

THESE

Présentée à l'Université des Sciences et Technologies de Lille

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE

Spécialité : ELECTRONIQUE

par

Patrick TADYSZAK

Modélisation et Caractérisation du bruit hyperfréquence dans des MESFETs et HEMTs AlGaAs/GaAs sans grille à longueur de zone active ultracourte.

Soutenue le 13 Novembre 1997 devant la commission d'examen

Membres du jury :

Mr R. FAUQUEMBERGUE

Président

Mr A. CAPPY

Directeur de thèse

Mr F. DANNEVILLE

Co-Directeur de thèse

Mr D. GASQUET

Rapporteur

Mr J. ZIMMERMANN

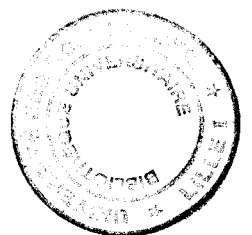
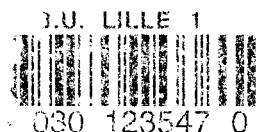
Rapporteur

Mr L. VARANI

Examineur

Mr JL. THOBEL

Examineur



A Christelle

A mes Parents

A mes Ami(e)s

Remerciements

Ce travail a été réalisé au laboratoire centrale de l'IEMN, dans le département Hyperfréquence et Semiconducteurs dirigé par Monsieur le Professeur Georges SALMER.

Je remercie Monsieur Renaud FAUQUEMBERGUE Professeur à l'IEMN, d'avoir accepté de présider le jury.

Je tiens à remercier Monsieur le Professeur Alain CAPPY de m'avoir accueilli au sein de son équipe et de m'avoir conseillé durant cette thèse.

Je tiens particulièrement à remercier Monsieur François DANNEVILLE Maître de Conférence de la constante attention qu'il a apportée au déroulement de ce travail, pour sa disponibilité et son amitié. Je tiens à lui témoigner ici ma sympathie et ma plus profonde gratitude.

Je tiens à remercier Monsieur Daniel GASQUET Directeur de recherche au CNRS au CEM de Montpellier et Monsieur Jacques ZIMMERMANN Directeur de recherche au CNRS au LPCS de Grenoble, d'avoir accepté de participer au jury et d'être rapporteur de ce travail.

Je remercie également Monsieur Luca VARANI Chargé de recherche au CNRS, au CEM de Montpellier pour les discussions enrichissantes et pour l'aide qu'il m'a apportée et enfin d'avoir accepté de participer au jury.

Je tiens à remercier Monsieur Jean-Luc THOBEL Chargé de recherche au CNRS, à l'IEMN pour ses conseils éclairés et d'avoir accepté d'être membre du jury.

Je remercie sincèrement Monsieur le Professeur Lino REGGIANI, qui m'a accepté dans son laboratoire de l'université de Modéna durant quatre mois, pour ses précieux conseils et pour son éternel optimisme.

Je remercie toutes les personnes avec qui j'ai pu travailler durant ma thèse et qui ont ainsi participé à l'avancement de mes travaux et en particulier Javier MATEOS LOPEZ, Tomas GONZALES SANCHEZ et Daniel PARDO COLLANTES de l'université de Salamanca ainsi que Fabien PASCAL et Yannick MOURIER du CEM de Montpellier. Je ne saurai oublier Madame Elysa DELOS de la centrale de caractérisation, qui a toujours caractérisé avec sourire les composants que je lui apportais ainsi que Virginie et Hervé pour leur aide précieuse en technologie.

Je tiens également à remercier tous les membres de l'équipe qui ont contribué à rendre ces trois années exceptionnelles : Alain, Gilles, François, Sylvain, Henry, Pascal, Jean François,

François², Jean Max, Hervé, Christophe, Virginie, Sam, Beaudouin, Mathieu et Alain SPISSER.

Je n'oublierai pas d'associer à mes remerciements tous mes amis pour leur soutien en particulier François, Vincent, Marjorie, Annie, Stéphane, Eric, Philippe, Ludo, Sylvain, Jorge, Raynald.

Enfin, Monsieur J.P.DEHORTER a assuré la reproduction de ce mémoire avec beaucoup de soins, qu'il en soit vivement remercié.

CHAPITRE I

<u>I- ETUDE DU BRUIT PAR LA METHODE DE MONTE-CARLO DANS DU SILICIUM DEGENERE VOLUMIQUE DE TYPE n</u>	1
<u>I.1- METHODE DE MONTE-CARLO</u>	1
<u>I.1.1- CONCEPTS GENERAUX</u>	1
<u>I.1.1.1- Principe de la méthode</u>	1
<u>I.1.1.2- Interactions</u>	2
<u>I.1.1.2.1- Interactions avec les défauts</u>	3
<u>I.1.1.2.2- Interactions avec le réseau</u>	3
<u>I.1.1.2.3- Interaction électron-électron</u>	4
<u>I.1.1.3- Discrétisation régulière du temps</u>	4
<u>I.1.2- LE BRUIT MICROSCOPIQUE</u>	5
<u>I.2- QUELQUES GENERALITES SUR LES SEMI-CONDUCTEURS</u>	7
<u>I.2.1- INTRODUCTION</u>	7
<u>I.2.2- DEGENERESCENCE</u>	7
<u>I.2.3- FONCTIONS DE DISTRIBUTION</u>	8
<u>I.2.3.1- Cas non dégénéré</u>	8
<u>I.2.3.2- Cas dégénéré</u>	9
<u>I.2.4- DENSITE D'ETATS DANS LA BANDE DE CONDUCTION</u>	9
<u>I.2.5-NIVEAU DE FERMI</u>	11
<u>I.2.5.1- Définition</u>	11

<u>I.2.5.2- Calcul de l'énergie de Fermi pour un gaz électronique dégénéré à 0 K.....</u>	12
<u>I.2.5.2.1- Bandes Paraboliques.....</u>	12
<u>I.2.5.2.2- Bandes Non Paraboliques.....</u>	13
<u>I.2.6- ENERGIE MOYENNE.....</u>	13
<u>I.2.6.1-Définition.....</u>	13
<u>I.2.6.2- Calcul de l'énergie moyenne pour un gaz électronique dégénéré à 0 K.....</u>	14
<u>I.2.6.2.1- Bandes Paraboliques.....</u>	14
<u>I.2.6.2.2- Bandes Non Paraboliques.....</u>	15
<u>I.3-INTRODUCTION DE LA DEGENERESCENCE DANS MONTE-CARLO.....</u>	16
<u>I.3.1- METHODOLOGIE.....</u>	16
<u>I.3.2- DIFFERENTES APPROCHES.....</u>	16
<u>I.3.2.1- Approche de Lugli-Ferry.....</u>	16
<u>I.3.2.2- Approche de Fischetti et Laux.....</u>	18
<u>I.4- ETUDE DU BRUIT DANS LE SILICIUM DE TYPE n.....</u>	20
<u>I.4.1- MODELE MONTE-CARLO VOLUMIQUE.....</u>	20
<u>I.4.2- FONCTION DE DISTRIBUTION.....</u>	22
<u>I.4.2.1- Evolution temporelle.....</u>	22
<u>I.4.2.2- Evolution en fonction du champ électrique.....</u>	26
<u>I.4.3- VITESSE ET ENERGIE.....</u>	28
<u>I.4.4- ETUDE DU BRUIT MICROSCOPIQUE.....</u>	31
<u>I.4.4.1- Fonctions d'autocorrélation.....</u>	31

<u>I.4.4.2- Contribution diagonale et non-diagonale.....</u>	32
<u>I.4.4.3- Résultats.....</u>	33
<u>I.5- CONCLUSIONS.....</u>	39
<u>BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE I.....</u>	41

CHAPITRE II

<u>II- TECHNIQUE DE MESURE DE LA PUISSANCE DISPONIBLE DE BRUIT.....</u>	47
<u>II.1- BRUIT DANS LES DIPÔLES.....</u>	47
<u>II.2- LE RECEPTEUR DE BRUIT.....</u>	50
<u>II.2.1- PHASE DE CALIBRAGE.....</u>	52
<u>II.2.2- PHASE DE MESURE.....</u>	54
<u>II.2.3- CORRECTION DU SECOND ETAGE.....</u>	55
<u>II.2.3.1- Banc de mesure avec un isolateur associé au récepteur.....</u>	56
<u>II.2.3.2- Banc de mesure avec deux isolateurs.....</u>	60
<u>II.3-PRINCIPE DE LA METHODE DE MESURE DE PUISSANCE DE BRUIT.....</u>	66
<u>I.3.1- CONCEPT GENERAL.....</u>	66
<u>II.3.2- APPLICATION DU FORMALISME GENERAL A NOTRE CAS DE FIGURE.....</u>	68
<u>II.4- DISPOSITIF EXPERIMENTAL DE MESURE DE BRUIT.....</u>	72
<u>II.4.1- ANALYSEUR DE RESEAUX.....</u>	73
<u>II.4.2- MESUREUR DE BRUIT.....</u>	74

<u>II.5-CONCLUSIONS</u>	76
<u>ANNEXE 1- NOTION DE BRUIT DANS LES QUADRIPÔLES</u>	77
<u>ANNEXE 2- CALCUL DE LA MATRICE CHAÎNE DE BRUIT DE L'ENSEMBLE ISOLATEUR-RECEPTEUR</u>	80
<u>BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE II</u>	82

CHAPITRE III

<u>III- ANALYSE THEORIQUE ET EXPERIMENTALE DES CARACTERISTIQUES STATIQUE ET DE BRUIT DANS DES STRUCTURES RECESSEES DE TYPE MESFET SANS GRILLE</u>	87
<u>III.1- REALISATION TECHNOLOGIQUE ET CHARACTERISATION</u>	88
<u>III.1.1- Topologie</u>	88
<u>III.1.2- Chronologie des étapes technologiques</u>	90
<u>III.1.2.1- Contact ohmique</u>	92
<u>III.1.2.2- Isolation</u>	93
<u>III.1.2.3- Gravure du fossé de grille</u>	93
<u>III.2- MODELE MONTE-CARLO</u>	96
<u>III.2.1- CONDITIONS INITIALES</u>	96
<u>III.2.2- ASSIGNATION DE CHARGE</u>	96
<u>III.2.3- RESOLUTION BIDIMENSIONNELLE DE L'EQUATION DE POISSON</u>	98
<u>III.2.4- CONDITIONS AUX LIMITES</u>	99

<u>III.2.5- POTENTIEL DE SURFACE</u>	99
<u>III.2.6- CALCUL DU COURANT</u>	103
<u>III.2.7- RESISTANCE SERIE</u>	103
<u>III.2.8- TEMPERATURE DE BRUIT</u>	105
<u>III.2.9- CALCUL DE LA DENSITE SPECTRALE</u>	107
<u>III.3- STRUCTURES MESFET SANS GRILLE</u>	108
<u>III.3.1- MODELE THEORIQUE</u>	108
III.3.1.1- Paramètres de simulation.....	108
III.3.1.2- Ajustement de la profondeur de recess.....	109
<u>III.3.2- ETUDE DU TRANSPORT DANS LA STRUCTURE DE 0.2 µm DE LONGUEUR DE RECESS</u>	114
<u>III.3.3- ETUDE STATIQUE ET DE BRUIT DES DIFFERENTES STRUCTURES EN FONCTION DE LA LONGUEUR DE RECESS</u>	124
<u>III.4- DISCUSSION</u>	133
<u>III.4.1- MODELE ANALYTIQUE</u>	133
III.4.1.1- Application à la structure de 0.2 µm de longueur de recess.....	137
III.4.1.2- Application à la structure de 0.075 µm de longueur de recess.....	140
III.4.1.3- Intérêt du modèle analytique.....	143
<u>III.4.2- ETUDE DU BRUIT BASSE FREQUENCE</u>	144
<u>III.5- CONCLUSIONS</u>	147
<u>BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE III</u>	149

CHAPITRE IV

<u>IV- COMPARAISON DES CARACTERISTIQUES STATIQUES ET DE BRUIT POUR DES STRUCTURES SANS GRILLE DE TYPE MESFET ET HEMT</u>	153
<u>IV.1- GENERALITES</u>	153
<u>IV.1.1- TOPOLOGIE</u>	154
<u>IV.1.2- SIMULATION MONTE-CARLO</u>	158
<u>IV.2- RESULTATS</u>	163
<u>IV.2.1- CARACTERISTIQUES STATIQUE ET TEMPERATURE DE BRUIT</u>	163
<u>IV.2.2- VARIANCE DU COURANT</u>	166
<u>IV.2.3- CONCENTRATION SURFACIQUE ET COURANT TRANSVERSE DANS LA STRUCTURE μ-HEMT</u>	167
<u>IV.2.4- LIGNES EQUIPOTENTIELLES DANS LES DEUX TYPES DE STRUCTURES</u>	170
<u>IV.2.5- TAUX DE TRANSFERTS DANS L'ESPACE REEL</u>	171
<u>IV.2.6- ANALYSE DES VITESSES ET TEMPS DE TRANSIT</u>	172
<u>IV.3- ANALYSE LOCALE DU BRUIT</u>	181
<u>IV.3.1- POISSON DYNAMIQUE</u>	183
<u>IV.3.2- POISSON STATIQUE</u>	184
<u>IV.3.2.1- Régions ohmiques de source et de drain</u>	185
<u>IV.3.2.2- Région du canal</u>	187
<u>IV.3.3- DISCUSSION</u>	190

IV.4- CONCLUSIONS.....193

BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE IV.....195

INTRODUCTION

INTRODUCTION

La réalisation de récepteurs ultra faible bruit en gamme d'ondes millimétriques (fréquence de l'ordre de 100 GHz) est essentielle dans de nombreux domaines tels que l'imagerie, la radioastronomie ou la détection de polluants. Les performances de ces récepteurs dépendent directement de celles de l'amplificateur RF situé en début de chaîne. Celui-ci doit être constitué d'un transistor à effet de champ très faible bruit à longueur de grille ultracourte (d'environ 0.1 μm pour une utilisation à 100 GHz). Avec de telles longueurs de zones actives les électrons peuvent durant des temps très courts ne plus subir aucune interaction c'est ce que l'on appelle communément le régime balistique. Il apparaît aussi fondamental, compte tenu de la très faible longueur de grille utilisée, d'étudier théoriquement et expérimentalement les propriétés électriques et de bruit de ces composants.

Le coût de fabrication technologique élevé de nouveaux transistors associé à l'évolution croissante des performances des moyens informatiques ont contribué à rendre la simulation des composants incontournable. De plus la miniaturisation progressive des structures semi-conductrices engendre l'apparition de nouvelles conditions de fonctionnement liée au transport non stationnaire des électrons. Des programmes de plus en plus complexes ont donc été développés et permettent à l'heure actuelle d'avoir une idée précise des potentialités des futurs composants. Des différentes techniques numériques mises en place pour la modélisation de dispositifs nous avons choisi la méthode de Monte-Carlo qui contient intrinsèquement tous les processus physiques régissant le transport des électrons y compris le bruit qui est inclus grâce au caractère aléatoire du principe de cette méthode microscopique.

L'objectif de notre travail est d'étudier l'influence sur le bruit hyperfréquence des conditions géométriques limites que nous nous sommes fixés pour les longueurs de zone active.

Notre démarche portera essentiellement sur :

- L'étude théorique de phénomènes physiques rencontrés dans du matériau en volume
- La modélisation du bruit hyperfréquence par la méthode de Monte-Carlo dans des transistors à effet de champ sans grille à longueur de zone active ultra courte
- La réalisation technologique des composants au sein de notre laboratoire (utilisation des compétences de l'équipe Composants Actifs Micro-ondes)

- La caractérisation complète (paramètres [S] et puissance disponible de bruit) de ces composants en effectuant directement des mesures sous pointes

Dans le premier chapitre, nous présenterons les résultats concernant l'étude du bruit par la méthode de Monte-Carlo dans du silicium dégénéré volumique de type n. Ce travail s'est avéré être novateur dans le sens où seules les grandeurs relatives au transport ont jusqu'à présent été étudiées en présence du principe d'exclusion de Pauli. De surcroît les composants à effet de champ à hétérojonction HEMTs (High Electron Mobility Transistors), contiennent des régions à fortes concentrations de porteurs et/ou peuvent être utilisés en basse température. Dans ces conditions, les effets liés à la dégénérescence ne peuvent plus être négligés.

Le deuxième chapitre est consacré à la mise au point d'un banc de mesure de puissance disponible de bruit. Un effort particulier a été fourni afin d'optimiser la précision obtenue sur les mesures de bruit. Cette technique sera utilisée ultérieurement pour l'étude de structures recessées sans grille de types MESFET et HEMT réalisées au laboratoire.

Le troisième chapitre traite tout d'abord de la modélisation par la méthode de Monte-Carlo des caractéristiques statiques et de bruit hyperfréquence dans des structures ultra courtes il comporte des résultats expérimentaux confrontés à ceux du modèle théorique Monte-Carlo. Ensuite, nous présenterons un modèle analytique unidimensionnel qui nous a permis d'obtenir les caractéristiques statique et de bruit du canal. Enfin en complément une étude du bruit basse fréquence a été réalisée en collaboration avec le CEM de Montpellier.

Le quatrième chapitre porte dans un premier temps sur une comparaison des caractéristiques électrique et bruyante de dispositifs sans grille de type MESFET et HEMT. Dans une seconde partie nous avons effectué une étude complémentaire sur l'influence des transferts dans l'espace réel au niveau de la variance des fluctuations de courant ainsi que sur l'évolution des temps de transit en fonction de la polarisation. Pour conclure ce chapitre, une analyse locale du bruit hyperfréquence en fonction de l'application d'un champ électrique *dynamique* (résolution autocohérente de l'équation de Poisson à chaque pas temporel dt) ou *statique* (la carte spatiale de champ électrique obtenue après un régime transitoire est figée) est proposée. Cette étude nous permet d'isoler le bruit inhérent à chaque région.

CHAPITRE I

ETUDE DU BRUIT PAR LA METHODE DE
MONTE CARLO DANS DU Si DEGENERE DE
TYPE n

I- ETUDE DU BRUIT PAR LA METHODE DE MONTE-CARLO DANS DU SILICIUM DEGENERERE VOLUMIQUE DE TYPE n

Cette étude sur la dégénérescence dans le Silicium de type n, a été réalisée lors d'un séjour de quatre mois à l'université de Modéna (Italie), sous la direction du professeur Lino Reggiani. Notre travail a consisté à introduire la dégénérescence dans un programme de type Monte-Carlo volumique et d'étudier son influence au niveau du bruit électronique.

Ce stage s'inscrit dans le cadre d'un contrat Européen Capital Humain et Mobilité et a été financé par ELEN (European Laboratory for Electronic Noise) à travers le contrat N° ERBCHRXCT920047.

I.1- METHODE DE MONTE-CARLO

I.1.1- CONCEPTS GENERAUX

La modélisation d'un composant nécessite la résolution autocohérente de l'équation de transport de Boltzmann et de l'équation de Poisson [1-3] associée à des conditions limites définissant le composant.

La méthode de Monte-Carlo permet la résolution de l'équation de transport de Boltzmann grâce à un processus stochastique, pour ce qui est de l'équation de Poisson nous expliciterons dans chaque chapitre la méthode utilisée suivant la dimension du modèle considéré. De plus, comme il s'agit d'un modèle microscopique il est possible d'isoler les effets de chaque mécanisme physique.

I.1.1.1- Principe de la méthode

Les électrons de la bande de conduction subissent au cours du temps, à la fois l'action extérieure du champ électrique et l'effet des interactions relatives à la présence du réseau cristallin et de ses défauts (impuretés ionisées). La description de leur comportement temporel nécessite la résolution de l'équation de transport de Boltzmann qui régit la distribution spatio-temporelle des porteurs présents dans la structure.

$$\frac{\partial f(\vec{r}, \vec{k}, t)}{\partial t} + v \frac{\partial f(\vec{r}, \vec{k}, t)}{\partial r} + \frac{q\vec{E}}{\hbar} \frac{\partial f(\vec{r}, \vec{k}, t)}{\partial k} = \left(\frac{\partial f(\vec{r}, \vec{k}, t)}{\partial t} \right)_{\text{Collisions}} \quad (\text{I.1})$$

Cette équation est décrite par la fonction de distribution $f(\vec{r}, \vec{k}, t)$. Les porteurs de charge peuvent être caractérisés par leur position dans l'espace réel r et par leur moment k à un temps t . Le terme de droite de l'équation (I.1) doit traduire toutes les interactions que peuvent subir les porteurs. La limite de validité de l'équation de Boltzmann correspond à l'apparition d'effets de transport quantique c'est à dire lorsque les dimensions géométriques sont de l'ordre de la longueur d'onde de De Broglie.

La méthode de Monte-Carlo pour l'étude du transport dans les semi-conducteurs consiste à suivre simultanément au cours du temps, l'évolution dans l'espace réciproque et dans l'espace réel, d'un ensemble de particules. Le mouvement d'une particule est constitué d'une suite de vols libres, entrecoupés d'interactions. Pendant les phases de vols libres, la particule ne subit que l'action déterministe extérieure du champ électrique. Ceci se traduit par une variation du vecteur d'onde telle que:

$$\frac{d\vec{k}}{dt} = \frac{q\vec{E}}{\hbar} \quad (\text{I.2})$$

q la charge électronique, \vec{E} le champ électrique et \hbar Constante de Planck réduite

De la structure de bande $\varepsilon(\vec{k})$ nous déduisons la vitesse:

$$\vec{v} = \frac{1}{\hbar} \frac{\partial \varepsilon(\vec{k})}{\partial \vec{k}} \quad (\text{I.3})$$

De la vitesse, nous connaissons la position à chaque instant grâce à l'intégration suivante:

$$\vec{r} = \vec{r}_0 + \int_0^t \vec{v}(t') dt' \quad (\text{I.4})$$

1.1.1.2- Interactions

Les interactions sont des phénomènes aléatoires décrits par des densités de probabilité

$S_i(\vec{k}, \vec{k}')$ de transition d'un état \vec{k} vers un état \vec{k}' pour le mécanisme d'interaction indicé i .

Leur effet aléatoire modifie le vecteur d'onde et aussi l'énergie dans le cas d'une interaction inélastique. Le caractère anisotrope ou isotrope de l'interaction est défini respectivement par la dépendance ou le comportement aléatoire du vecteur d'onde final par rapport au vecteur d'onde initial. Dans les simulations Monte-Carlo les interactions sont supposées instantanées.

Ces mécanismes peuvent être classés dans trois catégories différentes.

1.1.1.2.1- Interactions avec les défauts

La plus importante est l'interaction avec les impuretés ionisées, qui est de type coulombienne, élastique et anisotrope. Elle prédomine lorsque l'énergie du porteur est faible en particulier dans des conditions proches de l'équilibre thermodynamique où elle influe sur la mobilité du matériau. Son influence apparaît pour des concentrations d'impuretés de l'ordre de 10^{21} m^{-3} , elle est incluse dans le modèle Monte-Carlo par la méthode de Brooks-Hering [1] qui reste valable pour des dopages inférieurs à $5 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$.

La présence de nombreuses interactions sur impuretés ionisées altère la quantité de mouvement car une grande partie des porteurs est déviée de la direction du champ électrique d'un angle β qui augmente proportionnellement avec le dopage N_d .

1.1.1.2.2- Interactions avec le réseau

L'interaction du porteur libre avec le réseau cristallin crée l'émission ou l'absorption d'un phonon. Elle se divise en deux groupes, intra-vallée ou inter-vallée suivant que l'état final du porteur après interaction se situe dans la même vallée que l'état initial ou non.

Pour ces deux types d'interactions avec le réseau, l'interaction peut se produire avec des phonons acoustiques (élastique, isotrope, caractérisés par des vibrations des atomes voisins du réseau en phase) ou optique (inélastique, anisotrope, vibrations en opposition de phase).

I.1.1.2.3- Interaction électron-électron

Elle joue un rôle important dans tous les matériaux contenant des densités de porteurs libres supérieures à 10^{24} m^{-3} (semi-conducteur dégénéré), dans ce cas les porteurs étant très proches les uns des autres, ils interagissent entre eux à travers leur charge électrostatique.

Cette interaction peut être divisée en deux composantes "longue distance" et "courte distance" suivant l'intervalle existant entre deux électrons.

La composante "longue distance" se produit sur des distances plus grandes que celle correspondant à l'écrantage, elle implique une réponse collective du gaz électronique qui se manifeste communément par une oscillation du plasma.

La composante "courte distance" est la collision usuelle électron-électron, elle est élastique et conserve la quantité de mouvement. Cette contribution est assez difficile à inclure dans la procédure Monte-Carlo puisque la probabilité d'interaction dépend de la fonction de distribution qui est elle même la solution de la simulation.

Le comportement stochastique est caractérisé par la procédure de tirage au sort qui est inséré dans le modèle d'ou le nom de Monte-Carlo.

I.1.1.3- Discrétisation régulière du temps

Pour suivre l'évolution de l'ensemble des porteurs, il est nécessaire de calculer leurs positions dans les espaces réel et réciproque à chaque pas temporel dt [4]. Supposons que la durée du vol libre soit t_l et qu'il soit possible de calculer la position du porteur au temps t correspondant à une fraction t_1 du vol libre. Dans ce cas, la durée du vol libre se divise en deux parties on a $t_l = t_1 + t_2$, on calcule l'état du porteur à l'issue de t_1 , après cela on finit de simuler le temps t_2 du parcours libre restant qu'il a fallu mettre au préalable en mémoire. Il est aussi possible d'éviter de garder t_2 en mémoire en utilisant un nouveau nombre aléatoire afin de déterminer le temps restant pour le vol libre.

I.1.2- LE BRUIT MICROSCOPIQUE

La connaissance du bruit s'avère primordiale pour différentes raisons que nous allons développer.

Le bruit électronique est synonyme de fluctuations de courant ou de tension autour d'une valeur stationnaire. Son existence reflète la présence au niveau microscopique de nombreux degrés de liberté qui en étant moyennés conduisent à l'extraction d'une grandeur macroscopique mesurable.

Nous présentons sur la figure I.1 une classification schématique des différentes sources de bruit [5].

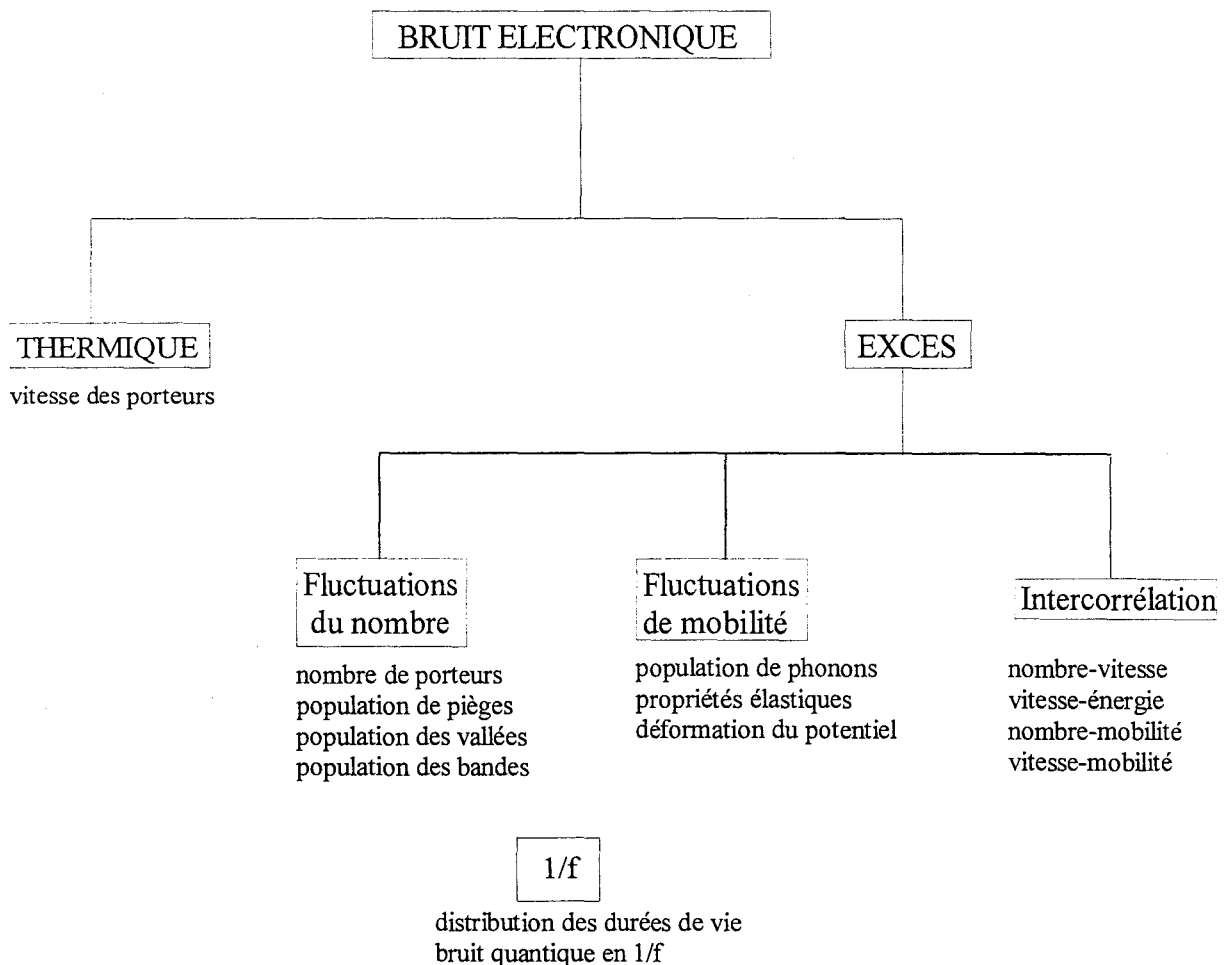


Fig.I.1- Représentation schématique des différentes sources microscopiques de bruit

Commentons brièvement ce schéma, pour les fluctuations du nombre de porteurs libres, plusieurs mécanismes reliés aux différents niveaux d'énergie présents dans le matériau sont possibles. Nous pouvons citer par exemple le bruit de génération-recombinaison lié à la capture et à l'émission de porteurs de la part des pièges [6]. Les fluctuations dues aux interactions intervalles entre minima équivalents et non équivalents de la bande de conduction produisent un bruit intervalle appelé aussi bruit de partition [7].

Bien que très souvent négligé, il existe aussi d'autres sources de bruit créées par l'intercorrélation entre plusieurs quantités fluctuantes. En effet, la présence d'un champ électrique permet le couplage entre les fluctuations du nombre de porteurs avec leur vitesse [8], ainsi qu'entre la vitesse et l'énergie. Cette liste n'est bien sûr pas exhaustive.

La spectroscopie (études des spectres fréquentiels de bruit) se révèle être une source d'information fiable afin de rechercher et de caractériser les propriétés de transport des matériaux semi-conducteurs (détection d'impuretés, de défauts, d'états d'interface etc...). Nous avons représenté sur la figure I.2 un exemple général de spectre de bruit en fonction de la fréquence.

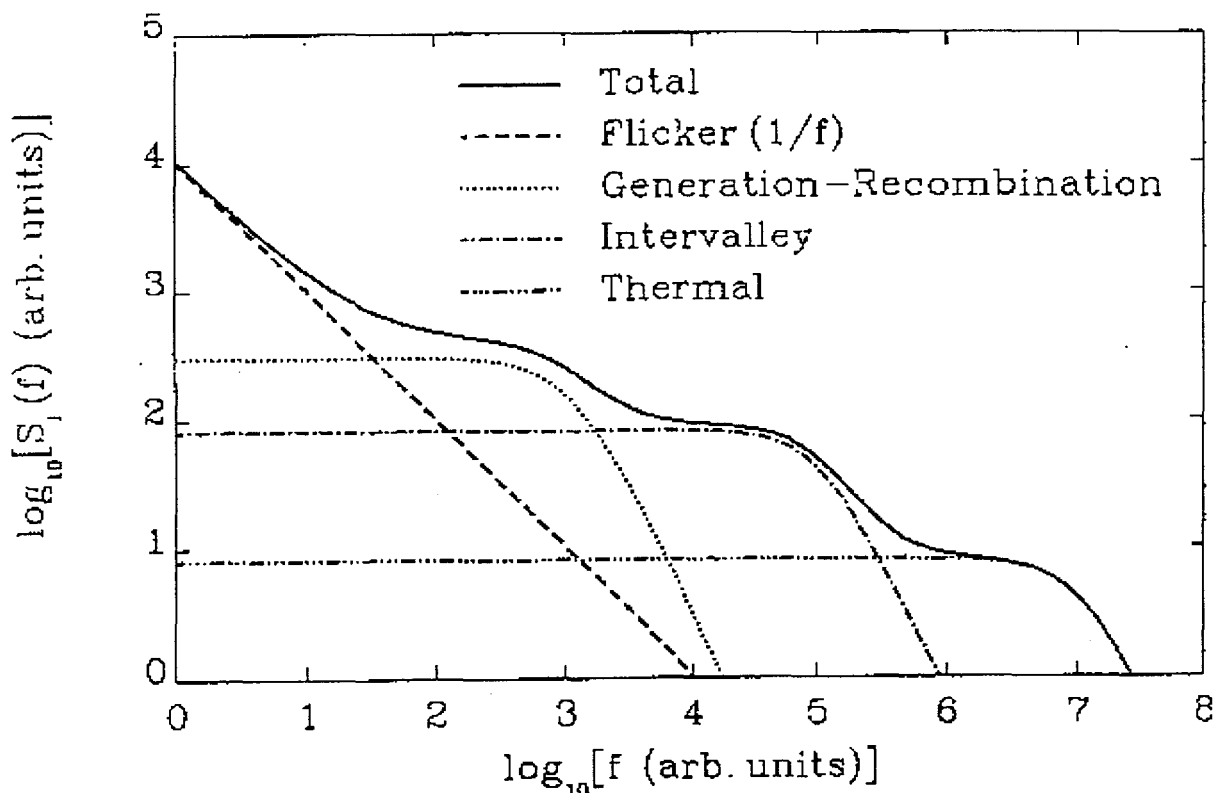


Fig.I.2- Exemple de spectre fréquentiel de bruit

I.2- QUELQUES GENERALITES SUR LES SEMI-CONDUCTEURS

I.2.1- INTRODUCTION

Beaucoup de structures semi-conductrices, telles que les HEMTs (High Electron Mobility Transistors) ou les HBTs (Heterojunction Bipolar Transistors), contiennent des régions à fortes concentrations de porteurs. La modélisation du transport électronique dans ce type de structures nécessite donc la prise en compte de:

- la dégénérescence
- l'interaction électron-électron
- l'interaction sur impuretés ionisées
- la réduction de la bande interdite

tous ces phénomènes physiques influencent à des degrés divers les caractéristiques de transport. Nous allons nous intéresser plus particulièrement dans ce chapitre aux effets liés à la dégénérescence.

I.2.2- DEGENERESCENCE

La dégénérescence est liée au principe d'exclusion de Pauli, qui ne permet pas d'avoir deux électrons (sauf si ils sont de spin opposé) sur le même état quantique.

La dégénérescence joue un rôle important dans tous les composants contenant des régions à fortes concentrations électroniques et/ou fonctionnant à basse température.

Après la première publication de Bosi et Jacoboni [9] traitant de la dégénérescence, plusieurs auteurs [10-13] ont étudié ce phénomène en l'insérant dans des programmes de types Monte-Carlo. Alors que le principal intérêt de leurs études concerne l'évolution de grandeurs du premier ordre (vitesse, énergie, fonction de distribution), le domaine relatif au bruit n'a à notre connaissance jamais été étudié. De ce fait, le but de notre travail est d'analyser les effets du principe d'exclusion de Pauli sur le bruit électronique, ceci en présence d'un champ électrique de grandeur arbitraire. Due à la présence de la dégénérescence la relation simple de Price [14]:

$$S_I(0) = \frac{4q^2 D \bar{N}}{L^2} \quad (I.5)$$

(q : charge électronique, D : coefficient de diffusion, \bar{N} : nombre moyen de porteurs libres, L : longueur de l'échantillon homogène)

reliant le bruit (lié à l'ensemble des porteurs) au coefficient de diffusion (lié intrinsèquement au porteur) n'est plus valable et de ce fait la modélisation du bruit électronique passe par le calcul des fonctions de corrélation de courant (ou de tension).

I.2.3- FONCTIONS DE DISTRIBUTION

Dans notre programme Monte-Carlo, afin de démarrer le processus itératif, il est nécessaire de connaître la fonction de distribution initiale. Les fonctions de distribution peuvent être définies de deux manières différentes suivant le niveau de dégénérescence du semi-conducteur.

Dans le cas général, la fonction de distribution est définie à l'équilibre thermodynamique par la statistique de Fermi-Dirac :

$$f(\varepsilon) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{\varepsilon - \varepsilon_f}{k_b T}\right)} \quad (I.6)$$

avec k_b constante de Boltzmann et ε_f le niveau de Fermi.

Remarque : L'origine des énergies est prise comme étant le bas de la bande de conduction.

I.2.3.1- Cas non dégénéré

$\varepsilon - \varepsilon_f \gg k_b T$, on peut négliger le 1 du dénominateur devant l'exponentielle et on utilise la statistique de Maxwell-Boltzmann; on obtient:

$$f(\varepsilon) = \exp\left(-\frac{\varepsilon - \varepsilon_f}{k_b T}\right) \quad (I.7)$$

La statistique de Maxwell-Boltzmann, à l'inverse de celle de Fermi-Dirac, traite le cas de particules discernables nous verrons par la suite que cette remarque à son importance lorsque nous calculerons les fonctions d'autocorrélation des fluctuations de vitesse dans le cas dégénéré.

I.2.3.2- Cas dégénéré

Si le dopage devient assez fort, le nombre de places disponibles à chaque niveau d'énergie de la bande de conduction est inférieur au nombre d'électrons susceptibles d'occuper ces places, on ne peut plus négliger le 1 devant l'exponentielle au dénominateur.

$\varepsilon - \varepsilon_f$ devient plus petit que $k_b T$, et on utilise alors la statistique de Fermi-Dirac :

$$f(\varepsilon) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{\varepsilon - \varepsilon_f}{k_b T}\right)}$$

I.2.4- DENSITE D'ETATS DANS LA BANDE DE CONDUCTION

Dans un cristal à trois dimensions, la densité d'états dans l'espace des \vec{k} est donné par l'expression suivante:

$$\rho(k) = \frac{2}{(2\pi)^3} \tag{I.8}$$

La densité d'états dans l'espace des énergies $\rho(\varepsilon)$ est obtenue en explicitant k en fonction de l'énergie à partir des courbes de dispersion, nous obtenons:

$$\varepsilon = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_c^*} \quad \text{bandes paraboliques (BP)} \tag{I.9}$$

et

$$\varepsilon(1 + \alpha\varepsilon) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_c^*} \quad \text{bandes non paraboliques (BNP)} \quad (\text{I.10})$$

(α coefficient de non parabolicité, m_c^* masse effective de fond de bande de l'électron)

La densité d'états étant constante dans l'espace des \vec{k} , le nombre d'états contenus dans la sphère de rayon k est donné par:

$$N = \rho(k).V_K = \frac{2}{(2\pi)^3} \frac{4}{3} \pi k^3 \quad (\text{I.11})$$

ou en explicitant le vecteur \vec{k} en fonction de l'énergie:

$$N = \frac{2}{(2\pi)^3} \frac{4}{3} \pi \left(\frac{2m_c^* \varepsilon}{\hbar^2} \right)^{3/2} \quad (\text{BP}) \quad (\text{I.12})$$

et

$$N = \frac{2}{(2\pi)^3} \frac{4}{3} \pi \left(\frac{2m_c^* \varepsilon(1 + \alpha\varepsilon)}{\hbar^2} \right)^{3/2} \quad (\text{BNP}) \quad (\text{I.13})$$

la densité d'états par unité d'énergie est donnée par la dérivée $N_c(\varepsilon) = \frac{dN}{d\varepsilon}$:

$$N_c(\varepsilon) = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m_c^*}{\hbar^2} \right)^{3/2} \varepsilon^{1/2} \quad (\text{BP}) \quad (\text{I.14})$$

et

$$N_c(\varepsilon) = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m_c^*}{\hbar^2} \right)^{3/2} (1 + 2\alpha\varepsilon)(\varepsilon + \alpha\varepsilon^2)^{1/2} \quad (\text{BNP}) \quad (\text{I.15})$$

Les résultats des équations I.14 et I.15 nous serviront ultérieurement pour la détermination du niveau de Fermi dans les cas paraboliques et non paraboliques.

I.2.5-NIVEAU DE FERMI

I.2.5.1- Définition

Le modèle des bandes d'énergie permet de décrire les solides à l'équilibre thermodynamique et d'en prévoir leur comportement électrique. Les lois de la mécanique quantique, appliquées aux électrons dans un solide, permettent de montrer que les niveaux d'énergie γ sont si proches les uns des autres qu'ils se regroupent en bande d'énergie. A l'intérieur de ces bandes, on peut admettre une distribution continue des niveaux d'énergie avec une bande interdite entre deux bandes d'énergie possibles.

Le niveau de Fermi est le niveau d'énergie qui a une probabilité d'occupation de 50 % dans un système à l'équilibre thermodynamique. De façon plus rigoureuse, le niveau de Fermi correspond au potentiel électrochimique ou au travail de sortie des électrons dans le solide. Ainsi à la température du zéro absolu, tous les états d'énergie situés au-dessous du niveau de Fermi sont occupés, tous les états au-dessus sont vides. En d'autres termes le niveau de Fermi délimite dans le système les états occupés et les états vides.

A 0K, les électrons remplissent une région de l'espace \vec{k} appelé sphère de Fermi. Le rayon de cette sphère \vec{k}_f (vecteur d'onde de Fermi) est relié à la concentration électronique n par:

$$|\vec{k}_f| = (3\pi^2 n)^{1/3} \quad (\text{Cas de bandes paraboliques}) \quad (\text{I.16})$$

Lorsque la température augmente, les électrons sortent de la sphère de Fermi, se déplacent dans des états préalablement vacants, permettant ainsi la génération d'un courant. Dans les métaux, seuls les électrons situés à $k_b T_a$ (avec T_a la température ambiante) du niveau de Fermi peuvent subir des collisions et prendre part au processus de conduction. Des effets similaires apparaissent donc dans des semi-conducteurs dégénérés, c'est à dire lorsque le niveau de Fermi passe dans la bande de conduction. Dans le Silicium, ceci se produit pour une concentration électronique supérieure à $5 \times 10^{25} \text{ m}^{-3}$.

En conclusion, le principe d'exclusion de Pauli influence les propriétés de transport des semi-conducteurs dégénérés en limitant le nombre de bandes d'énergie disponibles lors des transitions électroniques.

1.2.5.2- Calcul de l'énergie de Fermi pour un gaz électronique dégénéré à 0 K

Le nombre d'électrons d'énergie ε dans le semi-conducteur est donné par le produit de la densité d'états par la fonction de distribution.

Ainsi la densité totale d'électron dans la bande de conduction est donnée par:

$$n = \int_0^{\varepsilon_f} f(\varepsilon) N_c(\varepsilon) d\varepsilon \quad (I.17)$$

1.2.5.2.1- Bandes Paraboliques

De la formule (I.17), nous en déduisons:

$$n = \int_0^{\varepsilon_f} \frac{2^{1/2} m_c^{*3/2}}{\pi^2 \hbar^3} \varepsilon^{1/2} d\varepsilon \quad (I.18)$$

$$\text{Posons } C = \frac{2^{1/2} m_c^{*3/2}}{\pi^2 \hbar^3}$$

Si le semi-conducteur est à gap indirect, la bande de conduction est multivallée et anisotrope, avec plusieurs minima équivalents situés en différents points de la zone de Brillouin. Considérons l'un quelconque de ces minima, centré en k_o différent de 0. Les surfaces d'énergie constante au voisinage de k_o sont des ellipsoïdes qui, pour des raisons de symétrie, sont de révolution autour de l'axe portant le point k_o [15].

La masse effective de densité d'états est définie par:

$$m_c^* = (m_l^* m_t^{*2})^{1/3} \quad (I.19)$$

avec m_l^* est appelé masse effective longitudinale et m_t^* masse effective transverse.

Pour le Silicium, $m_l^* = 0.916 \times m_0$ et $m_t^* = 0.191 \times m_0$ donc $m_c^* = 0.32 \times m_0$.

De l'expression (I.18) nous déduisons ε_f :

$$\varepsilon_f = \left(\frac{3n}{2C}\right)^{\frac{2}{3}} \quad (I.20)$$

Pour une concentration électronique de $n = 10^{27} \text{ m}^{-3}$, $\varepsilon_f = 1.14 \text{ eV}$.

Remarque: Nous obtenons la même valeur de ε_f avec la formule (I.16).

I.2.5.2.2- Bandes Non Paraboliques

De la même manière nous obtenons à partir de (I.17):

$$n = \int_0^{\varepsilon_f} C\varepsilon^{\frac{1}{2}}(1 + \alpha\varepsilon)^{\frac{1}{2}}(1 + 2\alpha\varepsilon)d\varepsilon \quad (I.21)$$

$$n = C\frac{2}{3}\varepsilon_f^{\frac{3}{2}}(1 + \alpha\varepsilon_f)^{\frac{3}{2}} \quad (I.22)$$

nous devons résoudre l'équation du second degré suivante:

$$\alpha\varepsilon_f^2 + \varepsilon_f - \left(\frac{3n}{2C}\right)^{\frac{2}{3}} = 0 \quad (I.23)$$

Les deux solutions de cette équation sont pour une concentration électronique de $n = 10^{27} \text{ m}^{-3}$ $\varepsilon_f = 0.81 \text{ eV}$ et $\varepsilon_f = -2.81 \text{ eV}$, seule la valeur positive a un sens physique puisque nous sommes dans un gaz dégénéré.

I.2.6- ENERGIE MOYENNE

I.2.6.1-Définition

Considérons la population d'électrons libres dans un semi-conducteur non dégénéré. Le nombre d'électrons est faible devant le nombre de niveaux d'énergie disponibles de sorte qu'ils constituent un système dilué, qui par conséquent se comporte comme un gaz parfait.

L'énergie moyenne par électron est donnée par:

$$\langle \varepsilon \rangle = \frac{3}{2} k_b T_e \quad (I.24)$$

avec T_e la température électronique.

Pour le cas du semi-conducteur dégénéré, l'énergie moyenne du gaz électronique à 0K est définie par la formule suivante:

$$\langle \varepsilon \rangle = \frac{\int_0^{\varepsilon_f} f(\varepsilon) N_c(\varepsilon) \varepsilon d\varepsilon}{\int_0^{\varepsilon_f} f(\varepsilon) N_c(\varepsilon) d\varepsilon} \quad (I.25)$$

$f(\varepsilon)$ est égale à l'unité puisque les bornes de l'intégrale sont comprises entre 0 et ε_f .

1.2.6.2- Calcul de l'énergie moyenne pour un gaz électronique dégénéré à 0 K

1.2.6.2.1- Bandes Paraboliques

En appliquant (I.25) au cas de bandes paraboliques on obtient:

$$\langle \varepsilon \rangle = \frac{\int_0^{\varepsilon_f} \varepsilon^{\frac{3}{2}} d\varepsilon}{\int_0^{\varepsilon_f} \varepsilon^{\frac{1}{2}} d\varepsilon} = \frac{3}{5} \varepsilon_f \quad (I.26)$$

Nous pouvons remarquer qu'en présence de la dégénérescence l'énergie moyenne est maintenant relié au niveau de Fermi et non plus à $k_b T_e$.

Pour une concentration électronique de $n = 10^{27} \text{ m}^{-3}$ nous avons trouvé au paragraphe précédent $\varepsilon_f = 1.14 \text{ eV}$, soit une énergie moyenne électronique de 0.68 eV .

I.2.6.2.2- Bandes Non Paraboliques

En tenant compte de la non parabolicité des bandes, l'expression de l'énergie moyenne pour chaque électron est issue de (I.26):

$$\langle \varepsilon \rangle = \frac{\int_0^{\varepsilon_f} (1 + 2\alpha\varepsilon)(1 + \alpha\varepsilon)^{1/2} \varepsilon^{3/2} d\varepsilon}{\int_0^{\varepsilon_f} (1 + 2\alpha\varepsilon)(1 + \alpha\varepsilon)^{1/2} \varepsilon^{1/2} d\varepsilon} = \frac{N}{D} \quad (\text{I.27})$$

en développant le numérateur de l'équation (I.28) nous avons:

$$N = \int_0^{\varepsilon_f} (1 + \alpha\varepsilon_f)^{1/2} \varepsilon^{3/2} d\varepsilon + \int_0^{\varepsilon_f} 2\alpha\varepsilon^{5/2} (1 + \alpha\varepsilon)^{1/2} d\varepsilon \quad (\text{I.28})$$

d'après l'équation (I.23) nous obtenons pour le dénominateur de (I.28):

$$D = \frac{2}{3} \varepsilon_f^{3/2} (1 + \alpha\varepsilon_f)^{3/2} = \frac{2}{3\alpha^{3/2}} \left[\alpha\varepsilon_f + (\alpha\varepsilon_f)^2 \right]^{3/2} \quad (\text{I.29})$$

nous trouvons en posant $X = \alpha\varepsilon_f$ comme variable intermédiaire:

$$\langle \varepsilon \rangle = \frac{\left[-\frac{(X + X^2)^{3/2}}{12} + \frac{(2X + 1)(X + X^2)^{1/2}}{32} - \frac{\ln(2X^2 + 4X + 1)}{64} + \frac{X(X^2 + X)^{3/2}}{2} \right]}{\left(\frac{2\alpha}{3} \right) [X + X^2]^{3/2}} \quad (\text{I.30})$$

Avec un coefficient de non parabolicité $\alpha = 0.5$ et un niveau de Fermi valant 0.81 eV (cf I.2.5.2.2) nous obtenons 0.54 eV pour l'énergie moyenne à $0K$ ($n = 10^{27} \text{ m}^{-3}$).

I.3- INTRODUCTION DE LA DEGENERESCENCE DANS MONTE-CARLO

I.3.1- METHODOLOGIE

La probabilité de la transition électronique d'un état \vec{k} vers un état \vec{k}' est en général proportionnelle à la probabilité $f(\vec{k})$ que l'état initial soit occupé et à la probabilité $[1 - f(\vec{k}')]$ que l'état final soit disponible. De ce fait, le taux d'interaction de \vec{k} vers \vec{k}' est:

$$P_i(\vec{k}, \vec{k}') = S_i(\vec{k}, \vec{k}') f(\vec{k}) [1 - f(\vec{k}')] \quad (\text{I.31})$$

avec $S_i(\vec{k}, \vec{k}')$ la probabilité de transition calculée grâce à la règle d'or de Fermi.

Le programme Monte-Carlo standard utilise toujours l'approximation $f(\vec{k}') = 0$, ce qui revient à considérer l'état final comme étant toujours disponible. Cette méthode dite "classique" n'est en fait applicable que dans le cas de matériau non dégénéré, ou l'effet du principe de Pauli est négligeable. Le principal problème lorsque l'on travaille avec $P(\vec{k}, \vec{k}')$ dans les algorithmes Monte-Carlo réside dans le fait que $f(\vec{k}')$ est à priori inconnu.

I.3.2- DIFFERENTES APPROCHES

Pour tenir compte de la dégénérescence deux méthodes sont jusqu'à présent possibles. La première qui est la plus précise, a été proposée par Lugli et Ferry suivant le concept basé sur la technique de réjection mis au point en 1976 par Bosi et Jacoboni. C'est cette méthode que nous allons à présent détailler car c'est celle que nous avons insérée dans notre programme Monte-Carlo volumique.

I.3.2.1- Approche de Lugli-Ferry [10]

Comme nous l'avons signalé précédemment, au moment de la sélection du type d'interaction, l'état final de la transition \vec{k}' n'est pas encore connu. Le principe d'exclusion de Pauli doit être alors négligé pour la détermination de la longueur du vol libre ainsi que pour le choix du mécanisme d'interaction mis en jeu.

Une fois l'état final sélectionné, \vec{k}' est connu de la simulation et un nombre aléatoire compris entre 0 et 1 est utilisé afin d'accepter ou de rejeter la transition. Comme la procédure est itérative, un état stationnaire sera atteint, avec une probabilité de transition dans l'état \vec{k}' qui est proportionnelle à l'occupation de ce même état.

Nous allons maintenant décrire en détail l'algorithme de calcul basé sur la technique de réjection, le point le plus délicat concerne la normalisation de la fonction de distribution $f(\vec{k})$. Soit N le nombre d'électrons simulés et n la concentration électronique réelle, le volume effectif V (dans l'espace réel) occupé par les N particules est:

$$V = \frac{N}{n} \quad (\text{I.32})$$

La densité d'états de vecteur d'onde (avec un spin) dans l'espace \vec{k} est définie par:

$$\frac{V}{(2\pi)^3} \quad (\text{I.33})$$

L'espace \vec{k} est divisé en cellules suivant une symétrie cylindrique (gain d'espace mémoire) afin d'évaluer numériquement la fonction de distribution $f(\vec{k})$. Le taux d'occupation de chaque cellule est répertorié à l'issue de tous les vols libres (lorsqu'un champ électrique est appliqué) et également après une interaction "réelle", car en cas d'auto-interaction la position de l'électron reste la même (vecteur d'onde \vec{k} inchangé).

La fonction de distribution normalisée $f_c(\vec{k})$ est définie par le rapport entre le nombre d'électrons de chaque cellule $N(i)$ et le nombre maximal d'électrons que cette même cellule puisse contenir $N_{\max}(i)$.

Nous avons:

$$N_{\max}(i) = \frac{2\pi\Delta k_z \left[(i\Delta k_p)^2 - ((i-1)\Delta k_p)^2 \right]}{8\pi^3 n} N \quad (\text{I.34})$$

avec Δk_p et Δk_z les discrétisations respectives des axes k_p (direction perpendiculaire au champ électrique) et k_z (direction parallèle au champ électrique).

Il faut signaler que la plus petite cellule $N_{\max}(1)$ doit au moins contenir une particule, et que la précision statistique est directement proportionnelle à $N_{\max}(i)$ (erreur d'arrondi).

Lorsqu'une interaction se produit au cours de la simulation, la cellule "c", contenant l'état final est sélectionnée. La fonction de distribution normalisée f_c , correspondant à cette cellule, est comparée avec un nombre aléatoire "r" choisi entre 0 et 1.

Si $r > f_c$, la transition est acceptée et on ajoute un électron dans la cellule c. En revanche si $r < f_c$, l'interaction est traitée comme une auto-interaction supplémentaire, le vecteur d'onde ne change pas. Cette procédure est répétée pour chaque interaction, nous obtenons ainsi une fonction de distribution macroscopique représentant le taux d'occupation de l'ensemble des cellules.

Bien que cette technique nécessite un espace mémoire conséquent, elle fournit avec précision (discrétisation "fine" de l'espace \vec{k}) l'évolution temporelle de la fonction de distribution d'un matériau dégénéré.

1.3.2.2- Approche de Fischetti et Laux [11]

Cette approche bien qu'approximative est largement utilisée dans la littérature lorsqu'il est question de traiter le cas de composants contenant des régions dégénérées spatialement non homogènes. En effet, en considérant l'approche précédente proposée par Lugli-Ferry, il serait nécessaire de tabuler les diverses fonctions de distribution relatives aux différentes concentrations, ce qui représenterait un stockage de données considérables.

Leur méthode est basée sur l'hypothèse suivante:

- Dans les régions dégénérées contenant par conséquent une densité de charges électroniques importante le champ électrique est faible et l'on peut négliger l'échauffement des porteurs [13].

De ce fait, la fonction de distribution est approximée par:

$$f_{app}(\varepsilon, r, t) \approx \frac{1}{1 + \exp\left[\frac{\varepsilon - \varepsilon_f(r, t)}{k_b T_e}\right]} \quad (I.35)$$

avec $\varepsilon_f(r, t)$ niveau de Fermi à la position r et au temps t obtenu de manière autocohérente par la simulation.

Ensuite chaque transition électronique est réjectée si l'état final \vec{k}' sélectionné après interaction est tel que:

$$1 - f_{app}[\varepsilon(\vec{k}'), r, t] \leq \xi \quad (I.36)$$

ou ξ est un nombre aléatoire compris dans l'intervalle $[0,1]$.

De cette manière on peut tenir compte du principe d'exclusion de Pauli dans la simulation de composants. Les erreurs les plus importantes sont commises dans les régions où les porteurs sont chauds, toutefois les densités électroniques de ces régions sont généralement faibles et la dégénérescence n'y joue pas un rôle prépondérant.

En conclusion, cette méthode est numériquement plus simple à employer lorsque l'on traite le cas de composants. Néanmoins, elle reste approximative car l'on ne connaît pas à priori la température électronique à injecter dans la fonction de distribution.

I.4- ETUDE DU BRUIT DANS LE SILICIUM DE TYPE n

I.4.1- MODELE MONTE-CARLO VOLUMIQUE

Comme modèle pour le matériau, nous avons étudié le Silicium de type n en volume (Bulk), en considérant une bande sphérique équivalente (parabolique et non parabolique).

Afin de mieux définir l'influence de la dégénérescence, nous n'avons tenu compte que des interactions avec le réseau, par conséquent les interactions sur impuretés ionisées ainsi que les interactions coulombiennes électron-électron ont été négligées lors de la simulation.

Ce programme, en l'absence de la dégénérescence, reproduit parfaitement les grandeurs de premier ordre telles que la vitesse et l'énergie ainsi que les fonctions de corrélation (grandeurs de second ordre) liées à leurs fluctuations [5]. Le champ électrique est appliqué dans la direction cristallographique $\langle 111 \rangle$ et la température du réseau a été fixée à 300 K pour toutes les simulations.

L'équation de Poisson n'a pas à être résolue puisque nous travaillons dans un matériau en volume, le champ électrique est donc constant dans l'espace réel et en fonction du temps. Les valeurs de champ électrique appliquées sont très importantes afin d'obtenir le sens de variation des différentes grandeurs considérées. Toutefois, bien que des valeurs de quelques centaines de kV/cm puissent être atteintes dans les régions situées sous la grille d'un transistor, nous avons négligé dans la simulation les phénomènes d'ionisation par chocs.

En suivant l'approche proposée par Lugli-Ferry (I.2.2.1), l'algorithme tenant compte de dégénérescence a été inclus dans le programme existant, nous présentons le synoptique général sur la figure I.3. La présence de la dégénérescence conduit à une réduction conséquente du taux d'interaction, en régime stationnaire nous avons environ 80 % d'auto-interaction pour 20 % d'interactions réelles.

