

**R. FISHER et al 1983,**

Elect. Letters, 19, n°19, pp. 789-791.

**D. GASQUET, J. P. NOUGIER, M. DE MURCIA, M. FADEL, 1985,**

Noise in Physical Systems and 1/f noise, ed. A. D'AMICO, P. MAZETTI, Elsevier Science Publ. BV, p. 105.

**J. GEST, H. KABBAJ, G. MERIAUX, J. ZIMMERMANN, 1990,**

"Etude physique du bruit de fond dans les MISFETs AlGaAs-GaAs". 3-ièmes Journées Nationales Microélectronique et Optoélectronique III.V. Aussois, Mars 1990.

**J. GEST, H. KABBAJ, J. ZIMMERMANN, 1991,**

"Modeling of high frequency noise sources in HEMTs". Second Workshop on Fluctuations and Noise in advanced Micro-electronics Devices. Grenoble, 24/25 Juin 91.

**J. GEST, H. FAWAZ, H. KABBAJ, J. ZIMMERMANN, 1991,**

"Microwave hot electron noise power and two-dimensional electron diffusion coefficient in AlGaAS-GaAs MODFETs". Int. Conf. Noise in Physical Systems and 1/f fluctuations ICNF'91. Kyoto (Japon), Septembre 91 (Comptes-rendus pp. 291-295).

**J. GEST, H. KABBAJ, G. MERIAUX, J. ZIMMERMANN, 1991,**

Journal de physique III, 1, Avril 91, pp. 531-537.

**P. GODTS, 1988,**

"Modélisation et optimisation en vue de réalisations technologiques de MESFET et de TEGFET AlGaAs/GaAs". Thèse de l'université de Lille.

**F. N. HOOGE, T. G. M. KLEINPENNING, L. K. J. VANDAMME, 1981,**

Reports on Progress in Physics, 44, pp. 479-532.

**M. H. IBRAHIM, 1983,**

Thèse de l'université du Caire.

**H. KABBAJ, J. GEST, J. ZIMMERMANN, 1989,**

"Analyse expérimentale du bruit de diffusion d'électrons bidimensionnels dans les TEGFETs". 6-ièmes Journées Nationales Microondes, Montpellier, Juin 1989.

**H. KABBAJ, J. GEST, J. ZIMMERMANN, 1989,**

"Experimental analysis of diffusion noise in two-dimensional electron layers in HEMTs". International Conference on Hot Carrier in Semiconductors. Scottsdale (Arizona), Juillet 1989.

**H. KABBAJ, 1991,**

"Etude physique du bruit de diffusion dans les transistors à effet de champ à hétérojonctions". Thèse de l'université de Lille.

**A. KASTALSKY, R. A. KIEHL, 1986,**  
IEEE, Trans. Elect. Dev., ED-33, n°3, pp. 414-423.

**A. KASZYNSKI, 1979,**  
"Etude des phénomènes de transport dans les matériaux semiconducteurs par les méthodes de Monte-Carlo : application à l'Arseniure de Gallium de type N". Thèse de Docteur-Ingénieur, Lille.

**T. KUHN, L. REGGIANI, L. VARANI and V. MITIN, 1990,**  
Phys. Rev. B42, 5702.

**S. J. LEE, C. R. CROWELL, 1985,**  
Solid State Electronics, 28, pp. 659-668.

**M. AL-MUDARES, B. K. RIDLEY, 1986,**  
J.Physique C, 19, p. 3179.

**J. P. NOUGIER, 1986,**  
Physica 129B, pp. 580-582.

**J. P. NOUGIER, 1987,**  
Revue Phys. Appl., 22, pp. 803-819.

**M. W. POSPIESZALSKI, 1989,**  
IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques, 37, pp. 1340-1350.

**R. A. PUCCEL, 1974,**  
Advances in Electronics and Electron Physics, 38, pp. 195-265.

**U. R. RAVAROLI, D. K. FERRY, 1986,**  
IEEE Trans. Elect. Dev., ED-33.

**J. SAITO et al, 1983,**  
Jap. Journal Appl. Phys., 22, pp. L79-81.

**W. SHOCKLEY, J. A. COPELAND, R. P. JAMES, 1966,**  
Quantum Theory of Atoms, molecules and solid states, P. O. Lowdin ed, Academic press, pp. 537-563.

**H. L. STORMER et al, 1981,**

Appl. Phys. Letters 38, pp. 691-693.

**S. M. SZE, 1981,**

Physics of semiconductor devices (Wiley and Sons Editors), second edition.

**A. VAN DER ZIEL, 1987,**

Encyclopedia of Physical Science and Technologie, 9, pp. 47-60.

**C. M. VAN VLIET , 1991,**

Solid State Electronics, 34, pp.1-21.

**C. VERSNAEYEN, 1985,**

"Etude théorique et expérimentale de transistors à effet de champ à hétérojonctions AlGaAs/GaAs". Thèse de l'université de Lille.

**T. WANG, K. HESS, 1985,**

J. Applied Phys., 57, pp. 5336-5339.

**S. WATANABE, 1990,**

IEEE MTT-S, International Microwave symposium Digest, 1, pp. 443-446.

**C. WHITESIDE, G. BOSMAN, H. MORKOC, W. F. KOPP, 1986,**

IEEE Trans. Elect. Dev., ED-33, pp. 1439-1445.

**C. WHITESIDE, G. BOSMAN, H. MORKOC, 1987,**

IEEE Trans. Elect. Dev., ED-34, pp. 2530-2534.

**D. J. WIDIGER et al, 1985,**

IEEE Trans. Elect. Dev., ED-32, n°6, p. 1092.

**Y. WU, 1988,**

"Etude des phénomènes de transport dans les gaz d'électrons à deux dimensions dans les hétérojonctions par la méthode de Monte-Carlo". Thèse de l'université de Lille.

**J.YOSHIDA, M. KURATA, 1984,**

IEEE Elect. Dev. Lett., EDL 5, n°12.

**J. ZIMMERMANN, H. KABBAJ, J. GEST**

"An experimental analysis of diffusion noise in two-dimensional electron layers in MODFETs". First Workshop on Fluctuations and Noise in advanced Micro-electronics Devices. Grenoble, 27/28 Juin 90.

**Periodic Progress Report N°1.** (1st june 89 to 31st may 90).

Esprit Basic Research Action N°3017 Noise.

Electrical Fluctuations and Noise in advanced Microelectronics : Submicronic, Two Dimensional Gas and Low Temperature Devices.

**Periodic Progress Report N°2.** (1st june 90 to 31st may 91).

Esprit Basic Research Action N°3017 Noise.

Electrical Fluctuations and Noise in advanced Microelectronics : Submicronic, Two Dimensional Gas and Low Temperature Devices.

**Final Report.** (1st june 91 to 31st may 92).

Esprit Basic Research Action N°3017 Noise.

Electrical Fluctuations and Noise in advanced Microelectronics : Submicronic, Two Dimensional Gas and Low Temperature Devices.