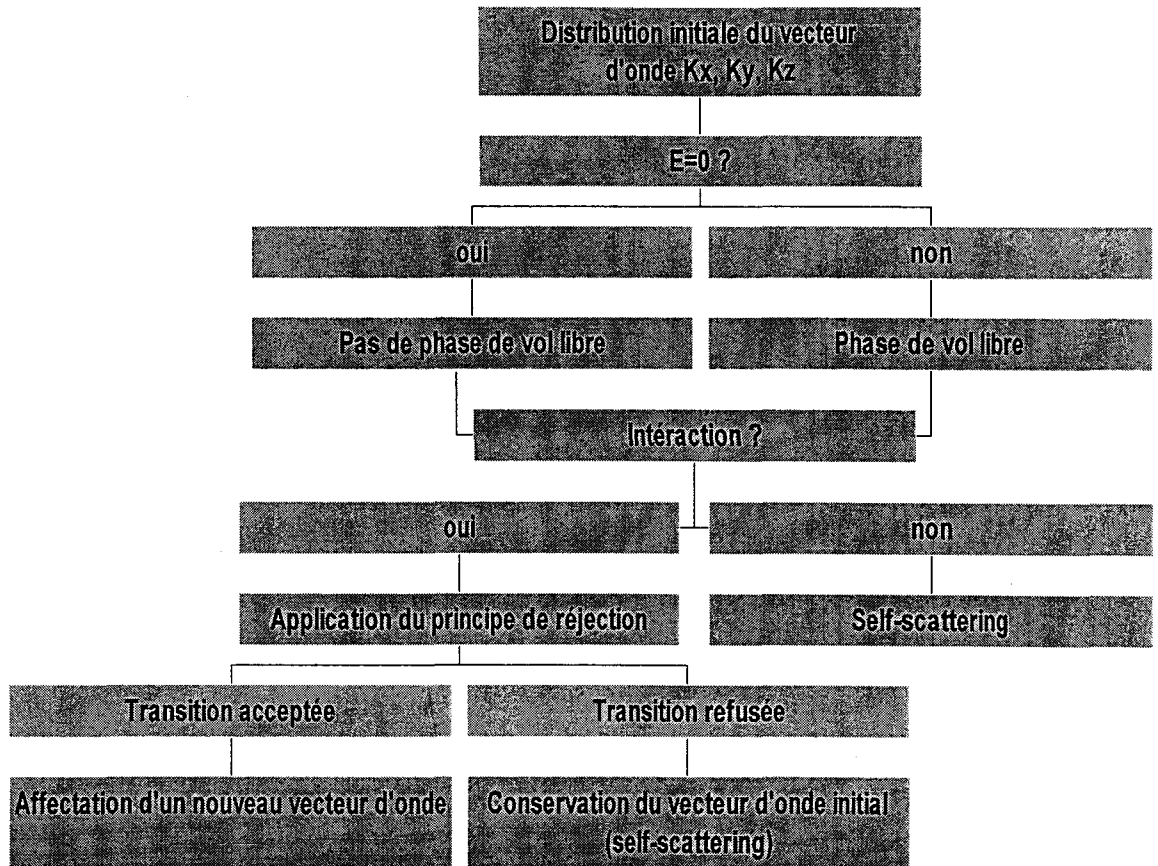


Fig.I.3- Synoptique simplifié Monte-Carlo avec technique de réjection

L'espace \vec{k} a été discrétisé suivant une symétrie cylindrique en prenant 25 cellules $\Delta k_p = 1.7 \times 10^8 \text{ m}^{-1}$ dans la direction perpendiculaire au champ électrique. Dans la direction du champ, nous prenons 77 ou 107 cellules $\Delta k_z = 1.3 \times 10^8 \text{ m}^{-1}$ en fonction du module de \vec{E} .

Nous simulons entre 10^4 et 3×10^4 électrons suivant la discrétisation considérée, avec un pas dt de 1 fs ceci durant 0.2 ns afin d'obtenir une précision acceptable sur les fonctions d'autocorrélation.

Pour mettre clairement en évidence les effets de la dégénérescence, nous avons procédé à l'étude complète du cas $n = 10^{27} \text{ m}^{-3}$ ce qui correspond respectivement à un niveau de Fermi de 0.81 et 1.14 eV pour les cas de bandes non paraboliques et paraboliques.

I.4.2- FONCTION DE DISTRIBUTION

I.4.2.1- Evolution temporelle

Comme nous l'avons vu au I.2.3, lorsque la concentration électronique devient importante on doit utiliser la statistique de Fermi-Dirac. Dans notre programme, l'énergie est initialement distribuée suivant une Maxwellienne à l'équilibre thermodynamique. Le résultat final (régime stationnaire) concernant la fonction de distribution est indépendant de la distribution initiale. Toutefois, pour diminuer considérablement le temps de calcul du régime transitoire, on initialise les porteurs avec une distribution plus proche de la distribution de Fermi-Dirac. Pour cela on injecte une température $T = 80 \times T_0$ (avec T_0 la température du réseau) dans cette distribution énergétique, on obtient un système d'électrons chauds (accumulation d'électrons dans les zones de fortes énergies) qui en se relaxant permet l'obtention d'une fonction de distribution de Fermi-Dirac. Le gaz électronique atteint cet état stationnaire grâce à l'émission de phonons.

Sur les figures I.4-5-6, nous avons représenté l'évolution temporelle de la fonction de distribution à l'équilibre thermodynamique ($n = 10^{27} \text{ m}^{-3}$). On peut constater que quelques centaines de pas de simulation (1 à 2 ps) suffisent pour atteindre un état stationnaire, la fonction de distribution est alors égale à l'unité dans les régions de faibles énergies.

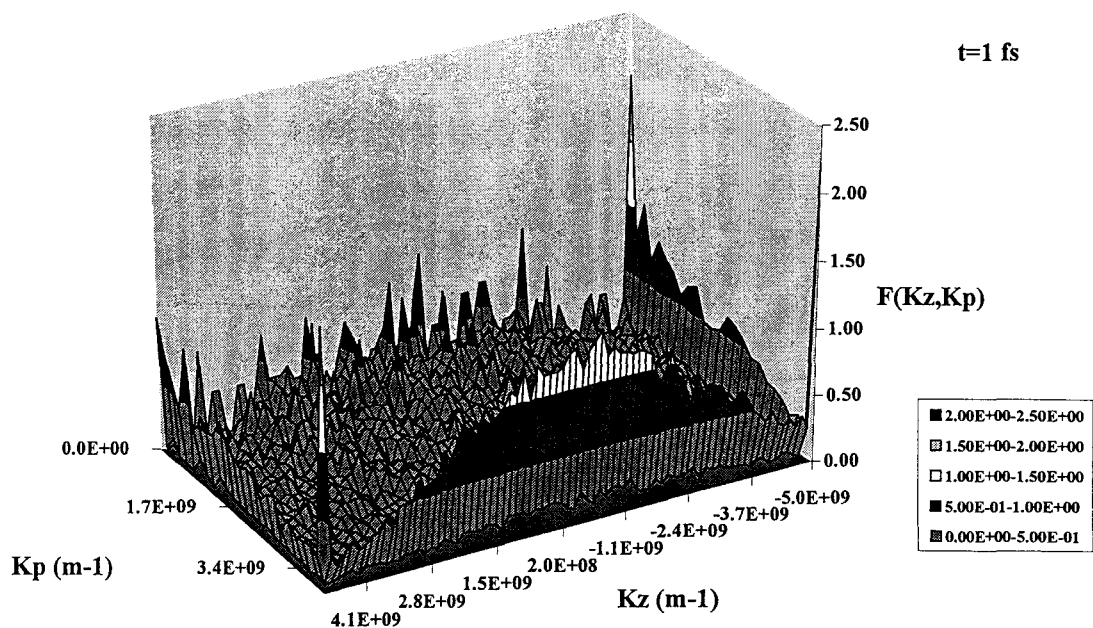


Fig.I.4- Fonction de Distribution à l'équilibre thermodynamique (t=1 fs)

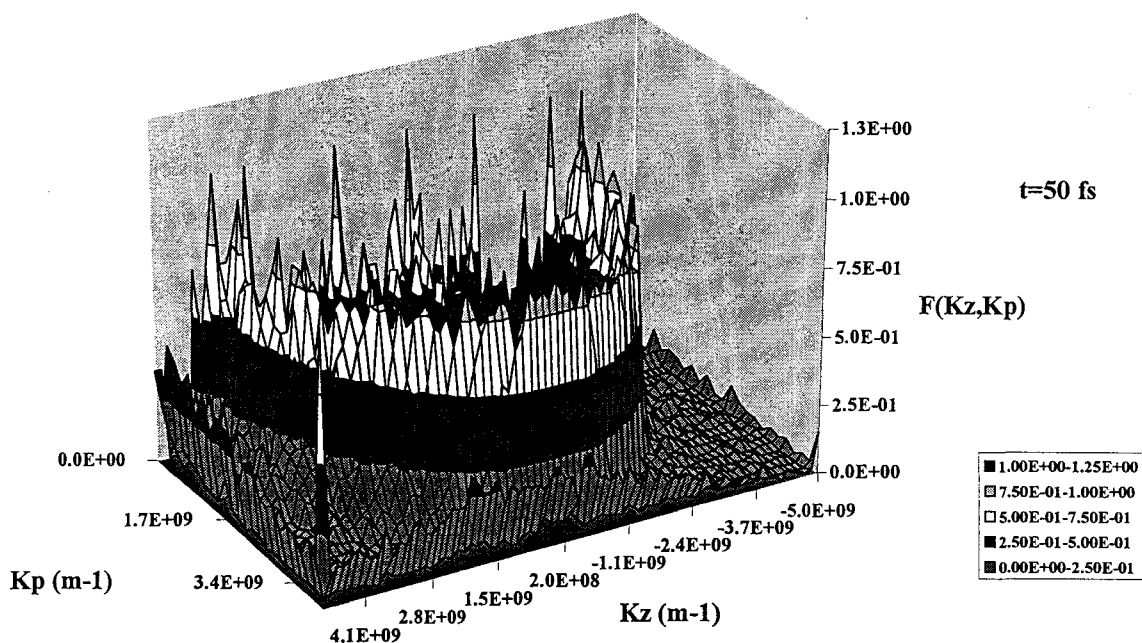


Fig.I.5- Fonction de Distribution à l'équilibre thermodynamique (t=50 fs)

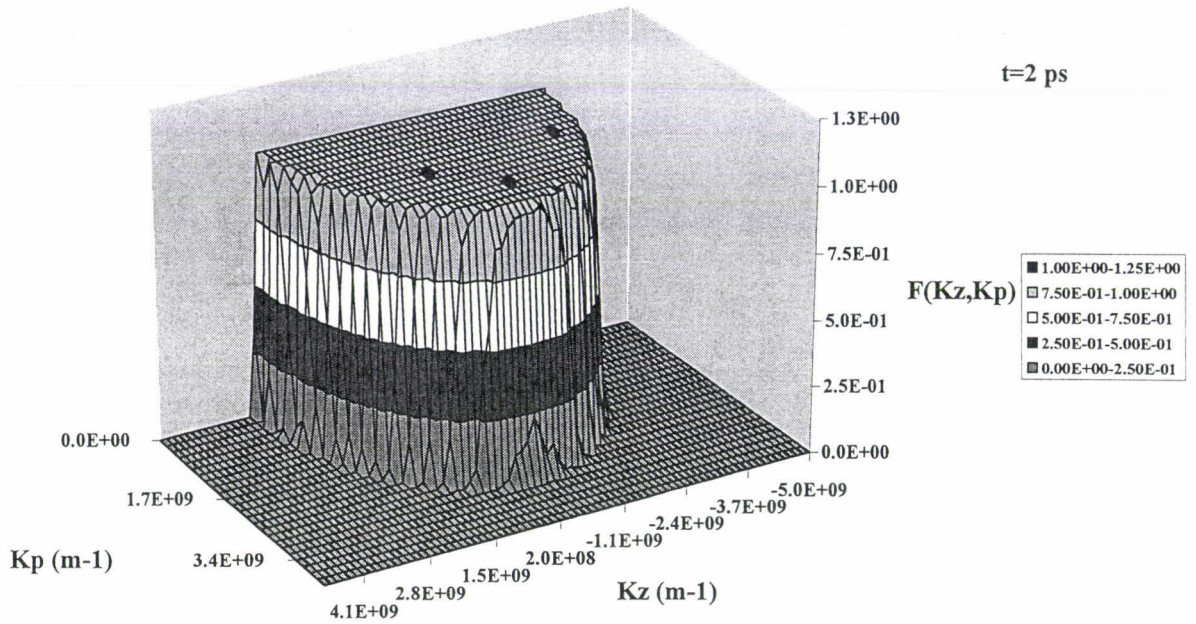


Fig.I.6- Fonction de Distribution à l'équilibre thermodynamique issue du programme (t=2 ps)

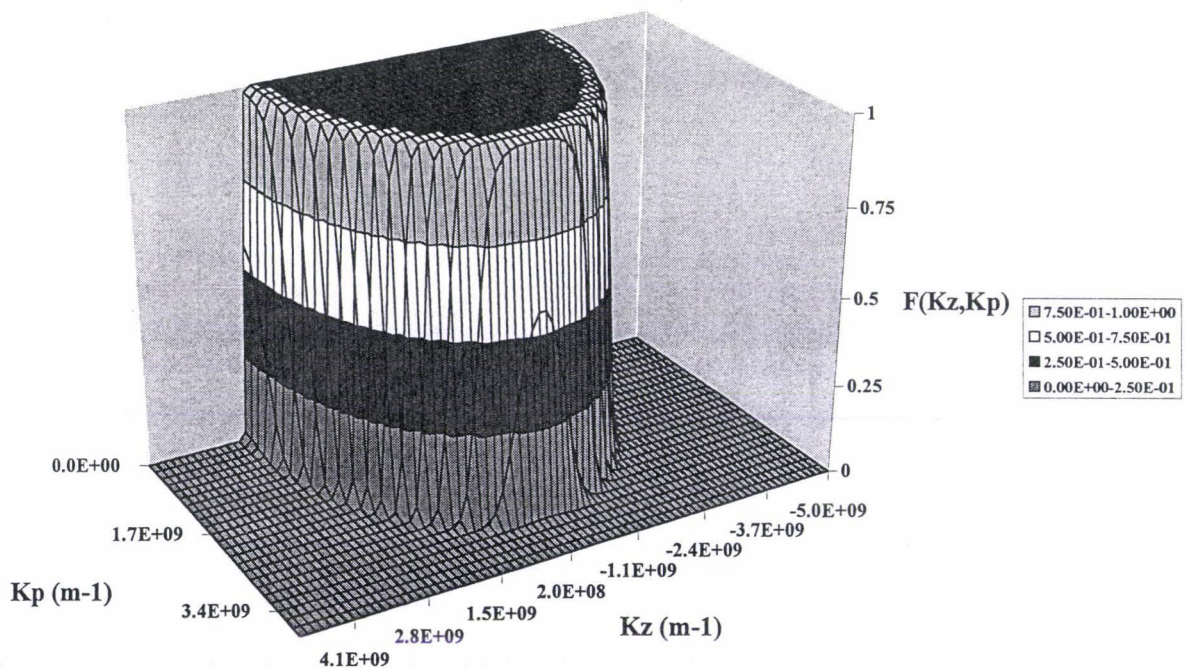


Fig.I.7- Fonction de Distribution théorique de Fermi-Dirac à l'équilibre thermodynamique

Sur la figure I.7, nous avons tracé la fonction de distribution de Fermi-Dirac théorique, on observe un excellent accord entre les figures I.6 et I.7 ce qui nous permet de valider l'hypothèse concernant la distribution initiale ("Maxwellienne chaude").

Pour mettre en évidence l'importance du principe d'exclusion de Pauli, nous avons représenté sur la figure I.8 la fonction de distribution avec les mêmes paramètres de simulation mais en négligeant la dégénérescence. Cela nous permet de comparer les résultats obtenus avec une statistique de Fermi-Dirac et une statistique de Maxwell-Boltzmann. En effet, on atteint dans les zones de faibles énergies un taux d'occupation proche de 350 (électrons par niveau d'énergie) ce qui n'est théoriquement pas acceptable, d'ou la nécessité de prendre en compte le principe d'exclusion de Pauli.

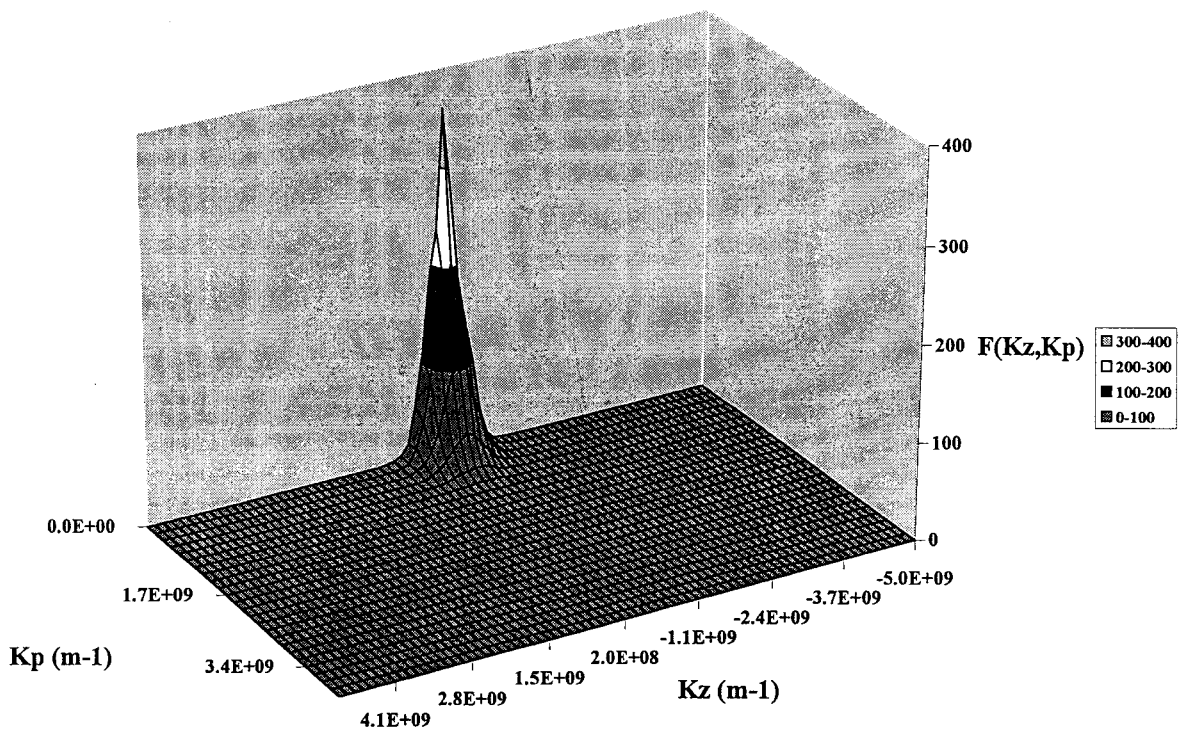


Fig.I.8- Fonction de Distribution issue du programme en négligeant la dégénérescence

I.4.2.2- Evolution en fonction du champ électrique

Les effets de la dégénérescence sont surtout importants dans les régions où les densités électroniques sont le plus élevées. Par conséquent, dans ces zones le champ électrique est faible et l'on est proche des conditions de l'équilibre thermodynamique. Lorsqu'on applique un champ électrique, les électrons s'échauffent et atteignent les niveaux d'énergies supérieurs ce qui réduit implicitement l'influence de la dégénérescence.

C'est ce que l'on peut observer sur les figures I.9-10 où nous avons tracé les fonctions de distribution pour des champs électriques de 20 et 200 kV/cm. Le champ électrique permet de cette manière aux électrons d'occuper des niveaux d'énergie qui leurs sont normalement interdits, et si l'interaction suivant ce vol libre est une auto-interaction l'électron reste figé dans une cellule qui était préalablement occupée.

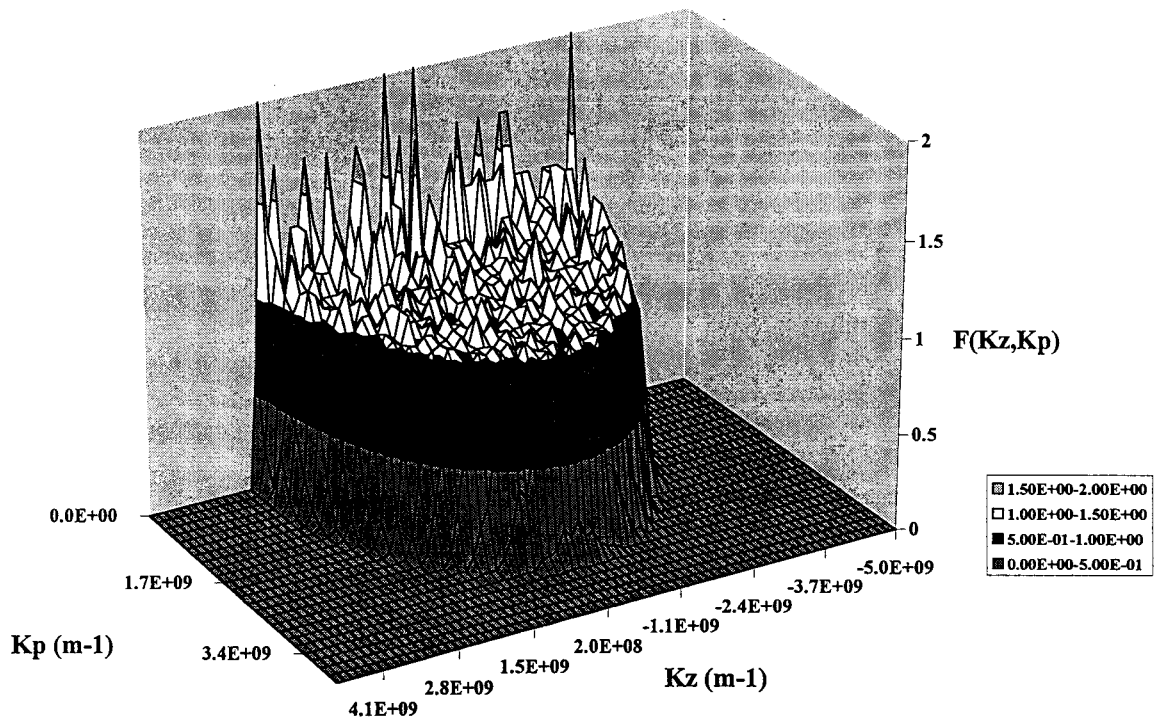


Fig.I.9- Fonction de Distribution issue du programme pour un champ électrique de 20 kV/cm

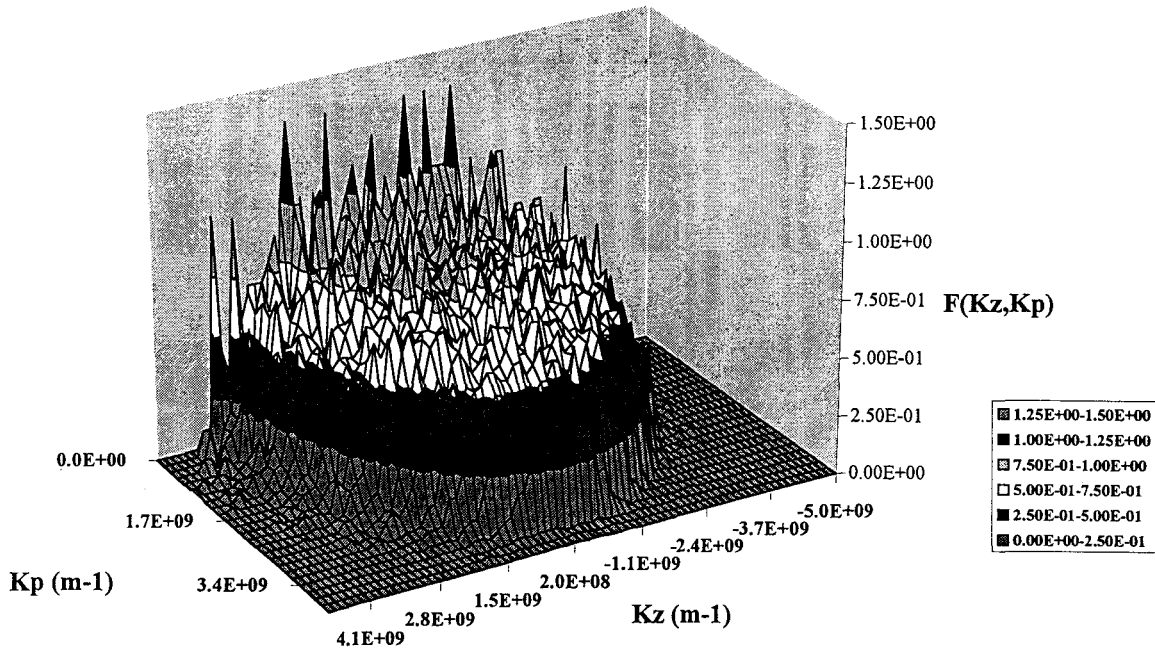


Fig.I.10- Fonction de Distribution issue du programme pour un champ électrique de 200 kV/cm

On note également en comparant les figures I.9-10 que les fonctions de distribution ont tendance à se déplacer dans le sens du champ électrique appliqué. Il est important de rappeler que les valeurs de champs électriques ont été choisies arbitrairement dans le but de donner une idée du sens de variation. On remarque sur les Fig.I.9-10 la présence de pics supérieurs à 1 dans la fonction de distribution, ceci est dû au fait que le principe de réjection pour la phase de vol libre a été négligé pour des raisons de temps calcul prohibitif.

Afin de mettre en évidence ce résultat nous avons illustré sur la figure I.11 l'évolution de la fonction de distribution suivant la direction k_z en fonction du champ électrique. Cette courbe est tracée en unité arbitraire pour l'axe des ordonnées. Le champ fait subir une translation à $F(K_z)$ et l'on constate un élargissement de la base de cette fonction avec l'augmentation de l'intensité de \vec{E} . Ceci traduit le passage des électrons dans les régions de hautes énergies et indique la fin de la dégénérescence.

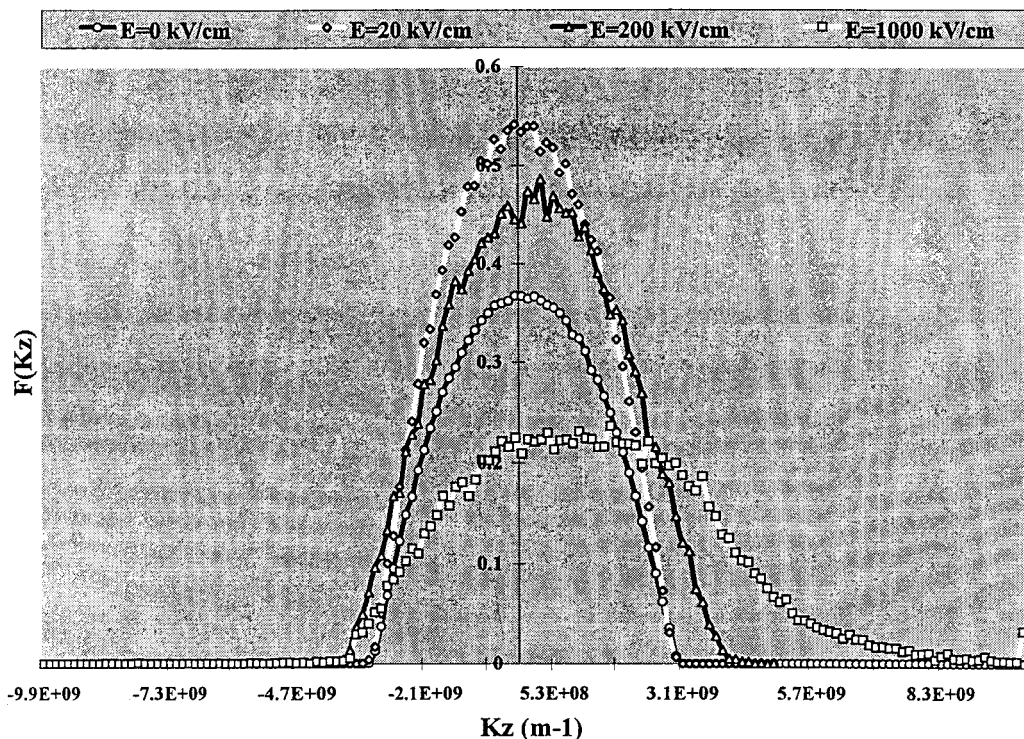


Fig.I.11- Evolution de $F(Kz)$ en fonction du champ électrique

I.4.3- VITESSE ET ENERGIE

La dépendance des grandeurs du premier ordre telles que la vitesse de dérive et l'énergie moyenne en fonction du champ électrique est illustrée sur les figures I.12-13. Afin de mieux exploiter le comportement asymptotique de ces courbes, les calculs ont été effectués jusqu'à 1 MV/cm.

Pour le cas de bandes non paraboliques, nous trouvons que la dégénérescence conduit à une réduction de la vitesse de dérive et à une augmentation de l'énergie moyenne.

Pour le cas de bandes paraboliques, on observe dans le cas dégénéré une réduction de la mobilité à champ faible associée à la diminution du temps de libre parcours moyen. Puisque dans un matériau dégénéré seuls les électrons situés près du niveau de Fermi subissent des interactions, τ_m (temps de relaxation du moment) est calculé pour une valeur proche de l'énergie de Fermi et par conséquent le régime de saturation de la courbe $V(\vec{E})$ est moins prononcé que pour le cas non parabolique.

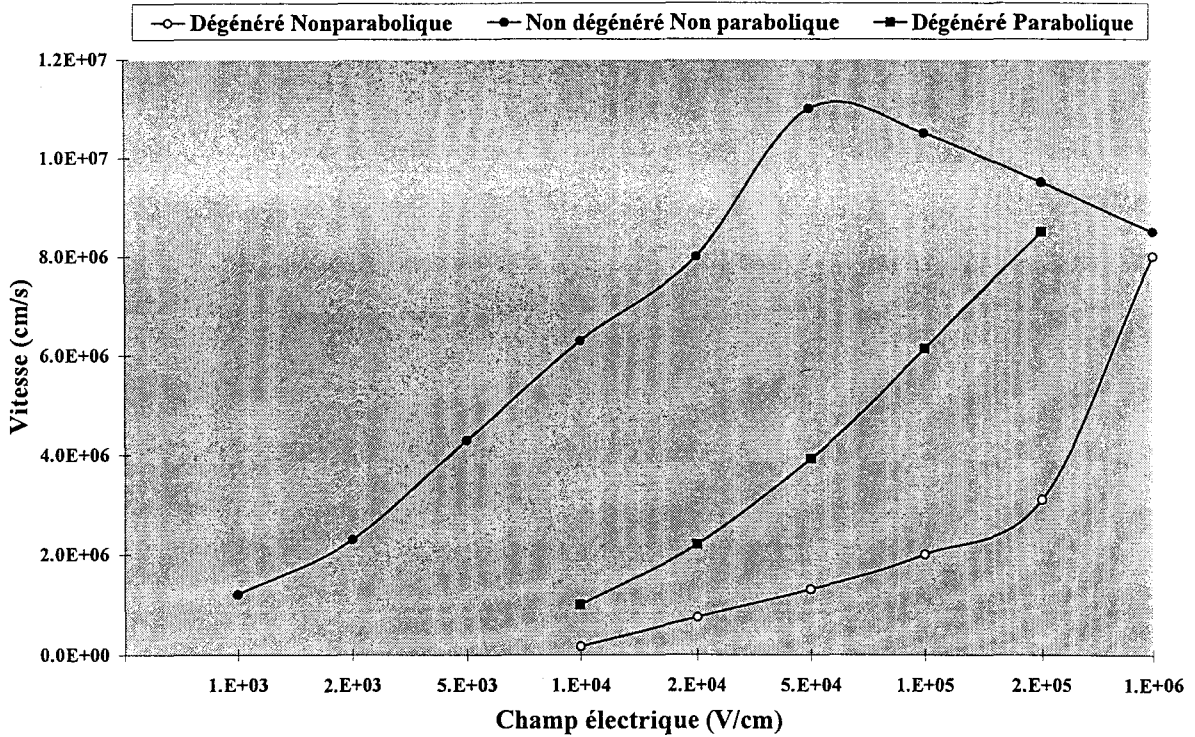


Fig.I.12- Vitesse moyenne en fonction du champ électrique

Sur la figure I.13 les valeurs à l'équilibre thermodynamique de l'énergie moyenne pour les cas dégénérés paraboliques et non paraboliques sont cohérentes avec celles déterminées précédemment au I.2.6. Nous avons $0.8 eV$ et $0.6 eV$ dans les cas paraboliques et non paraboliques (Monte-Carlo) ces valeurs sont à comparées respectivement avec $0.68 eV$ et $0.54 eV$ (formules analytiques établies à $0K$).

La faible différence des résultats entre le modèle analytique et Monte-Carlo peut être due au fait que les simulations ont été effectuées à $300 K$.

Nous observons une légère diminution de l'énergie moyenne dans les cas dégénérés à champs faibles. Ce phénomène est purement numérique car il disparaît dès que l'on applique la technique de réjection aux phases de vols libres.

On remarque également que l'énergie moyenne des porteurs augmente sous l'action du champ électrique jusqu'à une valeur proche de celle du niveau de Fermi.

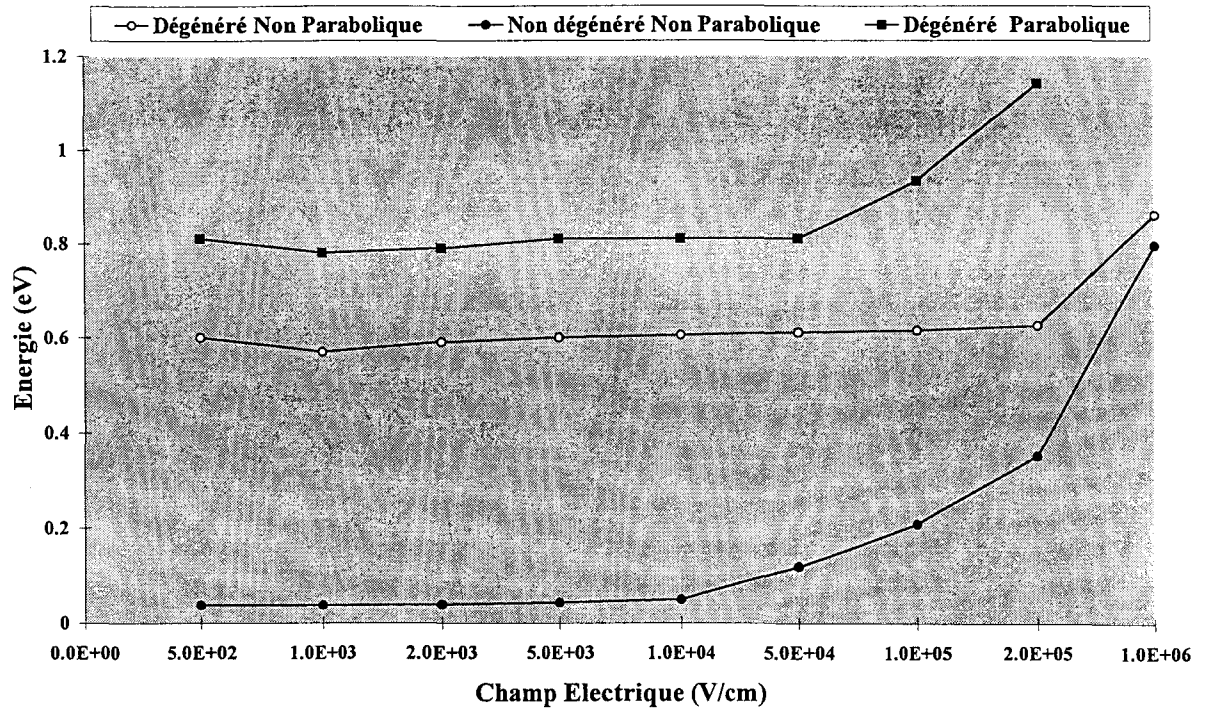


Fig.I.13- Energie moyenne en fonction du champ électrique

Nous présentons sur la figure I.14, l'évolution à l'équilibre thermodynamique de l'énergie moyenne des porteurs en fonction de la concentration électronique (cas parabolique). On remarque que pour une concentration d'environ $5 \times 10^{25} m^{-3}$, l'énergie moyenne devient inférieure à l'énergie correspondant au niveau de Fermi ce qui marque le début de la dégénérescence du matériau.

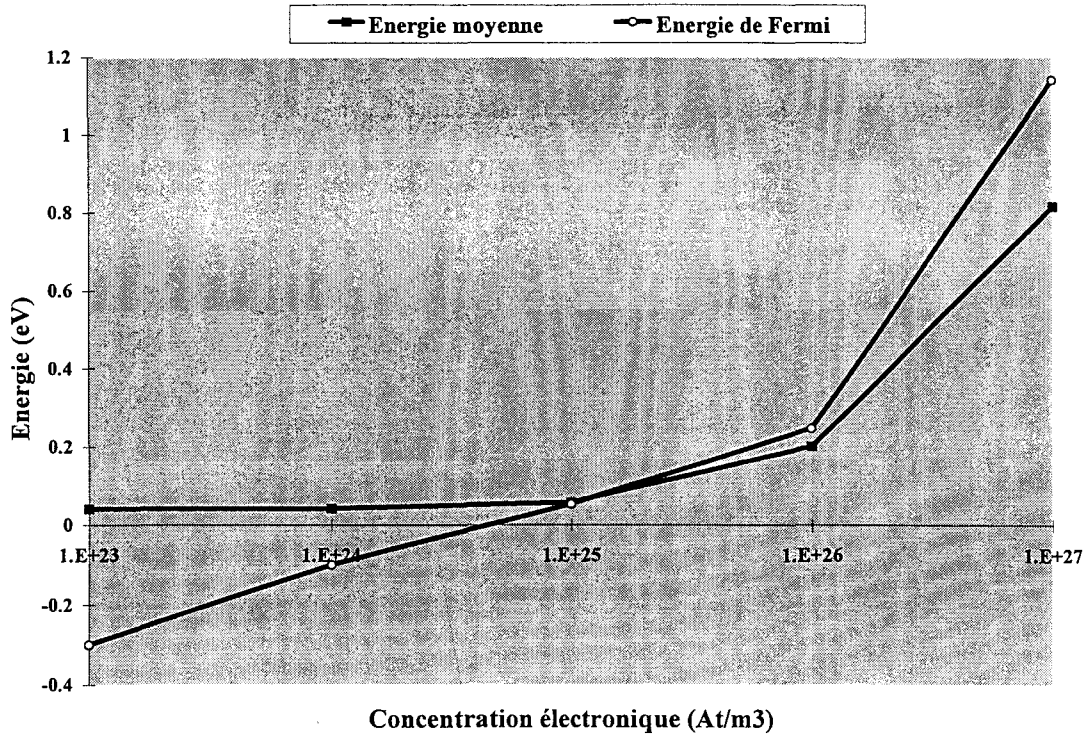


Fig.I.14- Evolution de l'énergie moyenne en fonction de la densité électronique

I.4.4- ETUDE DU BRUIT MICROSCOPIQUE

I.4.4.1- Fonctions d'autocorrélation

Afin d'étudier le bruit aux bornes d'un dipôle, il existe deux modes opératoires complémentaires.

D'une part, l'analyse en courant qui consiste à maintenir la tension constante en fonction du temps aux extrémités du composant et de s'intéresser aux fluctuations de courant dans le circuit externe (générateur de Norton). Ce mode est réalisé en plaçant un générateur de tension continu "idéal" entre les bornes de l'échantillon et on mesure les fluctuations de courant dans un court-circuit externe.

D'autre part, l'analyse en tension où le courant est constant en fonction du temps et l'on analyse les fluctuations de tension aux bornes du dispositif (générateur de Thévenin). On réalise expérimentalement ceci en utilisant un générateur de courant "idéal" placé en parallèle avec l'échantillon et on mesure les fluctuations de tension entre les bornes du composant.

Ces deux modes sont intéressants puisqu'ils fournissent des informations différentes et complémentaires sur le bruit du composant. Nous utiliserons plus particulièrement l'analyse en courant qui est plus simple à mettre en œuvre avec la méthode de Monte-Carlo.

La fonction d'autocorrélation des fluctuations de courant est définie par :

$$C_I(t) = \overline{\delta_I(t')\delta_I(t'+t)} \quad (I.37)$$

avec $\delta_I(t) = I(t) - \overline{I}$ représentant la fluctuation instantanée de courant autour de la valeur moyenne \overline{I} . La barre signifie une moyenne sur le temps t' et puisque le système est stationnaire, cette moyenne est indépendante du temps.

La densité spectrale des fluctuations de courant est issue du théorème de Wiener-Khintchine :

$$S_I(f) = 2 \int_{-\infty}^{+\infty} \exp(i2\pi ft) C_I(t) dt \quad (I.38)$$

En inversant cette relation et en prenant $t = 0$, nous obtenons la puissance de bruit contenue dans le spectre fréquentiel entier, cette grandeur correspond à la variance des fluctuations de courant :

$$C_I(0) = \overline{(\delta I)^2} = \int_0^{+\infty} S_I(f) df \quad (I.39)$$

1.4.4.2- Contribution diagonale et non-diagonale

Une décomposition possible de la fonction d'autocorrélation consiste à diviser les fluctuations de courant en fluctuations de vitesse pour chacune des particules et de regrouper ces dernières en terme diagonal et non-diagonal [5;8;16]. Pour cela le courant est calculé grâce au théorème de Ramo-Shockley comme la somme des vitesses des particules. Dans notre cas, le nombre de porteurs simulés est constant et égal à N .

Les fluctuations de courant sont définies par :

$$\delta I^v(t) = I^v(t) - \overline{I^v} = -\frac{q}{L} \sum_{i=1}^N V_{ix}(t) + \frac{q}{L} \sum_{i=1}^N \overline{V}_{ix} = -\frac{q}{L} \sum_{i=1}^N \delta V_{ix}(t) \quad (I.40)$$

Avec cette décomposition, on obtient pour la fonction d'autocorrélation des fluctuations de courant :

$$C_I(t) = \overline{\delta I^v(t') \delta I^v(t'+t)} = \frac{q^2}{L^2} \sum_{i=1}^N \overline{\delta V_{ix}(t') \delta V_{ix}(t'+t)} = C_{Idiag}(t) + C_{Inodiag}(t) \quad (I.41)$$

avec

$$C_{Idiag}(t) = \frac{q^2}{L^2} \sum_{i=1}^N \overline{\delta V_{ix}(t') \delta V_{ix}(t'+t)} = \frac{q^2 N}{L^2} \overline{\delta V_x(t') \delta V_x(t'+t)} = \frac{q^2 N}{L^2} C_{vx}(t) \quad (I.42)$$

avec $C_{vx}(t)$ la fonction d'autocorrélation des fluctuations de vitesse

$$C_{Inodiag}(t) = \frac{q^2}{L^2} \sum_{\substack{i,j=1 \\ i \neq j}}^N \overline{\delta V_{ix}(t') \delta V_{jx}(t'+t)} \quad (I.43)$$

Le terme diagonal représente la fonction d'autocorrélation d'une seule particule, on assume de ce fait que le comportement de toutes les particules peut être assimilé à celui d'une seule durant un temps suffisamment long. Le terme non-diagonal est très difficile à calculer dans un système contenant plusieurs milliers de porteurs; on obtient donc ce terme en effectuant la différence entre $C_I(t)$ et $C_{Idiag}(t)$.

Ce type de décomposition permet de détecter s'il existe ou non des corrélations entre les fluctuations de vitesse des différentes particules qui se trouvent à l'intérieur du dispositif. En conclusion, la présence du terme non-diagonal détermine s'il existe ou non des corrélations entre les différentes particules.

1.4.4.3- Résultats

Nous avons tracé sur la figure I.15 les fonctions d'autocorrélation normalisées des fluctuations de la vitesse de dérive à l'équilibre thermodynamique dans les cas dégénéré et non dégénéré. Ces fonctions décroissent de manière exponentielle avec comme temps caractéristique, le temps de relaxation de la vitesse. La décroissance plus rapide du cas

dégénéré est liée à la réduction de τ_m . Ceci peut s'expliquer par le fait que le temps de relaxation et la masse effective sont calculés pour une valeur proche de l'énergie de Fermi (0.81 eV dans le cas de bandes non paraboliques). La diminution de τ_m permet d'expliquer la réduction de la mobilité obtenue sur la figure I.12 en présence de la dégénérescence.

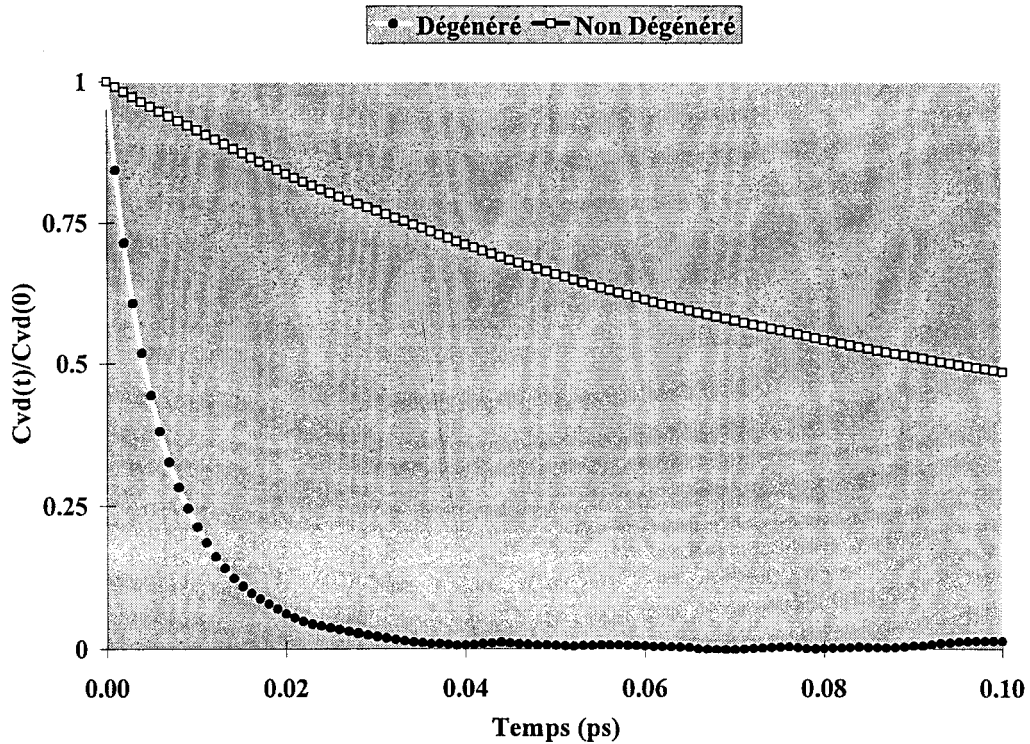


Fig.I.15- Fonction d'autocorrélation normalisée des fluctuations de vitesse à l'équilibre thermodynamique pour les cas dégénéré et non dégénéré

En présence d'un champ électrique, l'allure de $C_{vd}(t)$ diffère très largement du comportement exponentiel précédent et l'on constate l'apparition d'une partie négative correspondant au minimum de la fonction d'autocorrélation (figure I.16).

Ce minimum se déplace linéairement vers des temps plus courts avec l'augmentation du champ électrique. Nous associons ce comportement oscillatoire avec les porteurs traversant balistiquement la sphère de Fermi avec une vitesse variant de $+v_f$ à $-v_f$ (v_f vitesse de Fermi) et inversement. En effet, les électrons se situant dans les régions de faibles énergies (où la fonction de distribution est unitaire) ne peuvent plus subir d'interactions puisqu'il n'existe pas d'états finaux disponibles dans la gamme d'énergie correspondant à l'absorption ou à l'émission de phonon. Les porteurs continuent donc leur vol libre jusqu'à ce qu'ils atteignent la frontière de la sphère de Fermi, à cet instant ils peuvent de nouveau subir des interactions.

Puisque les interactions sur phonons sont isotropes, une large fraction des porteurs est alors renvoyée dans le sens contraire (inversion du signe de la vitesse) et le processus se répète. L'application du champ électrique contribue à augmenter le nombre d'électrons pouvant subir des interactions (étalement de la fonction de distribution). Cette interprétation est confirmée par les travaux d'Ammar Sleiman [17] sur l'obtention des coefficients de diffusion bidimensionnels dans les gaz dégénérés.

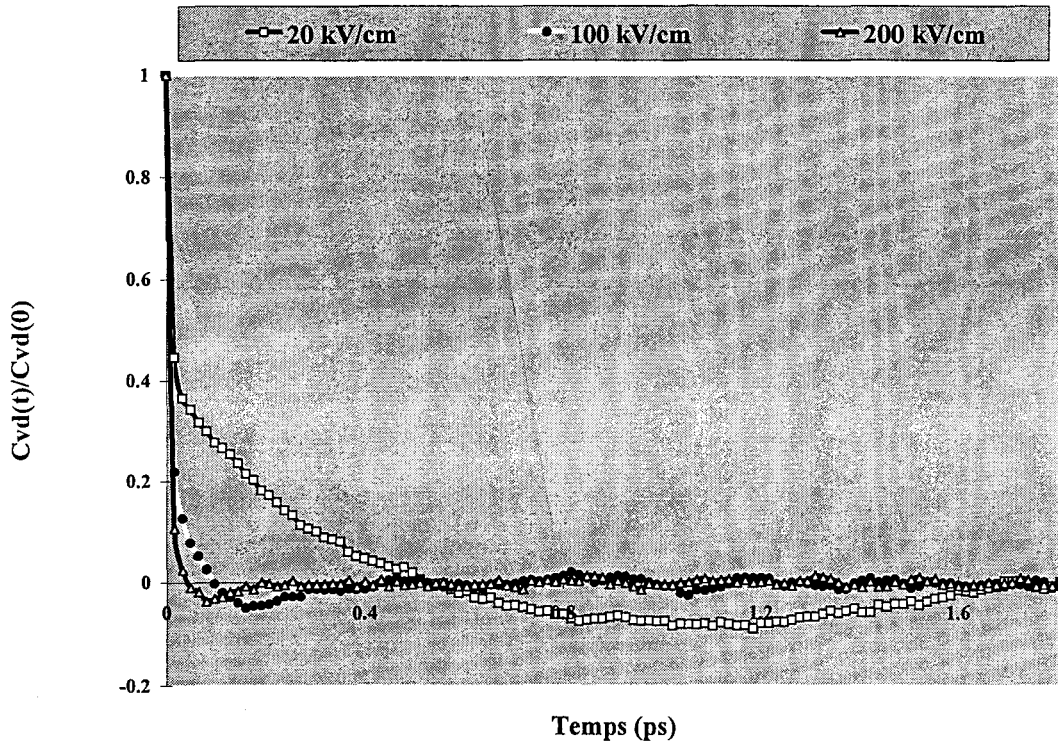


Fig.I.16- Fonction de corrélation normalisée des fluctuations de vitesse pour le cas dégénéré pour différentes valeurs de champs électriques

Ce mouvement périodique est mis en évidence lorsque l'on procède à la décomposition de $C_{vd}(t)$ comme la somme d'un terme diagonal et d'un terme non-diagonal représentant la contribution interparticulaire. Ces deux termes présentent un comportement oscillatoire, ceci est présenté sur la figure I.17 pour un champ électrique de 200 kV/cm .

La séparation en terme diagonal et non-diagonal doit être traitée avec précaution en présence du principe d'exclusion de Pauli puisque contrairement au cas classique, dans un système complètement dégénéré les particules sont indiscernables.

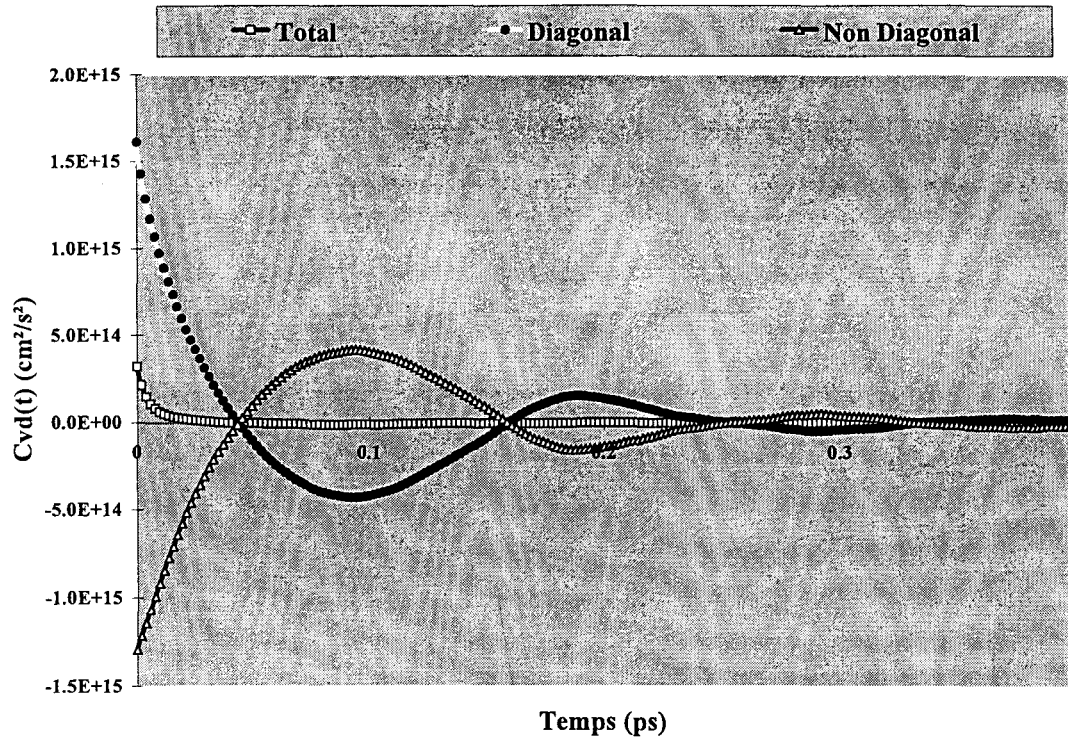


Fig.I.17- Décomposition en termes diagonal et non diagonal de la fonction de corrélation des fluctuations de vitesse pour le cas dégénéré avec un champ électrique de 200 kV/cm

la dépendance de la variance des fluctuations de vitesse $C_{vd}(0)$ a été reporté sur les figures I.18-19 en fonction du champ électrique. Pour le cas de bandes non paraboliques (fig.I.18), on constate que la dégénérescence réduit substantiellement la variance.

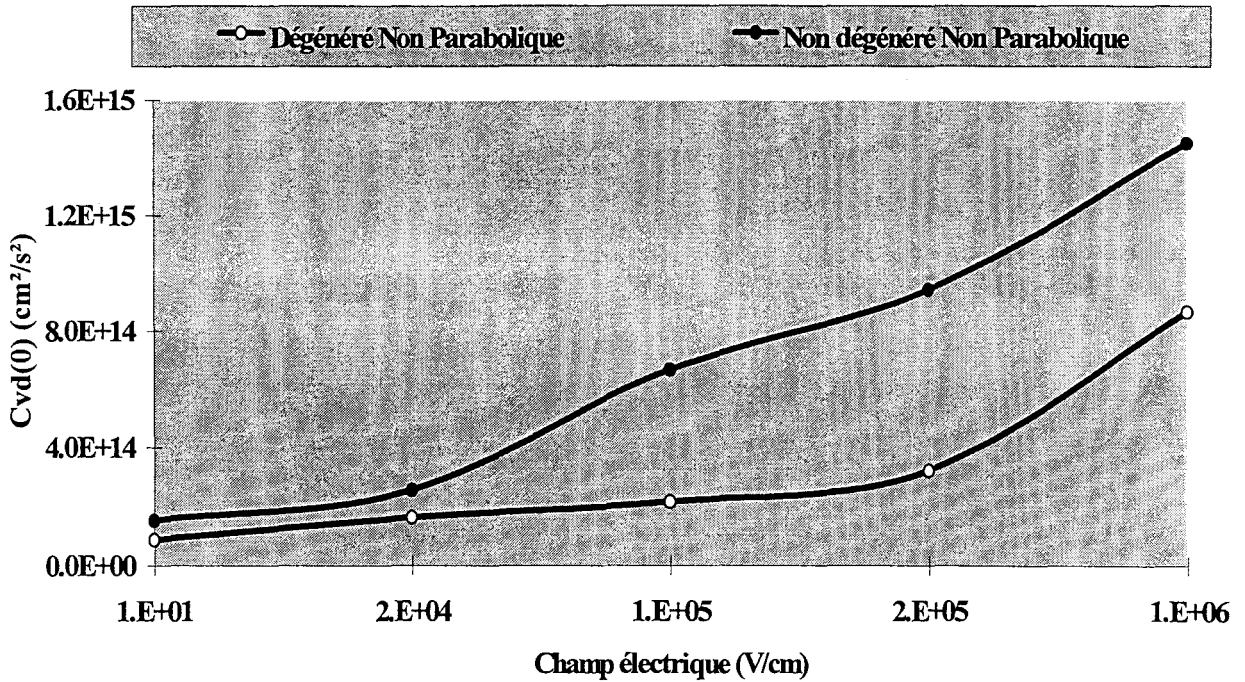


Fig.I.18- Evolution de la variance des fluctuations de vitesse en fonction du champ électrique (bandes non paraboliques)

En revanche pour le cas de bandes paraboliques (fig.I.19), la dégénérescence n'a aucun effet sur $C_{vd}(0)$ puisque les deux courbes sont pratiquement équivalentes.

Il est intéressant de constater que l'on peut fitter ces courbes grâce à l'expression suivante:

$$N^2 C_{vd}(0) = \frac{k_b T_e N}{m^*} \quad (I.44)$$

avec pour T_e la température électronique calculée à partir de l'énergie moyenne issue de la simulation sans dégénérescence.

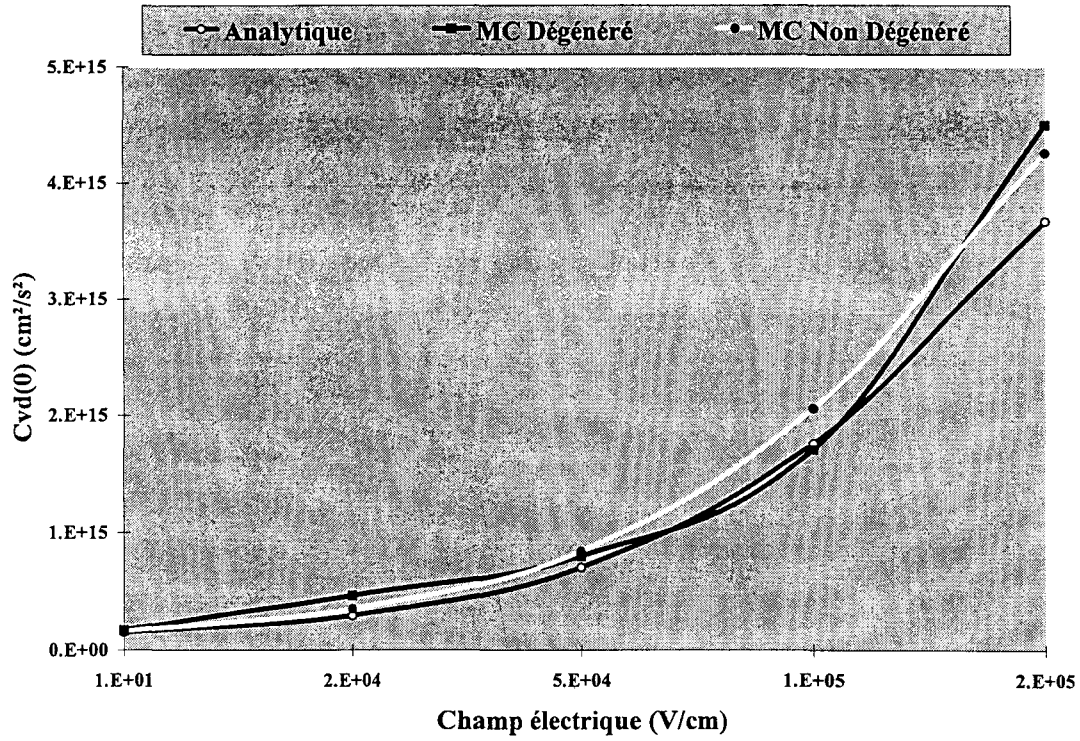


Fig.I.19- Evolution de la variance des fluctuations de vitesse en fonction du champ électrique (bandes paraboliques)

I.5- CONCLUSIONS

Nous proposons dans ce premier chapitre une étude originale de l'influence de la dégénérescence sur le bruit dans le Silicium de type n à 300 K ceci en calculant les fonctions d'autocorrélation des fluctuations de la vitesse de dérive [18]. Bien que cette étude prospective soit basée sur un modèle simplifié (on néglige les interactions sur impuretés ionisées et électron-électron), il nous a permis d'obtenir le sens de variation des propriétés de transport et de bruit.

La variance des fluctuations de vitesse $C_{vd}(0)$ met en évidence les effets de la non parabolicité en présence de la dégénérescence. On trouve pour le cas de bandes paraboliques que $C_{vd}(0)$ est directement reliée à la température électronique T_e , un paramètre difficilement accessible dans le cas de gaz dégénéré, par l'intermédiaire de l'expression analytique suivante:

$$N^2 C_{vd}(0) = \frac{k_b T_e N}{m^*}$$

avec pour T_e la température électronique calculée à partir de l'énergie moyenne issue de la simulation sans dégénérescence.

La présence du principe d'exclusion de Pauli modifie largement l'allure des fonctions d'autocorrélation:

- proche de l'équilibre thermodynamique, on observe une décroissance de $C_{vd}(t)$ beaucoup plus rapide qui est liée à la réduction du temps caractéristique τ_m puisque celui ci est calculé pour une énergie proche du niveau de Fermi,
- à champs forts, les fonctions d'autocorrélation présentent une partie négative associée au comportement balistique des porteurs traversant l'espace des vitesses de $-v_f$ à $+v_f$ (avec v_f la vitesse de Fermi). Afin de confirmer cette interprétation, une analyse microscopique en terme de contribution diagonale et non diagonale pour les fonctions d'autocorrélation des fluctuations de vitesse a été effectuée.

Une étude complémentaire a été effectuée en appliquant systématiquement la technique de réjection à chaque phase de vol libre. Nous pouvons en déduire les conclusions suivantes :

- les fonctions de distribution obtenues sont toujours inférieures ou égales à l'unité, elles ne présentent plus de pics caractéristiques comme sur les fig.I.9-10,
- en ce qui concerne l'énergie on n'observe plus la légère diminution de l'énergie en fonction du champ électrique que l'on avait au I.4.3 ce qui démontre que ce phénomène est directement lié à l'application de la technique de réjection,
- pour l'étude du bruit nous n'avons pas constaté de différences majeures.

Nous n'avons pas utilisé cette méthode pour l'étude complète car elle nécessite un temps calcul prohibitif.

BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE I

[1] C.Jacoboni and L.Reggiani.

« The Monte Carlo method for the solution of charge transport in semiconductors with applications to covalent materials »

Reviews of Modern Physics, Vol.55, N°.3, July 1983

[2] J.L.Thobel.

« Simulation Monte Carlo de composants submicroniques à effet de champ et à hétérojonctions application au T.E.G.F.E.T et à ses structures dérivées »

Thèse de doctorat, Lille Avril 1988

[3] M.V.Fischetti.

« Monte Carlo simulation of transport in technologically significant semiconductors of the diamond and zinc-blende structures-Part I :

Homogeneous Transport »

IEEE Transactions on Electron Devices, Vol.38, N°.3. March 1991

[4] Tomas Gonzales Sanchez.

« Analisis del ruido electronico en materiales y dispositivos semiconductores unipolares mediante el metodo de Monte Carlo »

Tesis Doctoral, Salamanca Febrero 1994

[5] L.Varani and L.Reggiani.

« Microscopic theory of Electronic Noise in Semiconductor Unipolar Structures »

La Rivista del Nuovo Cimento della Società Italiana di Fisica

Vol.17, serie 3, numero 7 1994

[6] **K.M.Van Vliet and J.R.Fasset.**

« Fluctuation Phenomena in Solids »

edited by R.E Burgess (Academic Press, New York, NY, 1965), p.267

[7] **P.J.Price.**

J.Appl Phys, 6, 949 (1960)

[8] **T.Kuhn, L.Reggiani and L.Varani.**

Phys. Rev.B, 42, 11133 (1990 b)

[9] **S.Bosi and C.Jacoboni.**

« Monte-Carlo high-field transport in degenerate GaAs »

J.Phys.C :Solid State Phys., Vol 9 p 315 (1976)

[10] **P.Lugli and D.K.Ferry.**

« Degeneracy in the Ensemble Monte Carlo Method for High-Field Transport in Semiconductors »

IEEE Transactions on Electron Devices, VOL. ED-32, N°.11, November 1985

[11] **M.V.Fischetti and S.E.Laux.**

« Monte Carlo analysis of electron transport in small semiconductor devices including band-structure and space-charge effects »

Physical Review B, Vol 38, N°.14, 15 November 1988-I

[12] N.S.Mansour, K.Diff, and K.F.Brennan.

« Ensemble Monte Carlo study of electron transport in degenerate bulk GaAs »

J.Appl.Phys. 70 (11), 1 December 1991

[13] M.Goano, M.Abou-Khalil and R.Maciejko.

« Memory-efficient technique for inclusion of carrier degeneracy in Monte Carlo transport simulation »

Electronics Letters 17 th August 1995 Vol.31 N° 17

[14] P.J.Price.

in « Fluctuation Phenomena in Solids »

edited by R.E.Burges (Academic, New York.1965), p.355

[15] H.Mathieu.

« Physique des semiconducteurs et des composants électronique »

Editions Masson

[16] L.Varani.

« Contribution of Interparticles Correlations to Electronic Noise in Semiconductors »

Proceedings of the 13th International Conference on Noise in Physical Systems and 1/f Fluctuations, edited by V.Bareikis and R.Katilius (World Scientific, Singapore, 1995), p203

[17] A.Sleiman.

« Simulation Monte Carlo du transport électronique et des phénomènes de diffusion dans les hétérostructures III-V. Application aux structures Modfet et DMT »

Thèse de doctorat, Lille Décembre 1996

[18] P.Tadyszak, F.Danneville, A.Cappy, L.Reggiani, L.Varani, L.Rota.

« Monte Carlo calculations of hot-carrier noise under degenerate conditions »

*Appl.Phys.Lett.*69 (10), 2 September 1996

CHAPITRE II

TECHNIQUE DE MESURE DE LA PUISSANCE DISPONIBLE DE BRUIT

II- TECHNIQUE DE MESURE DE LA PUISSANCE DISPONIBLE DE BRUIT

En physique et plus spécifiquement dans l'appareillage électronique, nous sommes souvent confrontés à des perturbations des signaux (parasites). L'exemple le plus significatif des effets produits par ces fluctuations est le bruit engendré par un haut parleur couplé à un amplificateur en l'absence de tout signal (effet Larsen). Ces fluctuations sont liées au caractère aléatoire du transport électronique, les porteurs subissant des interactions qui redistribuent leur vecteur d'onde au cours de leur déplacement.

Le but de ce chapitre est de proposer une méthode de mesure de puissance de bruit qui soit la plus précise possible dans le cas de dipôles. Cette technique sera appliquée ultérieurement à l'étude de structures recessées sans grille de type MESFET et HEMT réalisées au laboratoire.

Ces composants présentent des longueurs de fossé de grille variant de 0.2 à 0.075 μm ce qui contribue à intensifier le caractère balistique du transport dans le canal. Le point le plus important concerne l'étude de l'influence de ce phénomène local sur la mesure de la température de bruit.

II.1- BRUIT DANS LES DIPÔLES

Il existe deux représentations possibles pour le dipôle bruyant, l'analyse en tension ou en courant (figure II.1). Considérons tout d'abord un dipôle passif à une température T_a . En tension, le dipôle est schématisé par l'association d'un générateur de Thévenin en série avec l'impédance $Z(f)$, portée à une température de 0 K. En courant, le dipôle est schématisé par l'association d'un générateur de Norton en parallèle avec l'admittance $Y(f)$, portée à une température de 0 K.

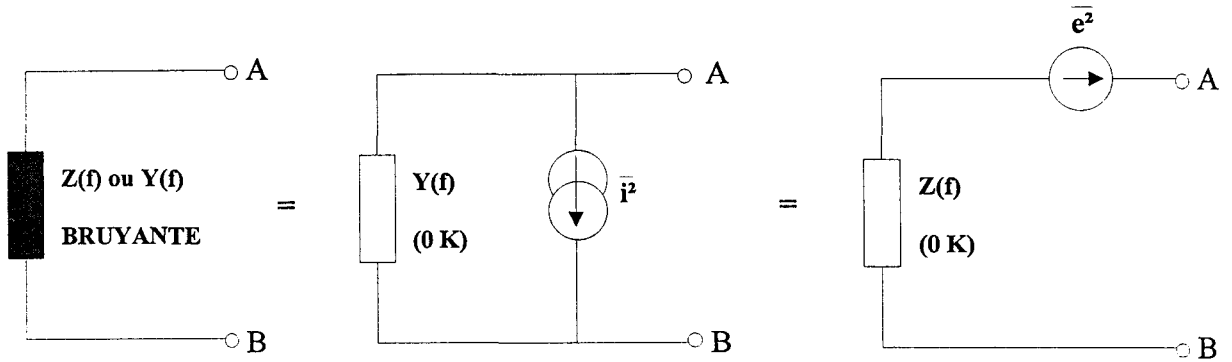


Fig.II.1- Equivalence entre représentation parallèle et série d'un dipôle bruyant

Les formules de Nyquist [1] nous donnent à l'équilibre thermodynamique:

$$\bar{e}^2 = 4k_b T_a \operatorname{Re}(Z(f))B = S_V(f)B \quad (\text{II.1})$$

$$\bar{i}^2 = 4k_b T_a \operatorname{Re}(Y(f))B = S_I(f)B \quad (\text{II.2})$$

T_a température ambiante.

On passe d'une représentation à l'autre par l'intermédiaire de la formule de Langevin :

$$|Z(f)|^2 = \frac{S_V(f)}{S_I(f)} \quad (\text{II.3})$$

Pour le cas des dipôles, le facteur de bruit ne constitue pas un facteur de qualité (cf annexe 1). La seule quantité mesurable est la puissance de bruit disponible entre A et B :

$$P_d = k_b T_a B \quad (\text{II.4})$$

avec k_b la constante de Boltzmann et B la bande passante.

Notons que les définitions précédentes peuvent s'appliquer au cas de dipôles actifs. Il faut substituer dans ce cas à la température T_a la température équivalente de bruit T_b .

La puissance disponible de bruit est mesurée pour une polarisation et une fréquence données. De cette puissance, on extrait la 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.

II.2- LE RECEPTEUR DE BRUIT

Afin d'étalonner le mieux possible le banc de mesure de bruit, il est généralement nécessaire de caractériser les paramètres électriques et de bruit de l'ensemble du système de mesure. De cette façon on connaît la puissance de bruit ajoutée par l'appareil de mesure et il nous est permis de corriger la valeur de la puissance de bruit brute (correction du second étage) fournie par celui ci. La méthode d'exploitation mise en œuvre est décrite ci dessous.

Un récepteur de bruit peut être schématisé simplement en bruit par la représentation chaîne suivante (figure II.2) [2] :

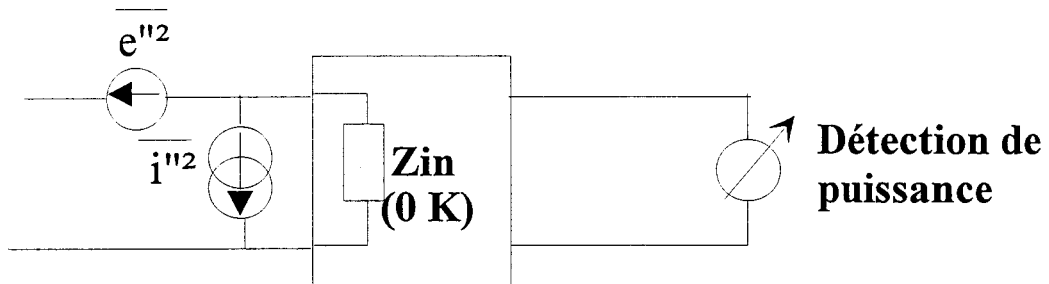


Fig.II.2- Représentation chaîne du récepteur de bruit

On peut remarquer qu'il est aisé de passer d'une configuration (chaîne, impédance, admittance) à l'autre par l'intermédiaire des matrices de transformation [3].

Remarque : Les caractéristiques du récepteur de bruit seront détaillées ultérieurement. Il est nécessaire de connaître les quatre paramètres de la matrice chaîne de corrélation de bruit du récepteur afin d'effectuer la correction du second étage.

$$[C_{A''}] = \begin{bmatrix} \overline{e''^2} & \overline{e'' i''^*} \\ \overline{e''^* i''} & \overline{i''^2} \end{bmatrix} \quad (\text{II.5})$$

Afin de s'affranchir de cette difficulté, on associe un isolateur supposé parfait au récepteur de bruit. De cette manière, en connaissant les paramètres [S] de l'isolateur on

détermine facilement la matrice chaîne de bruit $[C_A]$ de l'ensemble isolateur-récepteur de bruit [4].

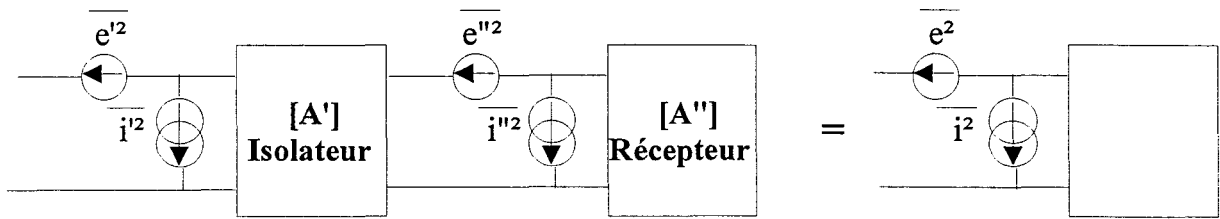


Fig.II.3- Représentation chaîne équivalente de l'ensemble isolateur-récepteur

On obtient en cascade les matrices :

$$[C_A] = [C_{A'}] + [A'] [C_{A''}] [A']^+ \quad (\text{II.6})$$

avec

$[C_A]$: la matrice chaîne de corrélation de bruit de l'ensemble isolateur-récepteur

$[C_{A'}]$: la matrice chaîne de corrélation de bruit de l'isolateur

$[C_{A''}]$: la matrice chaîne de corrélation de bruit du récepteur

$[A']$: la matrice chaîne électrique de l'isolateur supposé parfait

$+$: correspondant à la transposée conjuguée de la matrice

$$[C_A] = \begin{bmatrix} R_o(P + k_b T_a B) & (P - k_b T_a B) \\ (P - k_b T_a B) & G_o(P + k_b T_a B) \end{bmatrix} \quad (\text{II.7})$$

R_o et G_o constantes de normalisation relatives à la ligne de transmission 50 Ω

(Le développement des calculs est proposé dans l'annexe 2)

On constate que la matrice $[C_A]$ est complètement connue dès que le coefficient P est identifié.

Pour procéder à la correction du second étage, il faut disposer des expressions analytiques des puissances de bruit, correspondant aux phases de calibrage et de mesure.

II.2.1- PHASE DE CALIBRAGE

La source de bruit délivre deux températures, une température "froide" proche de T_o , et une température chaude de l'ordre de 10000 K . Avec $T_o=290\text{ K}$, la température de référence de source, cette température, définie par Friis, est proche de la température sentie dans l'atmosphère par des antennes réceptrices orientées vers l'antenne émettrice. Cette définition n'est applicable qu'aux cas de systèmes terrestres.

La source de bruit est définie par son *ENR* (*Excess Noise Ratio*) dans la gamme de fréquences d'utilisation.

L'*ENR* correspond à la puissance de bruit en excès par rapport au plancher de bruit ($k_b T_o B = -174\text{ dBm/Hz}$), il est exprimé par la relation suivante:

$$ENR = 10 \log_{10} \left(\frac{T_h - 290}{290} \right) \quad (\text{II.8})$$

Sur la figure II.4, on a représenté l'évolution de la puissance de bruit à la sortie du quadripôle en fonction de la température T_s de la source de bruit.

Cette droite est définie par :

$$P_S = k_b G B T_S + N_a \quad (\text{II.9})$$

De la pente de cette droite on peut extraire le gain G en puissance disponible du quadripôle, et de l'ordonnée à l'origine des abscisses, la puissance de bruit ajoutée par le quadripôle.

Puissance de bruit en sortie du quadripôle

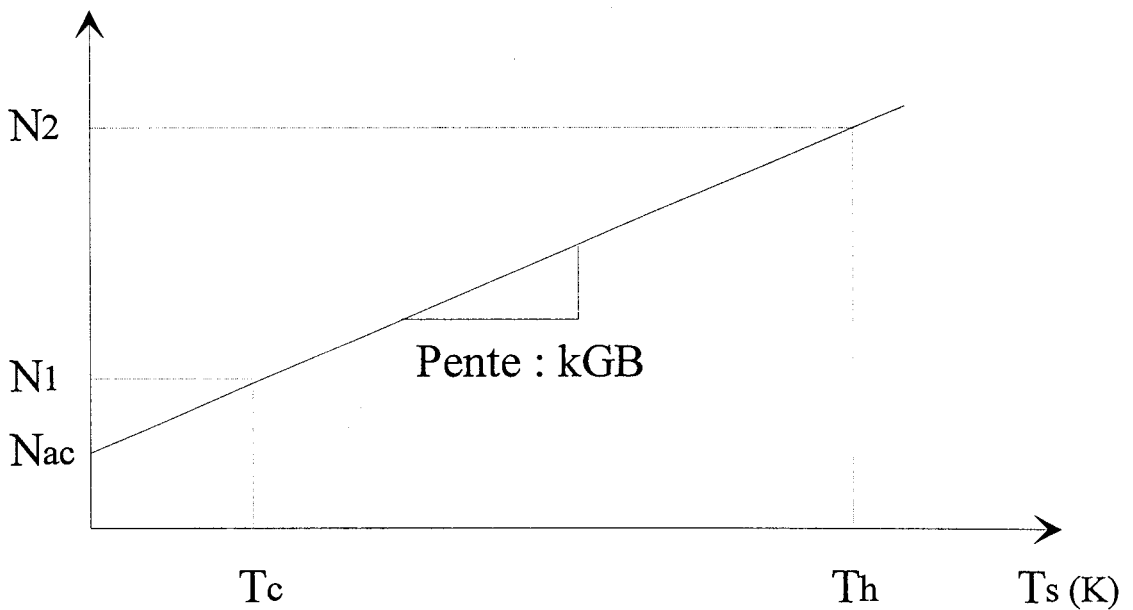


Fig.II.4- Puissance de bruit en sortie du quadripôle en fonction de la température de la source de bruit

Lors de la phase de calibrage, nous présentons à l'entrée du système de réception la source de bruit présentant une impédance R_o proche de 50Ω .

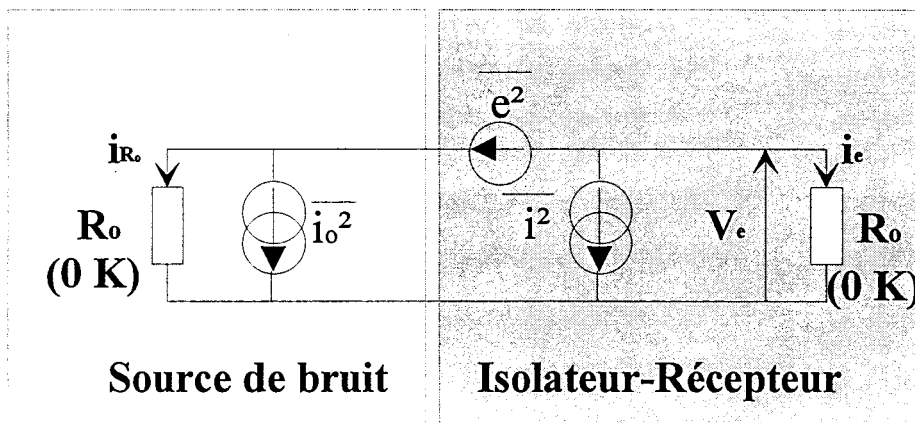


Fig.II.5- Synoptique de la phase de calibrage

Afin de simplifier les expressions, nous considérons que les impédances de la source de bruit et de l'entrée de l'ensemble isolateur récepteur sont égales. De plus, les parties imaginaires étant très faibles devant les parties réelles nous les négligerons.

De ce schéma nous pouvons extraire les relations suivantes :

$$P_c = \frac{R_o(\overline{i_o^2} + \overline{i^2})}{4} + \frac{\overline{e^2}}{4R_o} + \frac{\text{Re}[e^*i]}{2} = \frac{R_o\overline{i_o^2}}{4} + N_{ac} \quad (\text{II.10})$$

$$N_{ac} = \frac{R_o\overline{i^2}}{4} + \frac{\overline{e^2}}{4R_o} + \frac{\text{Re}[e^*i]}{2} \quad (\text{II.11})$$

La quantité $\frac{R_o\overline{i_o^2}}{4} = k_b T_a B$ est égale à la puissance disponible de bruit de la résistance R_o présentée au récepteur de bruit, si celui était considéré non bruyant.

N_{ac} représente la puissance de bruit ajoutée par le récepteur de bruit durant la phase de calibrage, cette quantité est mise en mémoire et sera réutilisée plus tard lors de la phase de mesure.

II.2.2- PHASE DE MESURE

Lors de la phase de mesure, nous présentons à l'entrée du récepteur le dipôle à caractériser présentant une impédance R différente de 50Ω , cette désadaptation électrique va modifier la puissance de bruit ajoutée par le récepteur.

Nous avons le schéma suivant :

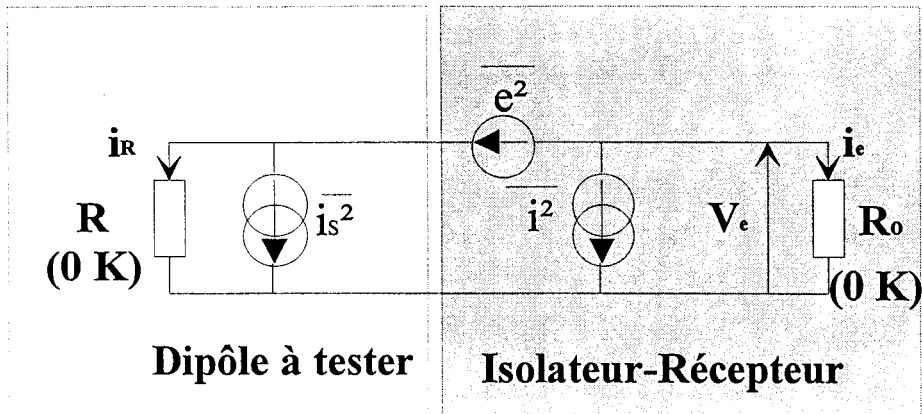


Fig.II.6- Synoptique de la phase de mesure de puissance de bruit

Nous avons les expressions suivantes :

$$P_m = \frac{R_o R^2 \overline{i_s^2}}{(R + R_o)^2} + N_{am} \quad (\text{II.12})$$

$$N_{am} = \frac{R^2 R_o \overline{i^2}}{(R + R_o)^2} + \frac{R_o \overline{e^2}}{(R + R_o)^2} + \frac{2RR_o \operatorname{Re}(\overline{e^* i})}{(R + R_o)^2} \quad (\text{II.13})$$

Le premier terme de l'équation (II.12) correspond à la puissance disponible de bruit mesurée au niveau du récepteur si celui-ci était considéré comme non bruyant. Notons que si $R = R_o$ on retrouve la puissance disponible présentée par le dipôle sous test qui est égale à $k_b T_s B$. Il faudra donc prendre en compte à ce niveau les désadaptations électriques pour remonter à la température de bruit T_s . Le terme N_{am} représente la puissance de bruit ajoutée par le récepteur de bruit durant la phase de mesure (lorsqu'une résistance quelconque R lui est présentée à l'entrée).

II.2.3- CORRECTION DU SECOND ETAGE

La correction du second étage est nécessaire car le mesureur de bruit corrige la mesure brute du dipôle par le terme N_{ac} au lieu de N_{am} .

En effet le mesureur effectue la correction suivante :

$$P_{lue} = \frac{R_o R^2}{(R + R_o)^2} \overline{i_s^2} - N_{ac} \quad (II.14)$$

P_{lue} est la valeur indiquée par le mesureur de bruit.

La correction du second étage consiste à faire le calcul suivant :

$$P_{cor} = P_{lue} + N_{ac} - N_{am} = P_{lue} - \frac{(R - R_o)^2 k_b T_o B}{(R + R_o)^2} \quad (II.15)$$

On remarque que la correction du second étage ne dépend plus que de la désadaptation électrique entre les phases de calibrage et de mesure.

II.2.3.1- Banc de mesure avec un isolateur associé au récepteur

On constate que pour corriger la puissance fournie par l'appareil de mesure il suffit de connaître les valeurs des résistances R et R_o . Celles ci sont associées respectivement aux coefficients de réflexion Γ_2 et Γ_T situés de part et d'autre du plan de calibrage du système de mesure (cf figure II.7).

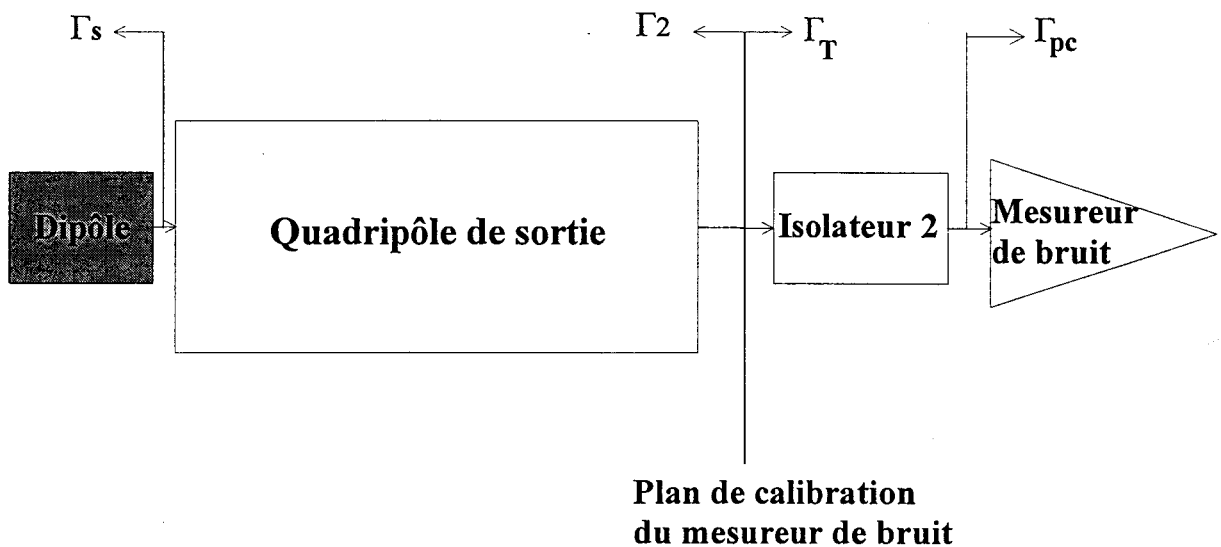


Fig.II.7- Synoptique du banc de mesure de bruit

Le quadripôle de sortie représente les pointes hyperfréquences, le té de polarisation ainsi que le commutateur.

L'isolateur 2 permet d'améliorer le module du coefficient de réflexion vu à l'entrée du système de mesure (Γ_T devant l'isolateur 2 et Γ_{pc} devant le mesureur de bruit (fig.II.7) comme l'on peut l'observer sur la figure II.8 dans la gamme de fréquence 2-4 GHz.

La bande de fréquence 2-4 GHz est définie par les limites technologiques d'utilisation induites par les isolateurs. Dans cette plage de fréquence, on s'affranchit de tous les problèmes inhérents aux phénomènes de piégeages. Seules les composantes de bruit hyperfréquences (bruit de grenaille et bruit de diffusion) sont considérées.

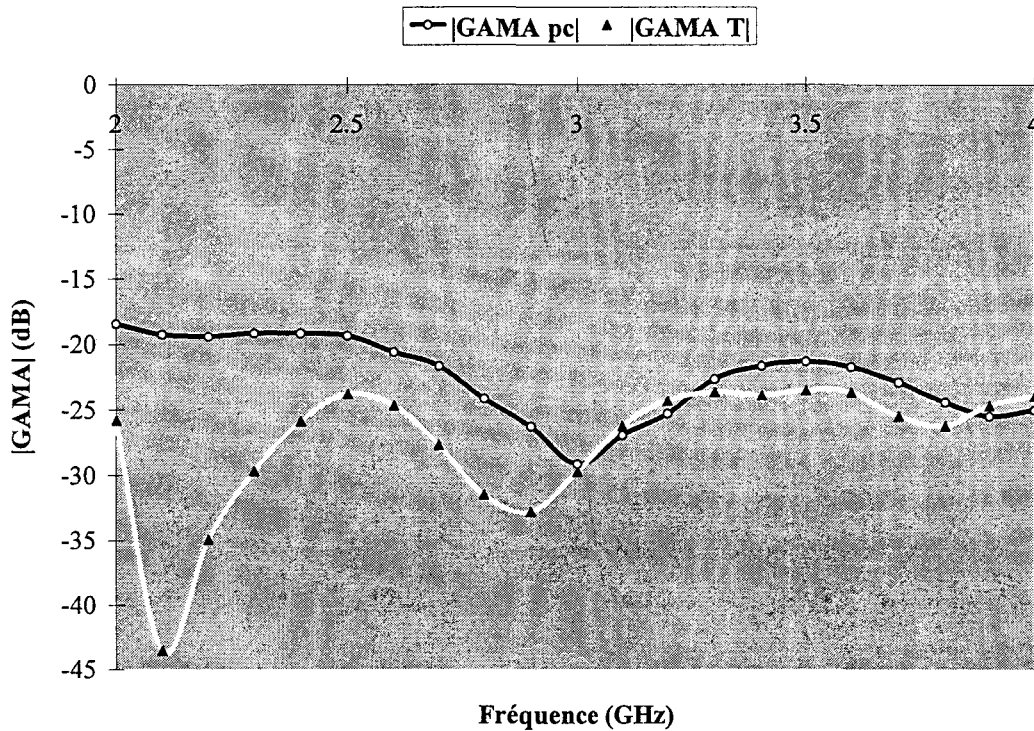


Fig.II.8- Coefficients de réflexion vus à l'entrée du système de mesure

Afin de mettre en évidence l'effet de la correction du second étage, nous avons mesuré les puissances disponibles émises par des résistances de 25, 50 et 85 Ω . Toutes ces mesures ont été effectuées à l'équilibre thermodynamique, puisque dans ce cas de figure précis la puissance disponible fournie par le dipôle est connue.

Nous avons considéré le montage proposé sur la figure II.7 pour obtenir les figures II.9-a, II.9-b et II.9-c.

Remarque : Dans les légendes des trois courbes suivantes on parle de l'isolateur 1, en fait celui-ci ne sera intégré qu'ultérieurement, il s'agit simplement de préciser qu'il ne figure pas dans le montage

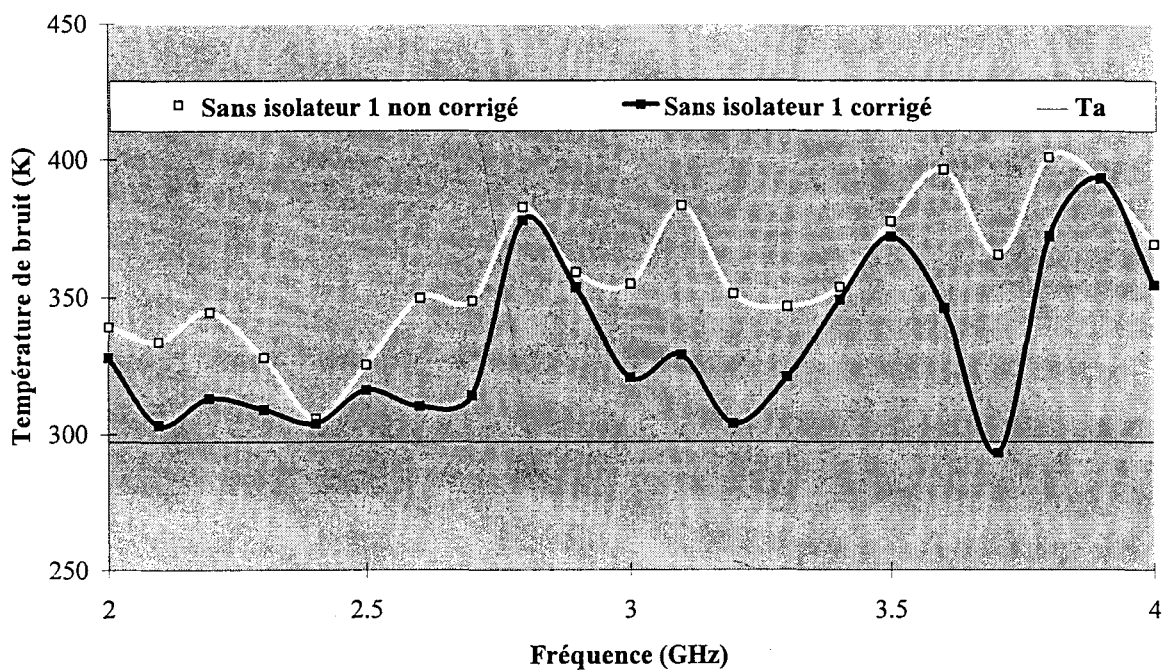


Fig.II.9-a Température de bruit pour la résistance de 25 Ω

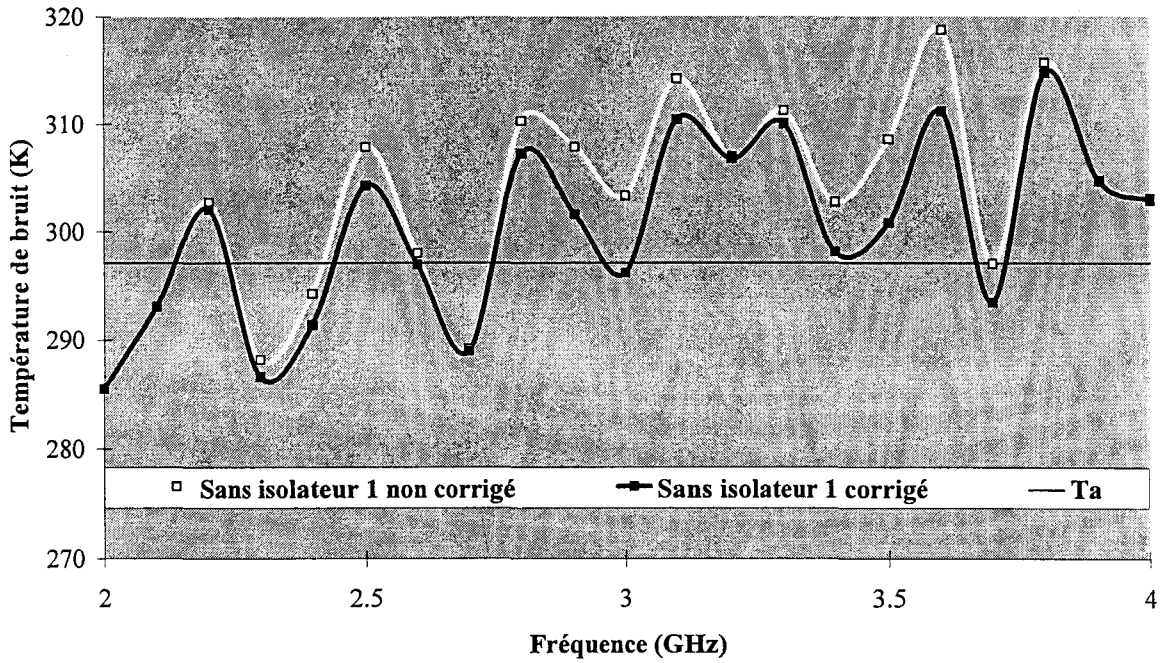


Fig.II.9-b Température de bruit pour la résistance de 50 Ω

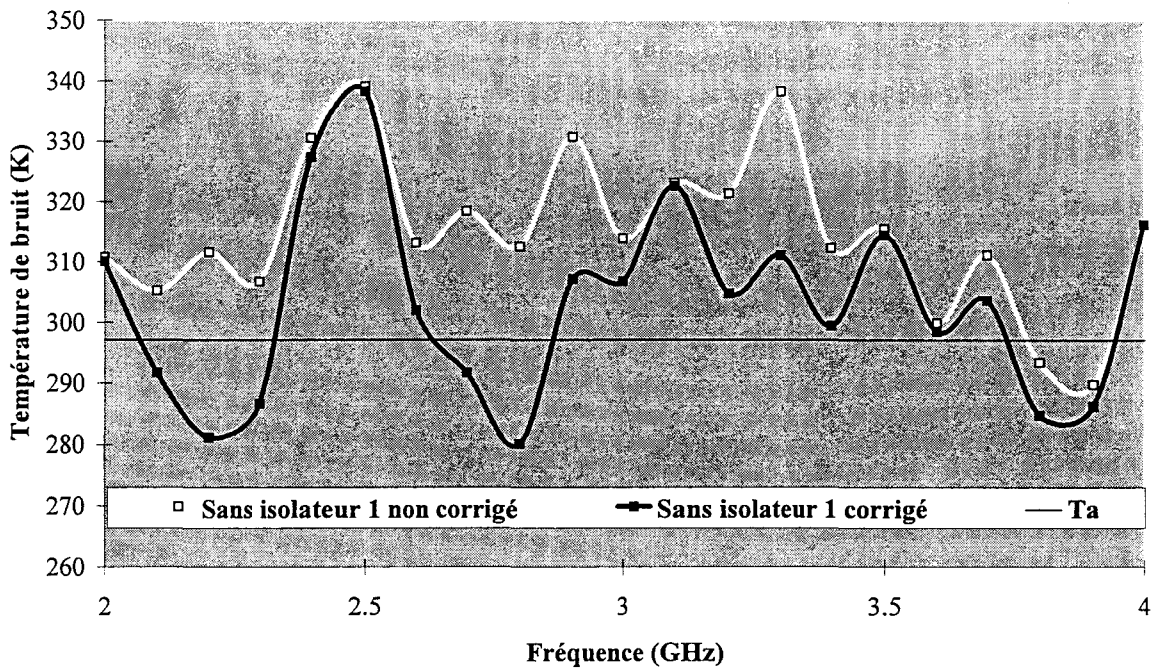


Fig.II.9-c Température de bruit pour la résistance de 85 Ω

La correction du second étage permet de corriger la plupart des points de mesure de puissance disponible de bruit dans la gamme de fréquence choisie. Ceci se vérifie principalement pour les résistances de 25 et 85 Ω . En effet, l'erreur relative passe, pour la 85 Ω , de 6% à 2%, et de 19% à 10% pour la 25 Ω respectivement pour les cas sans et avec correction du second étage. En revanche, pour la résistance de 50 Ω , la désadaptation électrique étant très faible entre les phases de calibration (source de bruit) et de mesure, la correction du second étage est négligeable. Les températures moyennes obtenues (avec la correction du second étage) sur la plage de fréquence 2-4 GHz sont respectivement de 332, 300, et 305 K pour les résistances de 25, 50 et 85 Ω . Il apparaît donc que la précision de mesure est directement liée à l'adaptation du montage par rapport au système de réception.

II.2.3.2- Banc de mesure avec deux isolateurs

Afin d'augmenter la précision de mesure nous avons ajouté un deuxième isolateur devant le plan de calibration de l'ensemble isolateur2-récepteur (fig.II.10), pour diminuer les effets liés à la désadaptation.

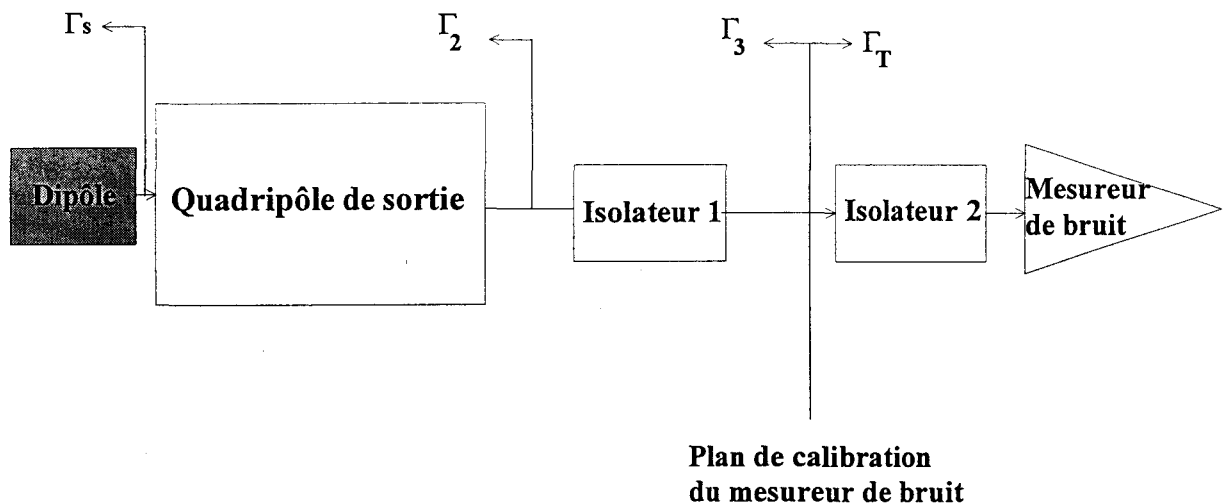


Fig.II.10- Synoptique du banc de mesure de bruit avec les deux isolateurs

On procède à l'étalonnage du mesureur de bruit à l'aide d'une source de bruit présentant une impédance voisine de 50 Ω que ce soit en position *ON* (source chaude) ou *OFF* (source froide). Le système de mesure étant ainsi calibré sur 50 Ω , il est nécessaire, afin d'obtenir une

précision de mesure de bruit optimale, de lui présenter un coefficient de réflexion qui soit le plus faible possible. L'adaptation est donc réalisée par l'intermédiaire de l'isolateur 1.

Sur les figures II.11-a, II.11-b et II.11-c, nous avons représenté les modules des coefficients de réflexion Γ_1 , Γ_2 et Γ_3 en fonction de la fréquence, ceci dans les cas d'une résistance de 25, 50 et 85 Ω .

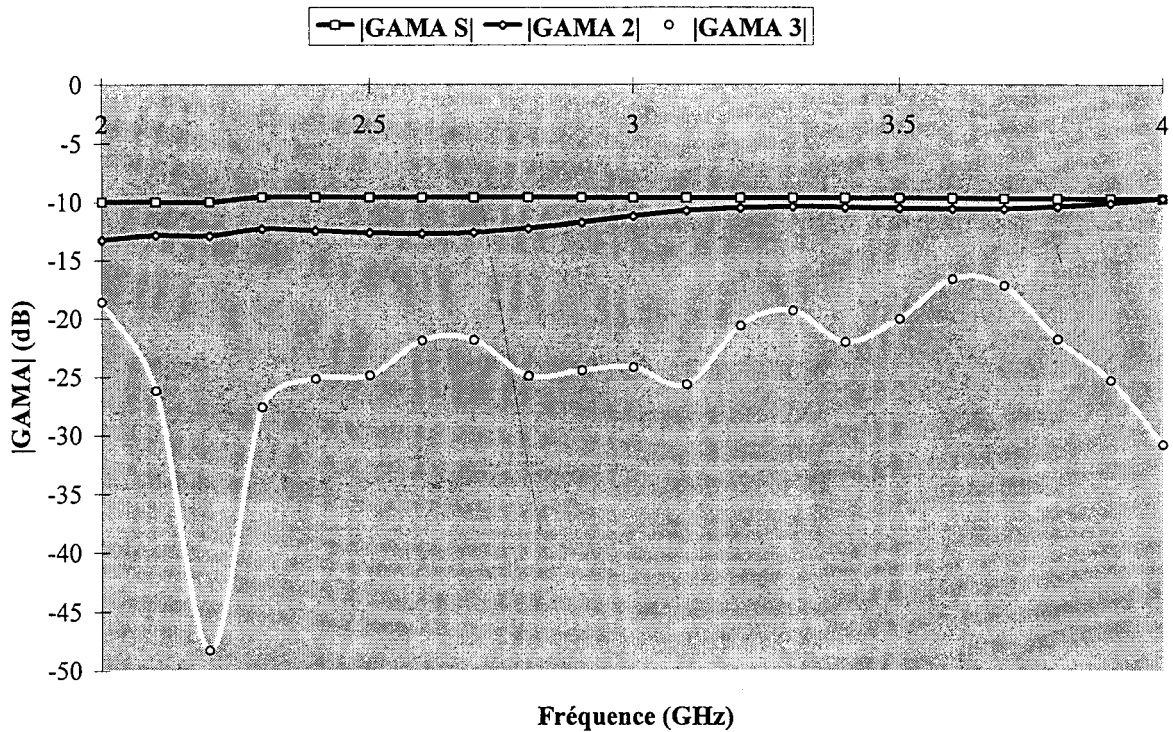


Fig.II.11-a Module des coefficients de réflexion en fonction de la fréquence pour une résistance de 25 Ω

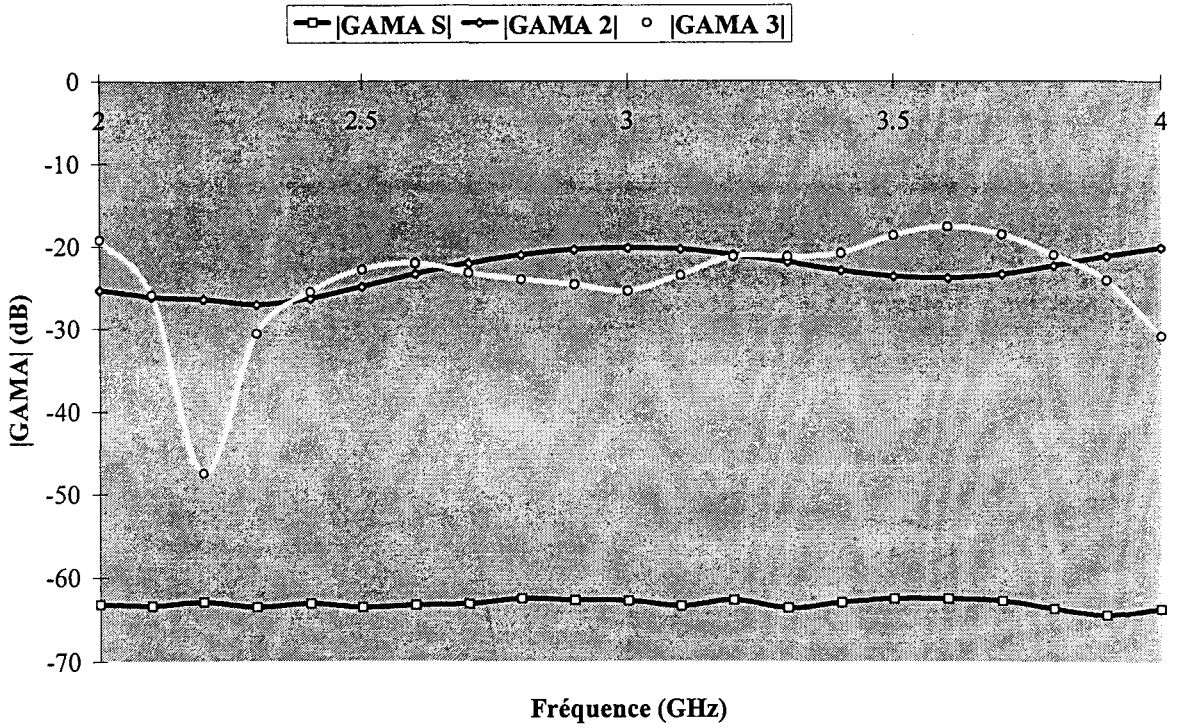


Fig.II.11-b Module des coefficients de réflexion en fonction de la fréquence pour une résistance de 50Ω

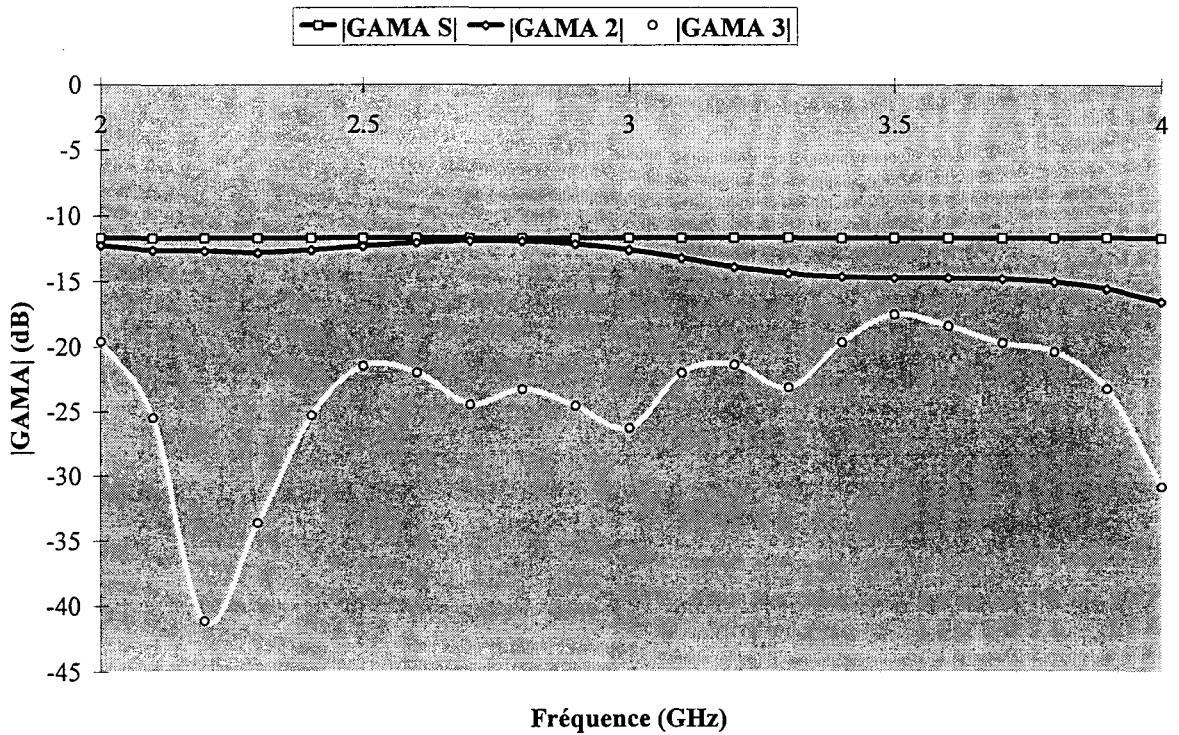


Fig.II.11-c Module des coefficients de réflexion en fonction de la fréquence pour une résistance de 85Ω

En observant Γ_3 , on constate que l'adaptation du banc de bruit est pratiquement réalisée par l'isolateur 1 pour les cas des résistances de 25 et 85 Ω . En revanche, pour la résistance de 50 Ω la présence de l'isolateur 1 tend à dégrader légèrement le module du coefficient de réflexion vu à l'entrée du système de mesure.

L'adaptation du banc de bruit contribue à atténuer les effets relatifs au second étage. C'est ce que nous pouvons vérifier sur les figures II.12-a, II.12-b et II.12-c. En effet, nous avons tracé les puissances disponibles de bruit émises par les résistances de 25, 50 et 85 Ω précédentes en fonction de la présence de l'isolateur 1 (notons que l'isolateur 2 reste présent dans le montage dans tous les cas de figure) et de la correction éventuelle du second étage.

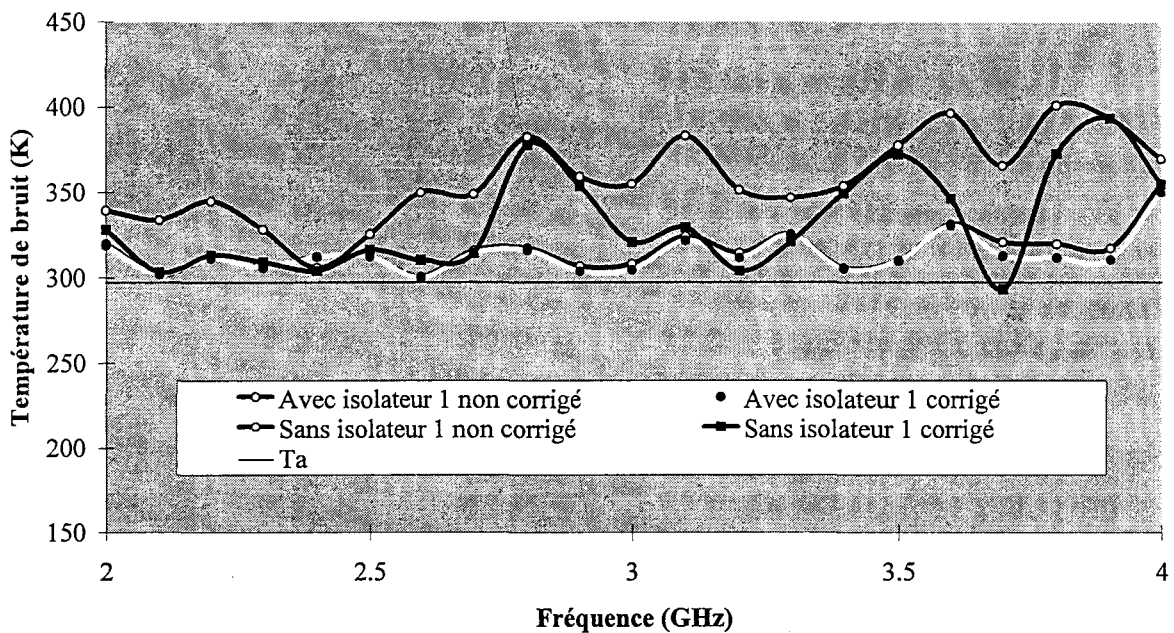


Fig.II.12-a Température de bruit pour la résistance de 25 Ω

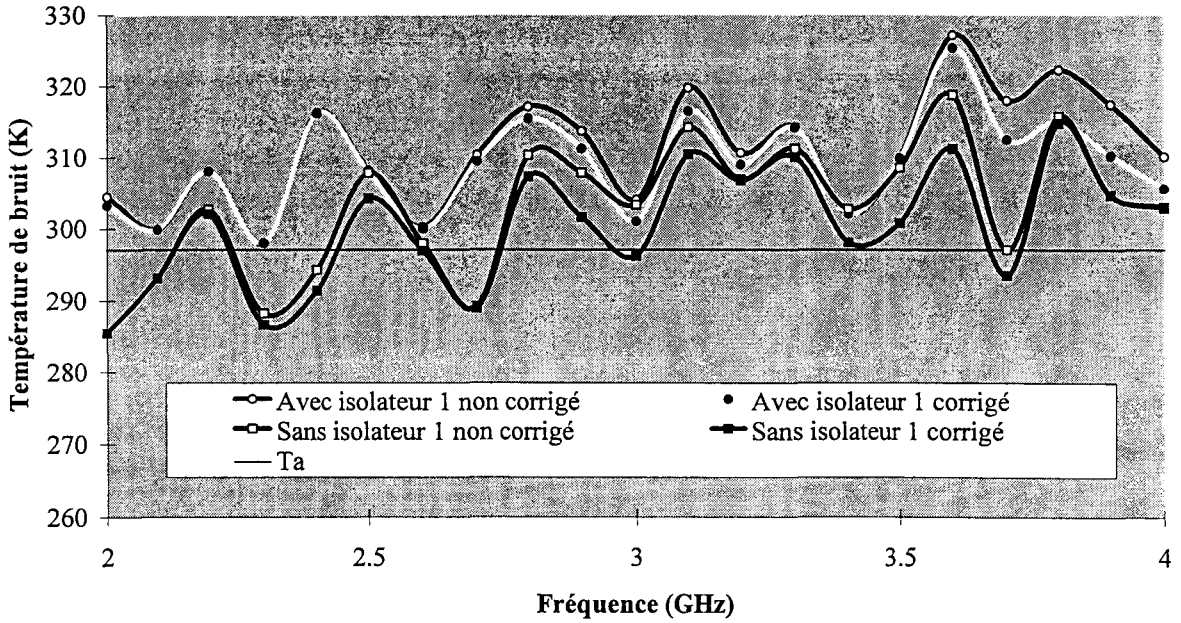


Fig.II.12-b Température de bruit pour la résistance de 50 Ω

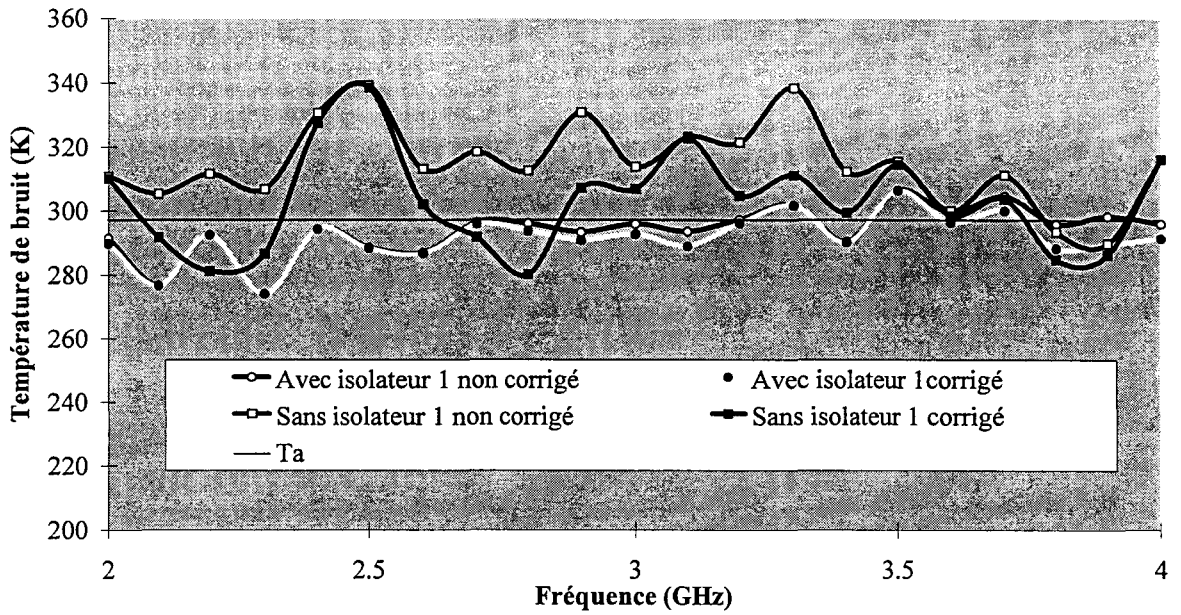


Fig.II.12-c Température de bruit pour la résistance de 85 Ω

On peut donc conclure que l'emploi de l'isolateur 1 permet de limiter les désadaptations du montage et d'augmenter ainsi la précision de la mesure de bruit. Les allures des courbes de température de bruit sont beaucoup moins fluctuantes avec l'isolateur 1 dans le montage sauf pour le cas particulier de la résistance 50Ω ou tout élément supplémentaire tend à désadapter le banc de mesure et à entacher la mesure d'une erreur. En effet, les températures de bruit moyennes obtenues (avec la correction du second étage) sur la plage de fréquence 2-4 GHz sont respectivement de 310, 312 et 295 K pour les résistances de 25, 50 et 85Ω . En présence de l'isolateur 1, la correction du second étage est considérablement réduite ceci est une conséquence directe de l'équation (II.15).

On peut remarquer que la correction du second étage est prépondérante uniquement lorsqu'on est proche de l'équilibre thermodynamique. Avec l'application d'une polarisation, la température de bruit augmente considérablement et la correction du second étage devient négligeable.

II.3- PRINCIPE DE LA METHODE DE MESURE DE PUISSANCE DE BRUIT

Dans la partie précédente, nous avons montré comment il fallait corriger la puissance de bruit brute mesurée pour tenir compte du bruit ajouté par le récepteur de bruit.

Dans cette partie nous allons présenter le formalisme qui permet de remonter de la puissance de bruit mesurée à la puissance de bruit disponible émise par le dipôle.

I.3.1- CONCEPT GENERAL

Pour obtenir le transfert maximum de puissance il faut que la condition suivante soit remplie (fig.II.13) [5] :

- le dipôle doit être fermé sur son impédance conjuguée

$$Z_s^* = Z_m \quad (\text{II.16})$$

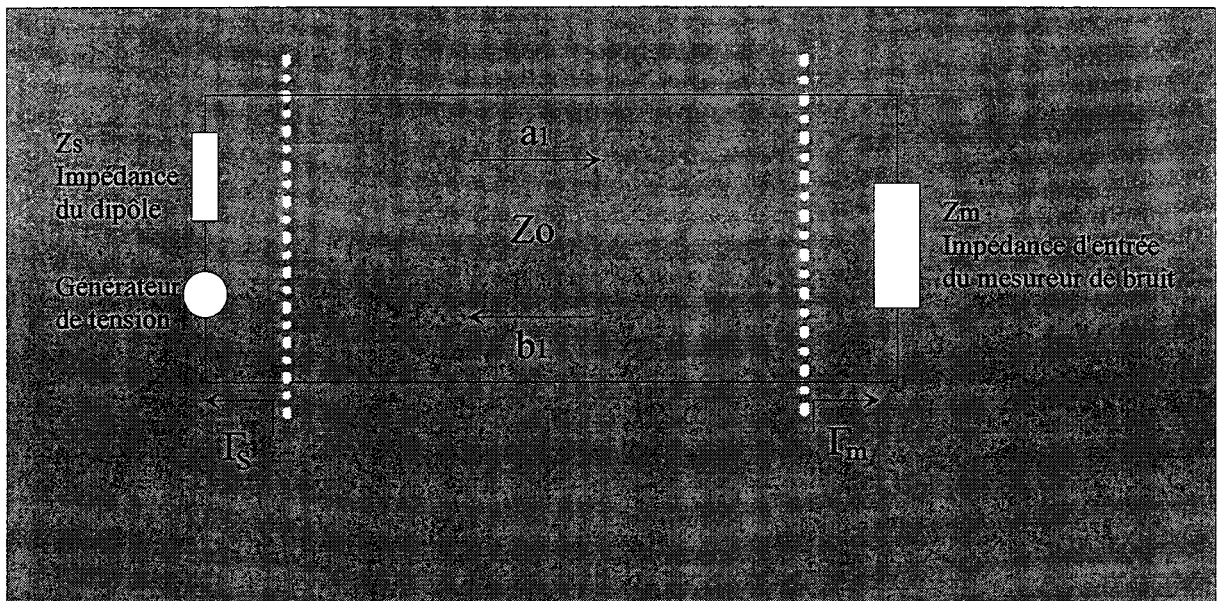


Fig.II.13- Puissance de bruit délivrée du dipôle à l'impédance d'entrée du mesureur de bruit

Dans le cas général, la charge et le dipôle sont désadaptés il est nécessaire de connaître la puissance disponible délivrée aux bornes du dipôle.

Si le dipôle est connecté sur une charge adapté, l'amplitude de l'onde émise par ce dipôle est b_s et nous obtenons dans un cas général :

$$a_1 = b_s + b_1 \Gamma_s \quad (\text{II.17})$$

La puissance réellement délivrée c'est à dire la puissance mesurée (P_m) à l'entrée du mesureur de bruit est:

$$P_m = |a_1|^2 - |b_1|^2 = |a_1|^2 (1 - |\Gamma_m|^2) \quad (\text{II.18})$$

Puisque $b_1 = a_1 \Gamma_m$ nous avons pour (II.17):

$$a_1 = b_s + a_1 \Gamma_m \Gamma_s \quad (\text{II.19})$$

$$a_1 = \frac{b_s}{1 - \Gamma_m \Gamma_s} \quad (\text{II.20})$$

Finalement la puissance réellement délivrée est :

$$P_m = \frac{|b_s|^2 (1 - |\Gamma_m|^2)}{|1 - \Gamma_m \Gamma_s|^2} \quad (\text{II.21})$$

Pour obtenir le maximum de puissance réellement délivrée il faut que la condition (II.16) soit satisfaite on obtient alors la puissance disponible aux bornes du dipôle:

$$P_d = \frac{|b_s|^2 (1 - |\Gamma_s^*|^2)}{|1 - \Gamma_s^* \Gamma_s|^2} = \frac{|b_s|^2}{1 - |\Gamma_s|^2} \quad (\text{II.22})$$

En effectuant le rapport entre les expressions (II.22) et (II.21) on trouve :

$$\frac{P_d}{P_m} = \frac{|1 - \Gamma_m \Gamma_s|^2}{(1 - |\Gamma_m|^2)(1 - |\Gamma_s|^2)} \geq 1 \quad (\text{II.23})$$

Ce qui signifie que la puissance disponible est supérieure ou égale à la puissance mesurée.

En conclusion, la puissance disponible aux bornes du dipôle est connue dès que les paramètres Γ_s, Γ_m, P_m sont mesurés.

II.3.2- APPLICATION DU FORMALISME GENERAL A NOTRE CAS DE FIGURE

Nous allons dans cette partie détailler la méthode de calcul mise en oeuvre afin d'extraire, la puissance disponible de bruit émise par le dipôle, de la puissance de bruit mesurée.

Nous avons illustré simplement notre chaîne de mesure sur la figure II.14.

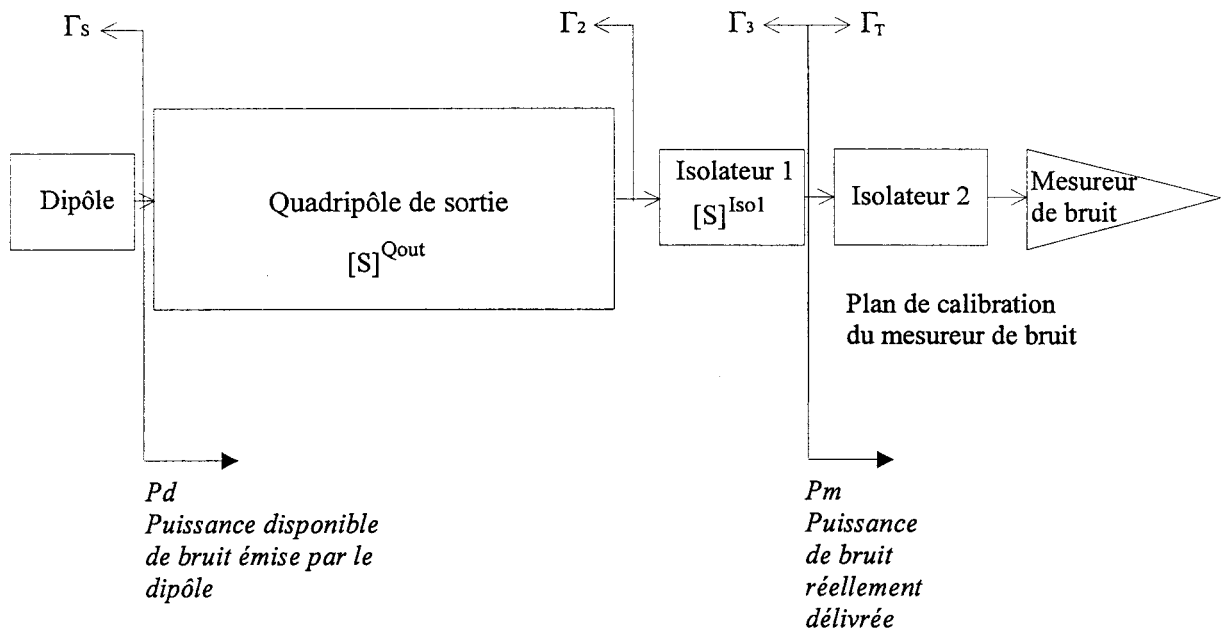


Fig.II.14- Synoptique de la chaîne de mesure avec les différents types de puissance de bruit mise en jeu

Nous pouvons de cette manière définir deux types de puissance [6]:

- la puissance disponible de bruit émise par le dipôle
- la puissance réellement délivrée à l'entrée du mesureur de bruit (puissance mesurée)

La différence en dB entre ces deux types de puissance correspond aux pertes de désadaptation induites à la fois par le quadripôle de sortie, l'isolateur 1 et par le fait que Γ_S et Γ_T soient non nuls.

Le mesureur de bruit présente quant à lui une impédance d'entrée qui n'est pas tout à fait égale à 50 Ω dans la bande 2-4 GHz comme on a pu le constater précédemment sur la figure II.8.

Nous allons tenir compte de toutes ces désadaptations en généralisant le formalisme établi dans la partie précédente l'équation II.23 devenant dans notre cas de figure:

$$P_{ds} = \frac{P_m |1 - \Gamma_T \Gamma_3|^2}{(1 - |\Gamma_T|^2)(1 - |\Gamma_3|^2)} \quad (\text{II.24})$$

avec Γ_T le coefficient de réflexion à l'entrée de l'ensemble isolateur 2-mesureur de bruit et Γ_3 le coefficient de réflexion vu en sortie de l'isolateur 1 cf fig.II.14.

P_{ds} représente la puissance disponible de bruit en sortie, c'est à dire dans le plan de calibrage du mesureur de bruit.

L'ensemble constitué par le quadripôle de sortie (représentant les sondes hyperfréquences, le té de polarisation, le commutateur) et l'isolateur 1, est un quadripôle passif, porté à la température ambiante T_a .

En connectant une impédance passive à l'entrée d'un quadripôle passif on a un dipôle passif en sortie du quadripôle. On constate que les puissances de bruit disponible en entrée et en sortie sont équivalentes. La puissance de bruit disponible fournie par un dipôle passif est égale à $k_b T_a B$. On obtient les relations suivantes :

$$P_{ds} = P_d = k_b T_a B \quad (\text{II.25})$$

$$P_{ds} = G_T P_d + N_a = G_T k_b T_a B + N_a \quad (\text{II.26})$$

De ces équations, nous pouvons extraire N_a , la puissance de bruit ajoutée par le quadripôle de sortie et l'isolateur 1 :

$$N_a = k_b T_a B (1 - G_T) \quad (\text{II.27})$$

$$G_T = G_1 * G_2 \quad (\text{II.28})$$

G_1 : gain disponible du quadripôle de sortie

G_2 : gain disponible de l'isolateur 1

T_a : température ambiante

Ces gains disponibles sont calculés à partir des relations suivantes:

$$\Gamma_2 = S_{22}^{Qout} + \frac{S_{12}^{Qout} S_{21}^{Qout} \Gamma_S}{1 - S_{11}^{Qout} \Gamma_S} \quad (\text{II.29})$$

$$\Gamma_3 = S_{22}^{Isol} + \frac{S_{12}^{Isol} S_{21}^{Isol} \Gamma_2}{1 - S_{11}^{Isol} \Gamma_2} \quad (\text{II.30})$$

on obtient alors

$$G_1 = \frac{|S_{21}^{Qout}|^2 (1 - |\Gamma_S|^2)}{|1 - \Gamma_S S_{11}^{Qout}|^2 (1 - |\Gamma_2|^2)} \quad (\text{II.31})$$

$$G_2 = \frac{|S_{21}^{Isol}|^2 (1 - |\Gamma_2|^2)}{|1 - \Gamma_2 S_{11}^{Isol}|^2 (1 - |\Gamma_3|^2)} \quad (\text{II.32})$$

En utilisant les équations (II.24), (II.26), (II.27) nous tirons la température "disponible" de bruit émise par le dipôle:

$$T_{bd} = \frac{T_{bm}|1 - \Gamma_T \Gamma_3|^2}{(1 - |\Gamma_T|^2)(1 - |\Gamma_3|^2)G_T} - \frac{T_a(1 - G_T)}{G_T} \quad (\text{II.33})$$

Remarque :

Intuitivement, on pourrait penser que la puissance disponible de bruit devrait dépendre de la résistance du dipôle puisque la densité spectrale des fluctuations de courant est proportionnelle à la température de bruit et à la conductance.

$$\overline{i^2} = 4k_b T_b \operatorname{Re}(Y(f))B = S_I(V_o, f)$$

Afin d'infirmar cette hypothèse, il suffit de considérer le second principe de la thermodynamique.

Supposons un système isotherme constitué d'une grande et d'une petite résistance reliées électriquement entre elles. Si il existait un flux de puissance de la grande vers la plus petite, on observerait alors une diminution de la température de bruit de la grande résistance et une augmentation de la température de bruit de la plus petite, ce qui est physiquement impossible.

Toute source de bruit émettant de l'énergie doit se refroidir, toutefois le transfert de puissance de bruit est tellement faible qu'il est rapidement absorbé par l'environnement. Les sources de bruit sont donc en équilibre thermique avec leur environnement.

II.4- DISPOSITIF EXPERIMENTAL DE MESURE DE BRUIT

Le banc de mesure de bruit que nous avons développé, a été initialement conçu et automatisé pour l'étude des facteurs de bruit de transistors à effet de champ par Gilles Dambrine [7]. Les mesures de puissances de bruit sont effectuées dans la bande de fréquence 2-4 GHz. En effet, dans cette gamme de fréquence, on peut négliger toutes les composantes microscopiques de bruit "basse fréquence" (bruit en $1/f$, bruit G-R) pour ne retenir que le bruit de diffusion et éventuellement le bruit de grenaille dans le cas d'un transport de type balistique.

Dans le cadre de notre étude, le banc est présenté sur la photographie II.15.



Il est constitué principalement d'un analyseur de réseau vectoriel (HP 8510B), d'un mesureur de bruit (HP 8970B) et d'une station de mesure sous pointes. Les différents éléments du banc sont connectés entre eux par des câbles semi-rigides. L'ensemble du système est automatisé et commandé par une station de travail HP 9000.

II.4.1- ANALYSEUR DE RESEAUX

L'analyseur de réseaux est utilisé pour caractériser généralement en fonction de la fréquence un réseau multiaccès (actif ou passif) supposé linéaire. De cette façon, le réseau est entièrement défini par une matrice de paramètres complexes pouvant s'exprimer sous différentes formes (admittance, impédance, chaîne, répartition) [8].

Pour des fréquences supérieures à 500 MHz, la mesure des tensions et courants n'est plus significative, on procède donc à la mesure de la répartition des puissances.

L'analyseur de réseaux permet la mesure des coefficients de réflexion et de transmission par rapport à une impédance de référence, c'est à dire les paramètres [S].

De façon schématique, un analyseur comporte trois parties principales :

- une source hyperfréquence (vobulateur ou synthétiseur)
- un ensemble de circuits hyperfréquences destiné à séparer les signaux en diverses voies à l'aide d'un diviseur de puissance et de ponts ou à l'aide de coupleurs bidirectionnels
- un récepteur comprenant un ou plusieurs changements de fréquence suivant la gamme de fréquences de l'appareil.

La première étape du processus de mesure consiste à calibrer l'analyseur de réseau par un calibrage (LRM) dans le plan des pointes hyperfréquences [9].

L'analyseur de réseau est utilisé pour mesurer les paramètres de répartition suivants :

- dipôle à tester
- quadripôle de sortie représentant les pointes hyperfréquences, le té de polarisation ainsi que le commutateur
- les deux isolateurs et (le rôle de chaque isolateur sera précisé ultérieurement)
- Γ_T coefficient de réflexion dans le plan de calibrage du mesureur de bruit.

Remarque :

Les paramètres [S] du quadripôle de sortie, des isolateurs et de Γ_T sont mesurés pour chaque

point de fréquence. Une fois ces mesures préliminaires effectuées, elles restent constantes quel que soit la polarisation du dipôle à caractériser.

II.4.2- MESUREUR DE BRUIT

Le mesureur de bruit HP 8970B comprend un mélangeur et un oscillateur local synthétisé interne. On procède au calibrage du mesureur de bruit grâce à une source de bruit à diode avalanche (HP 346C) calibrée de 10 MHz à 26,5 GHz. Cette opération conduit à nous ramener dans le plan d'entrée de l'isolateur 2 (cf fig.II.16).

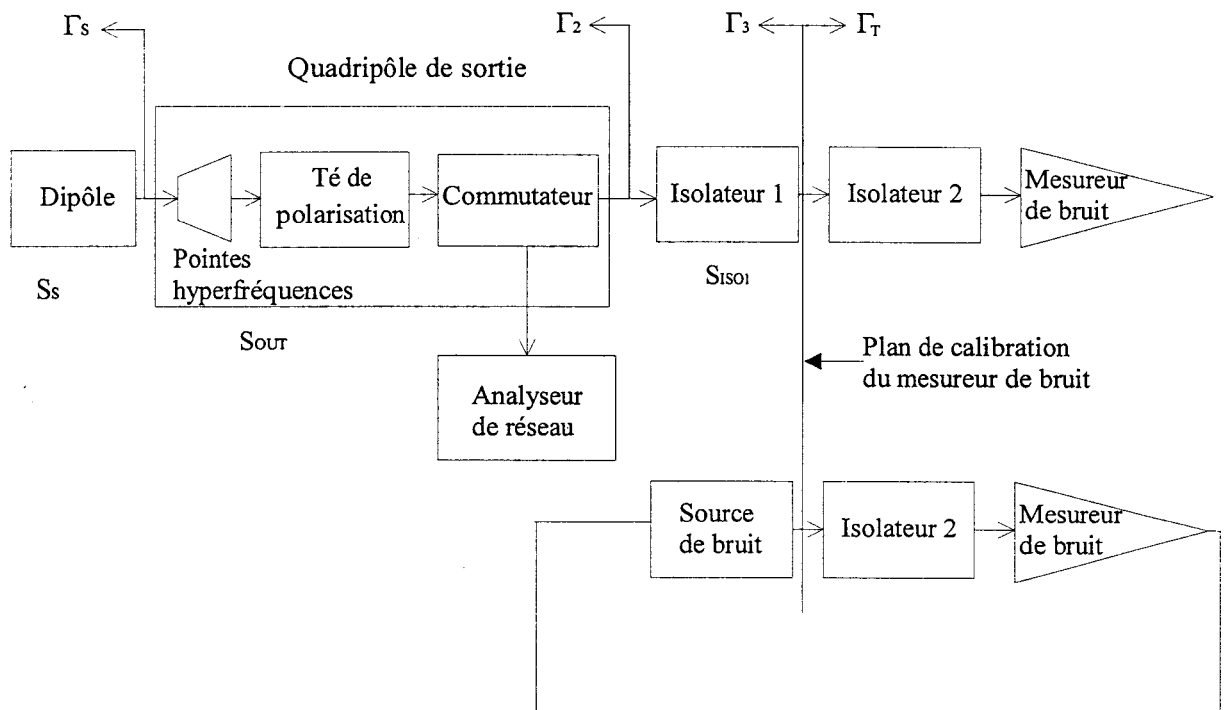


Fig.II.16- Synoptique du banc de mesure de bruit et calibrage du mesureur de bruit

De cette façon, on s'affranchit 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 de référence. La source délivre une puissance de bruit blanche dans la bande passante B du mesureur soit 4 MHz dans notre cas. Comme nous étudions des dipôles, la source de bruit n'est utilisée que pendant la phase de calibrage.

Les principales sources d'erreur de mesures de bruit sont dues [10]:

à l'incertitude de l'ENR aux points d'étalonnage de la source de bruit.

- L'incertitude moyenne quadratique du rapport de bruit en excès (ENR) est couramment de plus ou moins 0.1 dB aux fréquences d'étalonnage de la source de bruit. Il est donc nécessaire de procéder régulièrement au réétalonnage de la source de bruit à l'aide d'une charge passive chauffée ou refroidie.

aux variations de l'ENR (Excess Noise Ratio) avec la fréquence.

- La source de bruit étant définie par un ENR variant de 12.9 à 15 dB dans la gamme 10 MHz-26,5 GHz. Les mesures de bruit étant effectuées à différentes fréquences, le mesureur de bruit consulte les données d'ENR, stockées dans sa mémoire vive, aux deux fréquences les plus proches de celle utilisée. Il interpole ensuite la valeur d'ENR correspondante à la fréquence de mesure.

aux variations concernant la température froide.

- En général, la plupart des mesureurs de bruit utilise la température froide standard T_0 définie précédemment. Cependant, le HP 8970B utilise la valeur de la température ambiante sélectionnée par l'utilisateur, dans le cas contraire la valeur de 296.5 K est prise par défaut par le mesureur de bruit.

aux incertitudes liées à la désadaptation.

- Il s'agit de la seule source d'erreur importante, elle est fonction du dispositif à tester (bruit intrinsèque, impédance). Elle dépend également de la désadaptation de la source de bruit entre position chaude et froide.

L'incertitude totale ainsi obtenue est généralement de l'ordre d'environ 0.2 dB (valeur fournie par le constructeur). Ceci équivaut à une incertitude d'une dizaine de degré Kelvin sur la température disponible de bruit émise par le dipôle à tester.

II.5-CONCLUSIONS

L'objet de ce chapitre a consisté à mettre au point et à optimiser un banc de mesure de puissance de bruit destiné à l'étude de dipôles. Cette méthode sera utilisée dans les deux chapitres suivants pour caractériser des structures recessées sans grille de type MESFETs et HEMTs réalisées au laboratoire. Les longueurs des zones actives de ces dispositifs sont comprises entre 0.2 et 0.075 μm on espère ainsi observer d'éventuels effets balistiques au niveau des mesures de puissances disponibles de bruit.

Tout d'abord, nous avons associé au récepteur de bruit un isolateur supposé parfait qui nous a permis de caractériser l'ensemble isolateur2-récepteur par sa matrice chaîne de corrélation de bruit.

Ensuite, nous avons défini les expressions analytiques qui nous permettent de tenir compte de la puissance de bruit ajoutée par le système de mesure (correction du second étage) entre les phases de calibrage et de mesure. A partir de ces relations analytiques, il est clairement apparu qu'il fallait limiter au maximum les désadaptations électriques du banc par rapport au système de réception pour obtenir des mesures de bruit optimales.

Enfin, dans ce but nous avons inséré un deuxième isolateur devant le plan de calibrage de l'ensemble isolateur2-récepteur de bruit. Ce deuxième isolateur a contribué à réduire fortement l'amplitude des fluctuations de mesure et à augmenter la précision obtenue sur la valeur moyenne (sur la bande de fréquence 2-4 GHz) de la température de bruit. Il faut toutefois remarquer que la correction du second étage s'avère être négligeable lorsque l'on considère le montage avec les deux isolateurs.

ANNEXE 1- NOTION DE BRUIT DANS LES QUADRIPOLES

Dans les composants, le bruit est noyé dans le signal de sortie et apparaît comme une limitation fondamentale pour la sensibilité. Il s'avère donc important de déterminer l'origine et la localisation des sources microscopiques de bruit dans le but de procéder à leur réduction éventuelle.

Pour comparer l'influence du bruit dans différents quadripôles, il est nécessaire de se définir un facteur de qualité. Ce facteur est appelé "facteur de bruit", il caractérise la dégradation du rapport signal sur bruit à travers le réseau (cf fig.1).

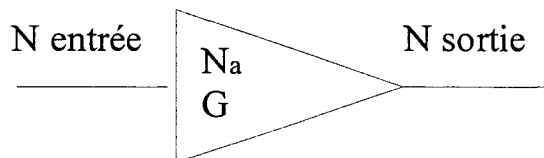


Fig.1- Schéma du quadripôle bruyant

Son expression est donnée par:

$$F = \frac{\left(\frac{S}{N}\right)_{\text{entrée}}}{\left(\frac{S}{N}\right)_{\text{sortie}}} \quad \text{à } T_o = 290K \quad (1)$$

Toutefois il est difficile de mesurer précisément le rapport $\left(\frac{S}{N}\right)$ en hyperfréquence et l'on procède de la manière suivante:

$$N_{\text{entrée}} = k_b T_o B \quad (2)$$

$$N_{\text{sortie}} = N_a + k_b G T_o B \quad (3)$$

$$F = \frac{\left(S_{\text{entrée}} / k_b T_o B \right)}{\left(GS_{\text{entrée}} / (N_a + k_b GT_o B) \right)} \quad (4)$$

$$F = \frac{N_a + k_b GT_o B}{k_b GT_o B} \quad (5)$$

Nous avons adopté les notations suivantes:

N : Puissance disponible de bruit

N_a : Puissance de bruit ajoutée par le quadripôle

S : Signal contenant les informations

k_b : Constante de Boltzmann

B : Bande de fréquence

G : Gain en puissance disponible du quadripôle

Le facteur de bruit n'est pas une quantité suffisante pour caractériser entièrement un quadripôle bruyant. Puisque par définition, il dépend de la puissance disponible du signal d'entrée, qui elle même fonction de la charge placée en entrée. Afin de s'affranchir de la relation entre le facteur de bruit et l'impédance d'entrée, on caractérise le quadripôle bruyant par sa matrice électrique complexe ($[Z]$, $[Y]$, $[A]$) et par quatre paramètres de bruit (R_n , F_{\min} , G_{opt} , B_{opt}) [11].

Ce qui est vrai pour le composant intrinsèque l'est d'autant plus pour un système constitué de plusieurs composants. En effet, les systèmes de réception modernes doivent traiter des signaux très faibles d'où une limitation de la détectivité.

Dans une chaîne de réception ce sont les performances en bruit du premier élément qui conditionnent les performances totales du système. Ceci est une conséquence directe de la formule de Friis [12] que nous avons illustré ci-dessous.

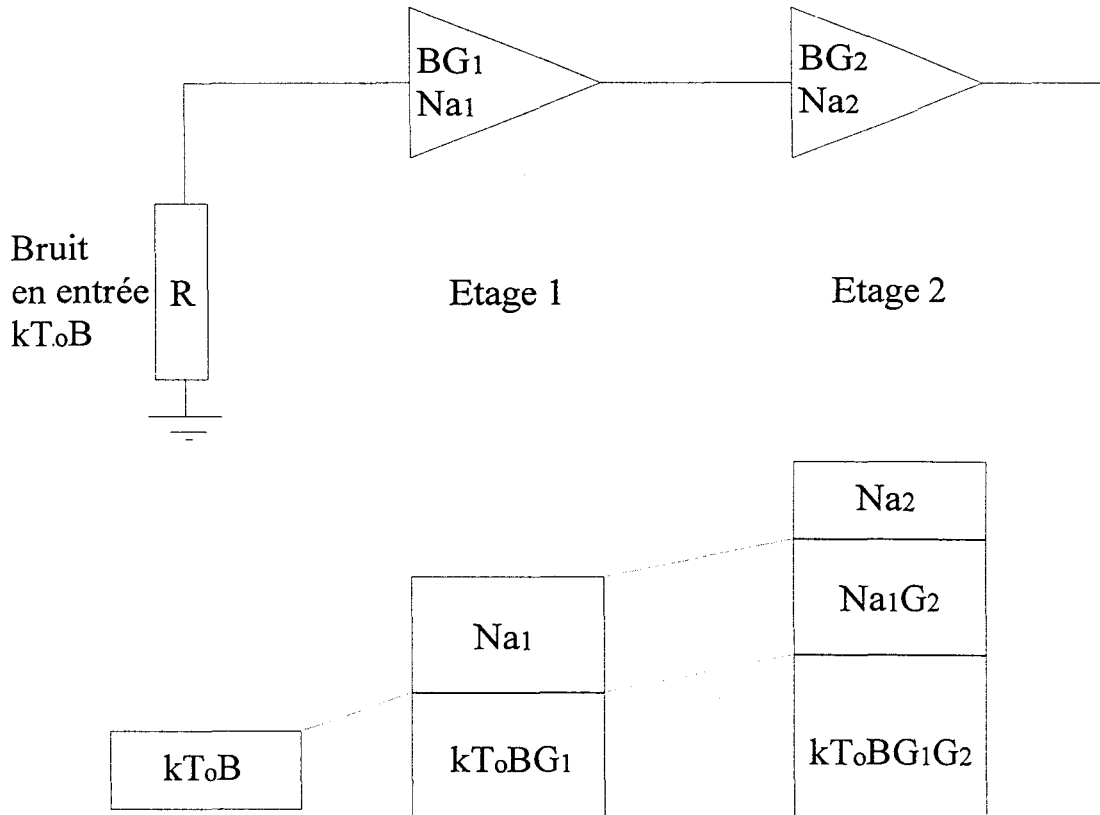


Fig.2 Schématisation d'une chaîne de réception

$$F_{total} = F_1 + \frac{F_2 - 1}{G_1} + \dots + \frac{F_n - 1}{G_1 G_2 \dots G_{n-1}} \quad (6)$$

**ANNEXE 2- CALCUL DE LA MATRICE CHAÎNE DE BRUIT
DE L'ENSEMBLE ISOLATEUR-RECEPTEUR**

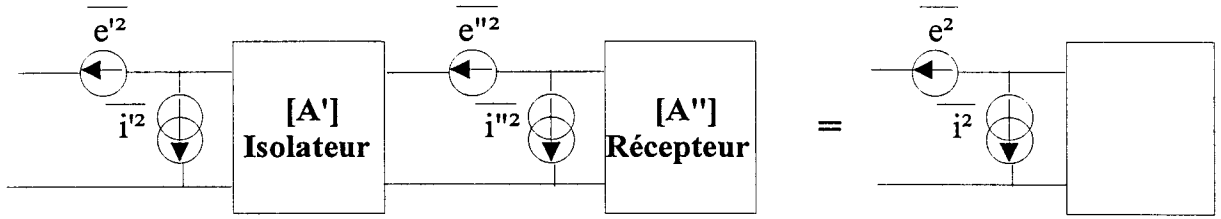


Fig.1- Représentation chaîne équivalente de l'ensemble isolateur-récepteur

On obtient en cascasant les matrices :

$$[C_A] = [C_{A'}] + [A'] [C_{A''}] [A']^+ \quad (1)$$

avec

$[C_A]$: la matrice chaîne de bruit de l'ensemble isolateur-récepteur

$[C_{A'}]$: la matrice chaîne de bruit de l'isolateur

$[C_{A''}]$: la matrice chaîne de bruit du récepteur

$[A']$: la matrice chaîne électrique de l'isolateur

$+$: correspondant à la transposée conjuguée de la matrice

$$[A'] [C_{A''}] [A']^+ = \frac{1}{4} \begin{bmatrix} 1 & R_o \\ G_o & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e''2 & e''i''* \\ e''*i'' & \overline{i''2} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & G_o \\ R_o & 1 \end{bmatrix} \quad (2)$$

Comme l'a démontré R.Q.Twiss [13], la matrice de corrélation de bruit d'un quadripôle passif quelconque est obtenue à partir de sa matrice électrique admittance.

La matrice chaîne de bruit de l'isolateur est :

$$[C_{A'}] = k_b T_a B \begin{bmatrix} R_o & -1 \\ -1 & G_o \end{bmatrix} \quad (3)$$

Nous obtenons finalement pour la matrice chaîne de bruit de l'ensemble isolateur-récepteur l'expression suivante :

$$[C_A] = \begin{bmatrix} R_o(P + k_b T_a B) & (P - k_b T_a B) \\ (P - k_b T_a B) & G_o(P + k_b T_a B) \end{bmatrix} \quad (4)$$

BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE II

[1] H.Nyquist.

« Thermal Agitation of Electric Charge in Conductors »

Physical Review, Vol 32 July 1928

[2] H.Rothe and W.Dahlke.

« Theory of Noisy Fourpole »

Proceedings IRE, Vol 44, pp 811-818, June 1956

[3] H.Hillbrand and P.H.Russer.

« An Efficient Method for Computer Aided Noise Analysis of Linear Amplifier Network »

IEEE Transactions on Circuits and Systems, Vol CAS-23, pp235-238, April 1976

[4] M.W.Pospieszalski.

« On the Noise Parameters of Isolator and Receiver with Isolator at the Input »

IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol MTT-34, n°4, April 1986

[5] G.D.Vendelin.

« Design of Amplifiers and Oscillators by the S-parameter Method »

A Wiley-Interscience Publication.

[6] G.Dambrine.

« Caractérisation des transistors à effet de champ : Mesure précise de la matrice de répartition et détermination directe du schéma équivalent »

Thèse de Doctorat, Lille Mars 1989

[7] G.Dambrine, H.Happy, F.Danneville, A.Cappy.

« A New Method for on Wafer Measurement »

IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol 41, n°3, March 1993

[8] P.Barreau.

« Mesures en Radiofréquences : Analyseurs de Réseaux en Microondes »

R1145, Techniques de l'Ingénieur, traité mesures et Contrôle

[9] J.M.Belquin.

« Développement de bancs de mesures et de modèles de bruit de HEMT pour la conception de circuits faible bruit en gamme d'ondes millimétriques »

Thèse de Doctorat, Lille Mars 1997

[10] NOTE Hewlett Packard.

« Applications et fonctionnement du mesureur de facteur de bruit 8970A »

Note produit 8970A-1, Octobre 1982

[11] J.M.Belquin.

« Mesure automatique des paramètres de bruit dans la bande de fréquences 8-18 GHz »

DEA Electronique, Lille Juillet 1993

[12] H.T.Friis.

« Noise Figures of Radio Receivers »

Proceedings of the IRE, pp419-422, July 1944

[13] R.Q.Twiss.

« Nyquist and Thevenin's Theoreme Generalized for Nonreciprocal Linear Networks »

Journal of Applied Physics, Vol 26, n°5, pp559-602, May 1955

CHAPITRE III

ANALYSE STATIQUE ET DE BRUIT DE STRUCTURES SANS GRILLE DE TYPE MESFET

III- ANALYSE THEORIQUE ET EXPERIMENTALE DES CARACTERISTIQUES STATIQUE ET DE BRUIT DANS DES STRUCTURES RECESSEES DE TYPE MESFET SANS GRILLE

Ce travail a été réalisé en collaboration avec Javier Matéos Lopez, Tomas Gonzales Sanchez et le Professeur Daniel Pardo Collantes de l'Université de Salamanca (Espagne). En effet, Javier Mateos Lopez a effectué un stage de six mois au sein de notre équipe (premier semestre 1995) dans le cadre du contrat Européen Capital Humain et Mobilité (n° ERBCHRXCT 920047). Nous avons développé en commun, un programme Monte-Carlo adapté à l'étude du bruit haute fréquence dans des structures ultracourtes bidimensionnelles, ainsi que le banc de bruit présenté dans le chapitre précédent. Ainsi nous devrions être en mesure de reproduire théoriquement les résultats expérimentaux (statique et bruit) ce qui se trouve rarement dans la littérature. En effet la négligence de phénomènes physiques tels que le potentiel de surface ou de la résistance de contact lors des simulations peut conduire à d'importantes différences notamment au niveau du calcul des quantités de second ordre comme le bruit.

Afin de s'affranchir des complications inhérentes aux mesures de quadripôles, nous avons étudié une structure de type dipôle. Ce dipôle est en fait un MESFET avec fossé de grille ou la grille n'a pas été déposée (donc aucune influence de source de bruit de grille [1]). Pour caractériser de tels composants, il suffit de connaître le courant et la température de bruit (déduite de la puissance disponible de bruit) ceci pour chaque point de polarisation.

Même si nous n'avons plus de grille nous maintenons tout de même la présence du fossé de grille [2] (diminution des résistances d'accès) afin de prendre en compte le comportement bidimensionnel du transport électronique et d'accentuer l'importance relative au potentiel de surface sur les parois du recess [3]. Ce type de géométrie va conduire les électrons à être soumis à d'importants champs électriques dans la région située sous le fossé de grille. Ainsi des phénomènes de survitesses vont apparaître dans cette zone avec la création d'un domaine d'accumulation. Le transport balistique est dû aux électrons accélérés si rapidement par le champ électrique qu'ils se déplacent pratiquement sans subir d'interactions. Nous avons

également réduit les longueurs de fossé de grille jusqu'à 0.075 μm afin d'accentuer les effets précédemment cités.

III.1- REALISATION TECHNOLOGIQUE ET CARACTERISATION

A l'heure actuelle, le MESFET (Metal Schottky Field Effect Transistor) GaAs est l'un des composants les plus utilisés dans les circuits hyperfréquences [4] et en particulier pour les applications « faibles bruit » [5]. Les performances de ces dispositifs sont liées aux meilleures propriétés de transport du matériau GaAs par rapport au silicium. Un autre avantage de la technologie GaAs est qu'il est possible de réaliser des substrats semi-isolant qui permettent de réduire les capacités parasites et facilitent ainsi l'intégration des composants dans les dispositifs microondes. Les progrès technologiques de ces dernières années (Epitaxie par Jet Moléculaire, lithographie, etc) ont permis d'obtenir des transistors ayant des longueurs de grille inférieures à 0.1 μm ce qui correspond à des fréquences de l'ordre de 100 GHz.

III.1.1- Topologie

Les différentes couches semi-conductrices constituant la structure ont été obtenues par Epitaxie par Jet Moléculaire (EJM) au laboratoire. Un exemple de couche (n° opération 10182) est représenté sur la figure III.1.

Elle comprend :

- *un cap layer généralement fortement dopé pour permettre la réalisation de bons contacts ohmiques, dans notre cas le cap layer correspond à une couche de 400 Å de GaAs avec un dopage $N_D = 5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$*
- *une couche graduelle de 150 Å de GaAs avec un dopage variant de $N_D = 5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ à $N_D = 5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$*
- *une couche constituant la zone active de 750 Å de GaAs dopée $N_D = 5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$*
- *un substrat non intentionnellement dopé (n.i.d)*

400 Å GaAs $5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$

150 Å GaAs $5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3} \Rightarrow 5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$

750 Å GaAs $5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$

GaAs n.i.d.

Fig.III.1- Représentation des couches semi-conductrices de la structure

La topologie générale obtenue en creusant le canal est illustrée sur la figure III.2.

Nous avons :

- 2 différentes largeurs Z de $50 \mu\text{m}$ et $75 \mu\text{m}$
- 3 différentes longueurs L de recess $0.2 \mu\text{m}$, $0.1 \mu\text{m}$ et $0.075 \mu\text{m}$ (mesures AFM : Atomic Force Microscopy)
- la longueur entre les deux contacts ohmiques est de $1.3 \mu\text{m}$

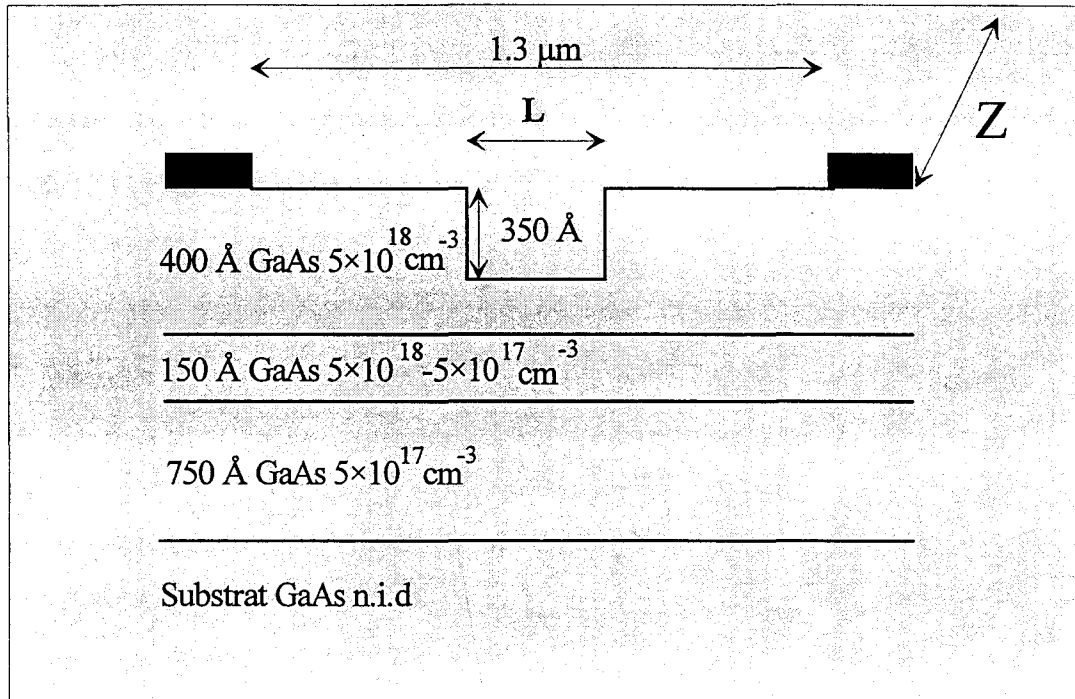


Fig.III.2- Topologie de la structure MESFET sans grille

III.1.2- Chronologie des étapes technologiques [6]

Les composants ont été conçus en utilisant le masque TU mis au point au laboratoire (figures III.3-a et III.3-b). Chaque motif est composé de deux transistors de développement différent ($2 \times 50 \mu\text{m}$ et $2 \times 75 \mu\text{m}$) associés à une échelle de résistance. La technologie utilisée pour réaliser les composants est une technologie nitrure. Dans ce procédé de fabrication, le pied de la grille est défini dans une fine couche de nitrure de 800 \AA .

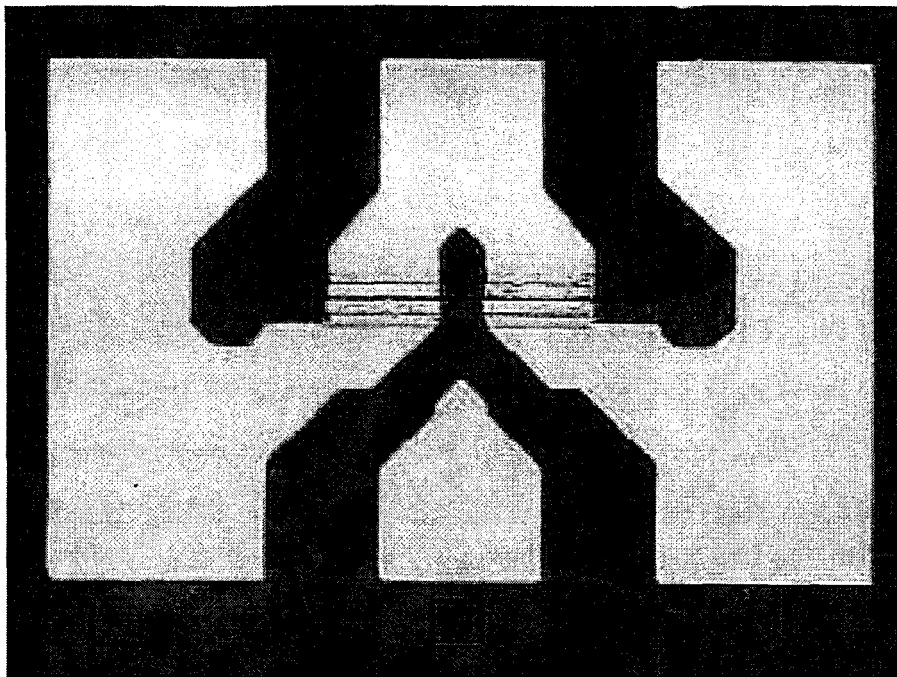


Fig.III.3-a Masque TU

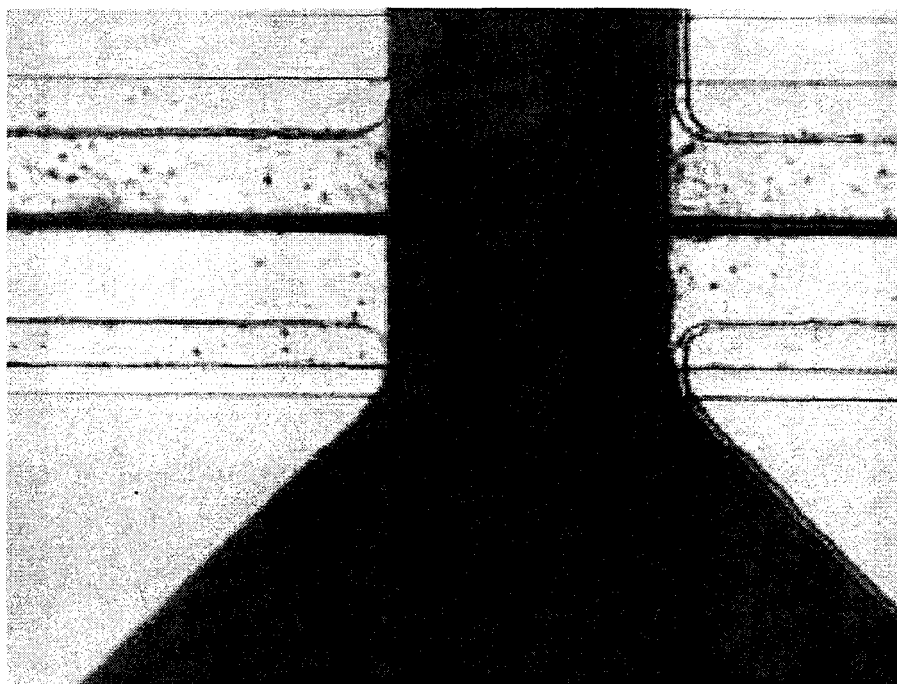


Fig.III.3-b Aperçu de la zone recessée

III.1.2.1- Contact ohmique

La première étape technologique consiste à déposer les contacts ohmiques non débordants sur le matériau semi-conducteur GaAs par évaporation sous vide de l'alliage Au-Ge.

Les caractéristiques des composants sont fortement affectées par les valeurs des résistances d'accès, en particulier la résistance de contact qui occupe un rôle important. La diminution de la résistance de contact permet donc une amélioration globale des performances aussi bien en fréquence qu'en bruit.

La détermination des valeurs des résistances de contact et de la résistance carré de la couche sont déterminées par des mesures quatre points (cf fig.III.4). Celles-ci sont effectuées sur des structures de largeur identique mais de longueur L variable (2 μm, 5 μm, 10μm et 20 μm). L'alignement de ces structures sur un même wafer forme une échelle de résistances.

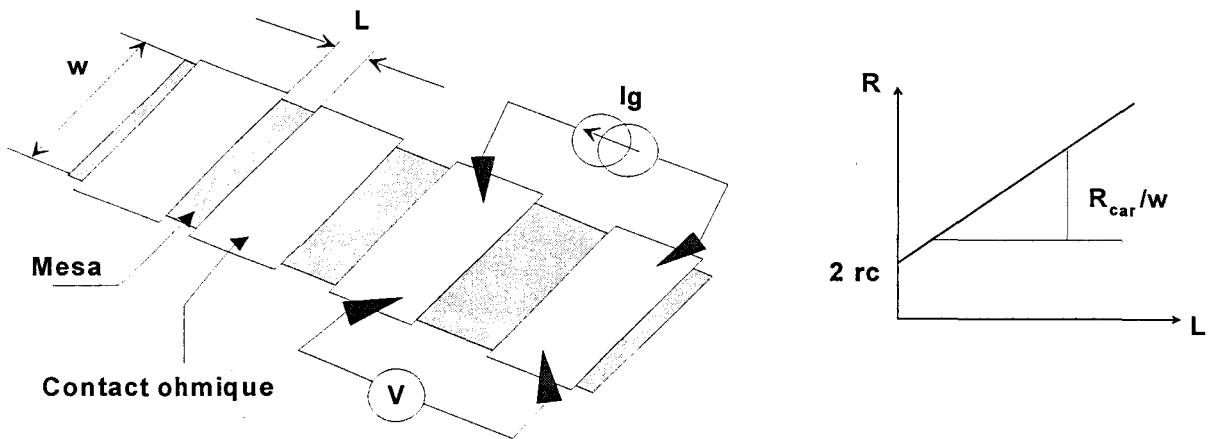


Fig.III.4- Principe de la mesure de la résistance de contact et de la résistance carré par la méthode de mesure quatre points

La résistance totale de l'échantillon est définie par :

$$R_T = \frac{R_{car}L}{W} + 2r_c \quad (III.1)$$

Les valeurs obtenues par cette méthode pour une structure de $2 \times 50 \mu m$ sont résumées dans le tableau suivant :

opération	R_{car}	r_c	R_T (théorique)	R_T (mesurée)
n°10138	$165 \Omega/\square$	$0.2 \Omega/mm$	6.1Ω	6.3Ω

III.1.2.2- Isolation

On procède ensuite à l'isolation électrique des différents composants issus d'un même substrat. Cette étape est réalisée par une attaque chimique pendant laquelle on vient graver la couche active jusqu'au substrat. Ce procédé est couramment appelé attaque méso.

On dépose alors une résine et on définit le pied de grille par un masquage électronique. On effectue l'ouverture du pied de grille par une gravure ionique réactive (GIR) CF_4 .

III.1.2.3- Gravure du fossé de grille

La gravure du fossé de grille est l'étape de fabrication la plus critique, puisque c'est elle en grande partie qui conditionne les performances du composant. Cette étape consiste à retirer le cap de GaAs pour atteindre la couche constituant le canal. Afin d'obtenir une bonne homogénéité des composants, un contrôle précis de la profondeur d'attaque ainsi que de la sous gravure éventuelle est requis.

Les deux méthodes principales sont :

- *La gravure humide par attaque chimique en solution.*
- *La gravure sèche par attaque ionique réactive à l'aide d'un plasma.*

En général, on obtient avec les attaques chimiques un bon contrôle des épaisseurs de gravure et elles permettent également de sous graver le cap sous la résine ou le nitrure. L'inconvénient de ce type d'attaque réside dans le fait qu'elles soient moins homogènes et moins reproductibles.

Les attaques plasma procurent quant à elles une bonne homogénéité d'attaque associée à un bon contrôle (faible vitesse d'attaque et anisotropie). En revanche, elles posent le problème lié à la dégradation de la couche dû au bombardement ionique des espèces présentes dans le plasma.

Nos structures étant sans grille, nous avons opté pour l'utilisation d'une gravure sèche $\text{CH}_4/\text{H}_2/\text{Ar}$ durant sept minutes qui nous permet un meilleur contrôle de la géométrie du recess. La vitesse de gravure de cette solution est de l'ordre de 50 Å/min. Cette vitesse peut être augmentée en accroissant le flux d'argon (pour des flux fixes de CH_4 et de H_2). Toutefois il est nécessaire de limiter la quantité d'argon afin d'obtenir une surface qui soit la plus régulière possible [7].

Ce type d'attaque est principalement mécanique puisque le plasma est utilisé pour fournir de l'énergie aux molécules de GaAs afin de briser les liaisons covalentes. Ce processus peut modifier les caractéristiques du composant suivant deux voies :

- *La surface du matériau semi-conducteur va accumuler une grande quantité de défauts due au bombardement ionique. Le nombre d'états de surface va s'accroître ainsi que le nombre de charges piégées par les défauts. Par conséquent la valeur du potentiel de surface va elle aussi augmenter. Ceci va entraîner un élargissement de la zone désertée sous le recess, conduisant à une réduction du canal.*
- *Lorsque le semi-conducteur est exposé au flux de plasma, il est possible que quelques molécules de CH_4 viennent s'implanter à la périphérie de la surface. Cette implantation peut modifier les propriétés de transport relatives à cette région*

Nous présentons la chronologie des étapes technologiques sur le synoptique suivant :

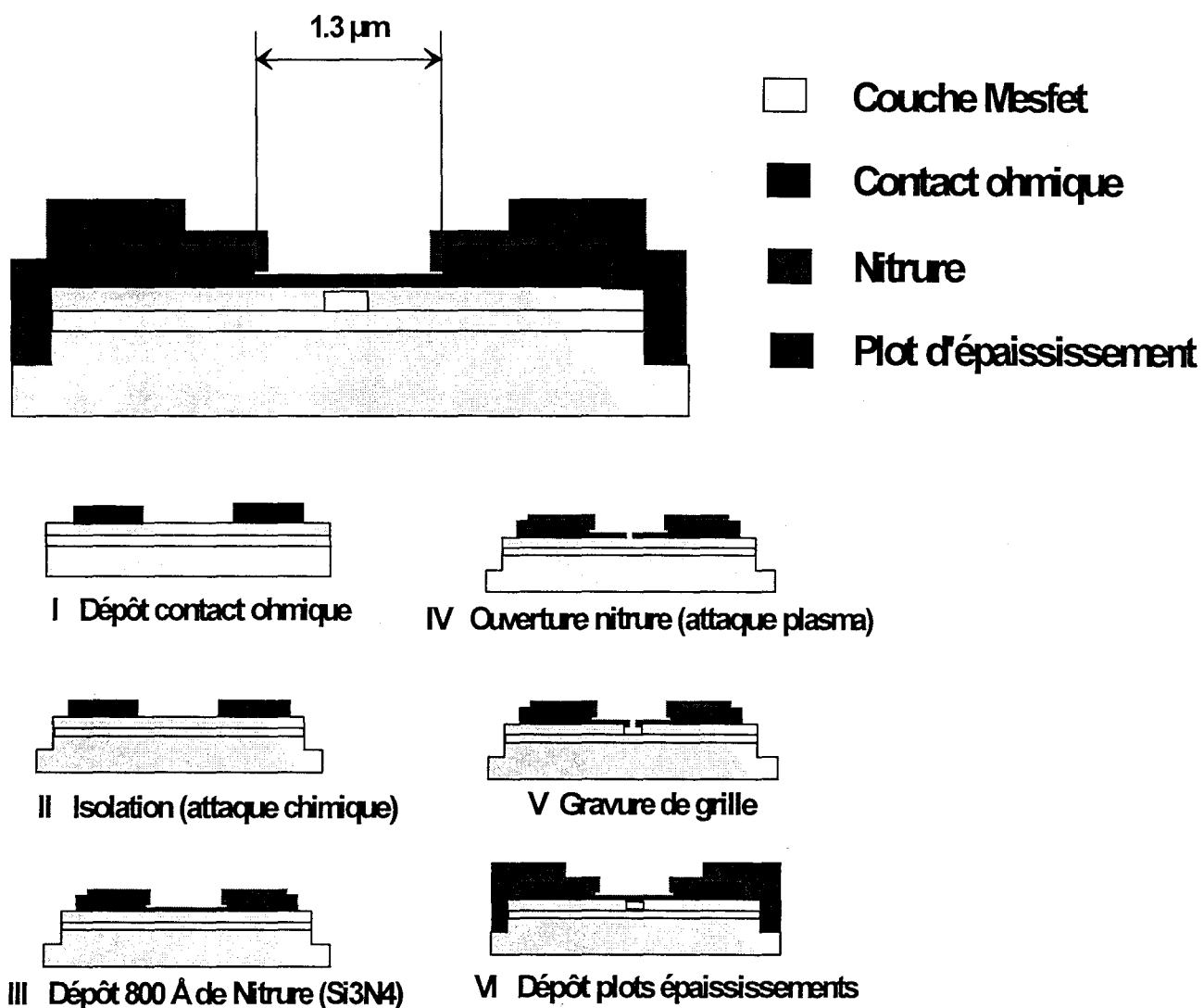


Fig.III.5- Chronologie des étapes de la technologie nitrure

III.2- MODELE MONTE-CARLO

Les généralités concernant la méthode de Monte-Carlo ont été introduites dans le premier chapitre dans le cas d'un matériau en volume. Nous allons à présent exposer les particularités du programme induites par les limites géométriques du composant et par les inhomogénéités spatiales.

III.2.1- CONDITIONS INITIALES

La première étape consiste à se définir les limites géométriques du dispositif , pour cela il est nécessaire de procéder au maillage de la structure afin de résoudre l'équation de Poisson. Ces mailles permettront également d'exprimer les valeurs des différentes grandeurs de sortie (vitesse, énergie, champ électrique, etc...) en fonction de la position. Chaque maille est identifiée par son dopage et par son type de matériau semi-conducteur. Pour chaque porteur, un vecteur d'onde est affecté aléatoirement suivant une distribution thermique.

III.2.2- ASSIGNATION DE CHARGE

Les deux méthodes les plus usitées pour assigner les charges sont :

- *nearest-grid -point* on assigne toute la charge de chaque particule au noeud le plus proche de la particule considérée
- *cloud-in-cell* on répartit la charge du porteur aux noeuds les plus proches ceci en fonction de la distance les séparant du porteur

Ces deux techniques utilisent les positions finales des porteurs à l'issue de chaque pas dt pour procéder à l'assignation de charges dans le maillage. Dans le cas de nos structures nous utilisons un maillage bidimensionnel à l'intérieur de laquelle chaque particule simulée représente une quantité de charge par unité de longueur Q [8].

$$Q = -\frac{q}{Z} \quad (\text{III.2})$$

Z représente la longueur équivalente du composant dans la direction non simulée.

Nous avons discrétisé la structure en $N \times M$ (N cellules verticales et M cellules horizontales) mailles ou cellules élémentaires nous obtenons donc $(N+1)(M+1)$ noeuds. Chaque maille rectangulaire est entourée de quatre noeuds. Le potentiel de chaque noeud du réseau est déterminé et on calcule ensuite la valeur du champ électrique pour chacune des mailles.

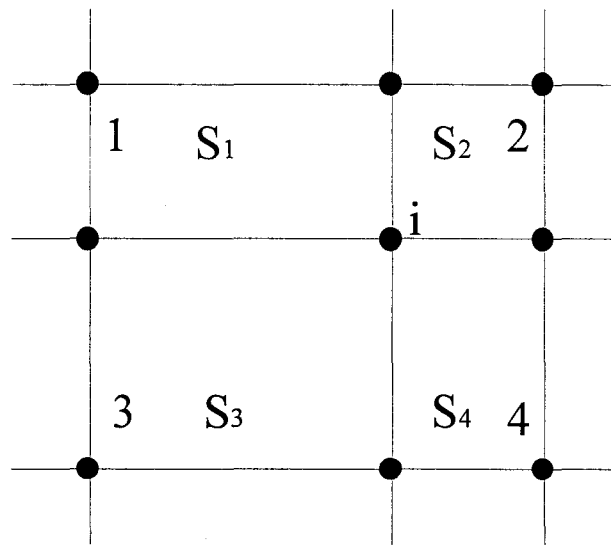


Fig.III.6- Assignation de charge pour la simulation bidimensionnelle

La méthode employée ici est basée sur le calcul de la moyenne temporelle de la densité de charge. En effet la charge affectée au noeud i correspond à la moyenne cf fig.III.6 (pondérée par la surface des mailles) de la densité de charges moyennes calculée durant le pas temporel précédent dans les quatre mailles entourant le noeud i :

$$\rho_i = \frac{\bar{\rho}_1 S_1 + \bar{\rho}_2 S_2 + \bar{\rho}_3 S_3 + \bar{\rho}_4 S_4}{S_1 + S_2 + S_3 + S_4} \quad (\text{III.3})$$

avec $\bar{\rho}_1$ la densité de charge moyenne dans la maille élémentaire 1 durant le pas de temps antérieur et S_1 la surface de cette maille.

En utilisant cette méthode la valeur de la charge assignée à la fin du pas temporel, correspond à la valeur moyenne sur la durée du pas "dt" et non pas à la valeur instantanée. De cette façon on obtient un profil de champ électrique beaucoup plus "lisse" et on élimine en partie le bruit numérique dû au faible nombre de porteurs simulés dans chaque cellule.

III.2.3- RESOLUTION BIDIMENSIONNELLE DE L'EQUATION DE POISSON

Les porteurs se déplacent sous l'action d'une distribution spatiale de champ électrique appelée usuellement carte de champ électrique. Cette carte est renouvelée à l'issue de chaque pas de simulation. Le champ électrique conditionnant le mouvement du porteur change d'une cellule à l'autre. La réduction des longueurs de recess des composants (de 0.2 μm à 0.075 μm) associée au phénomène d'injection de porteurs dans le substrat, accentue le caractère bidimensionnel du transport. Ceci nous amène à résoudre l'équation de Poisson à chaque pas dt pour connaître en chaque noeud du maillage le champ électrique appliqué aux porteurs.

La technique employée pour résoudre l'équation de Poisson à deux dimensions permet l'utilisation d'un maillage non uniforme. Cette caractéristique s'avère être très utile lorsque l'on doit traiter des structures comportant des profils de dopage fortement inhomogènes.

Dans le cas bidimensionnel, l'équation de Poisson se réduit à :

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} = -\frac{\rho(x,y)}{\epsilon_0 \epsilon_r} \quad (\text{III.4})$$

Cette équation est discrétisée en appliquant la méthode des différences finies. Le système matriciel obtenu ((N + 1)(M + 1) équations linéaires qui nécessitent le calcul exact de la matrice inverse du système) est résolu en utilisant une méthode directe "la décomposition LU" (Lower-Upper) [9].

III.2.4- CONDITIONS AUX LIMITES

Les conditions aux limites imposées sur les faces de la structure sont de deux types :

- *Conditions de Dirichlet : le potentiel est imposé sur les électrodes.*
- *Conditions de Neumann : la composante du champ électrique perpendiculaire à la surface considérée est nulle.*

Les conditions précédentes régissant le potentiel aux frontières du dispositif impliquent les règles suivantes pour la dynamique des porteurs :

- *Dans les régions où les conditions de Neumann sont utilisées pour le potentiel, les électrons subissent des réflexions "spéculaires". L'électron voit ainsi la composante normale de son vecteur d'onde changer de signe.*
- *Dans les contacts ohmiques où les conditions de Dirichlet pour le potentiel sont appliquées, il existe différents moyens de simuler le comportement des porteurs. Généralement on considère la région des contacts ohmiques comme étant à l'équilibre thermique même lorsqu'un flux de courant y circule. Pour cela, on impose l'égalité entre les concentrations d'électrons libres et d'impuretés dans la région contiguë au contact ohmique. On dispose d'une réserve d'électrons qui sert à assurer la neutralité électrique de cette région. En effet à l'issue de chaque pas temporel, le déficit de porteurs libres est compensé par l'injection du nombre d'électrons manquants suivant une distribution thermique Hemi-Maxwellienne (le vecteur d'onde est toujours dirigé vers l'intérieur de la structure).*

III.2.5- POTENTIEL DE SURFACE

Nos structures étant sans grille, l'interface air-semi-conducteur joue un rôle particulièrement important dans la région située sous le fossé de grille. En effet, la limitation spatiale du matériau semi-conducteur induit une modification de la périodicité du réseau

cristallin et conduit à l'apparition d'états de surface localisés dans la bande interdite [10]. Ce phénomène est habituellement représenté par un potentiel de surface, dont la valeur V_S est d'environ -0.5 V dans le cas du GaAs [11], qui crée une zone désertée à la périphérie de la surface. L'épaisseur du canal qui contrôle le flux de courant est très sensible à la présence du potentiel de surface. De plus, les effets conjugués de l'attaque plasma peuvent augmenter la superficie de la région désertée.

Dans le but de modéliser une structure qui soit la plus proche possible de la réalité nous devons tenir compte du potentiel de surface. Dans le cas contraire, le courant obtenu serait trop important. La solution la plus simple pour simuler le potentiel de surface consiste à appliquer les conditions de Dirichlet aux surfaces concernées. Toutefois cette méthode s'avère être trop "rigide" puisque le potentiel est fixé de façon artificielle, les fluctuations de charges dans le canal en seront affectées. Cela aura des répercussions sur l'allure de la caractéristique courant-tension ainsi que sur les fluctuations de courant au sein du canal.

La deuxième possibilité est de placer une charge surfacique statique σ dans la région voisine du recess. Cette densité surfacique représente la charge piégée par les états de surface dont la valeur est définie par [12] :

$$\sigma = \sqrt{2qN_D V_S \varepsilon} \quad (\text{III.5})$$

avec q la charge élémentaire de l'électron et N_D la concentration d'impuretés ε permittivité du semi-conducteur situé à l'interface.

Sur les figures III.6-a et III.6-b nous avons représenté le profil de potentiel pour une tension appliquée entre source et drain de 1 volt pour une structure de 0.2 μm de longueur de recess. Le potentiel de surface est modélisé grâce aux deux méthodes précédemment énoncées. Dans les deux cas les effets du potentiel de surface ne sont considérés qu'aux abords des trois parois du fossé de grille. Car seule cette zone influence fortement l'allure de la caractéristique statique. La prise en compte des états de surface sur toutes les autres parois ne

conduirait qu'à augmenter le temps calcul. De plus, l'effet du potentiel de surface est atténué dans ces régions par la passivation on y applique donc les conditions de Neumann.

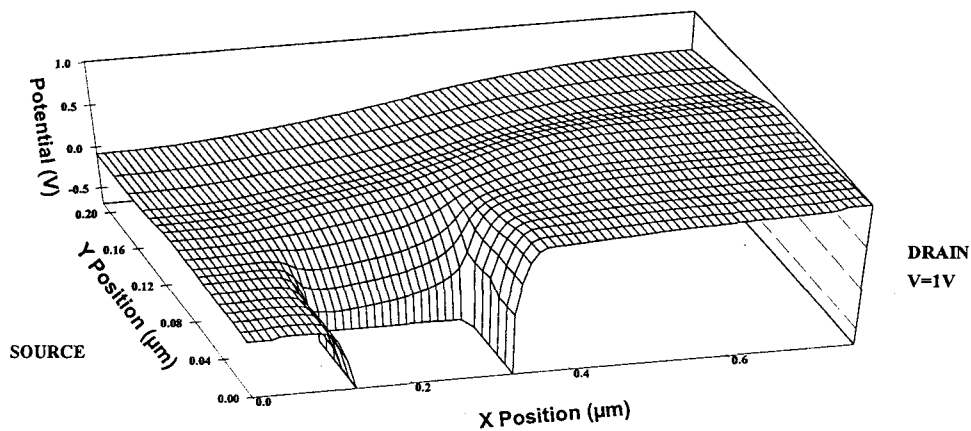


Fig.III.6-a Profil de potentiel en modélisant le potentiel de surface par une charge surfacique statique

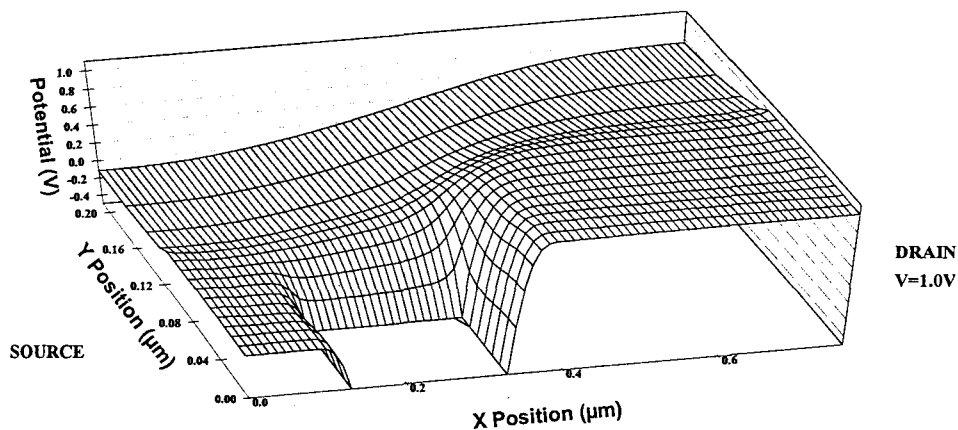


Fig.III.6-b Profil de potentiel en modélisant le potentiel de surface par une valeur fixe

Une différence assez conséquente sur la répartition du potentiel est visible si l'on compare les deux figures III.6-a et III.6-b. La carte de champ électrique doit aussi être modifiée ce qui a des répercussions sur le $I(V)$, c'est ce que l'on constate sur la figure III.7.

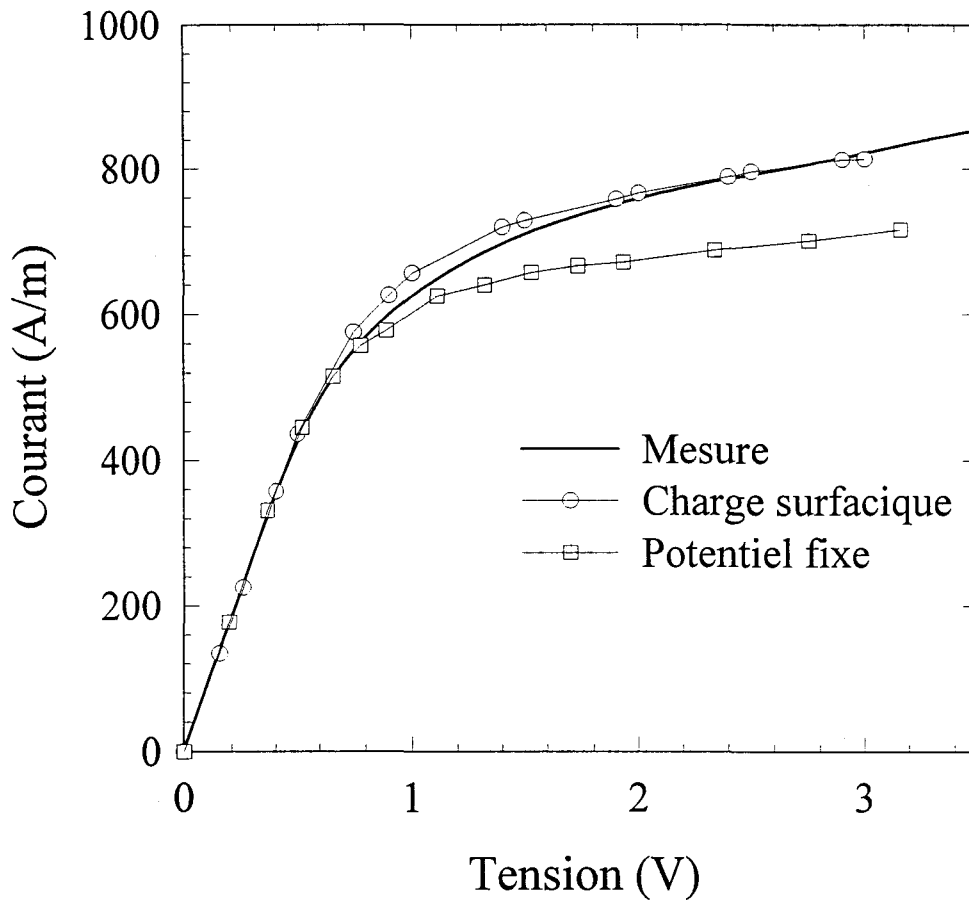


Fig.III.7- Comparaison des caractéristiques I(V) expérimentale et théoriques

(simulation du potentiel de surface par les deux méthodes)

La zone de saturation est moins prononcée avec la charge surfacique statique qu'avec la valeur de potentiel fixe. Nous avons adopté le modèle de la charge statique dans toutes nos simulations car la réalité physique nous semble mieux représentée et le meilleur accord de la courbe I(V) expérimentale conforte ce choix.

III.2.6- CALCUL DU COURANT

La technique utilisée pour calculer le courant à l'intérieur de la structure permet d'avoir accès à la valeur moyenne ainsi qu'aux fluctuations du courant. La densité de courant j à l'intérieur du dispositif est constituée de deux composantes, le courant de conduction j_c lié à la vitesse des porteurs et le courant de déplacement associé aux fluctuations du champ électrique E .

$$j = j_c + \epsilon_0 \epsilon_r \frac{\partial E}{\partial t} \quad (\text{III.6})$$

Dans le cas d'une simulation bidimensionnelle, l'expression du courant (par unité de longueur dans la direction non simulée Z) qui circule à travers le dispositif quel que soit la position comprise entre deux plans situés en $x=x_0$ et $x=x_1$ est donnée par :

$$I(t) = \frac{1}{x_1 - x_0} \left[Q \sum_i^{x_0-x_1} v_{xi}(t) + \frac{\epsilon_0 \epsilon_r}{\Delta t} \sum_{i=1}^{M_y} \Delta y_i (\varphi(x_0, y_i, t) - \varphi(x_0, y_i, t - \Delta t) - \varphi(x_1, y_i, t) + \varphi(x_1, y_i, t - \Delta t)) \right] \quad (\text{III.7})$$

avec $\varphi(x, y, t)$ le potentiel au point (x, y) à l'instant t , Q la densité de charge linéaire d'une particule ($Q=e/Z$ avec Z la longueur de la dimension non simulée), Δt le pas temporel, M_y le nombre de mailles verticales du dispositif, Δy_i la dimension verticale de la i -ème colonne du dispositif et y_i sa position verticale. La somme des composantes x de la vitesse est effectuée sur les porteurs dont la position x est comprise entre x_0 et x_1 . Le premier terme de l'équation correspond au courant de conduction, le second au courant de déplacement.

III.2.7- RESISTANCE SERIE

Afin de diminuer considérablement le nombre de particules simulées, il nous a semblé

judicieux de rassembler les régions ohmiques du composant réel et de les simuler à l'aide d'une résistance r_C macroscopique placée en série avec le reste du composant. Cette résistance en série représente la partie de la région située sous la source qui est ohmique ainsi que les deux résistances de contact. En revanche, nous ne pouvons pas insérer la région située sous le drain dans r_C puisqu'elle est peuplée par des électrons chauds. Ces derniers doivent parcourir une certaine distance avant de retourner à l'équilibre thermodynamique. L'inclusion de r_C permet d'effectuer une comparaison réaliste entre les résultats issus de Monte-Carlo et les mesures.

De cette façon la structure réelle est divisée en deux parties. La première que nous appellerons composant intrinsèque est simulée par la méthode de Monte-Carlo et la seconde correspond à la résistance série non bruyante. La résistance r_C est incluse dans la simulation en réajustant à l'issue de chaque pas temporel la tension (U_d) appliquée aux bornes du composant intrinsèque, ceci en fonction du courant total instantané traversant r_C . L'équation différentielle à résoudre pour calculer U_d est la suivante [13] :

$$U_d = U_a - r_C I_T = U_a - r_C (I_{cond} + I_{dép}) = U_a - r_C \left(I_{cond} + \frac{h\varepsilon}{l} \frac{dU_d}{dt} \right) \quad (\text{III.8})$$

avec U_a la tension totale appliquée, I_T le courant total, I_{cond} le courant de conduction, $I_{dép}$ le courant de déplacement (courant par unité de longueur dans la direction non simulée), ε la constante diélectrique du matériau, h la dimension verticale des contacts et l la dimension horizontale du composant.

Le courant de conduction est issu de la formule suivante [14] :

$$I_{cond} = -\frac{q}{lZ} \sum_{i=1}^{N_T} v_i \quad (\text{III.9})$$

avec Z la dimension non simulée du dispositif et v_i la vitesse dans la direction x de l'électron i .

L'équation (III.8) est résolue par la méthode des différences finies.

III.2.8- TEMPERATURE DE BRUIT

La représentation sous forme de circuit bruyant de la structure simulée (avec r_c . non bruyante) est illustrée sur la figure III.8.

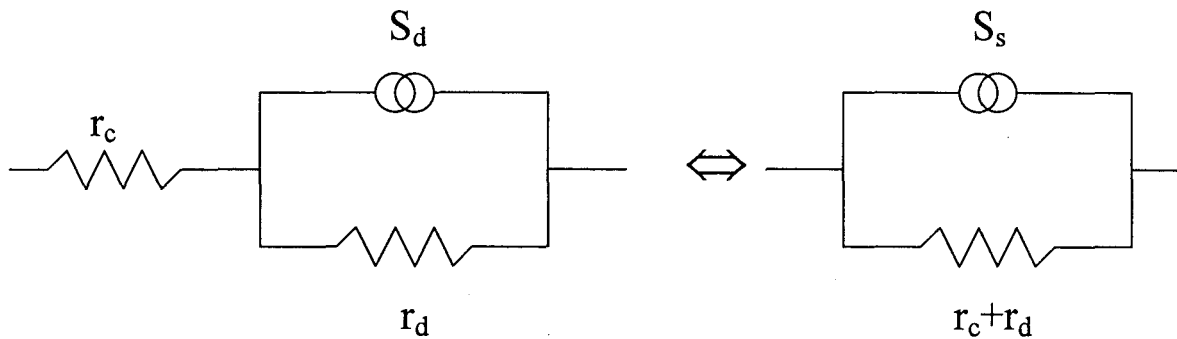


Fig.III.8- Circuit équivalent de bruit de la simulation Monte-Carlo

S_d et S_s correspondent respectivement aux densités spectrales des fluctuations de densité de courant dans le composant intrinsèque et dans le circuit total. r_d est la résistance différentielle du composant intrinsèque.

A partir de "l'histoire" de la densité de courant total simulée, nous calculons la fonction d'autocorrélation puis la densité spectrale S_s grâce au théorème de Wiener-Khintchine. De cette manière nous extrayons facilement la température de bruit T_d du composant intrinsèque :

$$S_s = \frac{S_d r_d^2}{(r_c + r_d)^2} = \frac{4k_b T_d r_d}{(r_c + r_d)^2} \quad (\text{III.10})$$

Cependant, afin de pouvoir effectuer une comparaison entre les températures de bruit simulées et mesurées, il est impératif d'introduire analytiquement le bruit relatif à la résistance r_c . Nous considérons r_c comme une résistance à l'équilibre thermodynamique dont la source de bruit est non corrélée avec la source de bruit du composant intrinsèque. Sa température de bruit T_c est donc la température du réseau. Le schéma équivalent final tenant compte de la résistance série bruyante est présenté sur la figure III.9.

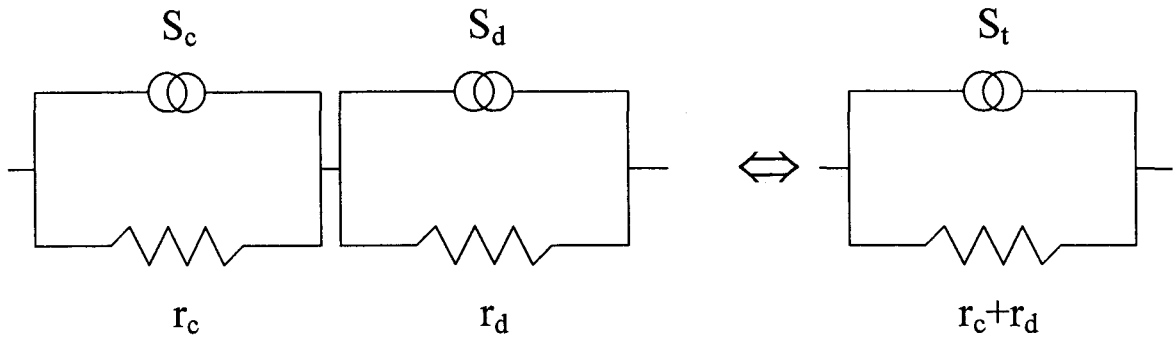


Fig.III.9- Circuit équivalent de bruit de la simulation Monte-Carlo incluant la résistance bruyante

avec S_c la densité spectrale de bruit ajoutée par r_c et S_t la densité spectrale totale reliée à S_d par l'équation suivante :

$$S_t = \frac{S_c r_c^2}{(r_c + r_d)^2} + \frac{S_d r_d^2}{(r_c + r_d)^2} = \frac{4k_b T_c r_c}{(r_c + r_d)^2} + \frac{4k_b T_d r_d}{(r_c + r_d)^2} \quad (\text{III.11})$$

En connaissant les températures de bruit T_d (équation III.8) du composant intrinsèque et $T_c=300\text{ K}$ des contacts, on déduit de la formule (III.9) la température de bruit T_t de l'ensemble du composant :

$$T_t = \frac{T_c r_c + T_d r_d}{r_c + r_d} \quad (\text{III.12})$$

C'est la température de bruit T_t que nous comparerons avec la température de bruit mesurée.

La température de bruit est la quantité adéquate pour comparer les valeurs théoriques et expérimentales de bruit. En effet, cette grandeur est indépendante du nombre de porteurs simulé, ce qui n'est pas le cas de la fonction d'autocorrélation et de la densité spectrale qui sont fonction de la dimension non simulée du composant (suivant Z). Notons que pour une même structure, nous avons fait varier la taille des cellules élémentaires, et par conséquent, le nombre de cellules et que les résultats obtenus sont restés invariants.

III.2.9- CALCUL DE LA DENSITE SPECTRALE

Nous allons exposer la méthode numérique qui nous a permis de calculer la densité spectrale en courant à fréquence nulle $S_i(0)$ [15].

Tout d'abord, nous appliquons entre les deux armatures métalliques du composant une tension continue et nous calculons le courant instantané à l'issue de chaque pas dt . L'histoire du courant simulé doit être suffisamment longue pour s'affranchir des erreurs statistiques, pour cela nous calculons le courant pendant une centaine de picosecondes.

Ensuite, nous déterminons la fonction d'autocorrélation centrée du courant, en négligeant les premières picosecondes afin de nous affranchir du régime transitoire. Après avoir tracé cette fonction, nous repérons le temps ($m.dt$) pour lequel la fonction s'annule. Nous subdivisons notre temps T_S de simulation effectif (en régime stationnaire) en K sous séquences indépendantes, en introduisant le rapport K suivant:

$$K = \frac{T_S}{10 m dt} \quad (\text{III.13})$$

Le calcul de la fonction d'autocorrélation est effectué sur chaque sous séquence. Ensuite on effectue la moyenne de toutes ces fonctions. On en déduit la densité spectrale de bruit en courant à fréquence nulle, en appliquant le théorème de Wiener-Khintchine à la fonction d'autocorrélation moyennée précédente.

III.3- STRUCTURES MESFET SANS GRILLE

Dans cette partie nous allons présenter tout d'abord les spécificités du programme relatives à l'étude de structures MESFET recessées sans grille. Ensuite, nous étudierons les propriétés de transport dans le cas d'une structure de 0.2 μm de longueur de recess. Enfin, une étude statique et de bruit sera proposée en fonction des différentes longueurs de recess.

III.3.1- MODELE THEORIQUE

Les simulations ont été réalisées grâce à un programme Monte-Carlo couplé à la résolution autocohérente bidimensionnelle de l'équation de Poisson.

III.3.1.1- Paramètres de simulation

La température du réseau est de 300 K. La dégénérescence a été prise en compte en utilisant la technique de réjection [16]. Le dispositif est principalement divisé en cellules de $50 \times 50 \text{ \AA}$ sauf au niveau du fossé de grille où nous avons deux rangées de $75 \times 50 \text{ \AA}$ afin d'ajuster la profondeur du recess. Le nombre de particules simulées varie de 14300 à 15000 suivant la structure et la polarisation considérées. Aux contacts, nous avons utilisé des conditions limites ohmiques ainsi le nombre d'électrons est réajusté automatiquement à l'issue de chaque pas temporel [17]. La durée totale de la simulation est de 0.1 ns divisée en pas de 1 fs. La valeur de ce pas est suffisamment faible pour obtenir une solution correcte pour le champ électrique. Les paramètres matériaux ainsi que les mécanismes d'interactions du modèle GaAs trois vallées (Γ , L , X) sont donnés en détails dans les références [18-19].

La géométrie des structures simulées est un peu différente de la réalité, en effet les contacts ohmiques sont placés sur les côtés et non pas à la surface. Ceci dans le but d'éviter la simulation des régions ohmiques situées sous les contacts réels. Un autre point concerne les dopages des régions n^+ , nous avons pris dans la simulation une valeur de 10^{18} cm^{-3} au lieu de $5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Grâce à cette hypothèse, nous limitons le nombre d'électrons à affecter dans ces mailles et nous restons dans le domaine de validité du traitement des interactions sur

impuretés ionisées proposé par Brooks-Herring [20]. Ceci n'influence pas significativement les résultats, puisque le composant est contrôlé par la région n sous le canal.

Comme nous l'avons signalé au paragraphe III.2.6, une caractéristique importante de notre programme Monte-Carlo concerne l'incorporation des régions ohmiques (source) et des résistances de contact dans une résistance série. La valeur que nous avons employée pour la résistance série r_C est $5 \times 10^{-4} \Omega m$. De cette quantité, la part correspondante aux résistances de contact est $4 \times 10^{-4} \Omega m$ (valeur expérimentale).

III.3.1.2- Ajustement de la profondeur de recess

Dans le but d'introduire dans la simulation les dégradations du matériau engendrées par l'attaque plasma, nous avons utilisé la profondeur du fossé de grille comme paramètre ajustable. Nous avons cherché la valeur de la profondeur idéale (supérieure à 350 Å) en ajustant la caractéristique statique expérimentale de la structure 1 (0.2 μm de longueur de recess). On peut remarquer qu'une fois cette grandeur déterminée, elle sera réutilisée pour les deux autres structures 0.1 et 0.075 μm de longueur de recess puisque l'attaque plasma présente une bonne reproductibilité.

On aurait également pu modéliser la dégradation du GaAs en augmentant la quantité d'états de surface présents à la périphérie du recess. Cependant ceci aurait conduit à augmenter la zone désertée dans toutes les directions (longueur de recess plus importante) et non uniquement dans la direction privilégiée de l'attaque plasma (attaque anisotrope). Une alternative aurait été d'augmenter le potentiel de surface uniquement sur la paroi transversale du fossé de grille.

Nous avons schématisé sur la figure III.10 les cinq géométries différentes des structures simulées. Nous avons trois profondeurs de recess 500, 625 et 750 Å pour le composant de 0.2 μm de longueur de recess L (nous noterons respectivement ces structures 1a, 1b et 1c). Pour les dispositifs de 0.1 (structure 2) et 0.075 μm (structure 3) de longueur de recess (L) nous avons une profondeur de fossé de grille unique 625 Å.

Nous avons résumé le nom et la topologie des différents échantillons dans le tableau suivant :

Longueur de recess	0.2 μm			0.1 μm	0.075 μm
Profondeur de recess	500 Å	625 Å	750 Å	625 Å	625 Å
n° de l'échantillon	1a	1b	1c	2	3

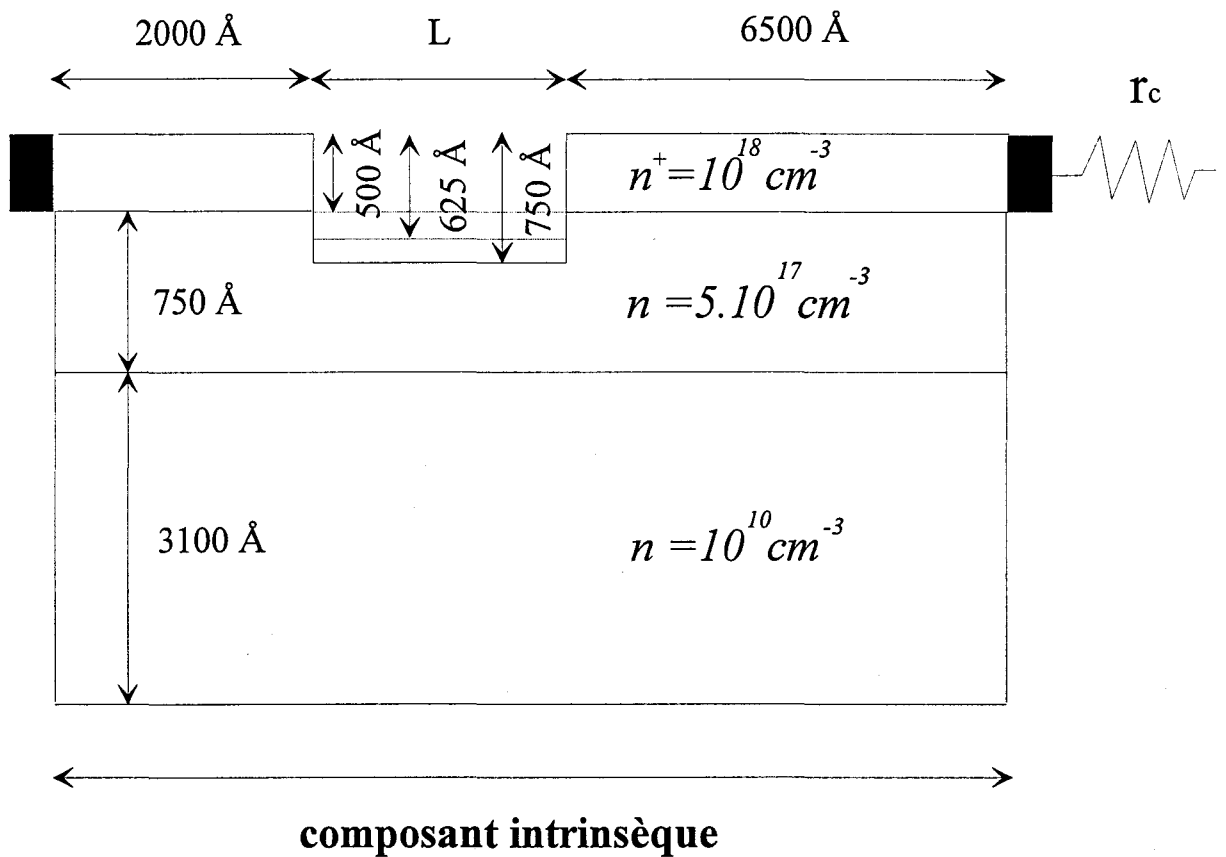


Fig.III.10- Structures simulées avec trois différentes valeurs de profondeur de recess (la longueur de recess L est variable)

Sur la figure III.11, nous présentons une comparaison entre la caractéristique I(V) expérimentale de la structure 1 (0.2 μm de longueur de recess) avec les résultats de la simulation pour les structures 1a, 1b et 1c.

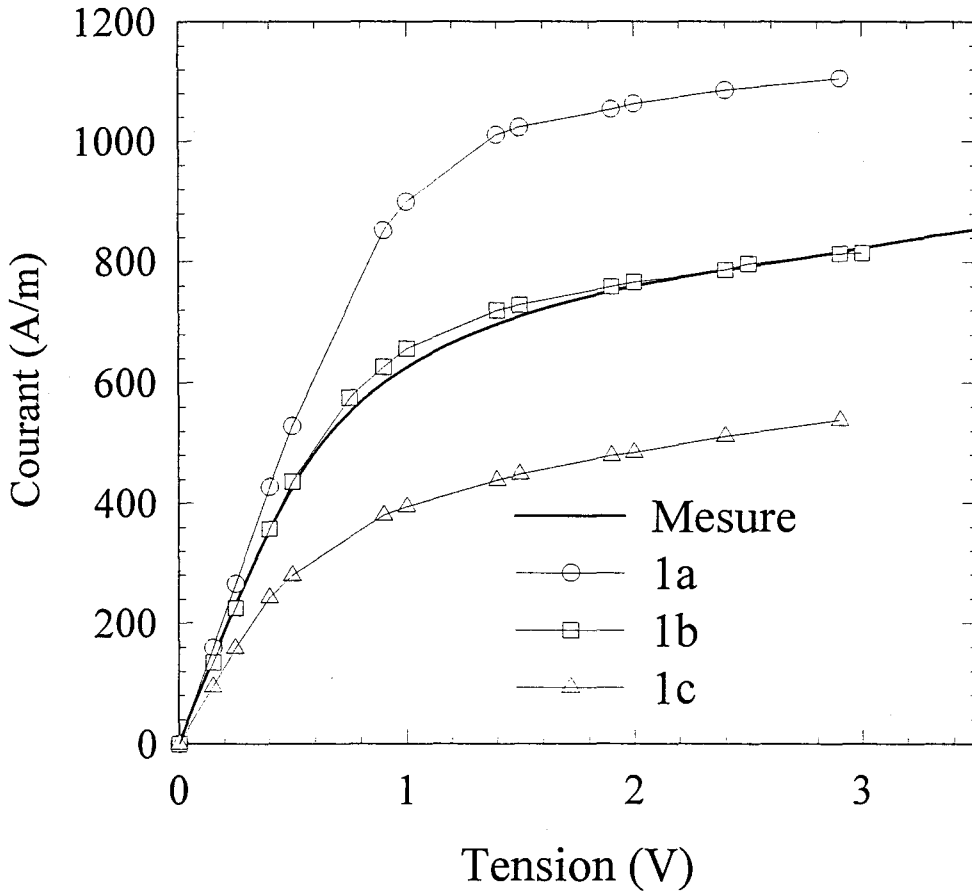


Fig.III.11- Comparaison des caractéristiques I(V) du dispositif réel avec les structures simulées de profondeur de recess variable ($L=0.2 \mu\text{m}$)

La structure 1a (500 Å de profondeur de recess) possède la géométrie qui se rapproche le plus de la réalité, toutefois comme on peut l'observer le courant obtenu est trop important. Comme nous l'avons expliqué précédemment nous prenons la profondeur de recess comme paramètre ajustable. Ceci afin de tenir compte du fait que l'attaque plasma peut modifier

singulièrement les propriétés de conduction dans la région située à la périphérie du recess. Nous obtenons un très bon accord pour le courant avec la structure 1b dont la profondeur de recess est de 625 Å (beaucoup plus que la structure réelle ou la profondeur de l'attaque est de 350 Å). Ce résultat ne fait que confirmer notre hypothèse concernant la dégradation du matériau par l'attaque sèche. Le courant pour la structure 1c est trop faible.

Nous allons à présent étudier le comportement de la température de bruit en fonction de la profondeur de recess. Nous avons représenté sur la figure III.12, les valeurs obtenues pour T_f pour la simulation des structures 1a, 1b et 1c et les valeurs issues des mesures effectuées avec le banc décrit au chapitre II pour un composant de 0.2 μm de longueur de recess.

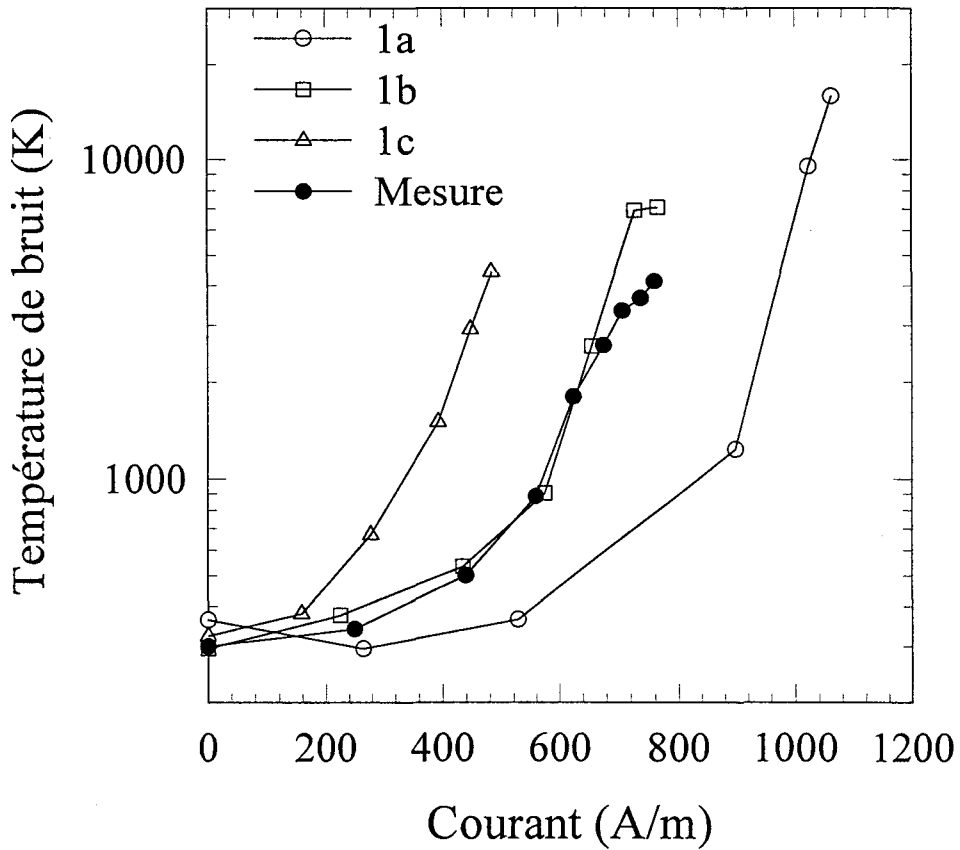


Fig.III.12- Comparaison des températures de bruit du dispositif réel avec celles des structures simulées de profondeur de recess variable ($L=0.2 \mu m$)

Nous pouvons en conclure que la température de bruit est très sensible à la variation de la profondeur de recess. Toutefois dès que la caractéristique $I(V)$ est correctement ajustée (pour une profondeur de 625 \AA de recess), nous avons également un accord satisfaisant pour les caractéristiques au second ordre.

III.3.2- ETUDE DU TRANSPORT DANS LA STRUCTURE DE 0.2 μm DE LONGUEUR DE RECESS

Dans cette partie nous allons présenter brièvement les potentialités de notre programme à travers l'étude de grandeurs caractéristiques du premier ordre relative au transport électronique pour une structure de 0.2 μm de longueur de recess.

Sur les figures III.13-a et III.13-b nous avons représenté la distribution spatiale de la concentration électronique pour deux polarisations 0.5 V et 2 V. On peut observer dans les deux cas une zone désertée à la périphérie du fossé de grille qui est relative à la présence du potentiel de surface. Pour la figure III.13.-a on retrouve les paliers de dopages fournis par la topologie, avec en particulier le profil graduel de dopage de la couche entre les zones d'accès et le canal ainsi qu'une concentration pratiquement nulle dans le substrat. Avec la polarisation de 2 V, un phénomène d'injection de porteurs est visible dans le canal.

Le potentiel est illustré sur les figures III.14-a et III.14-b pour des tensions totales respectives de 0.5 V et 2 V (on a 1.6 V aux bornes du composant intrinsèque). La chute du potentiel jusqu'à -0.5 V à la périphérie du recess est due au potentiel de surface. Celui ci induit de fortes valeurs de champs électriques dans ces zones.

Pour la composante E_x du champ électrique (fig.III.15-a et III.15-b), on observe deux pics de sens opposés associés au gradient de concentration entre les zones d'accès n^+ et les bords du fossé de grille qui sont désertés.

En ce qui concerne la composante E_y du champ électrique (fig.III.16-a et III.16-b), il existe une composante située à la frontière du substrat qui s'oppose au transfert des électrons dans ce dernier. Toutefois l'intensité de E_y dans cette région est insuffisante pour qu'aucun électron ne puisse transiter par le substrat.

La quasi totalité du potentiel appliqué aux bornes du composant se situe dans la partie comprise entre la sortie du fossé de grille et le drain (fig.III.14-b). Les valeurs de champs électriques élevées de ces régions conduisent à une augmentation considérable de l'énergie

totale moyenne (fig.III.17-a et III.17-b). En effet, on passe d'une valeur maximale de 0.09 eV pour une tension de 0.5 V à 0.48 eV pour 2 V. Ce pic se situe en sortie de fossé de grille puisque par la suite les électrons retrouvent une valeur proche de l'équilibre. L'énergie conditionne directement l'occupation des vallées, pour une tension de 2 V la majorité des électrons se trouvant en vallée Γ sont ceux situés près des contacts ohmiques (fig.III.18). Sous le canal et en sortie du fossé de grille, les électrons occupent les vallées supérieures L et X où leur masse effective est plus importante qu'en vallée Γ (fig.III.19 et III.20). Ceci explique le fait que les vitesses des électrons dans les vallées L et X soient inférieures à celles des électrons de la vallée Γ . Cette réduction de la vitesse produit une zone d'accumulation de porteurs à la proximité de la région n^+ du drain (fig.III.13-b). Il faut signaler que la plupart des électrons circulant à travers le substrat sont en vallée L.

La vitesse des électrons fig.III.21-a et fig.III.21-b dans la direction longitudinale présente un effet de survitesse dans le canal. On atteint des vitesses maximales de l'ordre de 4×10^5 m/s pour une polarisation de 2 V, ce qui engendre une réduction de la concentration électronique afin d'assurer la continuité du courant tout le long de la structure. Ensuite les transferts dans les vallées supérieures font chuter la vitesse à 10^5 m/s, ce phénomène coïncide avec l'accumulation de porteurs près du drain que nous avons cité précédemment. Les pics de vitesse observés dans le canal sont dus aux électrons traversant cette région en subissant peu d'interactions.

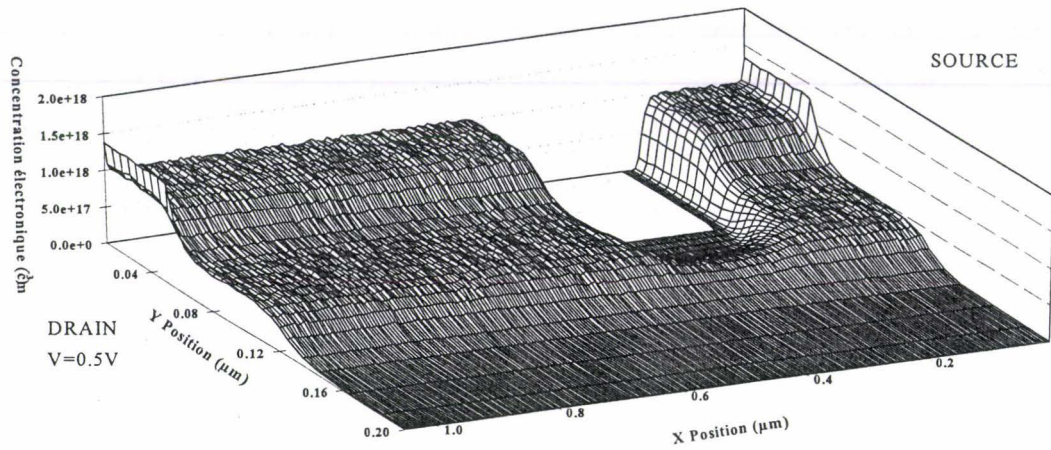


Fig.III.13-a Concentration électronique pour une polarisation de 0.5 V

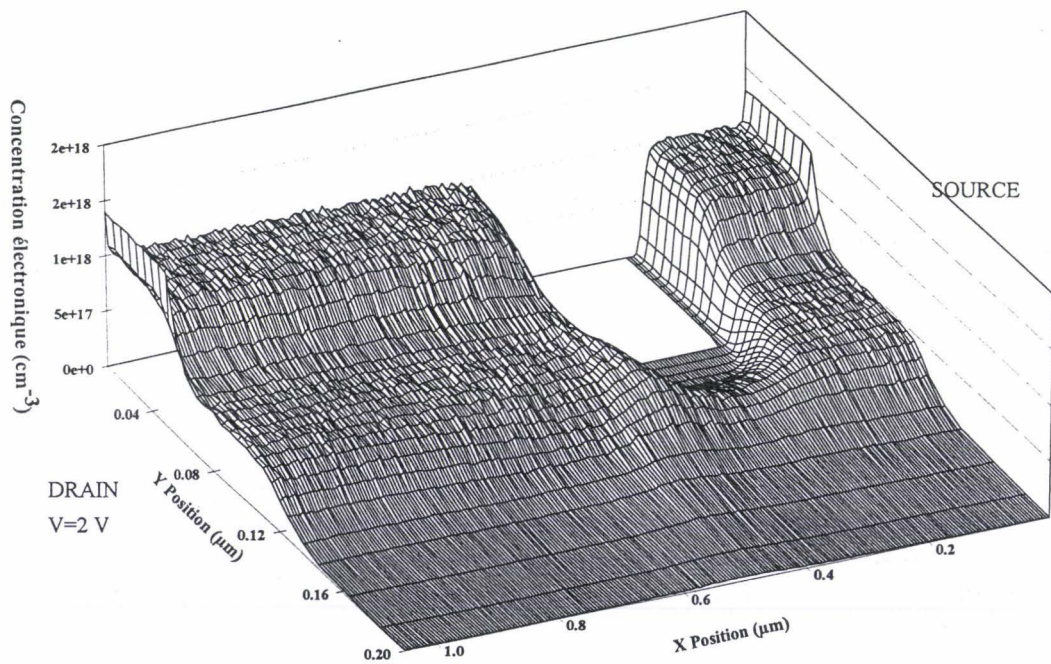


Fig.III.13-b Concentration électronique pour une polarisation de 2 V

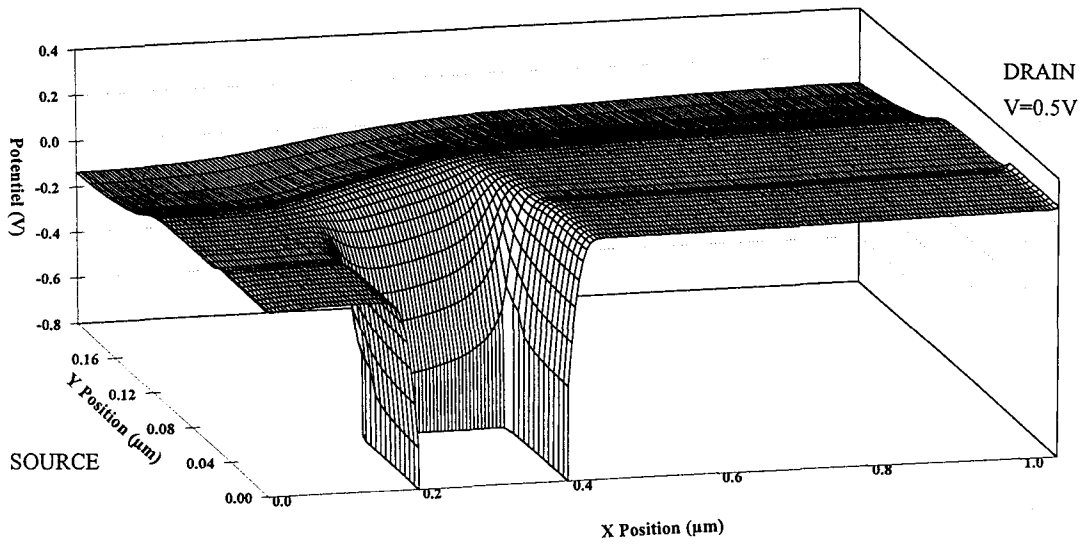


Fig.III.14-a Potentiel pour une polarisation de 0.5 V

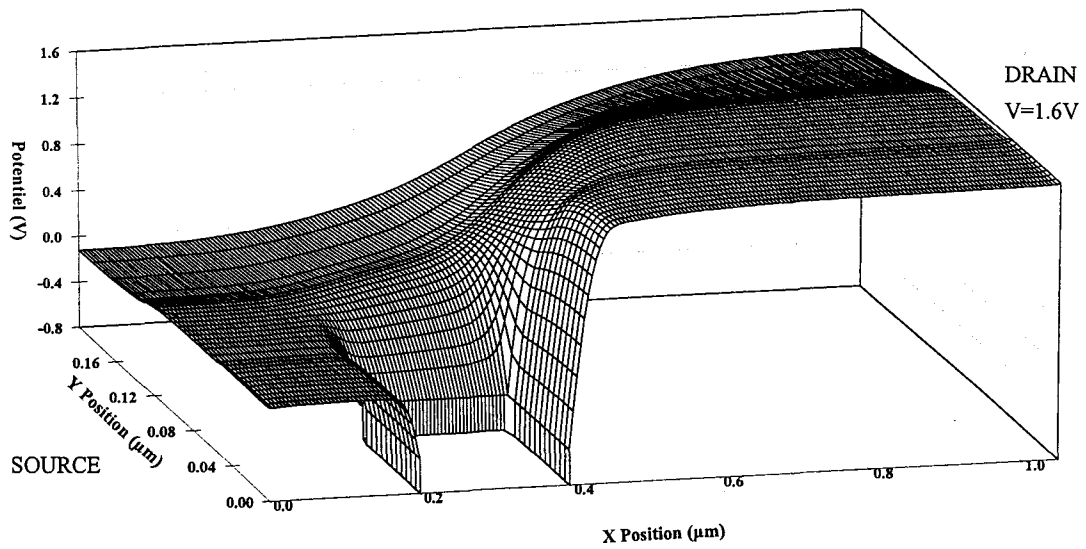


Fig.III.14-b Potentiel pour une polarisation de 1.6 V du composant intrinsèque

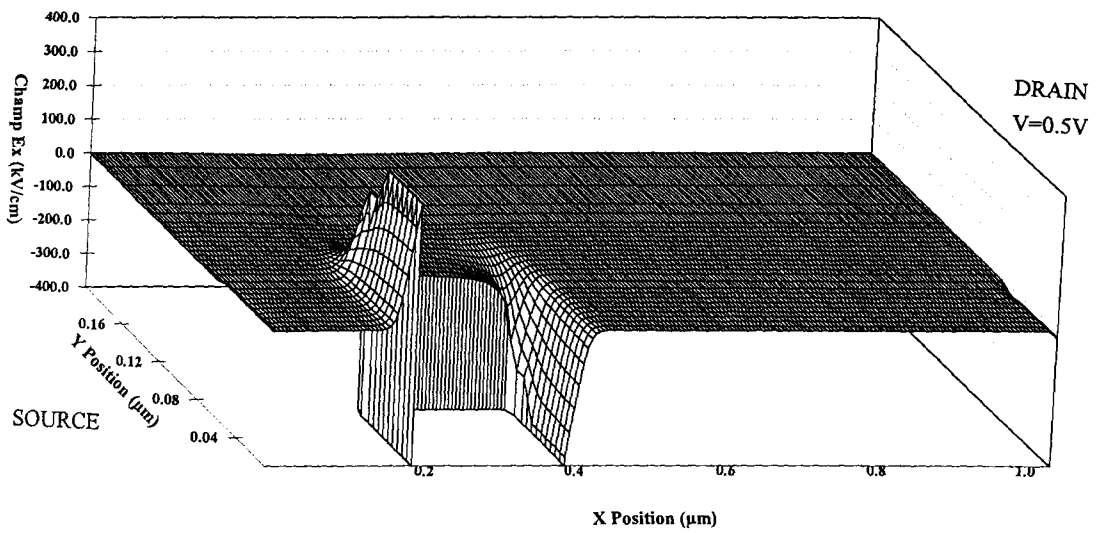


Fig.III.15-a Composante du champ électrique E_x pour une polarisation de 0.5 V

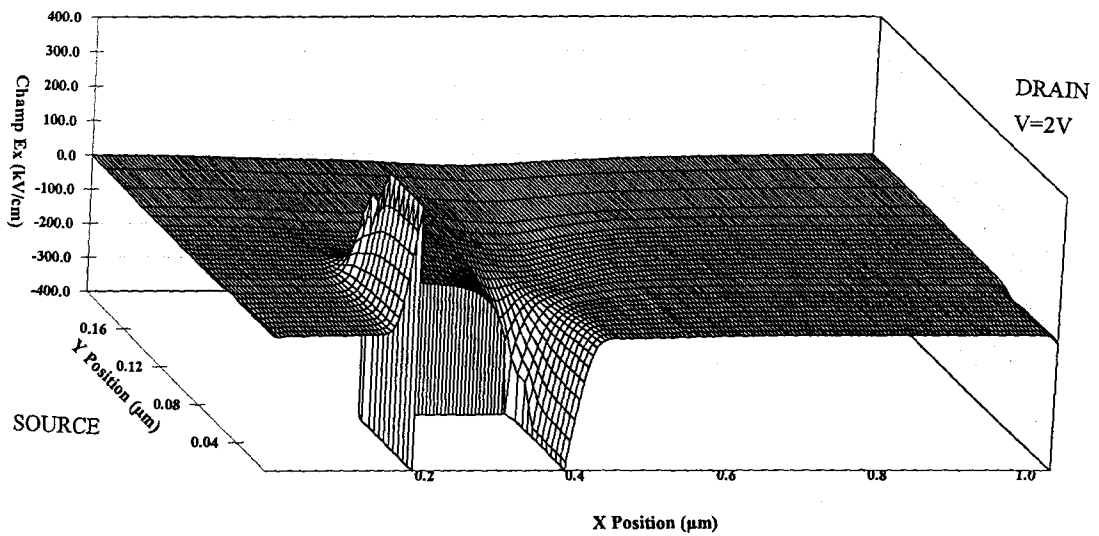


Fig.III.15-b Composante du champ électrique E_x pour une polarisation de 2 V

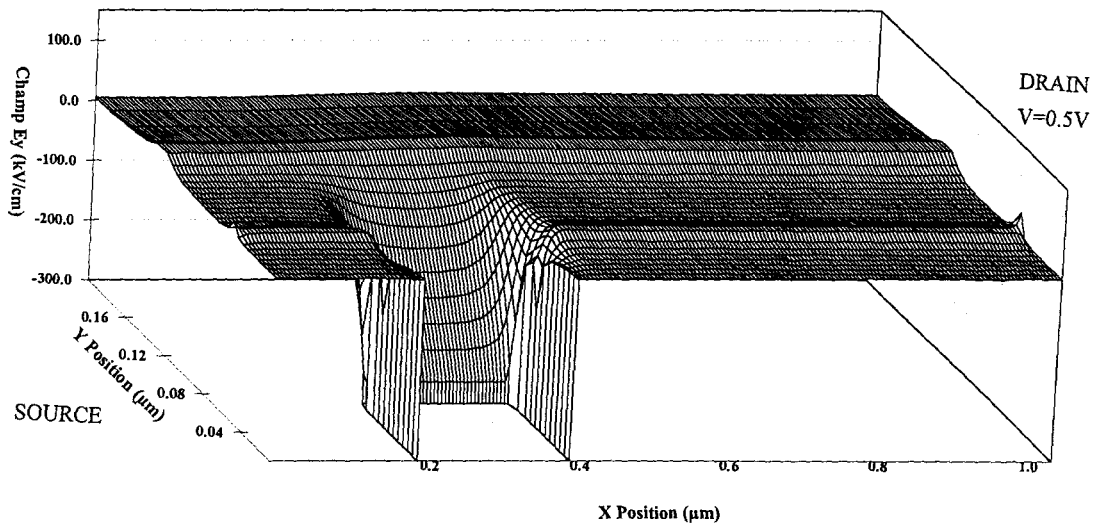


Fig.III.16-a Composante du champ électrique E_y pour une polarisation de 0.5 V

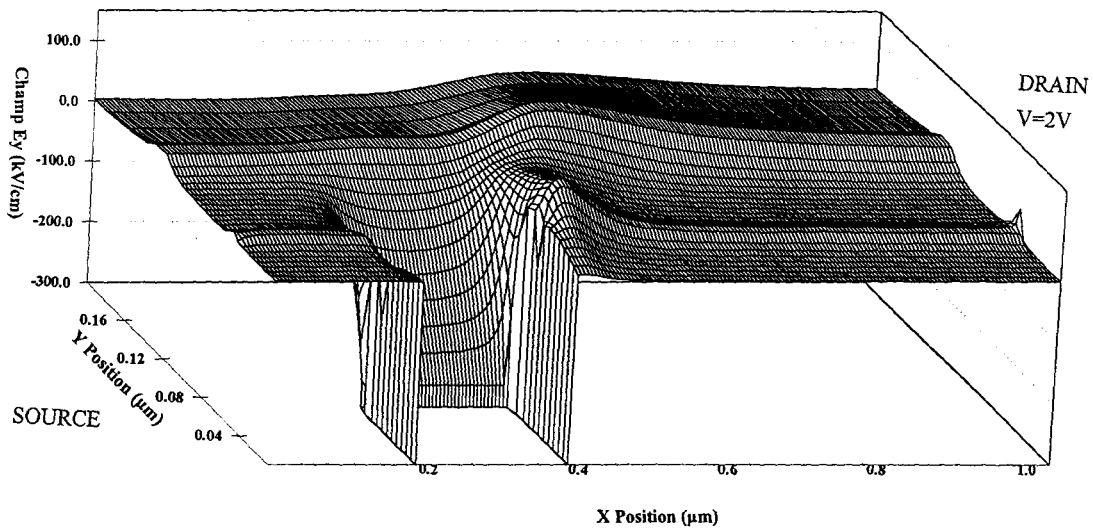


Fig.III.16-b Composante du champ électrique E_y pour une polarisation de 2 V

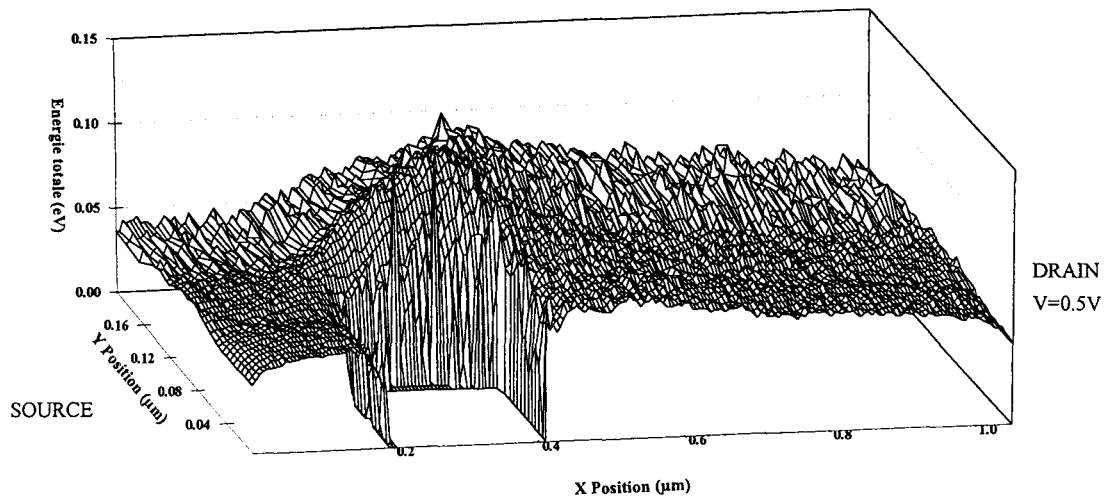


Fig.III.17-a Energie totale pour une polarisation de 0.5 V

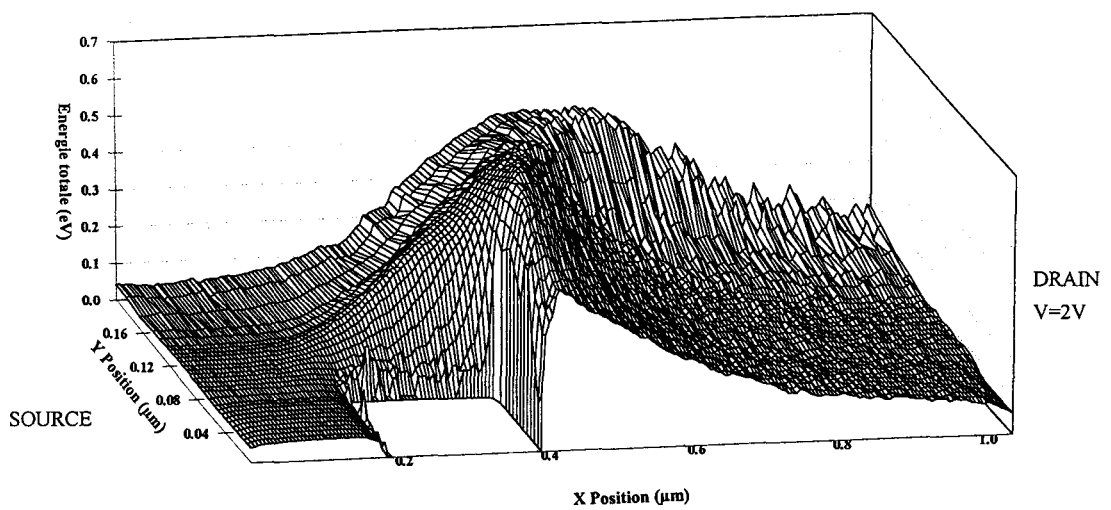


Fig.III.17-b Energie totale pour une polarisation de 2 V

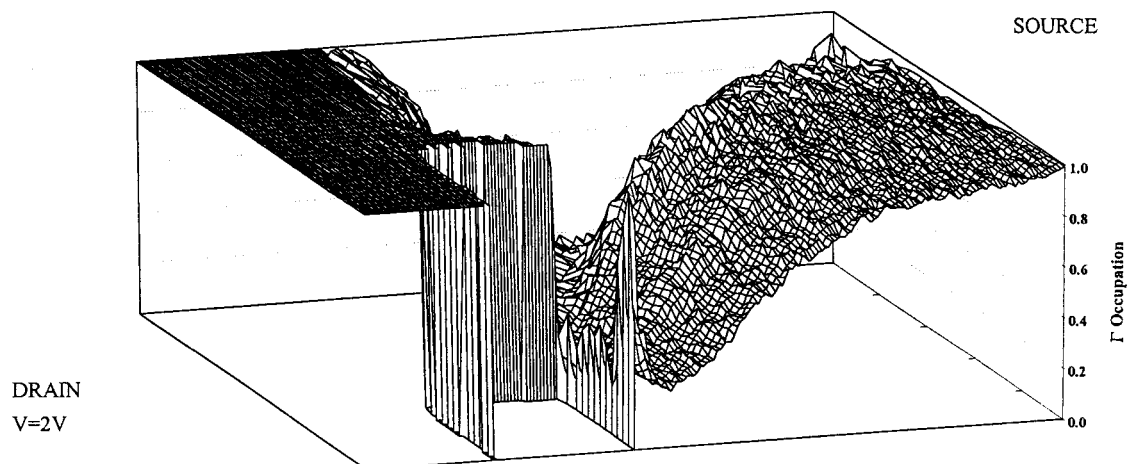


Fig.III.18- Occupation de la vallée Γ pour une polarisation de 2 V

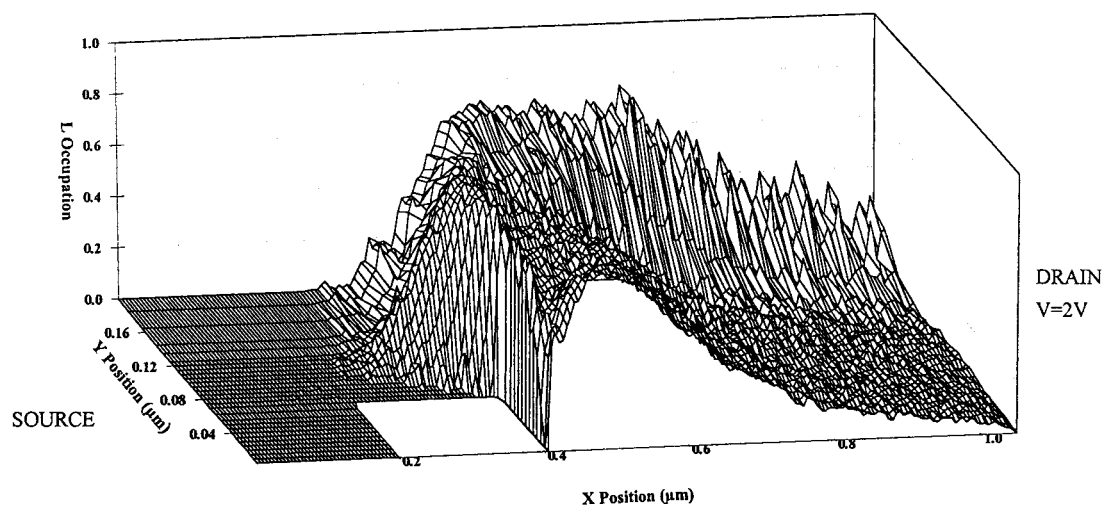


Fig.III.19- Occupation de la vallée L pour une polarisation de 2 V

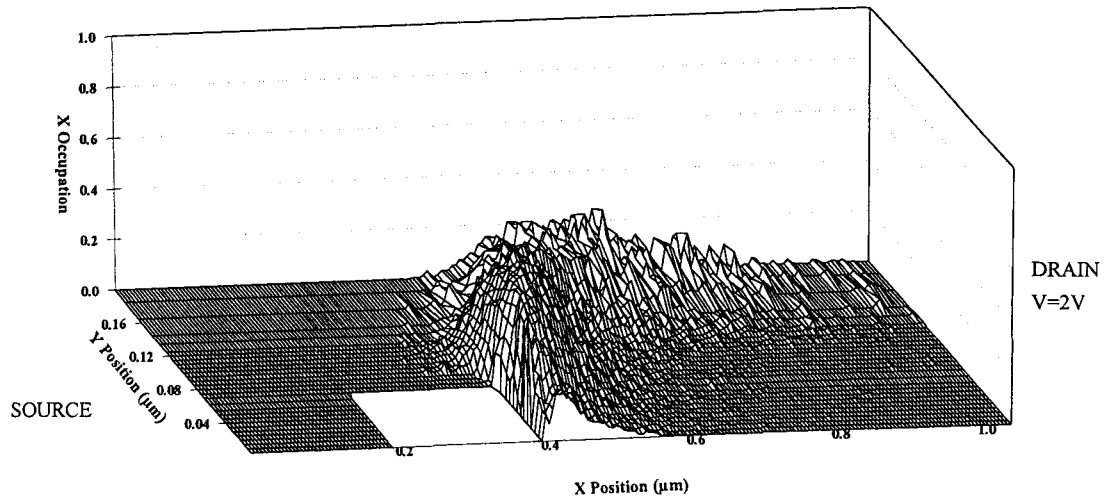


Fig.III.20- Occupation de la vallée X pour une polarisation de 2 V

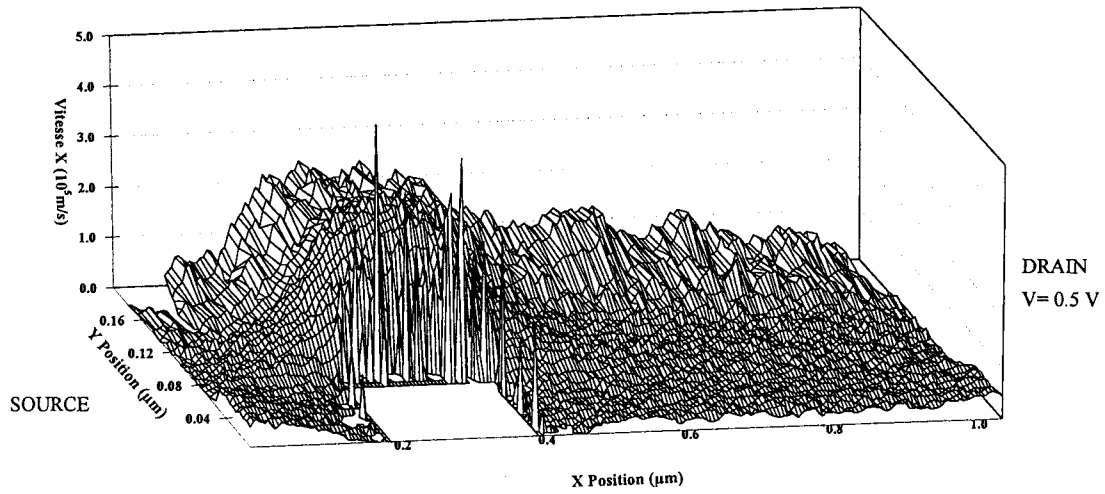


Fig.III.21-a Composante V_x de la vitesse pour une polarisation de 0.5 V

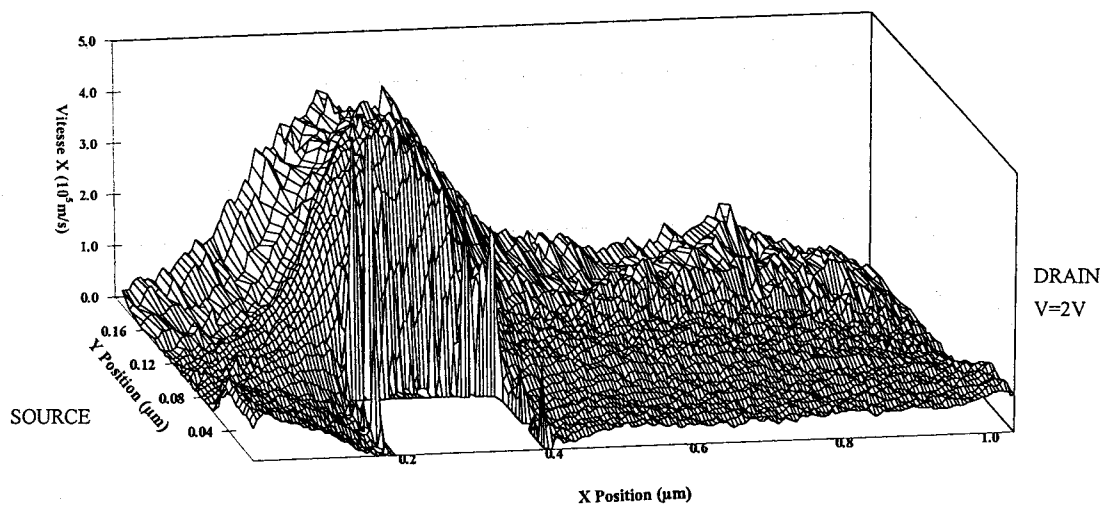


Fig.III.21-b Composante V_x de la vitesse pour une polarisation de 2 V

III.3.3- ETUDE STATIQUE ET DE BRUIT DES DIFFERENTES STRUCTURES EN FONCTION DE LA LONGUEUR DE RECESS

Dans les deux parties précédentes nous nous sommes attachés principalement à montrer les particularités et les potentialités de notre programme. Nous allons à présent faire une étude plus systématique en fonction de la longueur de recess afin de mettre éventuellement en évidence des phénomènes balistiques.

Sur la figure III.22, on peut observer une comparaison des caractéristiques statiques $I(V)$ entre les valeurs expérimentales et les résultats de simulation pour les structures 1b, 2 et 3 (de longueur de recess respective 0.2, 0.1, et 0.075 μm) pour une profondeur de recess commune de 625 Å. Il faut signaler que la même valeur de profondeur de recess a été utilisée dans les trois cas afin d'ajuster la valeur du courant. Le bon accord trouvé entre valeurs mesurées et simulées nous permet de faire deux conclusions concernant l'attaque plasma $\text{CH}_4/\text{H}_2/\text{Ar}$. Premièrement, l'attaque plasma présente une bonne reproductibilité. Deuxièmement le transport étant correctement décrit par la modélisation, les différences obtenues lors de la simulation de la structure réelle ne peuvent être dues qu'à l'action violente du plasma.

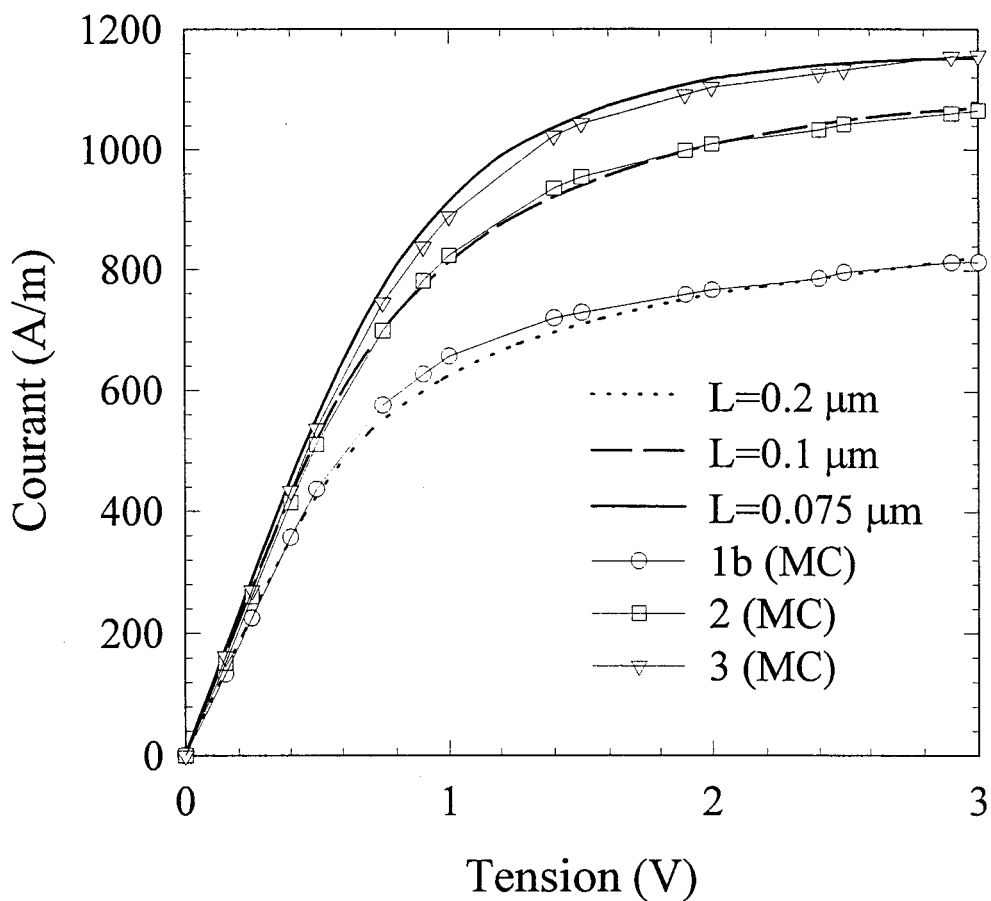


Fig.III.22- Comparaison des caractéristiques statiques I(V) des structures réelles et simulées

On constate une importante augmentation du courant lorsque la longueur du recess est réduite. On peut expliquer ce phénomène en se reportant aux figures III.23-a et III.23-b, où l'on a reporté les vitesses moyennes des électrons au sein des structures 1b et 2 pour une polarisation de 2 volts. L'augmentation du courant provient des vitesses des porteurs qui sont plus importantes sous le recess lorsque la longueur de ce dernier est réduite (puisque l'épaisseur du canal est identique pour les deux cas).

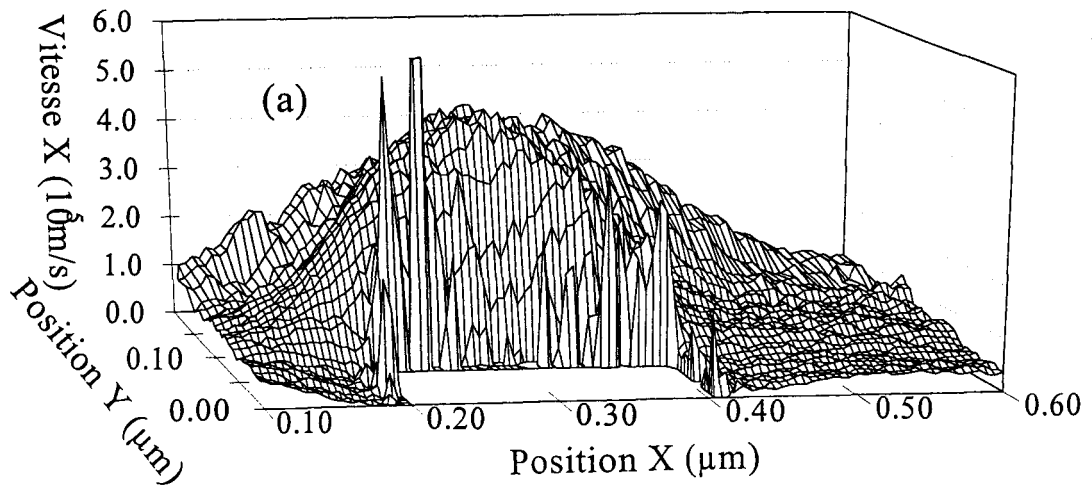


Fig.III.23-a Vitesse moyenne des électrons à l'intérieur de la structure 1b pour une polarisation de 2 V (0.2 μm de longueur de recess)

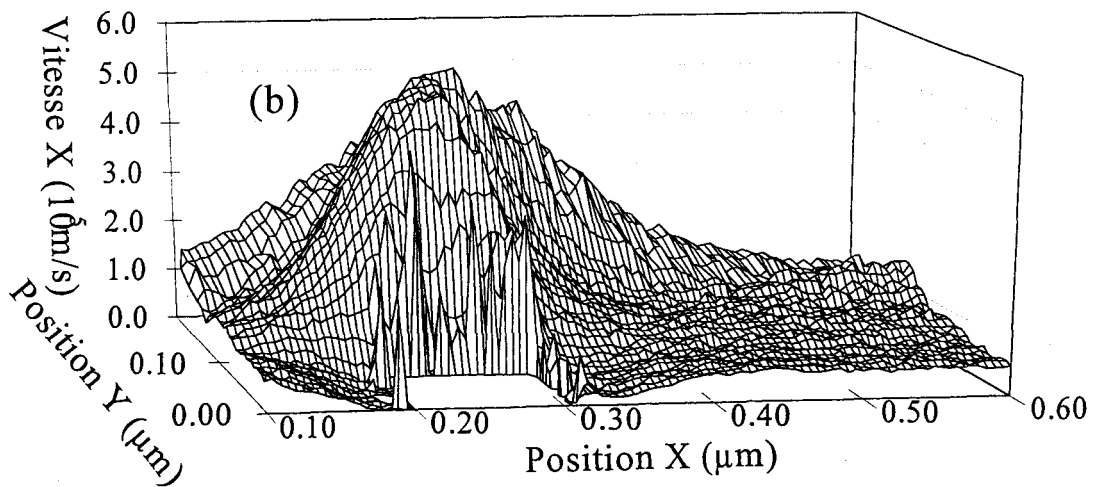


Fig.III.23-b Vitesse moyenne des électrons à l'intérieur de la structure 2 pour une polarisation de 2 V (0.1 μm de longueur de recess)

Pour le recess de $0.2 \mu\text{m}$ de longueur, la vitesse maximale dans le canal est de l'ordre de $4.5 \times 10^5 \text{ ms}^{-1}$. Lorsqu'on réduit cette longueur à $0.1 \mu\text{m}$ le pic de vitesse obtenu est de $5.5 \times 10^5 \text{ ms}^{-1}$. Ces valeurs restent constantes avec l'accroissement de la polarisation (zone de saturation du $I(V)$). Ce qui signifie que le phénomène de survitesse qui est plus prononcé avec la réduction de la longueur de recess traduit l'augmentation du caractère balistique du transport électronique dans le canal. Nous essaierons d'analyser par la suite ce type de comportement au niveau du bruit.

Les fonctions d'autocorrélation de la densité totale de courant issues des simulations, pour les structures 1b, 2 et 3 placées sous trois polarisations différentes, sont présentées sur la figure III.24.

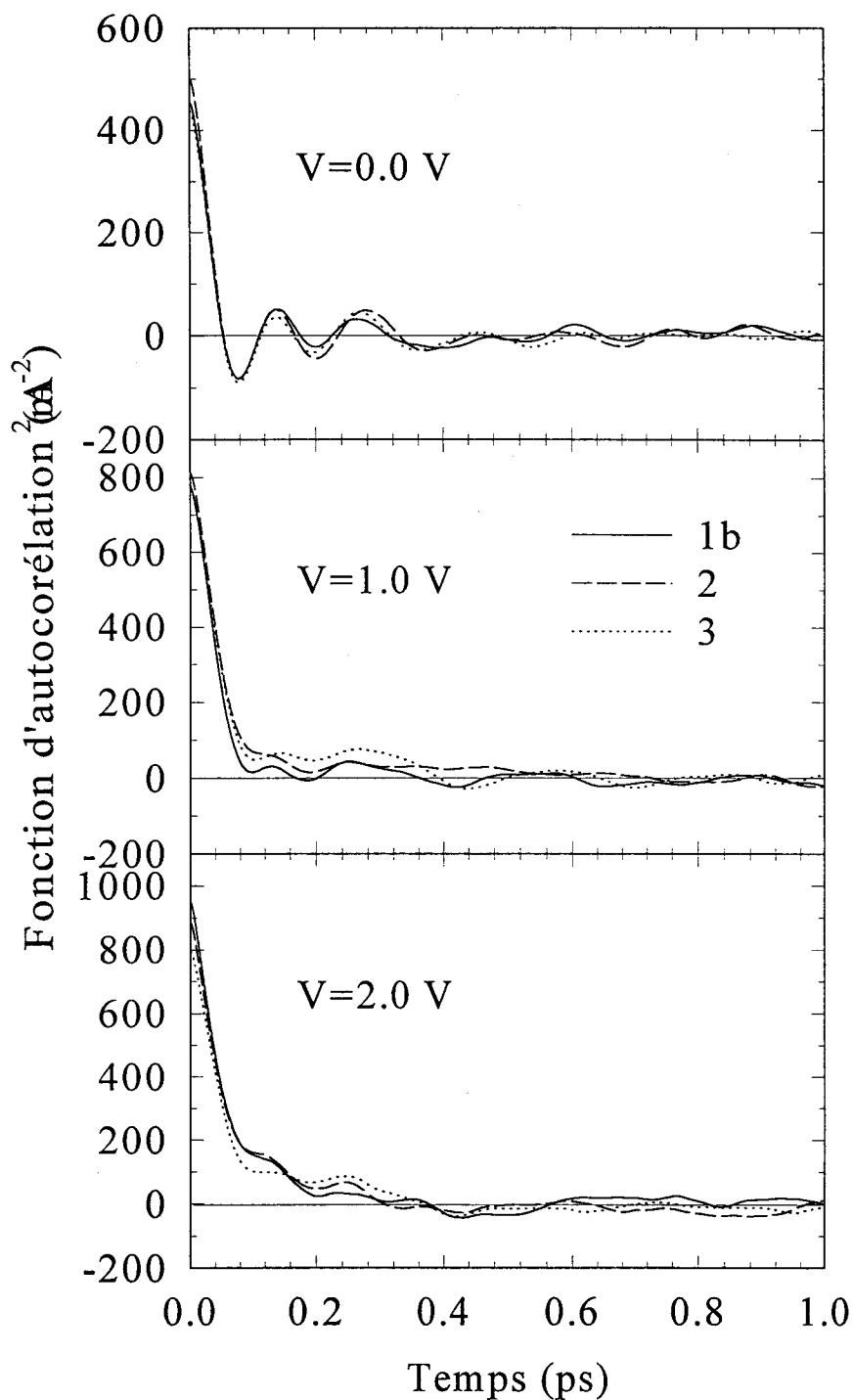


Fig.III.24- Fonctions d'autocorrélation des fluctuations des densités totales de courant pour les structures 1b, 2, 3 (ceci pour les trois polarisations 0, 1 et 2 V)

A l'équilibre thermodynamique, on observe un comportement oscillatoire résultant du couplage des oscillations plasma. Les deux fréquences principales sont associées aux deux homojonctions $n^+ - n$ et n -substrat [21-22]. Lorsque les structures sont polarisées, les valeurs $C_i(0)$ augmentent avec la tension et les oscillations disparaissent. Ces deux effets ont été attribués à la présence d'électrons chauds à l'intérieur du composant. Il n'y a pas de différence d'allure entre les trois types de structures ce qui signifie que les valeurs associées pour la densité spectrale sont équivalentes.

Les résultats les plus intéressants concernant notre étude sont proposés sur les figures III.25-a-b-c. Il s'agit des valeurs de densité spectrale des fluctuations de courant S_f et des températures de bruit T_f obtenues à partir de ces dernières. Les valeurs T_f sont ensuite comparées aux températures de bruit mesurées T_n (des trois structures réelles), toutes ces courbes sont tracées en fonction de la densité de courant.

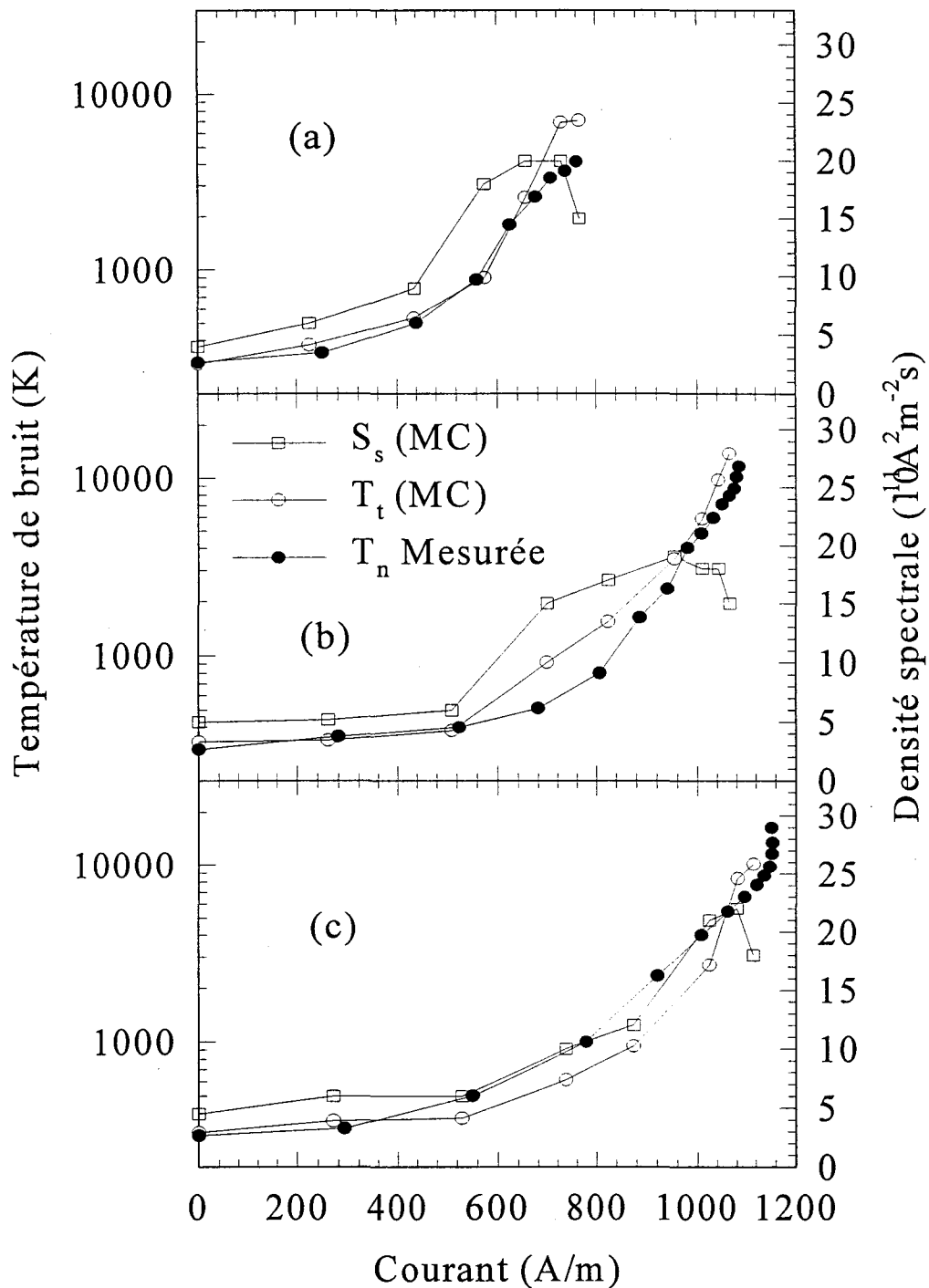


Fig.III.25-a-b-c- Comparaison théorie-expérience de la densité spectrale et de la température de bruit respectivement pour les trois structures 1b, 2 et 3

Les valeurs de S_s augmentent avec l'apparition de la saturation du courant dans le dispositif pour ensuite décroître pour les fortes valeurs de densité de courant. L'allure est similaire dans les trois cas de figures, avec comme seule différence le fait que la saturation démarre pour des valeurs de courants différentes. L'erreur relative commise sur le calcul de la densité spectrale est d'environ 15 %. Cette erreur est liée à l'allure de la fonction d'autocorrélation qui fluctue toujours un peu autour de l'axe des abscisses (erreur de troncature) [22]. La précision sur l'extraction de la température de bruit (simulée) est encore plus délicate car l'incertitude commise sur le calcul de la résistance différentielle du composant, obtenue à partir de la pente du $I(V)$ est ajoutée. La précision obtenue sur les valeurs expérimentales est en moyenne de 15 %. En tenant compte de l'ensemble de ces paramètres, on peut estimer que l'accord trouvé entre les valeurs expérimentales et théoriques est assez bon puisque nous avons réussi à reproduire les caractéristiques de bruit des différentes structures.

Pour les faibles densités de courant, proche de l'équilibre thermodynamique on retrouve pour la température de bruit la valeur attendue de 300 K . Puisque la densité spectrale ne varie pas énormément en fonction de la densité de courant, le comportement bruyant de ce type de structures est contrôlé principalement par leur résistance. La température de bruit augmente donc significativement lorsque nous atteignons le régime de saturation. Nous pouvons donc prédire de manière qualitative l'allure de la courbe représentant la température de bruit de nos composants, en nous basant sur l'étude de leur caractéristique statique $I(V)$.

Même en examinant minutieusement ces résultats, nous n'avons pas observé de réduction de la température de bruit qui pourrait être associée à un transport balistique des électrons dans le canal [23-24]. Le comportement de la température de bruit n'est pas modifié par une réduction de la longueur de recess de $0.2\mu\text{m}$ à $0.075\mu\text{m}$. La température de bruit à l'équilibre thermodynamique est celle prédite par le théorème de Nyquist. Ceci peut être attribué à deux raisons complémentaires :

- *La longueur de recess est encore trop importante.*

- *Même si la région située sous le recess contrôle le courant, le bruit généré dans les autres parties du composant semble masquer les effets propres au mouvement des porteurs dans le canal*

Une étude en basse température permettrait d'augmenter les effets de survitesse des électrons dans le canal grâce à une augmentation importante de la mobilité principalement dans le cas de structures de type HEMT ou les interactions sur impuretés ionisées sont peu élevées. Toutefois, en basse température les centres DX peuvent avoir une influence conséquente sur la caractéristique statique ceci compromettant fortement l'obtention de mesures de puissance disponible de bruit précises.

III.4- DISCUSSION

Nous allons dans cette partie analyser les effets respectifs des résistances d'accès ainsi que de l'influence de l'attaque plasma au niveau du recess, sur le comportement bruyant des structures.

III.4.1- MODELE ANALYTIQUE

Dans le but d'étudier le bruit propre du canal, nous avons conçu un modèle simple analytique unidimensionnel qui permet de s'affranchir des effets dus aux résistances de contact et d'accès. Grâce au modèle analytique on doit pouvoir accéder aux caractéristiques statiques, dynamiques et de bruit propres au canal.

Les équations régissant le modèle sont détaillées dans l'annexe 1, nous rappelons uniquement ici les formules principales :

$$I = \frac{qhw\mu_o N_D V}{L + \frac{V}{E_c}} \quad (\text{III.14})$$

$$Z(x) = \frac{xqhwN_D\mu_o E_c^2}{(I - qhwN_D\mu_o E_c)^2} \quad (\text{III.15})$$

$$T_{eq} = \frac{T}{\left(1 - \frac{IZ_L}{E_c L}\right)^2} \quad (\text{III.16})$$

avec les paramètres suivants :

q la charge électronique

h la hauteur du canal

w la largeur du composant

L la longueur du canal

μ_o la mobilité des électrons dans le canal

N_D la concentration en impuretés du canal

V la tension appliquée

E_c le champ électrique critique

Z_L l'impédance de canal pour la longueur L à l'équilibre thermodynamique

T_{eq} Température équivalente de bruit macroscopique

T température de bruit de la source microscopique

Sur la figure III.26 nous avons représenté la région modélisée en gris.

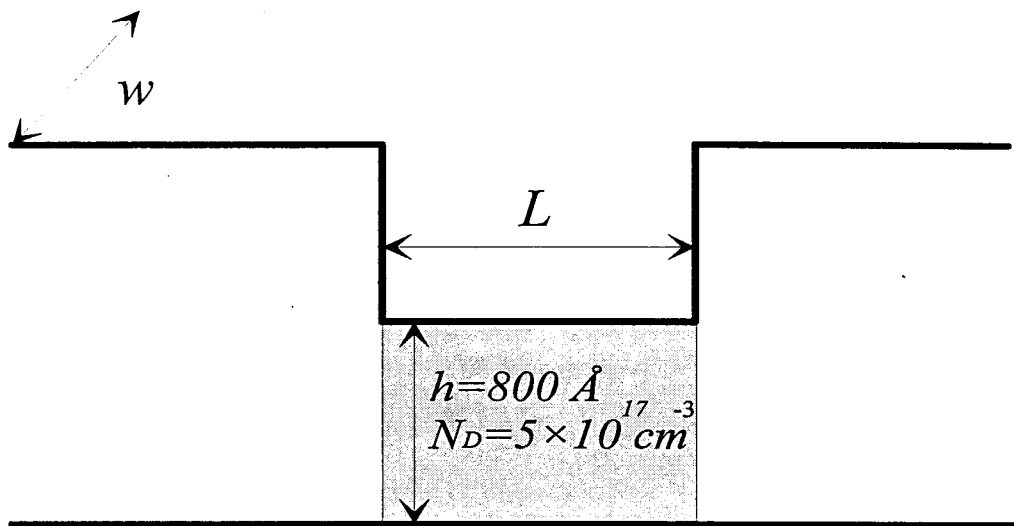


Fig.III.26 - Schématisation de la structure modélisée

Afin d'avoir accès expérimentalement à la mobilité nous avons monté une structure Mesfet sans grille de $0.2 \mu\text{m}$ de longueur de recess dans un boîtier BMH. La mesure de magnétorésistance a donné $0.3 \text{ m}^2/\text{Vs}$ pour la mobilité.

Des mesures d'impédance ont été effectuées en fonction de la fréquence. Elles nous ont permis de mettre en évidence la présence de pièges au sein du substrat. En effet on peut observer sur la figure III.27 une différence significative en régime de saturation entre les impédances mesurées avec une polarisation continue et hyperfréquence (1 GHz).

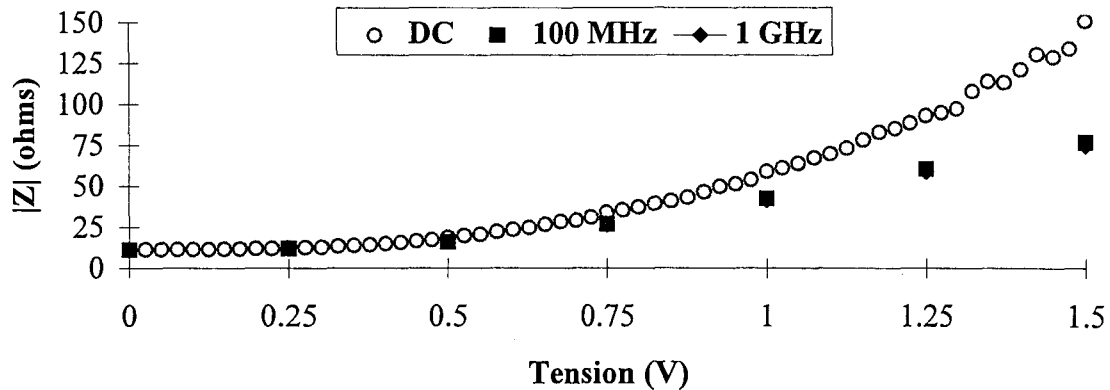


Fig.III.27- Impédance en fonction de la polarisation pour une structure de 0.2 μm de recess ($2 \times 50 \mu\text{m}$ de développement)

Puisque toutes nos valeurs expérimentales ont été mesurées entre 2 et 4 GHz, le point de départ de notre modèle sera constitué par la détermination de la caractéristique statique $I(V)$ de la structure totale.

Nous allons détailler les différentes étapes constituant le modèle :

① Calcul de la caractéristique statique de la structure totale

Comme données de départ, nous avons l'impédance hyperfréquence pour plusieurs points de polarisation. Nous déterminons à partir de ces points la courbe $Z(I)$ dont nous extrayons une expression analytique. Celle ci nous permet d'intégrer numériquement la fonction $Z(I)$ pour nous fournir la caractéristique $I(V)$ de la structure totale.

② Calcul de la caractéristique $I(V)$ du canal

A partir de la caractéristique courant-tension de la structure totale et de la valeur des résistances des zones ohmiques, on en déduit le $I(V)$ correspondant au canal. On compare ensuite cette courbe issue des mesures à celle obtenue avec le modèle analytique.

② Calcul de l'impédance du canal

L'impédance du canal est obtenue en dérivant les expressions des deux caractéristiques statiques I(V) du canal obtenues au ②.

③ Calcul de la température équivalente de bruit

Pour pouvoir comparer la température de bruit du canal donnée par le modèle analytique à la valeur mesurée, il faut remonter à la température de bruit expérimentale du canal.

La structure est divisée en deux zones constituées chacune d'une source de bruit en courant et d'une résistance non bruyante.

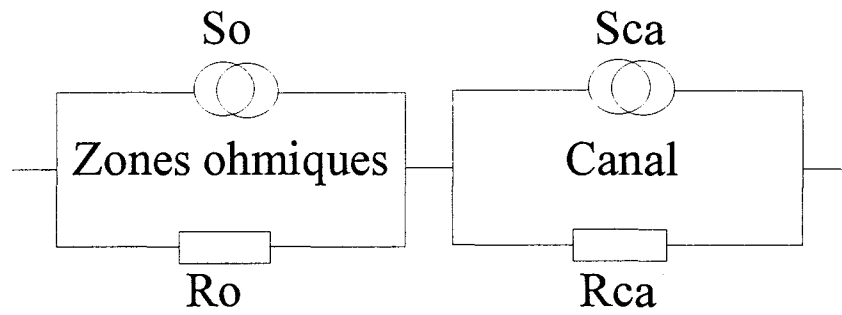


Fig.III.28- Décomposition en bruit du composant

Nous déterminons la température de bruit du canal T_{ca} à partir des relations suivantes :

$$S_t = \frac{S_o R_o^2 + S_{ca} R_{ca}^2}{R_t^2} \quad (\text{III.17})$$

$$R_t = R_o + R_{ca} \quad (\text{III.18})$$

$$S = 4k_b T G \Delta f \quad (\text{III.19})$$

$$T_{ca} = \frac{R_t T_t - R_o T_a}{R_{ca}} \quad (\text{III.20})$$

R_o est la résistance incluant les deux résistances de contact ainsi que la résistance d'accès. Les régions ohmiques sont par définition à l'équilibre thermodynamique et donc leur température est la température ambiante.

III.4.1.1- Application à la structure de 0.2 μm de longueur de recess

Nous allons appliquer le modèle analytique au cas d'une structure MESFET sans grille de 0.2 μm de longueur recess avec un développement de $2 \times 50 \mu\text{m}$. Nous avons procédé en suivant le descriptif des quatre étapes énoncées précédemment.

Tout d'abord, la caractéristique statique de la structure totale a été déduite de la caractéristique $Z(I)$ (cf fig.III.29)

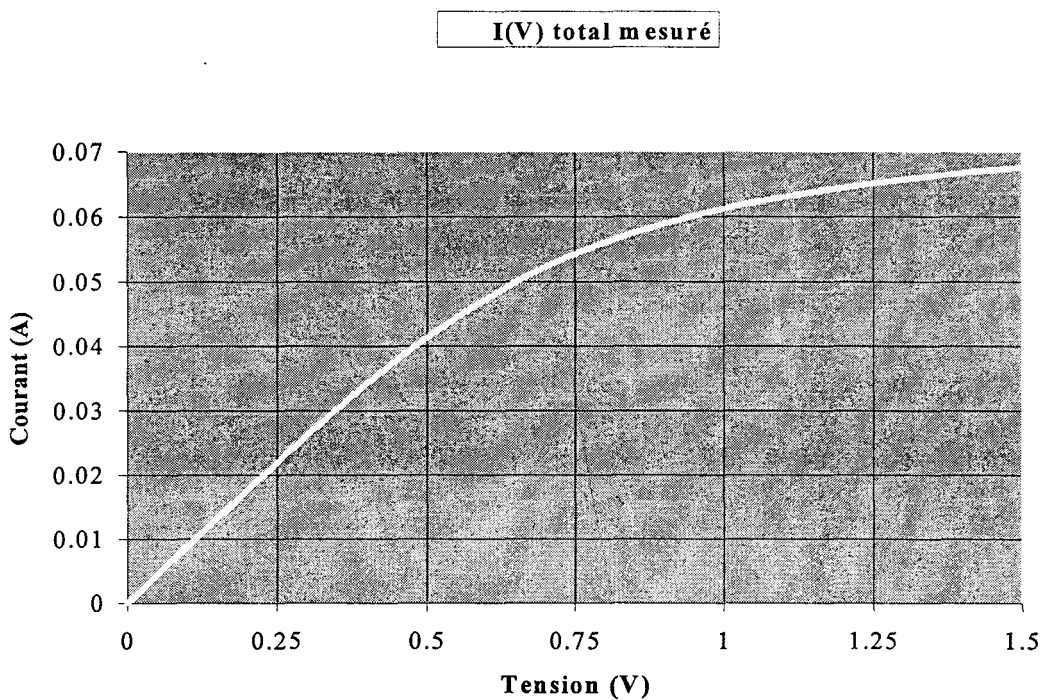


Fig.III.29- I(V) de la structure totale 0.2 μm ($2 \times 50 \mu\text{m}$)

Ensuite, on extrait le $I(V)$ du canal «expérimental» en retirant la contribution des résistances des contacts ohmiques et des zones d'accès. Pour les deux contacts, la valeur issue des mesures quatre points est de 4Ω . La résistance relative aux régions ohmiques du composant est estimée en soustrayant à la résistance de la structure totale non recessée les 4Ω

due aux contacts ohmiques. La résistance totale de la structure, avant la gravure du fossé de grille vaut 5Ω , après gravure 15Ω . La résistance relative au canal est donc de 10Ω .

Pour le modèle analytique, nous avons utilisé une mobilité de $0.14\text{ m}^2/\text{Vs}$ et un champ électrique critique E_c de 10.7 kV/cm . L'accord (fig.III.30), trouvé entre le $I(V)$ analytique et celui tiré des mesures, est satisfaisant. Toutefois la faible valeur de la mobilité dans le canal peut être due à un phénomène d'écrantage. Il faut remarquer que la valeur du champ électrique critique n'a pas de sens physique dans notre cas de figure il s'agit juste d'une constante permettant d'ajuster les courbes.

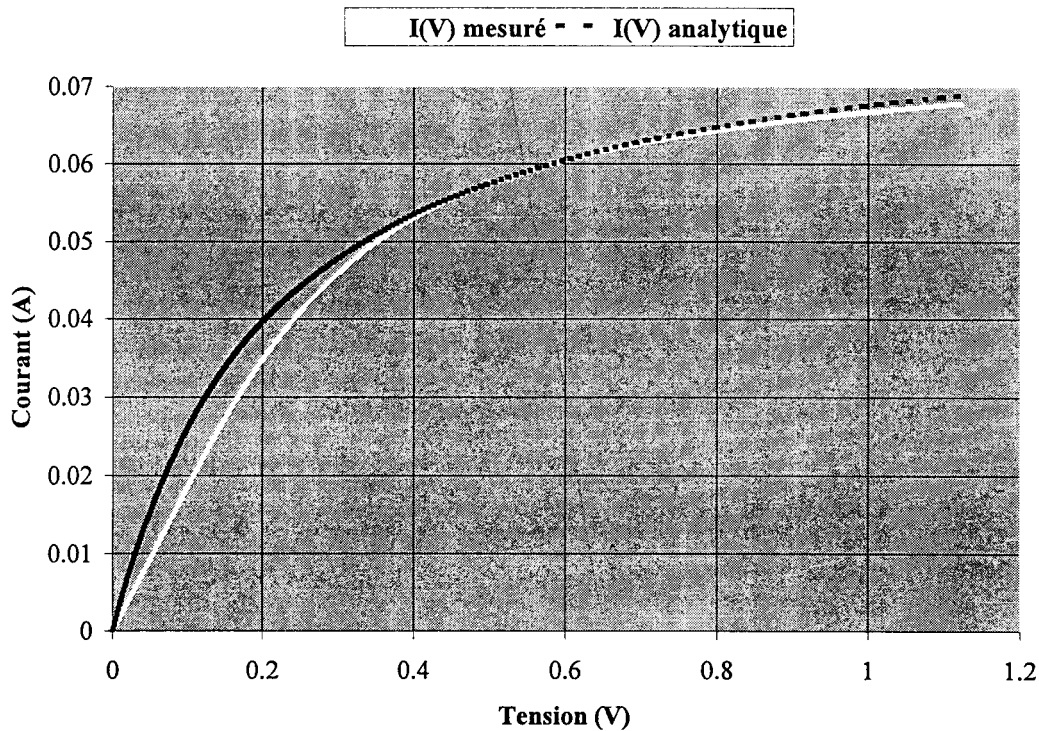


Fig.III.30- $I(V)$ pour le canal de la structure $0.2\ \mu\text{m}$ ($2\times 50\ \mu\text{m}$)

On observe également une concordance acceptable entre les courbes représentant l'impédance en fonction de la tension appliquée aux bornes du canal (fig.III.31).

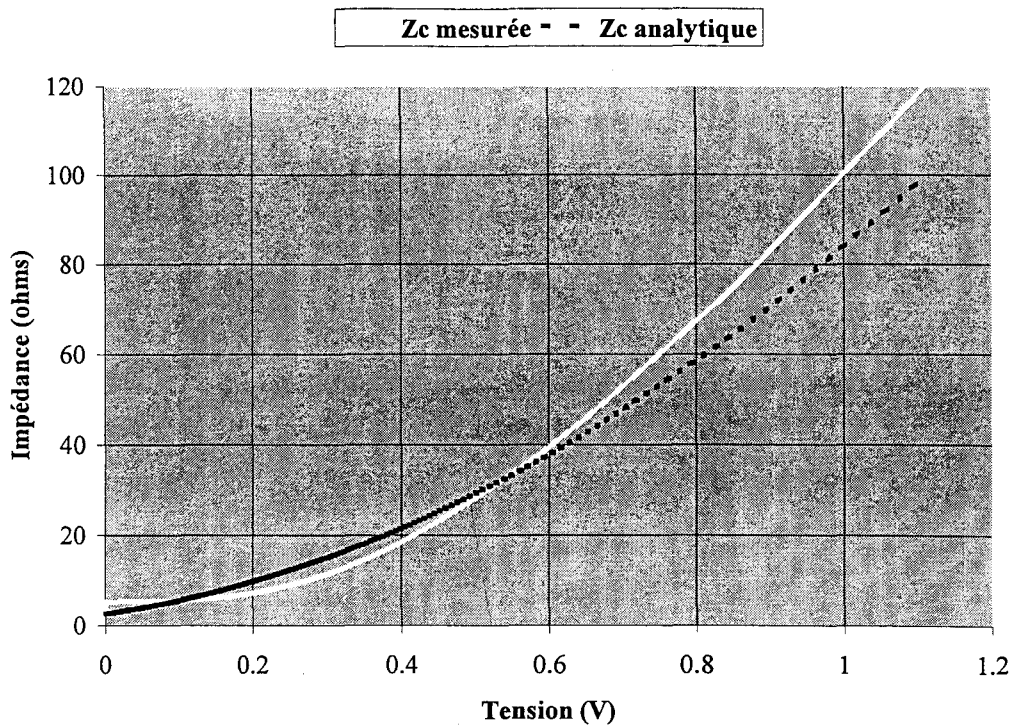


Fig.III.31- Impédance du canal de la structure $0.2 \mu\text{m}$ ($2 \times 50 \mu\text{m}$)

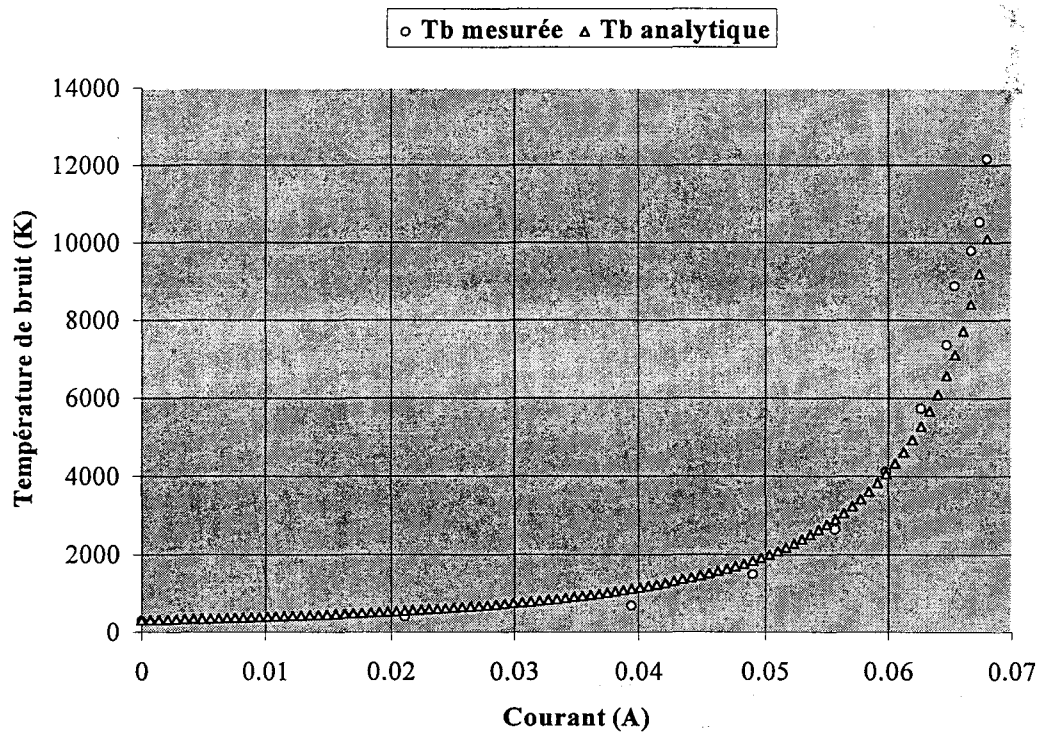


Fig.III.32- Température de bruit du canal pour la structure $0.2 \mu\text{m}$ ($2 \times 50 \mu\text{m}$)

Le modèle fournit encore de bons résultats concernant la caractéristique de bruit pour la structure de $0.2 \mu\text{m}$ de longueur de fossé de grille (fig.III.32).

III.4.1.2- Application à la structure de $0.075 \mu\text{m}$ de longueur de recess

Nous avons appliqué le même formalisme qu'au III.4.1 au cas d'une structure recessée sans grille de $0.075 \mu\text{m}$ de longueur de fossé de grille avec un développement de $2 \times 50 \mu\text{m}$. On effectue le calcul préliminaire du $I(V)$ de la structure totale (fig.III.33).

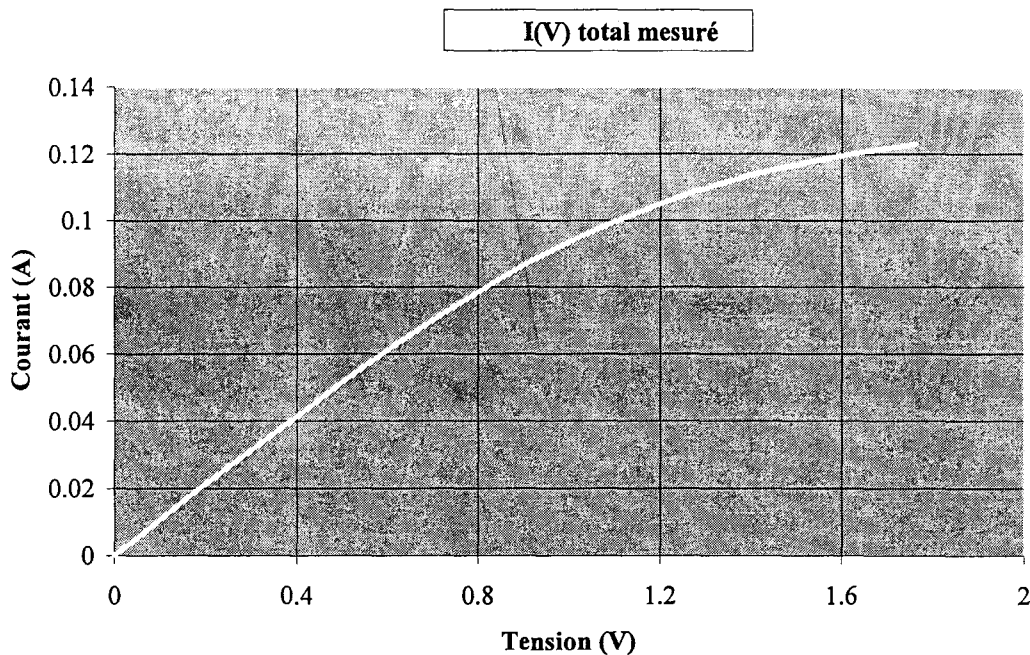


Fig.III.33- $I(V)$ de la structure totale $0.075 \mu\text{m}$ ($2 \times 50 \mu\text{m}$)

La résistance totale du composant après attaque plasma est de 10Ω , la contribution des résistances de contacts et d'accès est toujours de l'ordre de 5Ω . On en déduit la valeur de la résistance de canal qui est de 5Ω . A partir de cette valeur on obtient le $I(V)$ du canal que l'on compare à celui donné par le modèle (cf fig.III.34). Pour le résultat analytique la mobilité est de $3.77 \times 10^{-2} \text{ m}^2/\text{Vs}$ et le champ électrique critique a une valeur de 79 kV/cm . Ces quantités n'ont plus aucun sens physique.

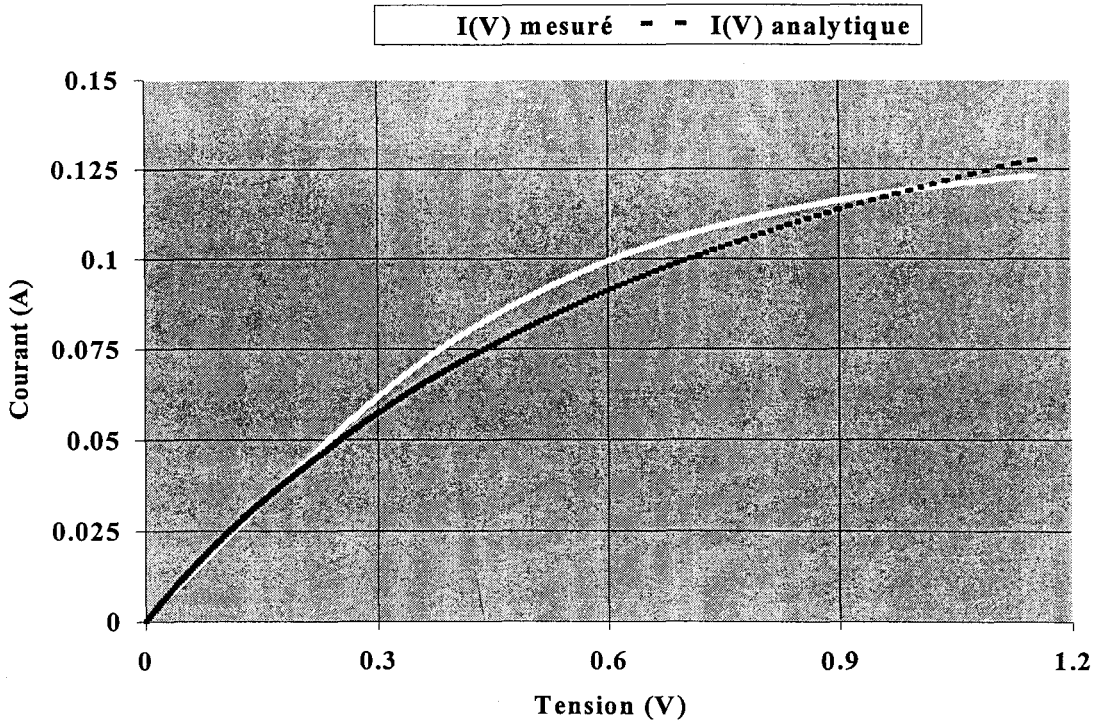


Fig.III.34- $I(V)$ pour le canal de la structure $0.075 \mu\text{m}$ ($2 \times 50 \mu\text{m}$)

Pour le recess de $0.075 \mu\text{m}$ de longueur, les effets non stationnaires sont tellement prépondérants que nos expressions analytiques ne sont plus valables. Ceci est encore plus probant si l'on analyse les figures III.35 et III.36 représentant l'impédance et la température de bruit, où l'accord trouvé entre les valeurs expérimentales et le modèle analytique est très mauvais.

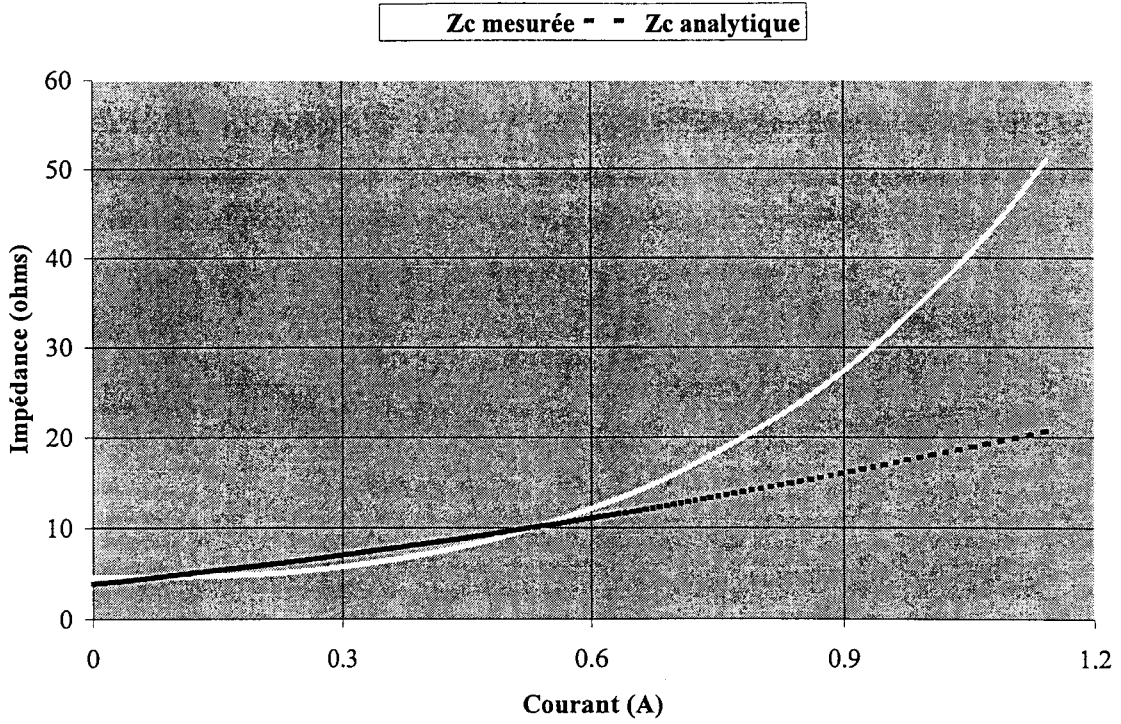


Fig.III.36- Impédance du canal de la structure 0.075 μm ($2 \times 50 \mu\text{m}$)

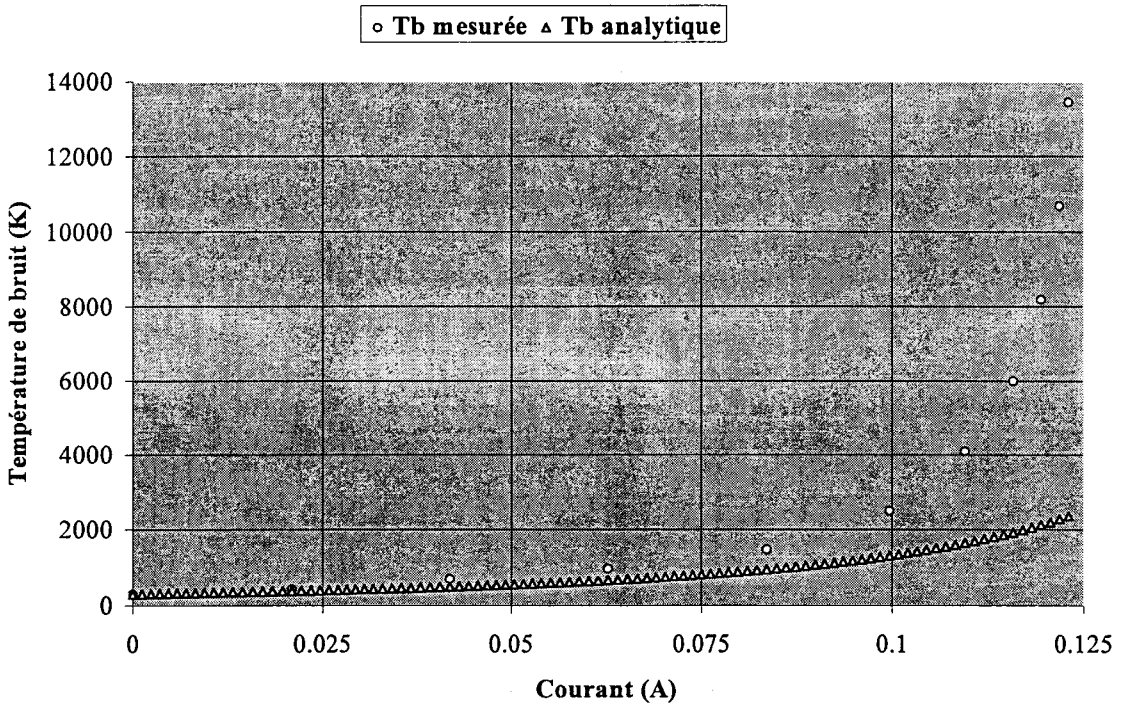


Fig.III.37- Température de bruit du canal pour la structure 0.075 μm ($2 \times 50 \mu\text{m}$)

III.4.1.3- Intérêt du modèle analytique

Le modèle analytique est un outil qui nous permet d'obtenir rapidement le sens de variation des caractéristiques statique, dynamique et de bruit du canal de la structure de 0.2 μm de longueur de fossé de grille. En revanche, il s'avère être inadapté à l'étude de la plus petite longueur (0.075 μm) de fossé de grille. En effet, dans ce cas le transport est non stationnaire et est couplé à la présence prédominante d'électrons chauds qui rendent notre modèle analytique inutilisable.

L'existence d'un transport de type purement balistique dans le canal se manifeste au niveau du bruit électronique par la présence d'un bruit de grenaille. Ceci s'accompagne d'une diminution de la température de bruit puisque les électrons subissent moins d'interactions.

Pour pouvoir mettre en évidence ce type de transport, il faut que la contribution bruyante relative au canal soit prépondérante. Pour cela , il faut vérifier les condition suivantes qui sont déduites de la relation (III.15) :

$$S_t = \frac{S_{ca}R_{ca}^2}{(R_o + R_{ca})^2} \left(1 + \frac{S_oR_o^2}{S_{ca}R_{ca}^2} \right) \quad (\text{III.21})$$

Supposons comme condition que $R_{ca} \geq 10 R_o$ (ceci se réalise dès la zone de saturation du I(V)) nous obtenons :

$$S_t = S_{ca} \left(1 + \frac{T_a R_o}{T_{ca} R_{ca}} \right) \quad (\text{III.22})$$

Comme $T_{ca} \geq T_o$ le comportement bruyant de la structure est imposé par celui de la zone active.

La réduction de la longueur de fossé de grille engendre deux effets antagonistes. D'une part, elle accentue le caractère balistique du transport sous le fossé de grille. D'autre part, la

surface de la structure augmentant, la résistance totale diminue et par la même occasion la résistance du canal, ce qui contribue à masquer le bruit relatif au canal.

III.4.2- ETUDE DU BRUIT BASSE FREQUENCE

Une étude complémentaire sur les structures de types MESFET sans grille a été menée en collaboration avec le CEM de Montpellier [25]. L'objectif concerne l'influence de l'attaque plasma sur le spectre de bruit basse fréquence. Les composants étudiés sont des structures de types MESFET sans grille de différentes longueurs de fossé de grille (0, 0.05, 0.1, 0.15 et 0.2 μm). Nous disposons de deux longueurs de contact ohmique (2×50 et 2×75 μm).

La résistance totale de la structure est multipliée par un facteur 2 en présence du recess. En ce qui concerne le spectre de bruit en tension basse fréquence on observe toujours une dépendance en I^2 . Afin de pouvoir comparer les différentes structures entre elles, on utilise la quantité normalisée suivante S_R/R^2 . S_R représente le rapport entre les fluctuations de la tension par le courant qui est constant.

Quel que soit la structure considérée, le spectre de bruit peut être décomposé en une composante de bruit en $1/f$ associée à trois composantes de bruit de génération-recombinaison. Le niveau de bruit correspondant au bruit thermique n'est jamais atteint. Deux exemples de spectre sont donnés sur les figures III.38 et III.39 respectivement pour une structure sans et avec recess pour un courant de polarisation de 8 mA.

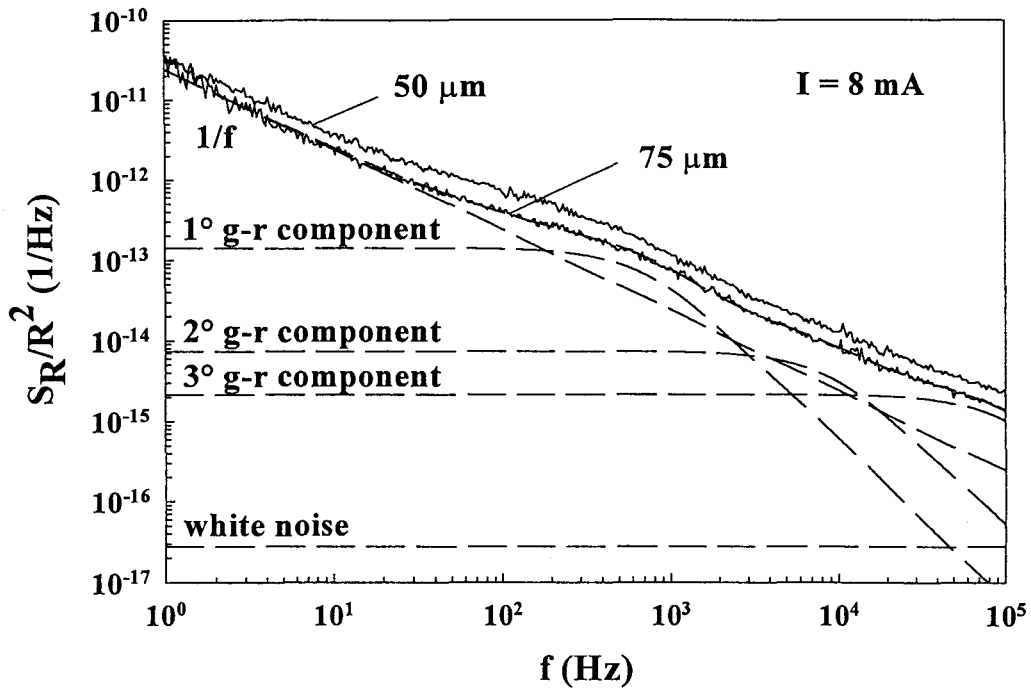


Fig.III.38- S_R/R^2 en fonction de la fréquence pour la structure non recessée

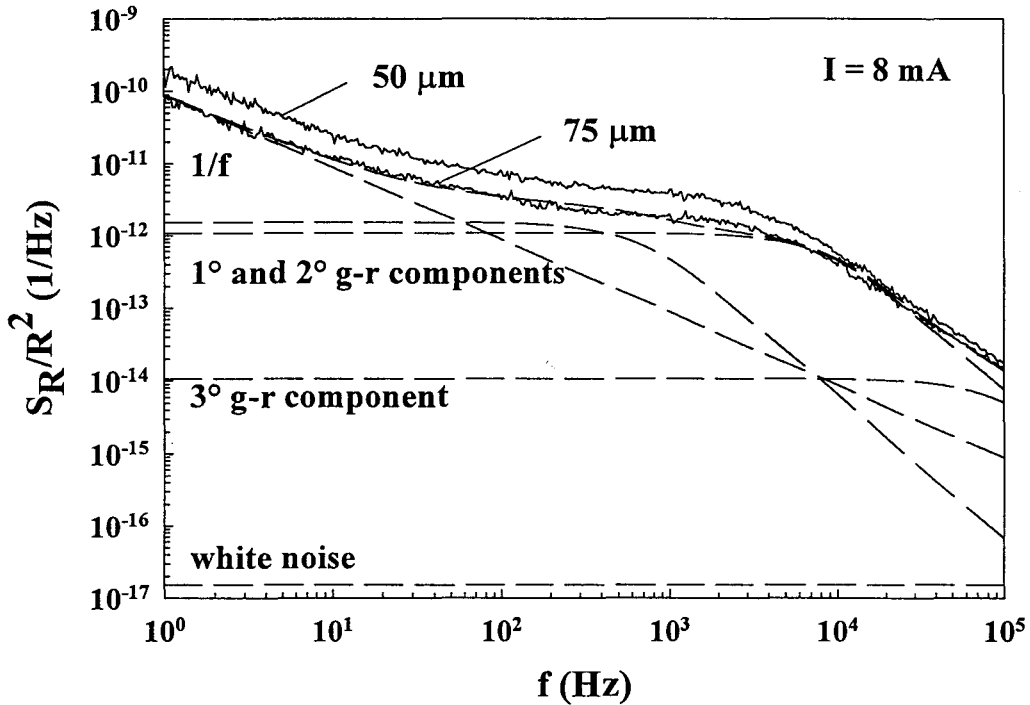


Fig.III.39- S_R/R^2 en fonction de la fréquence pour la structure de $0.2 \mu\text{m}$ de longueur de recess

Pour la composante en $1/f$ on observe une augmentation d'un facteur trois du niveau avec la longueur de recess de $0.2 \mu\text{m}$. Les trois fréquences de coupure des Lorentziennes associées aux composantes de génération-recombinaison sont sensiblement identiques que ce soit pour le cas de structures avec et sans fossé de grille. Cependant, on constate un accroissement significatif de l'amplitude des trois plateaux, particulièrement pour le deuxième avec la présence du fossé de grille. Ce phénomène est mis en évidence sur la figure III.40 qui représente les évolutions des plateaux pour les trois composantes g-r en fonction de la longueur de fossé de grille.

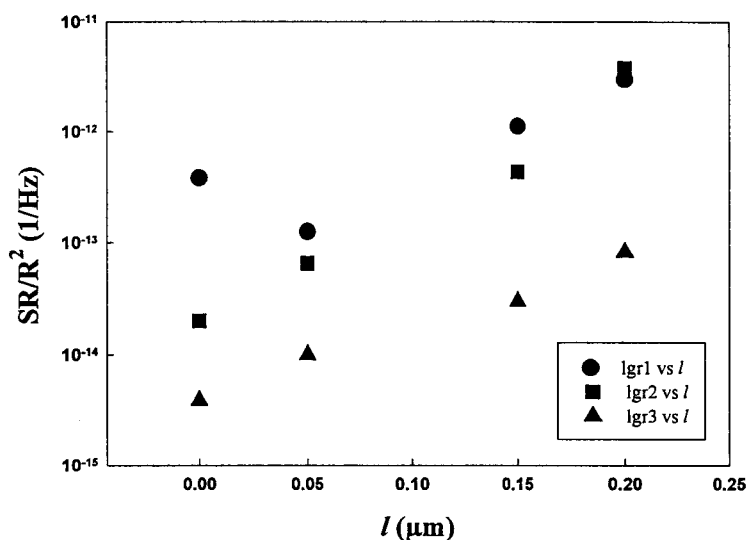


Fig.III.40- Evolution du niveau du plateau pour les trois composantes de bruit g-r en fonction de la longueur de recess

Le plateau de la deuxième composante g-r augmente de plus de deux décades sur l'intervalle $[0, 0.2 \mu\text{m}]$. Cette courbe met en relief l'effet négatif de l'attaque plasma au niveau des composantes de bruit g-r.

Ceci provient de la dégradation de la surface de la couche par l'action violente du plasma.

III.5- CONCLUSIONS

Nous avons présenté dans ce chapitre une étude expérimentale et théorique (simulation Monte-Carlo, modèle analytique) des caractéristiques statiques et de bruit de structures de type MESFET creusées sans grille présentant des géométries différentes. Afin de mettre en évidence l'existence d'un transport de type balistique dans le canal, nous avons procédé à la réduction de la longueur de recess jusqu'à $0.075 \mu\text{m}$. Nous avons effectué des mesures de leurs caractéristiques $I(V)$ ainsi que de leurs températures de bruit. Ces résultats ont été ensuite reproduits par la méthode de Monte-Carlo. Dans le but de modéliser certains aspects spécifiques, nous avons introduit dans le programme standard une résistance série et les effets liés au potentiel de surface à la périphérie du recess.

Dans un premier temps nous avons modélisé les effets dus au potentiel de surface par une charge surfacique statique. Du fait de l'incertitude sur les dommages provoqués par l'attaque plasma aux abords de la zone du fossé de grille, la profondeur du recess a été utilisée comme paramètre d'ajustage pour les caractéristiques statiques $I(V)$ des structures réelles. Une fois ce paramètre défini, l'accord entre les valeurs théoriques et expérimentales est satisfaisant quel que soit le composant considéré. Ceci signifie que le transport électronique est correctement décrit par notre modèle et que la différence lorsque l'on simule la structure réelle est due à l'action violente de l'attaque plasma qui dégrade les propriétés du matériau sous le recess. Ceci a été confirmé par les travaux de Yannick Mourier (CEM Montpellier) portant sur l'étude du bruit basse fréquence dans les structures sans grille de type MESFET.

Dès que la caractéristique statique est correctement modélisée, les résultats concernant le bruit sont eux aussi bien reproduits par la simulation. La température de bruit augmente significativement lorsque l'on atteint la zone de saturation du courant.

Nous n'avons observé aucun effet pouvant être associé avec un transport de type balistique. Sa présence éventuelle dans la gamme de longueur de recess étudiée, est masquée par le bruit créé par les zones d'accès.

Le principal intérêt de notre travail réside dans le fait que nous sommes capables de reproduire les caractéristiques statiques et de bruit de structures réalistes grâce à notre programme Monte-Carlo qui tient compte de certains effets spécifiques [26]. Toutefois pour obtenir un bon accord entre théorie et expérience, il est primordial de connaître précisément la géométrie et les effets physiques relatifs à chaque type de structures.

BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE III

[1] F.Danneville, G.Dambrine, H.Happy, P.Tadyszak, A.Cappy.

« Influence of the Gate Leakage Current on the Noise Performance of Mesfets and Modfets »

Solid-State Electronics, Vol.38, n°5, pp.1081-1087, 1995

[2] M.Shur.

« GaAs Devices and Circuits »

p 407. Plenum, New York 1987

[3] P.Kireev.

« La Physique des Semiconducteurs »

MIR, Moscow 1975

[4] A.Afzali-Kushaa, G.Haddad.

« High Frequency Characteristics of Mesfets »

Solid-State Electronics, Vol.38, n°2, pp 401-406, 1995

[5] K.Onodera, K.Nishimura, S.Sugitani, K.Asai.

« Ultra-low noise fully ion implanted GaAs MESFET with Au/WSiN refractory metal gate »

IEDM Tech.Dig, pp. 962-964, 1991

[6] H.Fourré.

« Réalisation et caractérisation de transistors à effet de champ à hétérojonction de la filière AlInAs/GaInAs pour applications en ondes millimétriques »

Thèse de Doctorat, Lille Mars 1997

[7] J.W.Lee, S.J.Pearton, C.R.Abernathy, W.S.Hobson, F.Ren.

« Effect of Ar Addition in ECR CH₄/H₂/Ar Plasma Etching of GaAs, InP and InGaP »

Solid-State Electronics, Vol.39, n°7, pp.1095-1099, 1996

[8] T.Gonzalez.

« Analisis del ruido electronico en materiales y dispositivos semiconductores unipolares mediante el metodo de Monte Carlo »

Tesis Doctoral, Salamanca Febrero 1994

[9] W.H.Press, B.P.Flannery, S.A.Teukolsky, W.T.Vetterling.

« Numerical recipes. The art of Scientific Computing »

Cambridge University Press, New York, 1989

[10] P.Bourel.

« Simulation Monte-Carlo bidimensionnelle et étude expérimentale de transistors à effet de champ à hétérojonctions AlInAs/GaInAs adaptés en maille sur InP »

Thèse de Doctorat, Lille Décembre 1991

[11] S.G.Pavison, J.D.Devine

Solid-State Physics, 25,137 1970

[12] C.Moglestue.

« Monte Carlo of Semiconductor Devices »

p 185. Chapman and Hall, London 1993

[13] V.Mitin, V.Gruzinskis, E.Starikov, P.Shiktorov.

J.Appl.Phys. 75, 935 1994

[14] V.Gruzinskis, S.Kersulis, A.Reklaitis.

Semicond.Sci.Technol. 6, 602 1991

[15] K.Young Lee, H.S.Min, Y.J.Park

« Estimation of noise power spectral densities from the Monte-Carlo simulated terminal currents in semiconductor devices »

Solid-State Electronics, Vol.36, n°11, pp.1563-1570, 1993

[16] M.V.Fischetti, S.E.Laux.

Phys.Rev.B 38, 9721 1988

[17] T.Gonzalez, D.Pardo.

Solid-State Electronics, Vol.39, n°5, pp.555, 1996

[18] J.Mateos, T.Gonzalez, D.Pardo.

J.Appl.Phys. 77, 1564 1995

[19] T.Gonzalez, J.E.Velasquez, P.M.Gutierrez, D.Pardo.

Semicond.Sci.Technol. 6, 862 1991

[20] **H.Brooks.**

Advan.Elect.Phys. Vol.7 p 85 1955

[21] **L.Varani, L.Reggiani, T.Kuhn, T.Gonzalez, D.Pardo.**

IEEE Trans.Electron.Devices. 4, 1916 1994

[22] **T.Gonzalez, D.Pardo, L.Varani, L.Reggiani.**

Appl.Phys.Lett. 63, 3040 1993

[23] **C.J.Stanton, J.W.Wilkins.**

Physica B 134, 255 1985

[24] **T.Kuhn, L.Reggiani, L.Varani.**

Superlattices Microstruct. 11, 205 1992

[25] **Y.Mourier, F.Pascal, S.Jarrix, C.Delseny, G.Lecoy, P.Tadyszak, A.Cappy, M.E.Levinshtein.**

« Study of the RIE process on ungated Mesfet by low frequency noise analysis »

Second ELEN Workshop, Grenoble, France October 25-27 1995

[26] **J.Mateos, T.Gonzalez, D.Pardo, P.Tadyszak, F.Danneville, A.Cappy.**

« Numerical and experimental analysis of the static characteristics and noise in ungated recessed Mesfet structures »

Solid-State Electronics, Vol.39, n°11, pp.1629-1636, 1996

CHAPITRE IV

COMPARAISON DE STRUCTURES SANS GRILLE DE TYPE MESFET ET HEMT

IV- COMPARAISON DES CARACTERISTIQUES STATIQUES ET DE BRUIT POUR DES STRUCTURES SANS GRILLE DE TYPE MESFET ET HEMT

L'objet de ce chapitre concerne la comparaison entre les structures de types MESFET sans grille étudiées au chapitre précédent et des structures de types HEMT sans grille GaAs/Al_{0,2}Ga_{0,8}As. Cette confrontation est réalisée en utilisant la méthode de Monte-Carlo [1] ainsi que par des mesures de caractéristiques statiques et de température de bruit. Tout au long de ce chapitre nous utiliserons les notations suivantes u-MESFET et u-HEMT, le préfixe u signifiant que les structures sont sans grille (de l'anglais ungated).

IV.1- GENERALITES

La topologie de base de la structure u-HEMT réelle est présentée sur la figure IV.1-a. Elle est constituée essentiellement de deux matériaux de nature différente qui sont juxtaposés (un à petit gap le GaAs non intentionnellement dopé n.i.d et un à grand gap l'AlGaAs fortement dopé). Ceci implique la création d'une discontinuité de la bande de conduction à l'interface entre les deux matériaux. Celle ci contribue à la séparation spatiale des impuretés donneuses et des électrons libres. Une fine couche de 30 Å d'AlGaAs n.i.d appelée spacer permet d'accroître l'isolement des porteurs par rapport aux impuretés ionisées.

Les électrons de la couche donneuse d'AlGaAs transitent naturellement vers le GaAs à petit gap pour venir y former une couche d'accumulation. Ces porteurs concentrés à l'interface dans un matériau n.i.d ont un mouvement quasi bidimensionnel (Dingle 1978). Ces particules atteignent des vitesses très élevées du fait qu'elles soient assez peu soumises aux interactions avec les impuretés ionisées.

Le couple de matériau GaAs/Al_xGa_{1-x}As est à l'heure actuelle très utilisé pour la fabrication de HEMT. Toutefois les récentes avancées technologiques ont permis l'apparition de nouvelles hétérojonctions telles que In_xGa_{1-x}As/GaAs ou encore les composés ternaires

suivants $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. Les fractions molaires x et y sont choisies de façon à obtenir le meilleur compromis possible entre un bon accord de maille entre les différents matériaux et une valeur optimale de la discontinuité de la bande de conduction.

Dans notre cas particulier le couple $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ offre l'avantage d'un assez bon accord de maille. Le paramètre x permet de moduler la valeur de la discontinuité de la bande de conduction ΔE_c . Cependant il faut limiter la valeur de x afin de conserver d'une part un gap direct pour AlGaAs et de s'affranchir d'autre part de l'apparition des défauts appelés centres « DX » [2]. Afin d'éviter ces effets néfastes, nous avons utilisé une valeur de 0.2 pour le paramètre x du couple $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ce qui correspond à un ΔE_c de 0.145 eV [3].

IV.1.1- TOPOLOGIE

Les schémas représentant les dispositifs réels et simulés sont illustrés sur les figures IV.1. Nous avons utilisé pour les deux types de composants des structures sans grille afin de réduire la complexité et le nombre de paramètres à calculer. Le fossé de grille est lui aussi maintenu dans les deux cas pour accentuer le caractère bidimensionnel du transport sous le canal. Le recess est obtenu en effectuant une attaque plasma $\text{CH}_4/\text{H}_2/\text{Ar}$ de 8 minutes pour la structure u-HEMT, la vitesse d'attaque est de l'ordre de 50 Å/min. Ce type de géométrie associé aux effets du potentiel de surface produisent l'apparition de champ électrique fort et d'électrons chauds dans le canal.

La figure IV.1-a présente la structure de type u-HEMT réelle et la figure IV.1-b celle simulée. On peut observer certaines différences comme en particulier le cap layer qui n'est pas introduit dans la simulation puisqu'il n'est utilisé que dans le procédé de fabrication des contacts ohmiques. Ces derniers ne modifient en aucune manière les propriétés de conduction dans la structure. Ainsi l'épaisseur de la couche de AlGaAs a été augmentée dans la simulation afin de reproduire le comportement des deux cap layers.

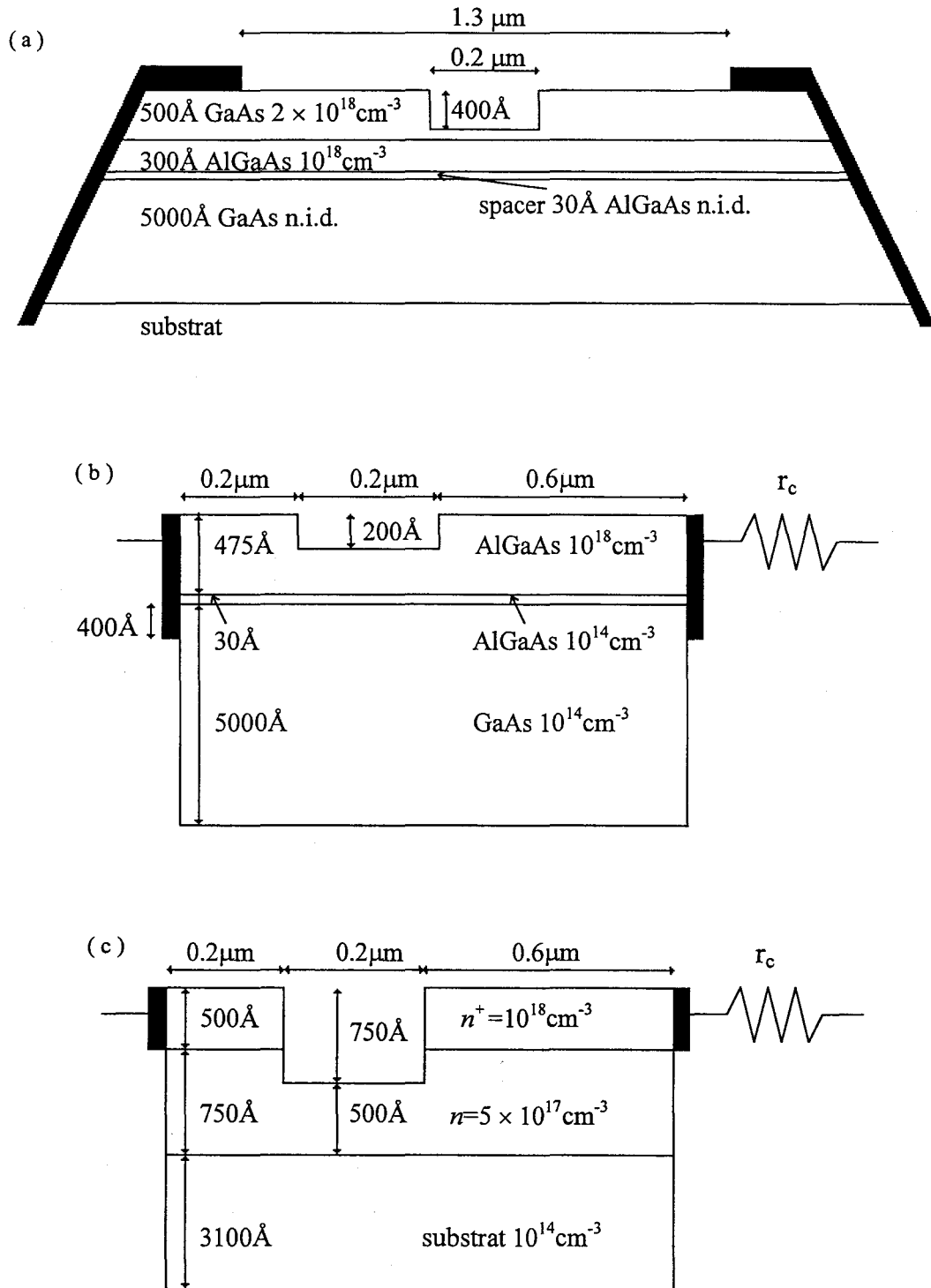


Fig.IV.1- Schéma des structures (a) u-HEMT réelle, (b) u-HEMT simulée et (c) u-MESFET simulée

La résistance série r_c représente la résistance de contact et les régions ohmiques non simulées de la structure réelle (en particulier la partie comprise entre la source et le recess). Les effets de l'attaque plasma utilisée pour faire le recess peuvent détériorer les propriétés initiales du matériau. Pour cela la profondeur de recess a été prise comme paramètre permettant d'ajuster les valeurs du $I(V)$. Ces différences de géométrie sont justifiées par un souci de gain de temps calcul. Sur la figure IV.1-c on présente la structure u-MESFET simulée. La longueur du composant est la même que celle de la structure de type u-HEMT ($1.3 \mu\text{m}$). La profondeur de recess a été utilisée pour la structure simulée u-MESFET afin d'obtenir des caractéristiques statiques $I(V)$ identiques dans les deux cas de figure. On a tracé sur la figure IV.2 une vue de dessus du recess pour la structure u-HEMT réalisée au microscope électronique.

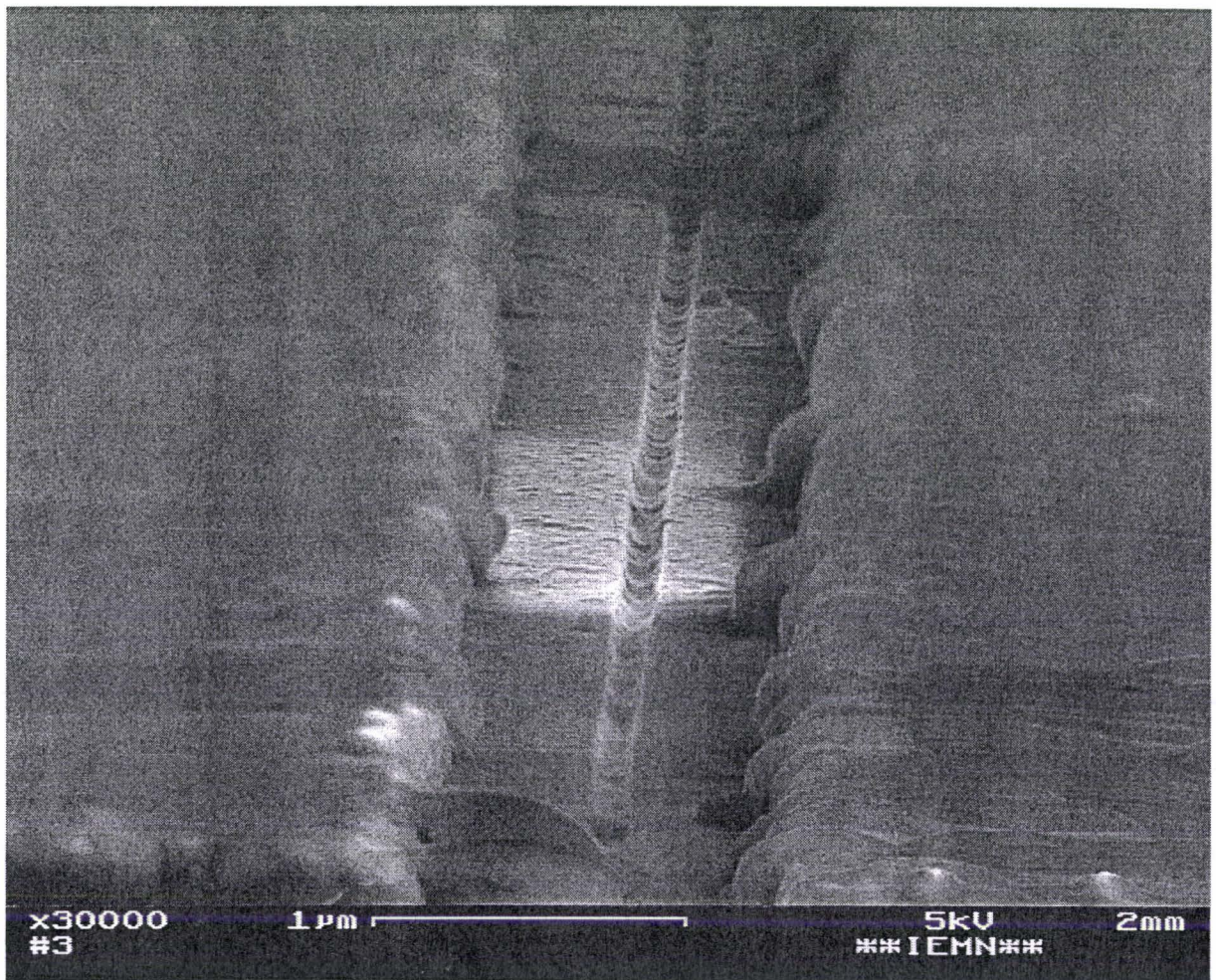


Fig.IV.2- Vue de dessus du recess pour la structure u-HEMT

Sur la figure IV.3, nous avons représenté la coupe transversale du fossé de grille d'un échantillon de type u-HEMT ayant subi une attaque plasma $\text{CH}_4/\text{H}_2/\text{Ar}$ de 3 minutes. La profondeur obtenue de la mesure est de 144 \AA , cette valeur est cohérente avec la vitesse d'attaque énoncée précédemment à savoir $50 \text{ \AA}/\text{minute}$. On constate que pour une longueur de recess visée de 0.2 \mu m nous mesurons au microscope électronique une longueur de fossé de grille avoisinant 0.176 \mu m , une moyenne de 0.19 \mu m a été établie en procédant à la mesure de plusieurs échantillons situés à divers endroits de la plaquette.

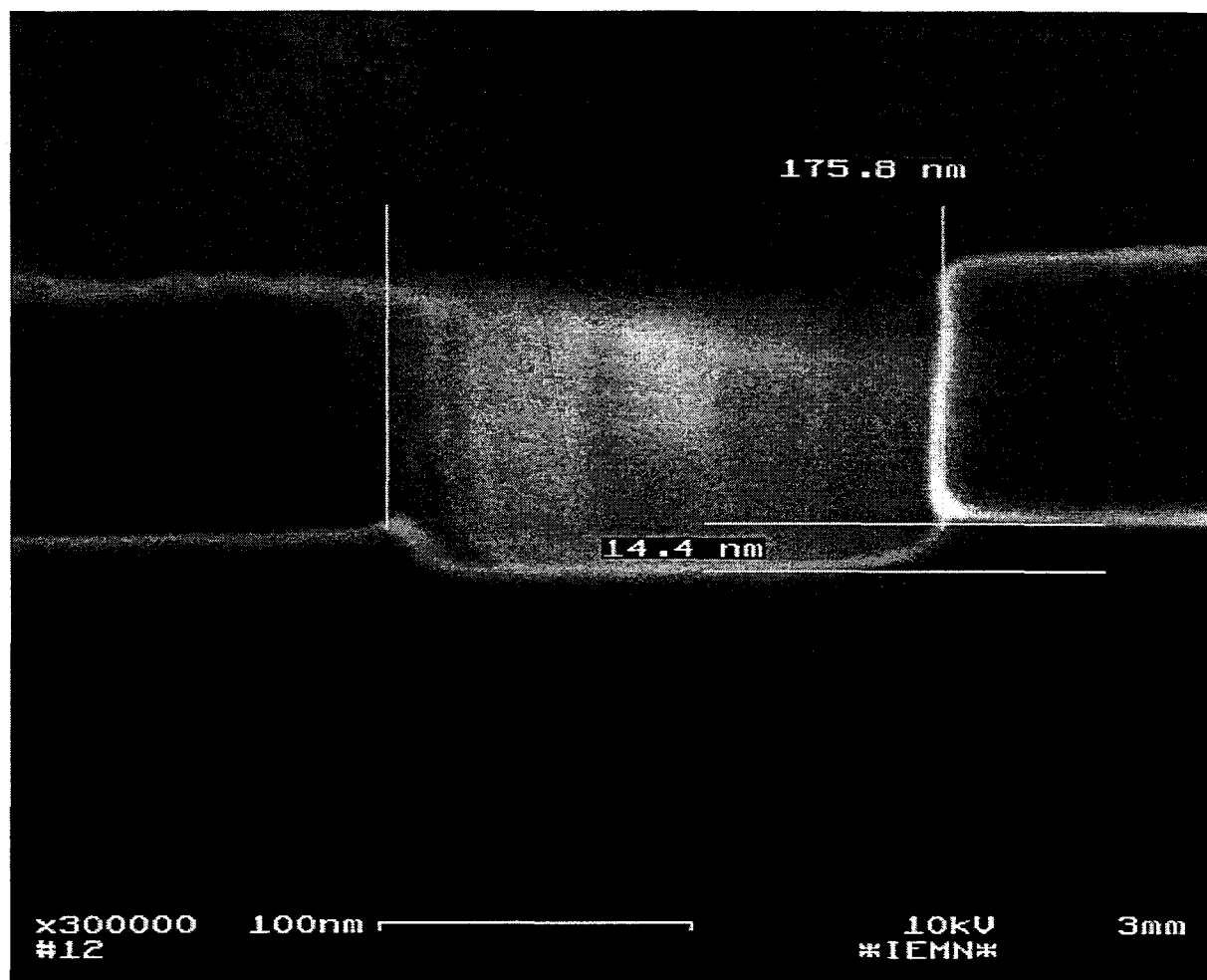


Fig.IV.3- Coupe transversale du fossé de grille

IV.1.2- SIMULATION MONTE-CARLO

La simulation a été réalisée en utilisant la méthode de Monte-Carlo couplée à la résolution de l'équation de Poisson présentée dans le chapitre précédent. Les effets relatifs à la résistance série et au potentiel de surface agissant principalement sur les trois parois du recess ont été insérés dans le modèle. La valeur de la résistance série a été estimée à $5 \times 10^{-4} \Omega\text{m}$. La dégénérescence est prise en compte par l'intermédiaire de la technique de réjection proposée en [4].

Les composants sont divisés en cellules rectangulaires ayant comme dimension 50 Å dans la direction du courant et variant de 10 à 50 Å dans la direction transversale (dans la couche d'accumulation près de l'hétérojonction il est nécessaire d'avoir une précision plus importante). L'équation de Poisson est résolue en utilisant une méthode directe basée sur une décomposition Lower-Upper de matrices. Cette méthode est parfaitement adaptée pour l'étude de structures de géométrie compliquée contenant des cellules de surface différente.

Des conditions limites ohmiques sont appliquées aux contacts ainsi le nombre de porteurs à l'intérieur du dispositif est réajusté automatiquement [5]. Le nombre de porteurs simulés oscille entre 13500 et 15500 suivant la structure et la polarisation considérées. La simulation est réalisée durant 0.1 ns divisé en pas de temps de 1 fs. Ce pas est suffisamment petit pour permettre d'obtenir une résolution correcte pour le champ électrique.

Les mécanismes d'interactions mis en jeu sont les suivants : impuretés ionisées, phonons optiques polaires, ces deux types sont considérés anisotropes, phonons optiques non polaires, acoustiques, intervallées (équivalentes et non équivalentes) ces dernières sont toutes isotropes. Les mécanismes d'interactions utilisés pour le $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ sont les mêmes que ceux du GaAs. Toutefois l'interaction d'alliage qui fait partie du groupe des interactions avec les défauts et qui apparaît dans les matériaux composés comme l' AlGaAs n'a pas été incluse dans le modèle puisque son influence est négligeable. Les paramètres matériaux du $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ sont résumés dans le tableau IV-I, ils sont issus des références suivantes [6-8]. La valeur prise pour la discontinuité de la bande de conduction à l'hétérojonction est de 0.145 eV.

paramètres	matériau $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$		
Densité (Kg/m^3)	5360-1760x		
Vitesse du son (m/s)	5240		
Permittivité relative statique	10.92-2.3x		
Permittivité relative optique	12.90-2.9x		
Energie du phonon LO (eV)	0.03536+0.0127x		
Energie barrière (eV)	0.67x+0.27x ²		
	Γ	L	X
Masse effective (m^*/m_0)	0.063+0.087x	0.222	0.58-0.17x
Coef. De non parabolicité (eV^{-1})	0.7(1-x)	0.5-0.1x	0.30
Niveau énergie depuis Γ (eV)	0.00	0.32-0.39x-0.44x ²	0.52-0.99x-0.28x ²
Nombre de vallées équivalentes	1	4	3
Pot. Déf. Acoustique (eV)	5.0	5.0	5.0
Pot. Déf. Optique (10^{10} eV/m)	0.0	3.0	0.0
Energie Phonon optique non polaire (eV)	0.0	0.0343	0.0
Pot. Déf. Intervallée (10^{10} eV/m)			
depuis Γ	0.0	10.0	10.0
depuis L	10.0	10.0	5.0
depuis X	10.0	5.0	7.0
Energie du phonon intervallée (eV)	$K = \frac{0.03536 + 0.0127x}{0.03536}$		
depuis Γ	0.0	0.0297/K	0.0313/K
depuis L	0.0297/K	0.0297/K	0.0313/K
depuis X	0.0313/K	0.0313/K	0.0313/K

TABLEAU-IV.1

Sur les électrodes les conditions de Dirichlet sont affectées (la valeur du potentiel y est fixée), à la périphérie du recess une charge surfacique constante est utilisée comme condition limite (le champ électrique normal est fixé à une valeur constante). La valeur utilisée pour le potentiel de surface de l'AlGaAs est de -0.3 V alors qu'elle est de -0.5 V pour le GaAs. Sur les autres frontières on applique les conditions de Neumann c'est à dire que le champ électrique normal est nul [9].

En utilisant les lois classiques de conservation de l'énergie totale et du moment perpendiculaire à l'hétérojonction, on obtient l'état final de l'électron transitant du GaAs à l'AlGaAs. Ce type de transition est communément appelée transfert dans l'espace réel. Si l'énergie de l'électron est suffisante pour sauter la barrière de potentiel, le porteur est affecté d'un coefficient de transmission égal à l'unité dans l'autre cas il subit une réflexion spéculaire. Les réflexions quantiques ainsi que les transferts par effet tunnel n'ont pas été pris en compte. Lors des transferts dans l'espace réel l'électron change de matériau en restant dans la même vallée [17]. La condition nécessaire et suffisante pour que l'électron transfère dans l'espace réel est que son énergie cinétique dans la direction perpendiculaire à l'hétérojonction soit supérieure à la barrière ΔE_C . Supposons un électron ayant une énergie totale ε_i après avoir franchi la barrière de potentiel sa nouvelle énergie sera réduite à $\varepsilon_f = \varepsilon_i - \Delta E_C$ (ΔE_C correspond à la discontinuité du fond de la bande de conduction (vallée Γ) à l'hétérojonction on obtient cette valeur en effectuant la différence entre les affinités électroniques des deux semi-conducteurs). Cependant la diminution d'énergie doit être associée uniquement à la variation de k_z (en prenant z comme direction perpendiculaire à l'interface) k_x et k_y restant constants.

En reprenant la relation de dispersion on peut écrire :

$$k_z^2 = \frac{2m}{\hbar^2} \varepsilon_f (1 + \alpha \varepsilon_f) - k_x^2 - k_y^2 \quad (\text{IV.1})$$

- Si le second membre de l'équation (IV.1) est négatif cela signifie que l'énergie de l'électron dans la direction z est insuffisante pour franchir la barrière, l'électron subit une réflexion spéculaire. On remarque que l'électron peut être réfléchi même avec ε_f positif ce qui importe c'est la valeur de son énergie dans la direction z .

- Si l'électron arrive de la couche de AlGaAs et va vers celle de GaAs il rencontre une discontinuité qui ne va pas modifier son mouvement mais seulement augmenter son énergie dans la direction z $\varepsilon_f = \varepsilon_i + \Delta E_C$.

Habituellement les contacts ohmiques imposent la présence d'une concentration électronique prédéterminée dans les cellules voisines. Généralement, cette concentration est équivalente au dopage afin de conserver la neutralité électrique qui est la condition usuelle d'équilibre. Cependant lorsque l'on veut simuler un contact ohmique au niveau de l'hétérojonction l'équilibre est obtenu pour un potentiel et une concentration qui ne sont pas constantes le long du contact. Afin de définir les profils de potentiel et de concentration à l'équilibre thermodynamique dans ce type de contact, il est nécessaire d'effectuer préliminairement une simulation unidimensionnelle avec des contacts homogènes placés aux extrémités de chaque matériau. La distribution de potentiel obtenue est ensuite réinjectée dans le programme principal pour tous les points de polarisation. Ceci n'est pas tout à fait correct, puisque la distribution de potentiel varie avec la polarisation appliquée (surtout du côté du drain). Cependant, nous avons vérifié que la perturbation produite sur le potentiel n'affecte pas plus de cinq cellules à l'intérieur de la structure. Les électrodes sont placées verticalement et s'étendent au delà de l'hétérojonction [10]. Le contact ohmique va également imposer à la distribution de concentration de porteurs de rester égale à la valeur non uniforme existante à l'équilibre (dans le matériau GaAs une couche d'accumulation apparaît alors que dans le AlGaAs une zone de déplétion est créée). Cette concentration est calculée au préalable de la même manière que pour le profil de potentiel.

Dans la couche d'accumulation les électrons ont leur énergie quantifiée, ceci constitue un gaz d'électrons bidimensionnel. Pour tenir compte de cet effet quantique il aurait été nécessaire de résoudre de façon autocohérente les équations de Schrödinger et de Poisson [11-13]. Les niveaux des sous bandes d'énergie ainsi que les taux d'interactions des électrons bidimensionnels devraient eux aussi être connus pour traiter rigoureusement le caractère quantique du transport. Cependant nous utiliserons un modèle Monte-Carlo classique, c'est à dire en considérant une structure de bandes volumique et en traitant les interactions en 3D dans l'espace réciproque, aucun effet quantique ne sera introduit dans la simulation. Cette simplification n'engendre pas d'erreur significative comme cela a été confirmé par différents

auteurs [14-16]. Les effets quantiques s'avèrent être particulièrement négligeables lorsque le champ électrique est important (le confinement des électrons diminue) c'est ce qui se produit dans le canal de nos structures. Il faut préciser que nous considérons dans la modélisation des matériaux GaAs et AlGaAs uniquement la première bande de conduction formée d'une vallée Γ , de 4 vallées L équivalentes et de 3 vallées X équivalentes. Ces vallées sont toutes sphériques non paraboliques.

IV.2- RESULTATS

IV.2.1- CARACTERISTIQUES STATIQUE ET TEMPERATURE DE BRUIT

En prenant comme critère de base la caractéristique expérimentale $I(V)$ statique obtenue pour la structure de type u-HEMT, nous avons ajusté la profondeur de recess dans les deux types de structures simulées (u-HEMT et u-MESFET) afin d'obtenir des caractéristiques statiques identiques (cf figure IV.4). La dégradation du matériau provenant de la technologie plasma nous conduit à modifier ce paramètre. La différence observée à faible polarisation peut être associée à une résistance de contact plus importante ou à un effet parasite provenant de la dégradation des propriétés de transport dans le canal induit par l'attaque plasma.

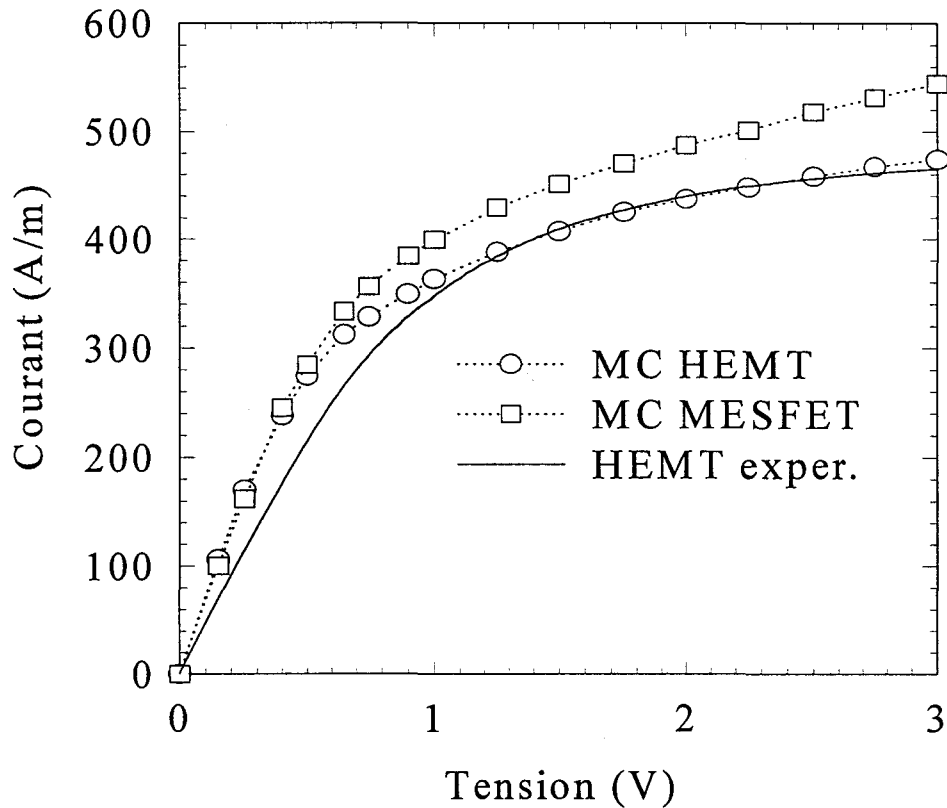


Fig.IV.4- Caractéristique $I(V)$ expérimentale et simulée du u-HEMT et simulée du u-MESFET

Dès que le $I(V)$ est correctement reproduit par notre modèle Monte-Carlo, nous essayons de comparer les résultats obtenus pour la température de bruit. Dans le chapitre précédent nous avons constaté le bon accord obtenu pour la température de bruit entre les résultats de la simulation et les mesures dans le cas de la structure de type u-MESFET [9]. La température de bruit pour les structures réelles et simulées du u-HEMT sans grille est illustrée sur la figure IV.5, ainsi que les résultats de la simulation pour le u-MESFET. On peut observer un excellent accord entre les valeurs théoriques et expérimentales dans le cas du u-HEMT. Ceci nous permet de valider le modèle utilisé puisque les quantités du second ordre sont très sensibles aux paramètres de la modélisation. La température de bruit dans le cas du u-MESFET présente la même dépendance en fonction du courant avec toutefois des valeurs inférieures. Ce type de comportement a été confirmé expérimentalement par des mesures sur des structures similaires présentant des longueurs de recess de $0.15 \mu\text{m}$.

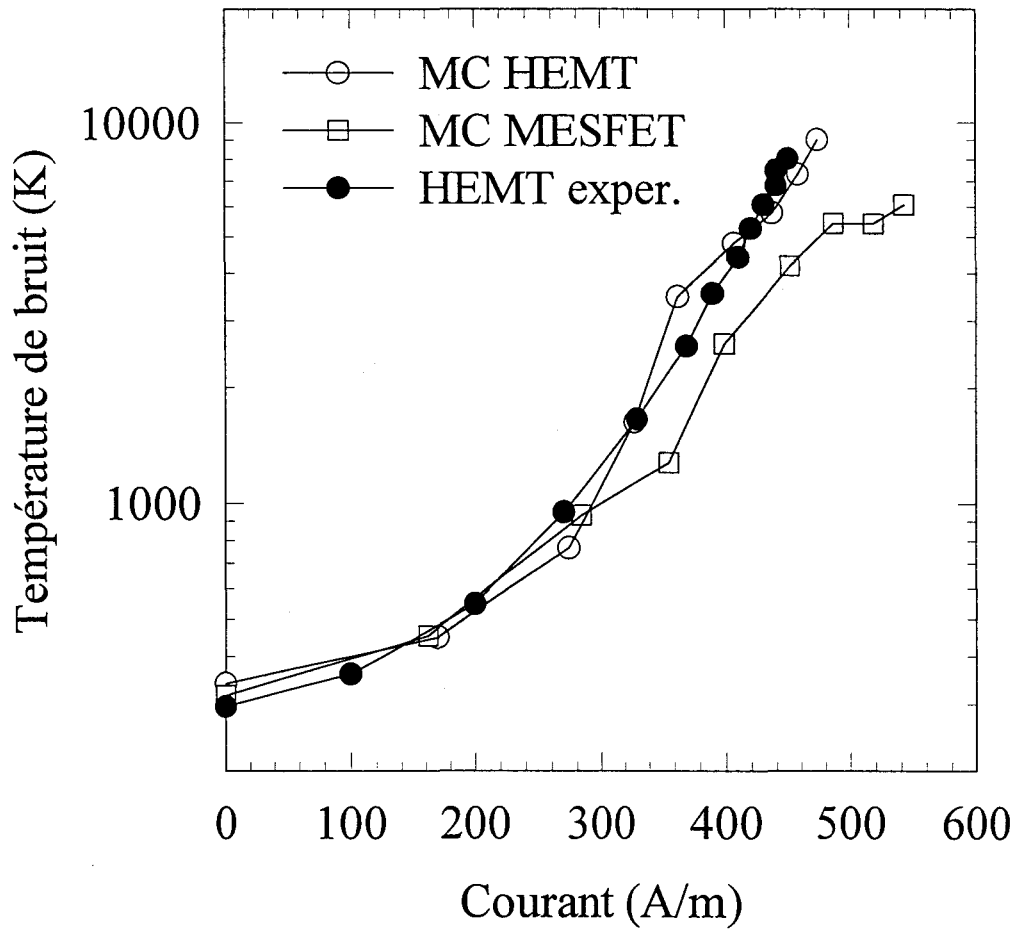


Fig.IV.5- Température de bruit en fonction du courant pour les structures u-HEMT réelle et expérimentale ainsi que pour le u-MESFET simulée.

On peut expliquer ce comportement par la dualité de l'origine de la température de bruit

$$T_n = \frac{S_I(0)R}{4k_b} \quad (\text{IV.2})$$

La température de bruit inclut d'une part les effets de la densité spectrale des fluctuations de courant et d'autre part elle tient compte de la résistance différentielle de la structure. Dans notre cas de figure la résistance plus importante dans la zone de saturation pour le u-HEMT (fig.IV.4) conduit à une température de bruit plus élevée, puisque les deux types de composants ont la même valeur de densité spectrale de fluctuations de courant dans la bande de fréquence 2-4 GHz (pour toutes les polarisations). Notons qu'en utilisant le théorème de Langevin, nous trouvons une densité spectrale de tension pour le u-HEMT qui est plus élevée que pour le u-MESFET. La température de bruit seule (image de la puissance disponible de bruit présentée par le dipôle) nous permet de comparer le comportement bruyant de dipôles quel que soit leur topologie pour une valeur de courant donnée. L'incertitude rencontrée sur la détermination de la température de bruit (15 %) issue de la simulation nous conduit à étudier d'autres quantités relatives aux propriétés de bruit telles que la variance des fluctuations de courant ou encore le temps de transit des électrons. Ces grandeurs nous permettent d'obtenir des informations plus précises (environ 5 à 10 % d'incertitude sur l'obtention de la valeur de $C_I(0)$) et complémentaires sur le caractère bruyant des différentes structures.

IV-2.2- VARIANCE DU COURANT

La variance du courant représente la valeur quadratique moyenne des fluctuations de courant. Cette quantité est reliée au spectre fréquentiel de bruit total et non plus à une fréquence fixe comme c'est le cas pour la température de bruit. Sur la figure IV.6 la variance de la densité de courant pour les deux types de structures est tracé en fonction de la tension. On observe que la valeur obtenue pour le u-MESFET représente à peu près le double de celle du u-HEMT ceci est lié à la présence des deux homojonctions dans le cas du u-MESFET. La variance du u-HEMT présente une légère augmentation avec l'apparition des transferts dans l'espace réel (gamme de polarisation comprise entre 0.5 V et 1 V) [18]. Bien que le taux de transferts dans l'espace réel augmente proportionnellement avec la valeur de la tension on constate une saturation de la variance. Ceci semble indiquer que les transferts dans l'espace réel ne créent pas d'importantes modifications au niveau des fluctuations de vitesse des porteurs.

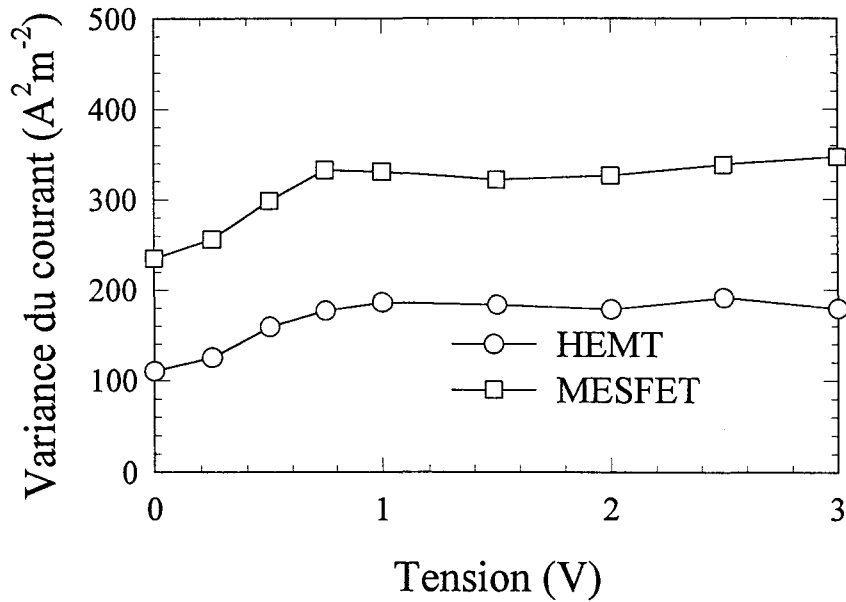


Fig.IV.6- Variance du courant pour les structures u-HEMT et u-MESFET simulées en fonction de la tension appliquée

IV.2.3- CONCENTRATION SURFACIQUE ET COURANT TRANSVERSE DANS LA STRUCTURE u-HEMT

Pour une meilleure compréhension concernant les performances du u-HEMT, la figure IV.7 montre la concentration de porteurs dans la couche d'accumulation de GaAs, ainsi que le courant issu des transferts dans l'espace réel traversant l'hétérojonction (on considère comme positif le flux d'électrons passant du GaAs à l'AlGaAs).

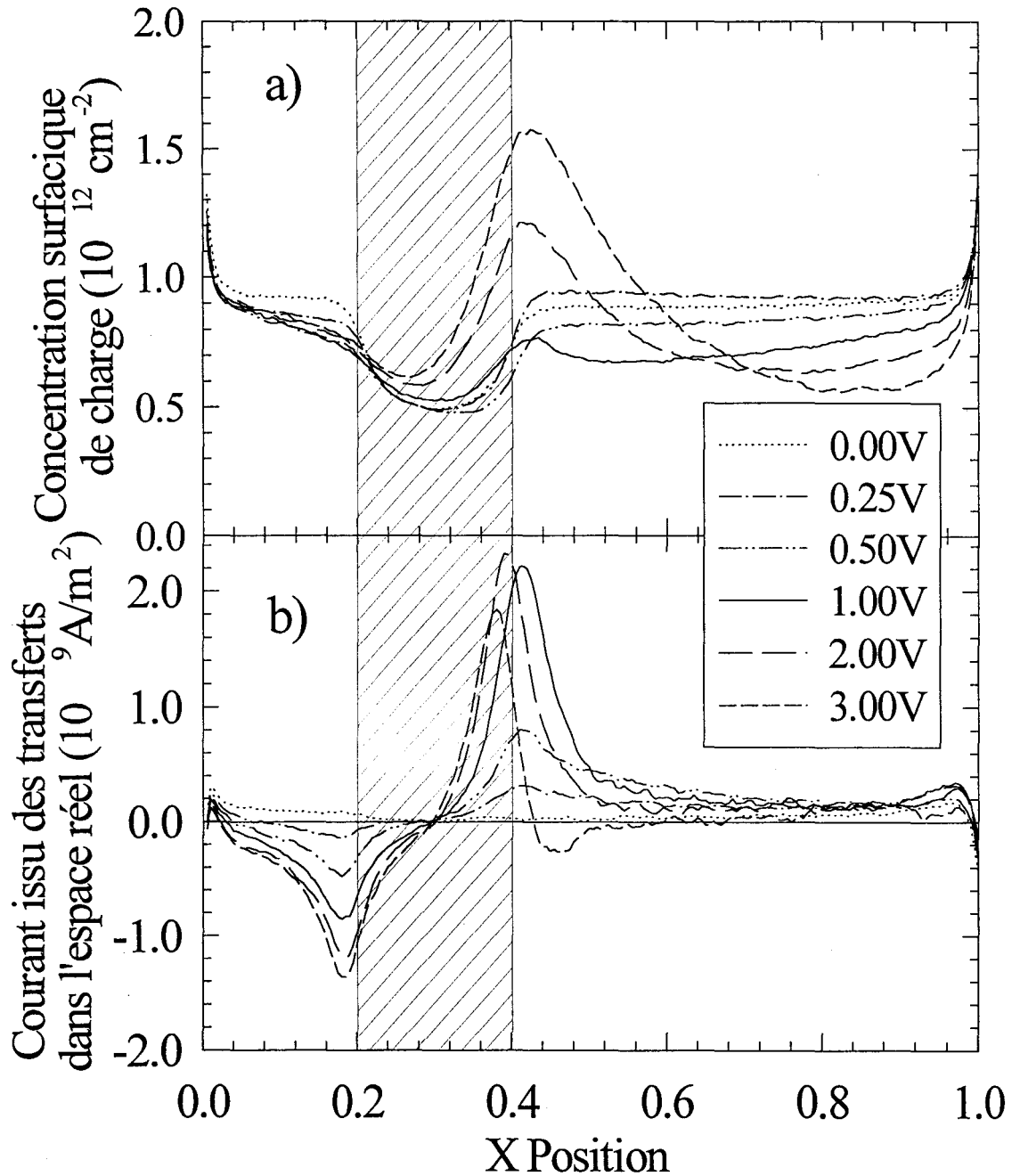


Fig.IV.7- (a) Concentration surfacique de charges et (b) courant provenant des transferts dans l'espace réel dans la structure u-HEMT simulée ceci pour différentes valeurs de tension en fonction de la position. La région hachurée correspond à la zone sous le recess.

La concentration surfacique de porteurs a été calculée en intégrant (sommant) toutes les particules présentes dans la couche de GaAs. La figure IV.7-a révèle que l'effet du potentiel de surface atteint la couche d'accumulation, produisant ainsi une diminution de la concentration dans la région située sous le recess. En appliquant une tension de 0.25 V, les électrons se déplacent vers le drain mais leur énergie est insuffisante pour leur permettre de surmonter la barrière à l'hétérojonction. Ceci explique la présence d'une concentration de porteurs supérieure à celle existante à l'équilibre thermodynamique dans la zone entre le recess et le drain. En augmentant la polarisation, même si les électrons sont injectés plus fortement dans la couche de GaAs (élévation de la composante transversale E_y du champ électrique), des transferts dans l'espace réel apparaissent (comme on peut le constater sur la figure IV.7-b). Ces électrons retournent dans la couche supérieure d'AlGaAs et contribuent à réduire les électrons constituant la couche d'accumulation. Lorsque la tension excède 1 V un domaine d'accumulation de porteurs se crée dans la dernière partie du recess. Ces électrons s'échauffent sous l'action du champ électrique important et transfèrent en vallées supérieures avec par conséquent une vitesse décroissante.

L'accroissement de la concentration surfacique de porteurs a aussi pour origine le fait que les électrons sont injectés plus profondément en fonction de la valeur de la polarisation dans la couche de GaAs. Cette accumulation disparaît après que les électrons aient parcouru une courte distance puisqu'ils transfèrent dans l'espace réel d'autant plus facilement en vallées L que la barrière imposée par l'hétérojonction est plus faible (0.055 eV). Par contre pour la vallée X la barrière change de signe et ce sont les électrons de la couche d'AlGaAs qui doivent la franchir pour aller dans le GaAs. Les électrons transitent en vallées satellites beaucoup plus facilement dans l'AlGaAs puisque les énergies de fond de vallée L et X sont plus proches de la vallée Γ (respectivement 0.23 et 0.31 eV) que dans le cas du GaAs. Sur la figure IV.7-b on peut observer comment le nombre de transferts dans l'espace réel s'accroît dans la partie droite du recess avec l'échauffement des électrons (gain d'énergie sous l'action du champ électrique). Plus la polarisation augmente et plus les électrons s'échauffent rapidement, la couche d'accumulation se forme et les transferts dans l'espace réel commencent.

Les effets du domaine transverse déjà reportés dans [19], ont été détectés sur la

figure IV.7-b. Par domaine transverse on sous entend l'action du courant circulant perpendiculairement au flux principal. Pour une tension de 3 V, le courant traversant l'hétérojonction change de signe pour passer de la couche de AlGaAs à celle de GaAs, ce qui contribue à élargir la zone d'accumulation. L'effet du courant transversal est moins prononcé que dans le cas d'un transistor HEMT conventionnel où le champ électrique atteint des valeurs plus importantes entre la grille et le drain. Dans nos structures sans grille le profil de potentiel est beaucoup plus graduel. Les effets dus au fort champ électrique sont atténués et ne se produisent plus que pour des polarisations élevées.

IV.2.4- LIGNES EQUIPOTENTIELLES DANS LES DEUX TYPES DE STRUCTURES

On peut observer sur les figure IV.8-a et IV.8-b les lignes équipotentielles dans les u-HEMT et les u-MESFET pour une tension appliquée de 2 V. L'absence de grille fixant le potentiel sous le recess fait que la chute de potentiel n'est plus complètement localisée du côté droit du recess mais est uniformément distribuée le long du canal. Ce résultat est encore plus significatif dans le cas du u-HEMT, où un champ électrique intense pénètre la région du drain ce qui contribue à limiter la queue de distribution des temps de transit.

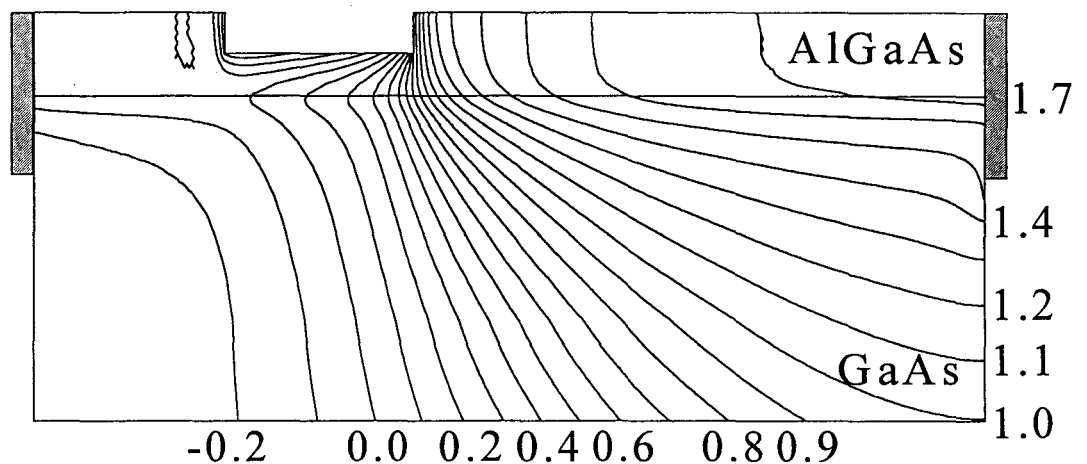


Fig.IV.8-a Distribution du potentiel dans la structure u-HEMT simulée pour une polarisation de 2 V

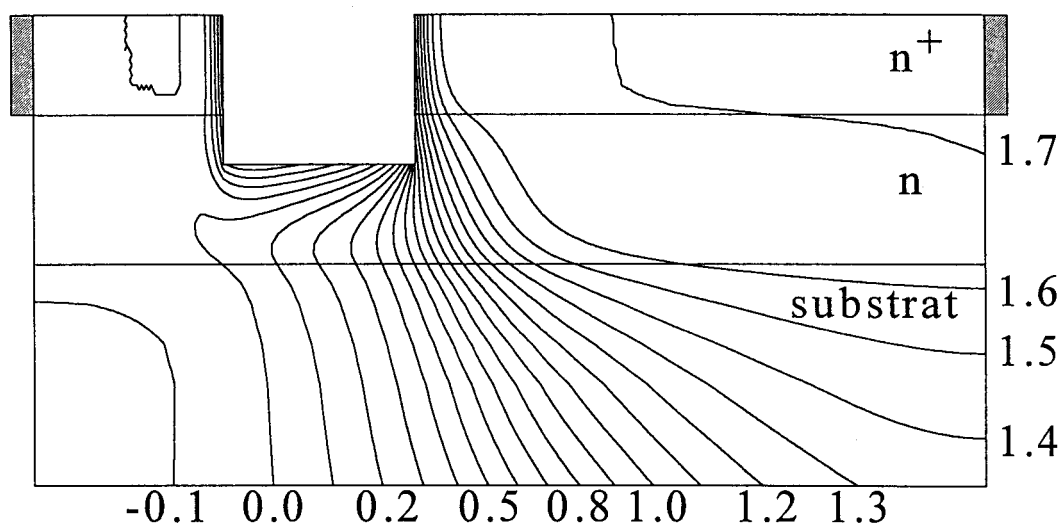


Fig.IV.8-b Distribution du potentiel dans la structure u-MESFET simulée pour une polarisation de 2 V

IV.2.5- TAUX DE TRANSFERTS DANS L'ESPACE REEL

Afin d'observer l'importance de l'influence de la polarisation sur les transferts dans l'espace réel, nous avons tracé sur la figure IV.9 le taux d'électrons (en %), parvenant à traverser la barrière du GaAs vers l'AlGaAs, sur le nombre total d'électrons atteignant l'hétérojonction. Le comportement décrit précédemment devient très clair. Les transferts dans l'espace réel commencent à être significatifs pour une tension de 0.5 V, lorsque l'énergie des électrons devient suffisante pour "sauter" au-dessus de la barrière de potentiel. Ensuite leur présence s'intensifie non pas uniquement parce que l'énergie des électrons augmente mais aussi du fait de l'occupation importante des vallées supérieures. Ceci permet d'expliquer l'évolution de la variance du courant en fonction de la tension appliquée proposée sur la figure IV.6. L'apparition simultanée des transferts dans les espaces réel et réciproque (passage des électrons dans les vallées supérieures) induit une augmentation des fluctuations de vitesse des porteurs et par la même occasion ceci conduit à obtenir une variance de courant plus élevée.

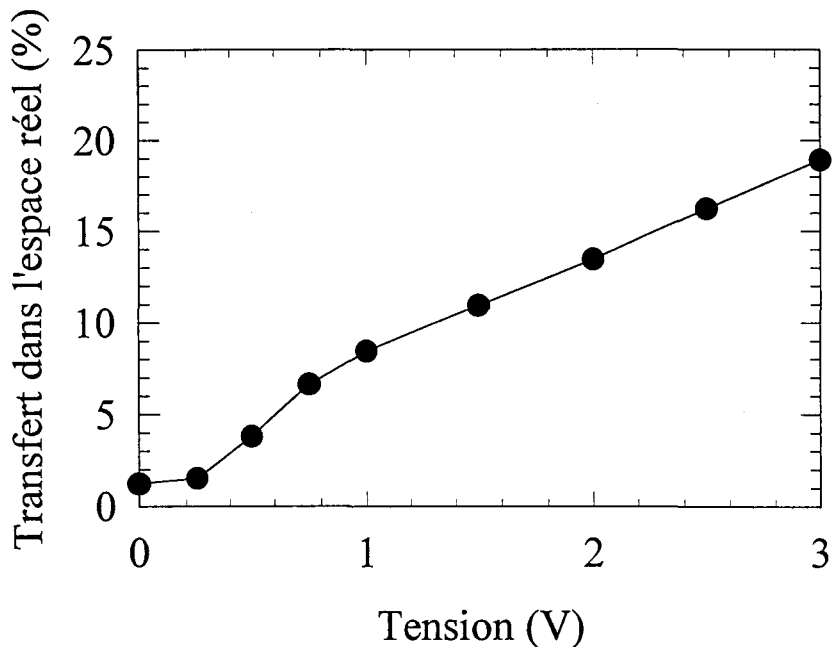


Fig.IV.9- Pourcentage des électrons surmontant la barrière de potentiel sur le nombre total d'électrons arrivant à l'hétérojonction

IV.2.6- ANALYSE DES VITESSES ET TEMPS DE TRANSIT

Nous avons effectué une étude des temps de transit (temps mis par un électron pour passer d'un contact ohmique à l'autre). L'étude de cette quantité présente deux intérêts. D'une part elle fournit une idée précise de la rapidité du composant de par la connaissance de la valeur moyenne des temps de transit [20]. D'autre part, en considérant la distribution des temps de transit on peut quantitativement en déduire l'importance du bruit de diffusion. Sur la figure IV.10-a la distribution des temps de transit des électrons arrivant au drain (venant de la source) est présentée pour les deux types de structures sans grille. La figure IV.10-b correspond à la distribution des vitesses de transit (calculée en divisant la longueur de la structure $L=1 \mu\text{m}$ par le temps de transit de chaque porteur). La distribution des temps de transit pour le u-MESFET s'étend sur des temps très longs, ce qui implique une distribution

des vitesses de transit plus large principalement due à la présence de porteurs lents. Si la distribution temporelle correspondait à une distribution de Dirac $\delta(t_o)$ cela signifierait que tous les électrons se déplaceraient avec la même vitesse ($\delta(v_o)$ pour la distribution de vitesse). Il n'y aurait donc pas de fluctuations de vitesse et par conséquent aucun bruit de diffusion (seule la composante de bruit associée aux fluctuations du nombre de porteurs existe). Plus la distribution de vitesse (ou de temps) est large et plus les fluctuations de courant sont importantes.

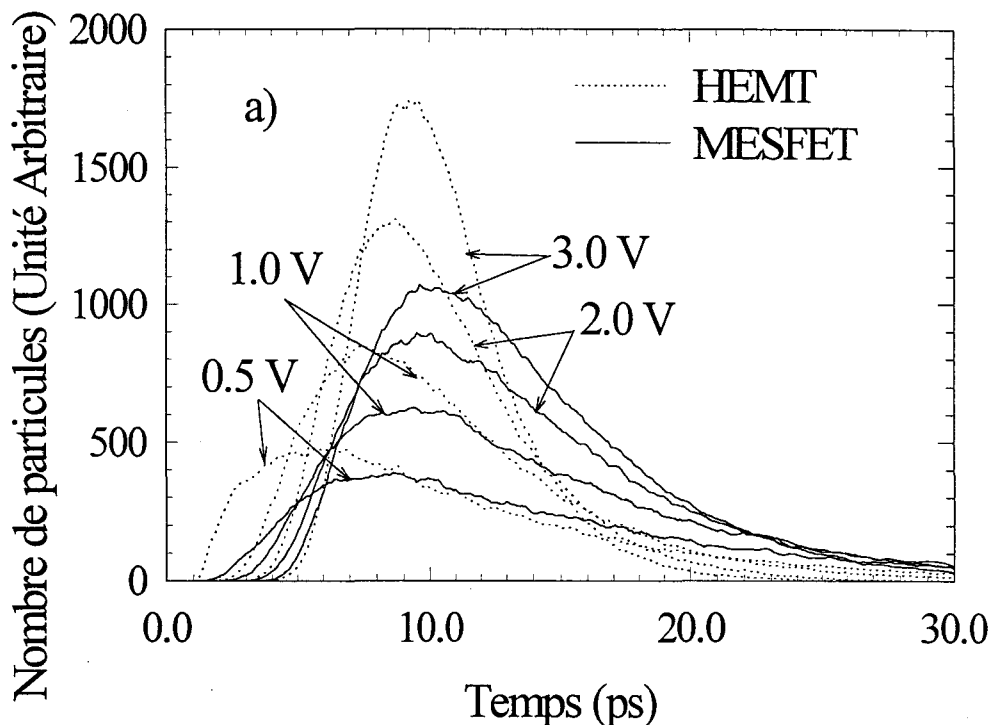


Fig.IV.10-a Distribution des temps de transit des électrons arrivant au drain et venant de la source pour les structures simulées u-HEMT et u-MESFET pour différentes valeurs de tension appliquées

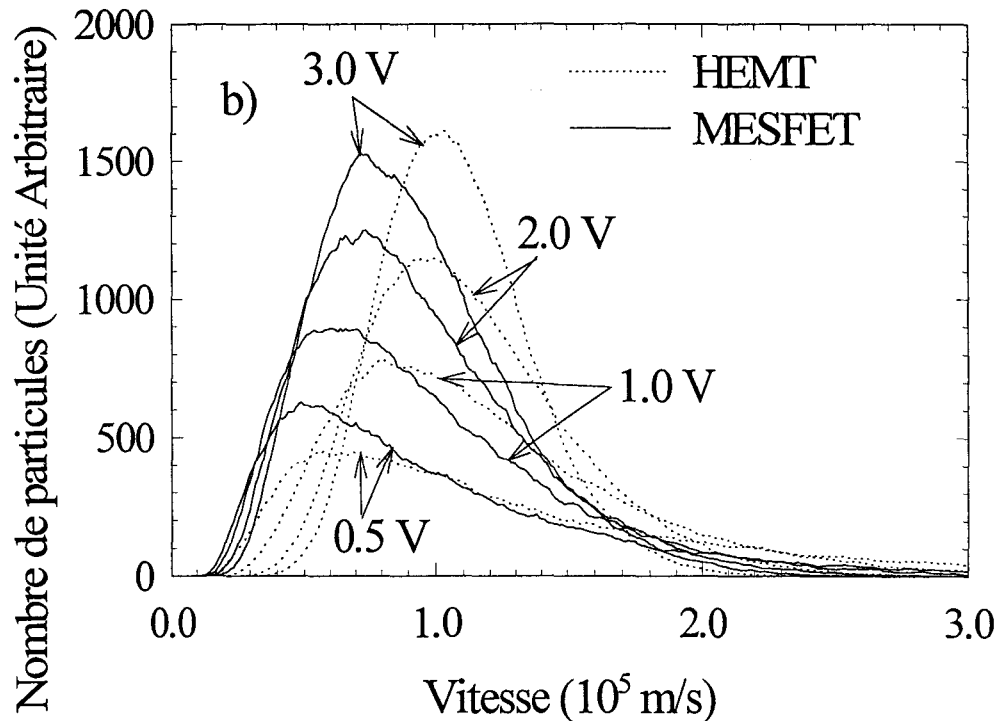


Fig.IV.10-b Distribution des vitesses de transit des électrons arrivant au drain et venant de la source pour les structures simulées u-HEMT et u-MESFET pour différentes valeurs de tension appliquées

Ainsi la connexion entre les résultats proposés sur la figure IV.10 et le comportement bruyant des structures est claire et elle permet d'expliquer la valeur plus faible obtenue pour la variance du courant du u-HEMT (cf fig.IV.6). Cependant, il faut tenir compte du fait que les fluctuations de courant (et de variance) ne sont pas uniquement associées aux porteurs atteignant le drain et venant de l'électrode de source. Elles proviennent également de tous les porteurs situés à l'intérieur de la structure et de ceux qui retournent vers leur contact d'entrée. Les fluctuations du nombre de porteurs constituent aussi une autre source de bruit hyperfréquence. Lorsque nous analysons la distribution des temps de transit nous n'avons accès qu'aux fluctuations de vitesse des porteurs traversant le composant, ce qui constitue la principale contribution au bruit en courant total.

Les porteurs présents dans la structure u-MESFET (fig.IV.10-b) qui ont de faibles vitesses de transit sont supprimés dans le u-HEMT, ce qui produit une distribution plus étroite. Le temps long de décroissance de la distribution des temps de transit dans les deux types de structures provient des particules situées majoritairement en vallée Γ (dans la couche de AlGaAs pour le cas du u-HEMT). Ce qui signifie que ces porteurs ne sont pas placés sous l'action d'un champ électrique important, puisque leur masse effective est faible et qu'ils seraient facilement accélérés. Ces faibles valeurs de champs correspondent aux régions du composant très dopées qui sont situées près des contacts de source et de drain (cf fig.IV.8). La différence entre les deux structures s'explique par le fait que pour le u-HEMT le champ électrique pénètre plus profondément dans la région du drain, accélérant ainsi ces électrons lents ce qui réduit considérablement la queue de distribution. Lorsque l'on augmente la polarisation dans le dispositif u-MESFET, le champ électrique dans la région proche du drain reste à peu près nul et de ce fait la part relative aux électrons lents ne diminue pas contrairement au cas du u-HEMT.

La distribution des temps de transit dans les u-HEMT ainsi que la part de temps que les électrons passent dans chaque matériau sont représentées sur la figure IV.11 pour différentes polarisations. On constate qu'en accroissant la valeur de la tension, le confinement des électrons dans le GaAs diminue. La conduction des électrons s'effectue de plus en plus dans la couche d'AlGaAs en raison des transferts dans l'espace réel.

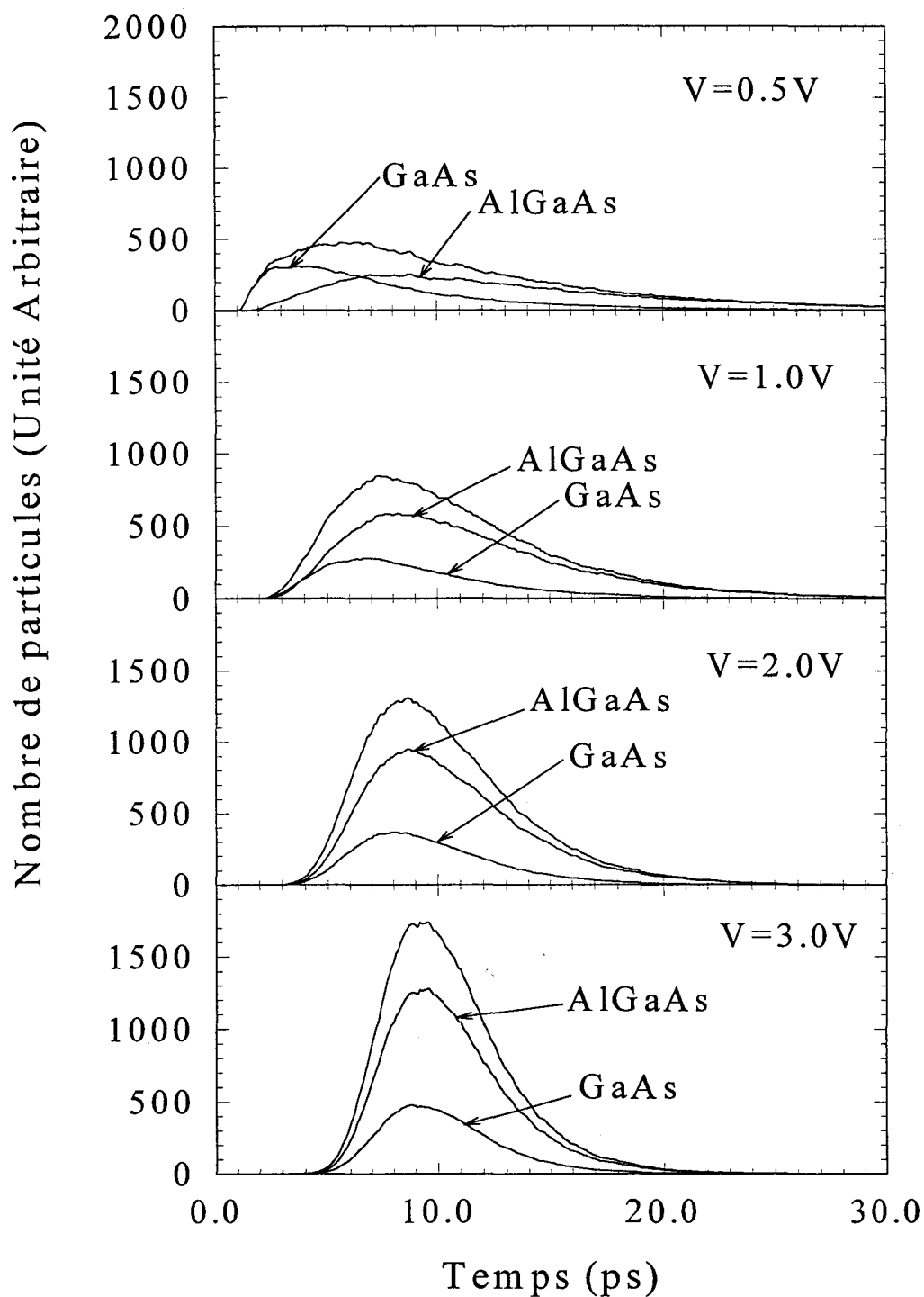


Fig.IV.11- Distribution des temps de transit et part de temps que les électrons passent dans la couche de GaAs et d'AlGaAs dans la structure simulée u-HEMT

Cependant lorsque la tension appliquée est suffisante à l'apparition des transferts dans l'espace réel, le nombre des électrons les plus rapides se réduit et la distribution du u-HEMT se resserre. Ces électrons sont fortement accélérés par le champ électrique tant qu'ils se trouvent en vallée Γ . Les transferts dans l'espace réel font décroître la vitesse des porteurs, puisque la vitesse dans la couche de AlGaAs est inférieure à celle dans le GaAs.

Ceci peut s'expliquer par diverses raisons qui sont :

- ① *La masse effective des électrons est plus élevée dans le matériau AlGaAs.*
- ② *La probabilité d'interactions avec les impuretés ionisées est plus importante dans la couche de AlGaAs puisqu'elle est fortement dopée.*
- ③ *Les transferts des électrons dans les vallées satellites se produisent plus facilement dans l'AlGaAs car les énergies de fond de vallée sont plus faibles.*
- ④ *La forte perte d'énergie que subit un électron qui passe de la vallée Γ du GaAs à l'AlGaAs. Cet effet est accentué par l'apparition des interactions intervallées dans les deux matériaux GaAs et AlGaAs. La décroissance de la vitesse des électrons les plus véloces dans la distribution du u-MESFET provient uniquement des mécanismes intervallées, et par conséquent cet effet est beaucoup moins prononcé que pour le u-HEMT.*

Pour de faibles valeurs de champ électrique dans la structure u-HEMT, les mécanismes intervallées ainsi que les transferts dans l'espace réel sont assez peu fréquents. Le flux principal de courant est issu des électrons présents en vallée Γ dans le GaAs et traversant le canal. Si un électron arrive dans la couche de AlGaAs sa vitesse diminue pour toutes les raisons évoquées précédemment. Sur la figure IV.11 on observe clairement ce phénomène pour une polarisation de 0.5 V. Deux distributions différentes apparaissent avec des vitesses assez largement éloignées, une rapide pour le matériau GaAs et une plus lente dans le cas de l'AlGaAs. Dans ces conditions il est établi que les transferts dans l'espace réel imposent une modification importante de l'allure de la distribution temporelle conduisant à un élargissement de cette dernière. Si la polarisation augmente, les électrons des deux matériaux subissent des mécanismes intervallées et l'écart type des vitesses devient plus petit. Toujours sur la figure

IV.11 on remarque que la différence entre les allures des distributions des deux matériaux s'amenuise avec l'élévation de la polarisation. Si un mécanisme de transfert dans l'espace réel se produit, la modification de la vitesse de l'électron n'est plus très importante et cela n'affecte pas énormément la largeur de la distribution. De cette manière on peut expliquer le fait que la variance de courant augmente pour de faibles polarisations lorsque les transferts dans l'espace réel apparaissent, et aussi pourquoi elle sature (cf fig.IV.6) pour de fortes polarisations même si les transferts dans la couche de AlGaAs croissent proportionnellement avec la tension appliquée (cf fig.IV.9).

Sur la figure IV.12 le temps de transit moyen ainsi que la vitesse de transit moyenne des électrons dans les deux types de structures u-HEMT et u-MESFET sont présentés en fonction de la polarisation. On remarque qu'avec une polarisation croissante le temps de transit moyen dans le u-HEMT diminue même si la population électronique dans le GaAs se réduit, puisque les temps de décroissance des fonctions visibles sur les figures IV.10-a et IV.10-b sont plus faibles. Dans le cas du u-MESFET le comportement est similaire, l'accélération des électrons les plus lents est plus forte que la perte de vitesse des plus rapides. Pour la vitesse de transit moyenne $\langle v_t \rangle$ le comportement observé est différent (nous avons considéré uniquement les porteurs se déplaçant de la source vers le drain), la raison est que les porteurs lents n'ont pas autant d'influence sur $\langle v_t \rangle$ que sur la distribution des temps de transit moyens. En effet, les électrons qui ont le plus de "poids" dans la distribution des vitesses de transit sont ceux qui possèdent une forte vitesse. A faibles polarisations la vitesse de transit moyenne s'accroît avec le champ électrique qui accélère les particules. Mais le début des transferts dans l'espace réel associés à la présence des mécanismes intervallées réduisent considérablement le nombre d'électrons rapides et $\langle v_t \rangle$ décroît. En comparant les deux types de structures u-HEMT et u-MESFET, on constate que le pic dans la distribution de $\langle v_t \rangle$ apparaît pour une tension plus élevée dans le cas du u-MESFET. Ceci est à mettre en relation avec les transferts dans l'espace réel qui apparaissent pour des valeurs d'énergie plus faibles que celles des mécanismes intervallées. Ainsi la vitesse des électrons dans la structure de type u-HEMT est réduite pour de plus faibles polarisations (déplacement du pic $\langle v_t \rangle$) que dans le u-MESFET, où la réduction de vitesse n'est due qu'aux effets des mécanismes intervallées.

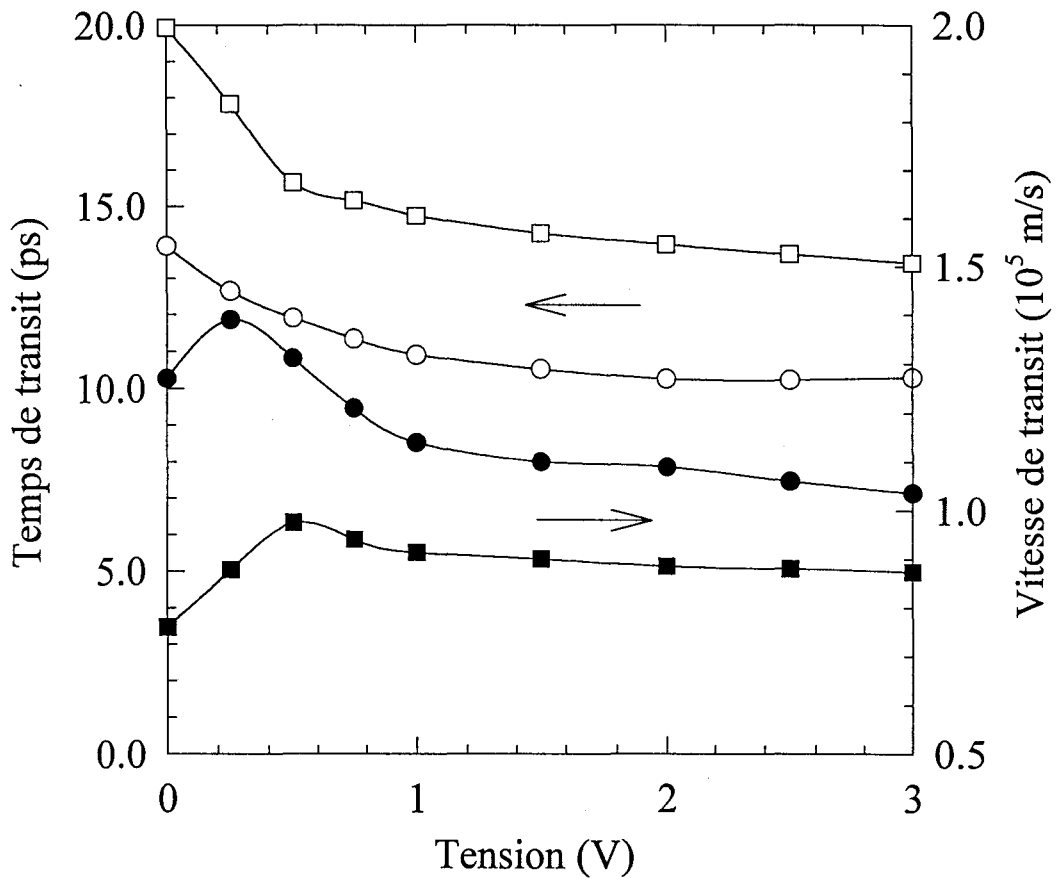


Fig.IV.12-Temps de transit moyen (symboles ouverts) et vitesse de transit moyenne (symboles pleins) pour les électrons des structures simulées de type u-HEMT (cercles) et u-MESFET (carrés) en fonction de la tension appliquée

Le fait le plus marquant est que le dispositif u-HEMT s'avère être 30 % plus rapide que le u-MESFET. On atteint des temps de transit de l'ordre de 10 ps pour le u-HEMT ce qui correspond à une vitesse moyenne de transit proche de $1.4 \times 10^5 \text{ ms}^{-1}$ alors que dans le composant u-MESFET on a 10^5 ms^{-1} . De cette façon, en étudiant la distribution des temps de transit des particules on parvient à expliquer le caractère plus rapide du u-HEMT.

Des résultats obtenus pour diverses polarisations, on peut en conclure que les électrons traversant la couche de AlGaAs contribue à allonger le temps de transit et par conséquent à élargir la distribution temporelle ce qui signifie une dégradation des caractéristiques de vitesse et donc de la réponse en fréquence. Par conséquent dans un souci d'optimisation des performances du dispositif u-HEMT il est nécessaire d'améliorer le confinement du courant dans la couche n.i.d de GaAs. De plus, nous avons vu que l'influence des transferts dans l'espace réel sur le bruit des structures u-HEMT est pratiquement négligeable. Leurs effets sur le bruit ne sont significatifs qu'à faibles polarisations là où leur probabilité d'apparition est peu élevée.

IV.3- ANALYSE LOCALE DU BRUIT

Cette partie concerne l'étude «spatiale» du bruit présent dans les différentes régions de nos structures de type u-MESFET et u-HEMT. En effet, comme nous l'avons vu précédemment la réduction de la longueur de la zone active du composant entraîne l'apparition de phénomènes de «survitesse» (lorsque l'électron subit peu d'interactions), voire de régime «ballistique» lorsque le porteur échappe totalement aux interactions avec le réseau. Dans ce cas la distance parcourue durant le temps de transit est inférieure à la distance correspondant au libre parcours moyen. Ce genre de transport se traduit au niveau des grandeurs du second ordre par une composante de bruit de grenaille. Ce type de bruit a comme origine principale les fluctuations du nombre de porteurs puisque les fluctuations de vitesse sont minoritaires (l'électron subissant peu ou pas d'interactions). Le bruit de grenaille encore appelé «shot noise» est caractéristique de structures telles que les tubes à vides, les diodes Schottky ou encore les diodes de longueurs submicroniques.

La densité spectrale associée au bruit de grenaille est définie à fréquence nulle par la formule de Schottky :

$$S_I(0) = 2qI \quad (\text{IV.3})$$

avec q la charge élémentaire et I le courant moyen circulant dans la structure.

La mise en évidence expérimentale de l'existence du transport balistique dans un composant n'est pas facile à mettre en œuvre. Elle s'effectue souvent par l'intermédiaire de mesures de survitesse [21] ou plus récemment dans le cas de HEMT par des mesures de transconductance en fonction de la température ambiante [22].

Des mesures de bruit effectuées précédemment sur les échantillons de type u-MESFET et u-HEMT, nous n'avons décelé aucune présence d'un éventuel régime balistique (la densité spectrale $S_I(0)$ a toujours été différente de $2qI$). Seules les simulations Monte-Carlo ont permis de détecter des phénomènes de survitesse dans la région située sous le fossé de grille.

Pour tenter d'apporter une réponse sur l'influence de la région du canal sur la caractéristique totale de bruit nous avons décomposé nos structures en trois zones (fig.IV.13).

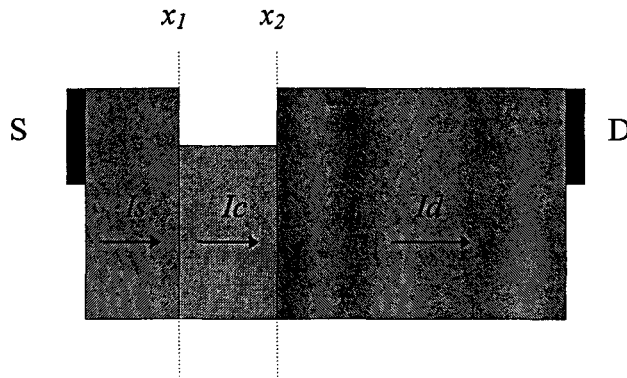


Fig.IV.13- Schéma simplifié de la structure représentant les trois régions dans lesquelles le courant est calculé

Les différentes zones sont délimitées par des parois verticales (plans x_1 et x_2) de chaque côté du recess et dans chaque zone le calcul du courant instantané est effectué. Dans chacune des trois régions respectivement appelée source, canal et drain on déduit le courant moyen ainsi que les fluctuations de courant.

Nous effectuons deux types de simulation. La première est la méthode classique que nous appellerons *dynamique* qui consiste à résoudre l'équation de Poisson à chaque pas temporel dt . Pour la seconde que nous dénommerons *statique*, la carte de champ électrique moyen est «figée» dès que le processus a atteint un régime stationnaire [23-24]. On réinjecte ensuite le profil stationnaire moyen du champ électrique à chaque pas de temps. La durée du régime transitoire a été fixée à 20 ps pour une simulation totale de 100 ps. Cette méthode permet de découpler les fluctuations des différentes régions. On peut remarquer que les quantités du premier ordre tels que le courant, la vitesse, l'énergie restent identiques quel que soit le mode de simulation considéré (statique ou dynamique). La conservation du courant moyen impose qu'il soit constant tout au long du dispositif dans les deux cas de figure. Seules les caractéristiques de bruit sont affectées par la non résolution systématique de l'équation de Poisson.

Afin de préciser la différence entre les deux types de simulation, considérons le formalisme établi au paragraphe I.4.4.2 du premier chapitre relatif à la décomposition de la fonction d'autocorrélation totale en un terme diagonal (qui correspond à la fonction d'autocorrélation d'un électron particulier) et un terme non diagonal (représentant les intercorrélations entre les différentes particules). Dans le cas de la résolution autocohérente de l'équation de Poisson, le champ électrique corrèle les vitesses des différents porteurs nous avons donc une contribution diagonale à laquelle s'ajoute une contribution non diagonale qui est généralement négative. Lorsque l'on fige le champ électrique dans la modélisation on s'affranchit du couplage entre les diverses particules et l'on ne traite plus que la partie diagonale. La partie non diagonale est nulle dans ce cas et ceci permet d'étudier séparément le bruit inhérent à chaque région.

IV.3.1- POISSON DYNAMIQUE

Dans cette première partie nous allons traiter le cas physique (réaliste) de la simulation dynamique. La valeur à fréquence nulle de la densité spectrale des fluctuations de courant pour chacune des trois régions $S_{Is}(0)$, $S_{Ican}(0)$ et $S_{Id}(0)$ est équivalente à la valeur totale $S_I(0)$.

On trouve que la valeur des fluctuations de vitesse des porteurs est similaire dans les trois régions et est imposée par la résistance totale de la structure. Ceci s'explique par le fait que le champ électrique dynamique joue le rôle de «corrélateur spatial» reliant toutes les positions de la structure. Ce couplage entre toutes les fluctuations de vitesse présentes au sein du dispositif s'effectue par l'intermédiaire du courant de déplacement. C'est la raison pour laquelle on retrouve dans chaque région un bruit de type diffusif qui se retrouve dans les fluctuations de la structure totale même si localement il peut exister une zone du composant présentant un transport balistique.

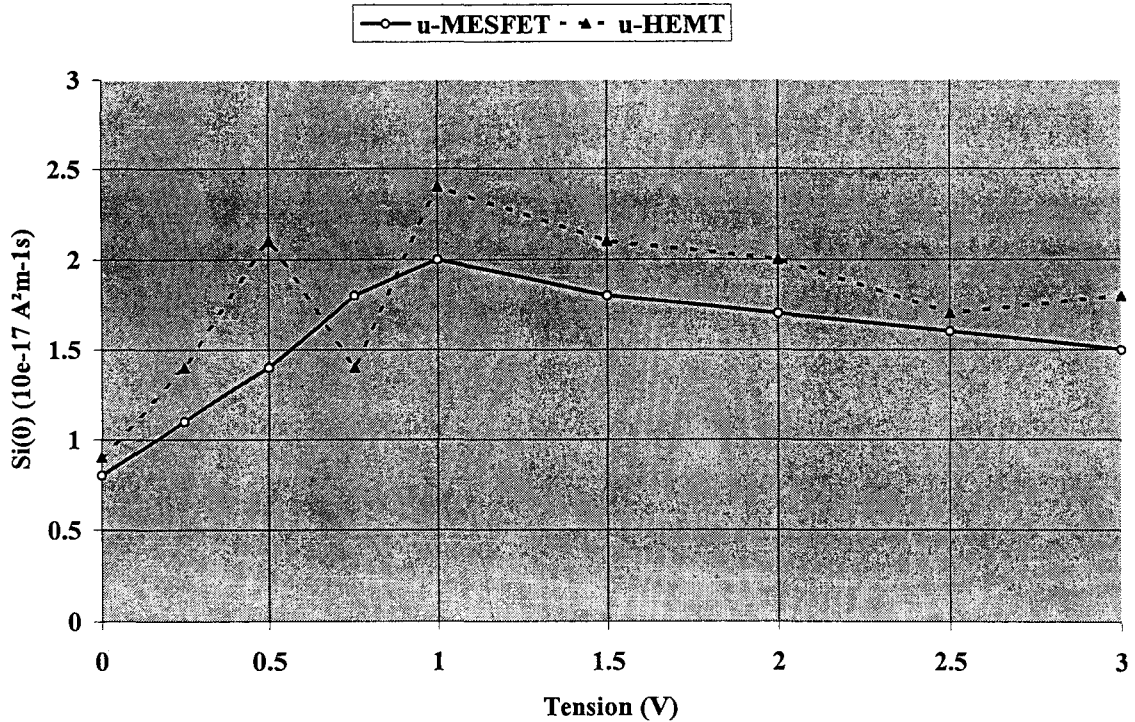


Fig.IV.14- Densité spectrale des fluctuations de courant dans la structure totale à fréquence nulle en fonction de la tension appliquée pour le cas des dispositifs u-MESFET et u-HEMT

Nous avons représenté sur la figure IV.14 la densité spectrale de la structure totale pour le u-MESFET et le u-HEMT, on constate que les deux types de composants présentent la même évolution caractéristique d'un transport diffusif. Les valeurs à l'équilibre thermodynamique ($0.8 \times 10^{-17} \text{ A}^2\text{m}^{-1}\text{s}$ pour le u-MESFET et $0.9 \times 10^{-17} \text{ A}^2\text{m}^{-1}\text{s}$ pour le u-HEMT) sont cohérentes avec celles obtenues à partir du théorème de Nyquist ($1.07 \times 10^{-17} \text{ A}^2\text{m}^{-1}\text{s}$ pour le u-MESFET et $1.18 \times 10^{-17} \text{ A}^2\text{m}^{-1}\text{s}$ pour le u-HEMT).

IV.3.2- POISSON STATIQUE

Le mode de simulation statique n'est qu'un outil de simulation nous permettant de mettre en évidence les effets au niveau du bruit de la résolution systématique de l'équation de Poisson. En utilisant la simulation statique, on isole les différentes régions entre elles (au niveau des fluctuations) chaque région devient indépendante vis à vis du reste du dispositif.

C'est la résistance différentielle relative à chaque zone qui détermine la valeur de la densité spectrale des fluctuations de courant dans la partie considérée.

IV.3.2.1- Régions ohmiques de source et de drain

Dans les régions de source et de drain, en situation d'équilibre thermodynamique on peut déduire les valeurs théoriques de la densité spectrale à fréquence nulle :

$$S_{Is}(0) = 4k_b T_a / R_s \tag{IV.4}$$

$$S_{Id}(0) = 4k_b T_a / R_d \tag{IV.5}$$

avec R_s et R_d les résistances respectives de source et de drain. Nous avons tracé ces valeurs théoriques à l'équilibre sur les figures IV.15-a pour le u-HEMT et IV.15-b pour le u-MESFET en les comparant aux résultats des simulations statiques pour les régions de source et de drain.

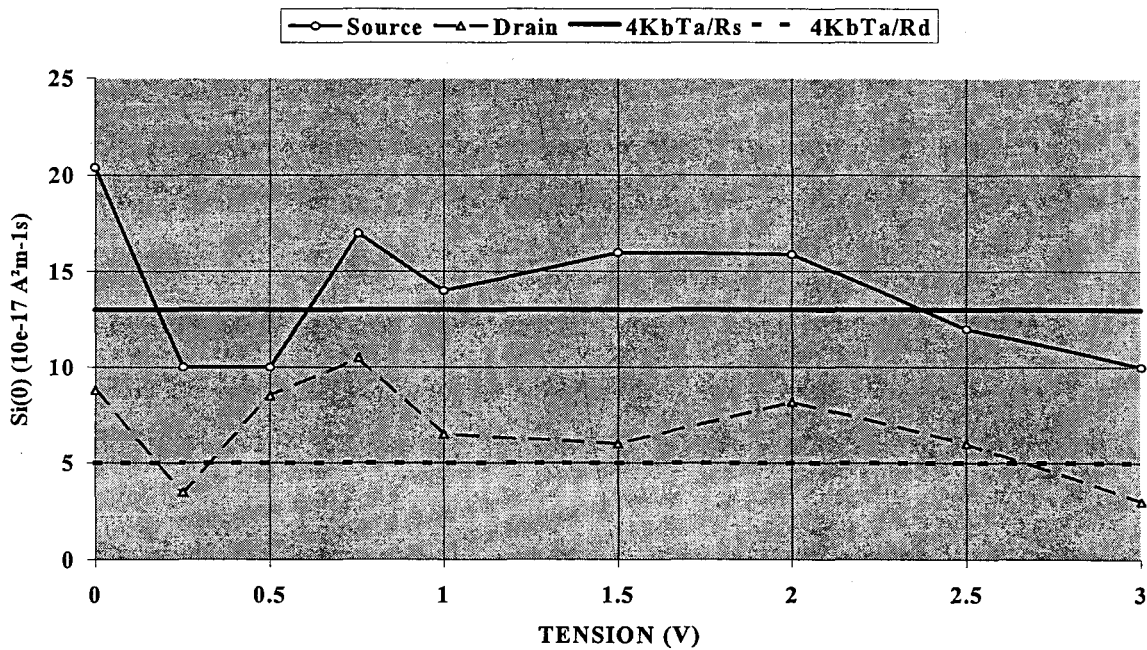


Fig.IV.15-a Densités spectrales des fluctuations de courant à fréquence nulle dans les régions de source et de drain (simulation statique) en fonction de la tension appliquée pour le cas de la structure u-HEMT

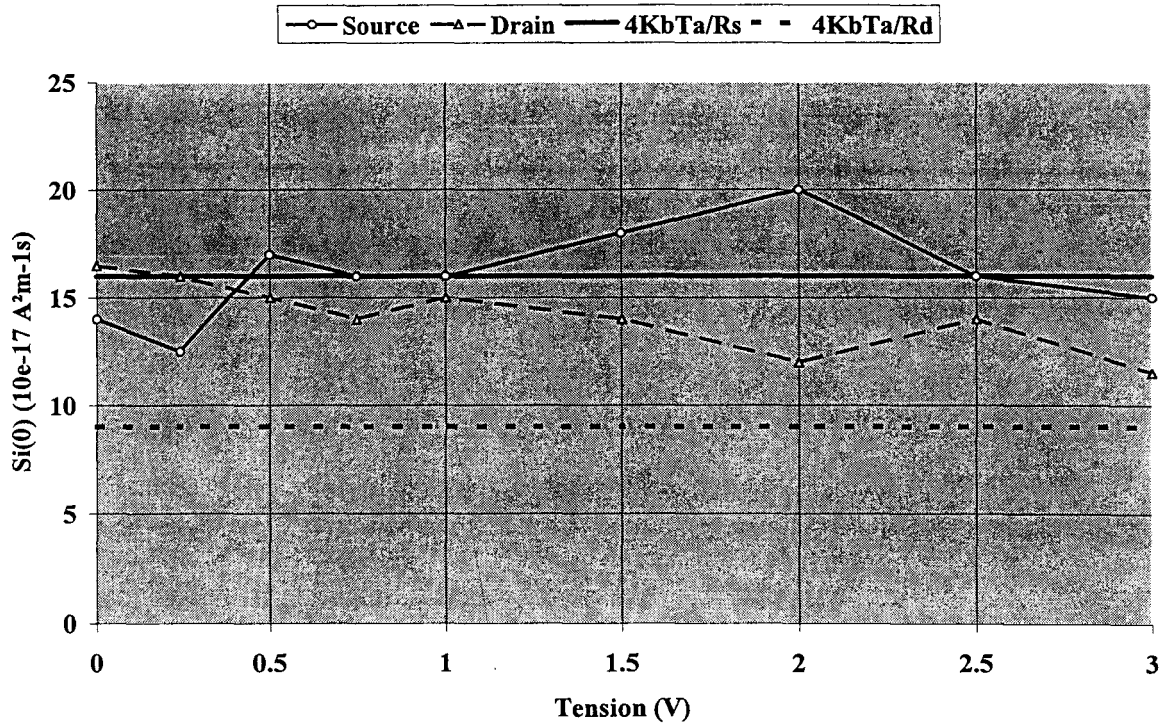


Fig.IV.15-b Densités spectrales des fluctuations de courant à fréquence nulle dans les régions de source et de drain (simulation statique) en fonction de la tension appliquée pour le cas de la structure u-MESFET

Les résultats obtenus pour $S_{Is}(0)$ et $S_{Id}(0)$, que ce soit pour la structure u-HEMT ou u-MESFET, présentent des variations conséquentes autour d'une valeur moyenne qui est assez proche de celle issue du calcul théorique (formules IV.4 et IV.5). Toutefois pour la valeur de $S_{Id}(0)$ du u-MESFET l'accord n'est pas trouvé ceci s'explique par la difficulté d'établir avec précision la valeur de la résistance dans la région du drain car de nombreux électrons s'échauffent dès que la polarisation s'élève modifiant ainsi la valeur de la résistance de drain. $S_{Is}(0)$ et $S_{Id}(0)$ s'avèrent être toutefois assez peu sensibles à l'augmentation de la tension appliquée. Ce comportement est lié au caractère ohmique de ces zones. La température de bruit y reste très proche de la température ambiante (sauf dans la région du drain située à la proximité du fossé de grille).

Les valeurs de $S_{Is}(0)$ et $S_{Id}(0)$ à l'équilibre thermodynamique sont celles que nous aurions trouvé en procédant à la simulation de résistances ayant les mêmes caractéristiques géométriques des régions de source et de drain que ce soit avec une simulation statique ou

dynamique puisqu'à champ électrique nul la partie non diagonale de la fonction d'autocorrélation des fluctuations de vitesse n'existe pas.

IV.3.2.2- Région du canal

Le point intéressant concernant la simulation statique est qu'elle nous permet de mettre en évidence le caractère balistique du transport des électrons situés dans le canal puisque le bruit associé à ces porteurs est un bruit de grenaille. Le principal problème lié à la région du canal est que même à l'équilibre thermodynamique cette région contient des champs électriques intenses. De ce fait la partie non diagonale (généralement négative) n'est jamais nulle dans le canal ce qui explique que l'on trouve des valeurs plus élevées avec la simulation statique (ou l'on néglige la partie non diagonale) que dynamique.

Nous présentons sur les figures IV.16-a (u-HEMT) et IV.16-b (u-MESFET) les valeurs de la densité spectrale des fluctuations de courant à fréquence nulle pour la région du canal ($S_{I_{can}}(0)$). Nous comparons sur ces figures $S_{I_{can}}(0)$ avec $2qI$ et avec la valeur correspondant au bruit thermique du canal $4k_bT_d/R_{can}$ (théorème de Nyquist).

R_{can} est calculée de la façon suivante :

$$R_{can} = R_t - R_s - R_d - R_c \quad (IV.6)$$

R_t représente la résistance totale de la structure et R_c la résistance série correspondant aux zones ohmiques non simulées ainsi qu'aux résistances de contact.

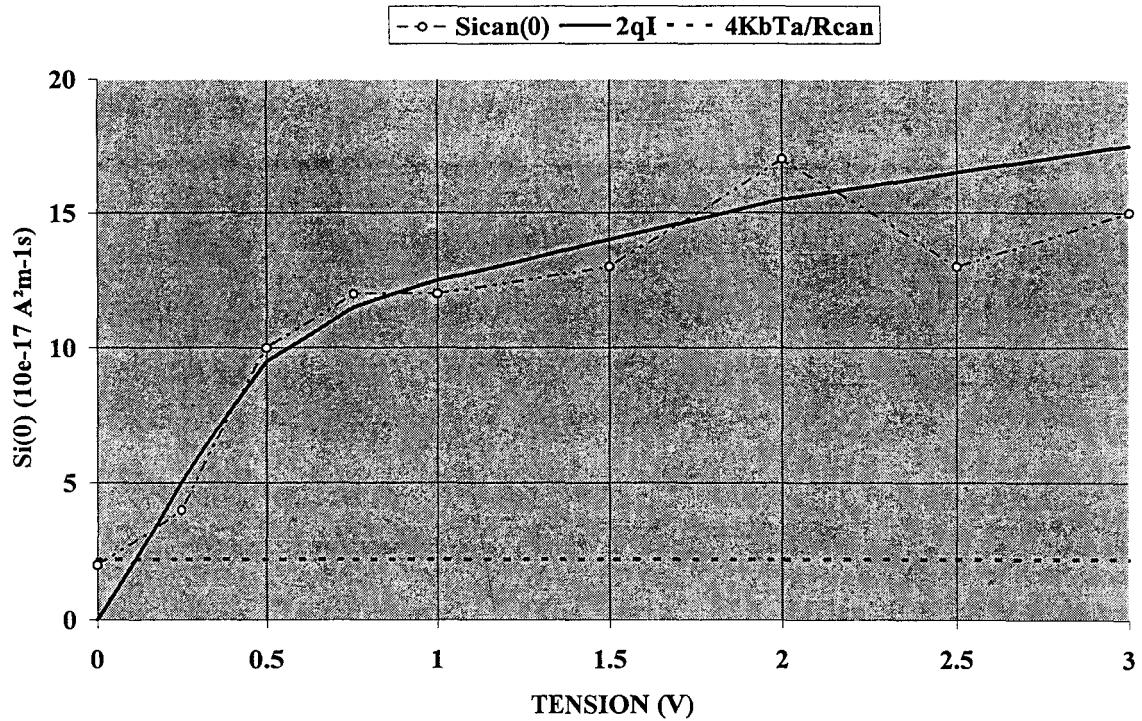


Fig.IV.16-a Densités spectrales des fluctuations de courant à fréquence nulle dans la région du canal calculée (cercle ouvert) avec une simulation statique et théorique $2qI$ (ligne continue). La valeur théorique du bruit thermique est donnée à titre indicatif (ligne pointillée). Toutes ces courbes sont tracées en fonction de la tension appliquée pour le cas de la structure u-HEMT.

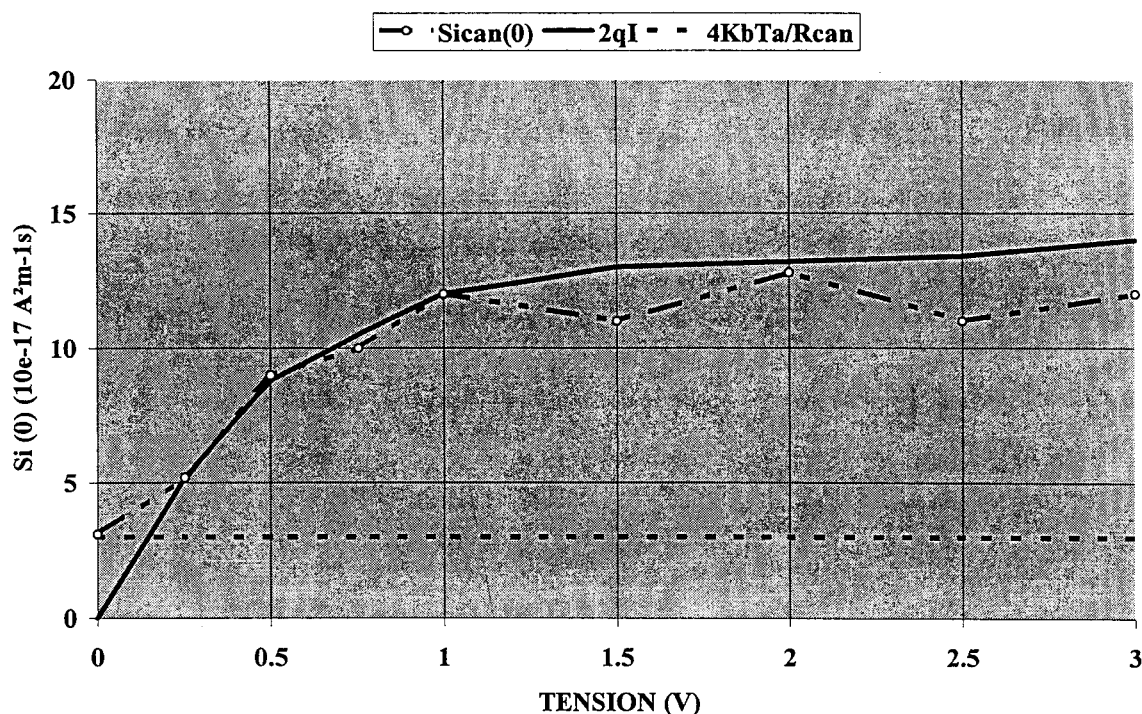


Fig.IV.16-b Densités spectrales des fluctuations de courant à fréquence nulle dans la région du canal calculée (cercle ouvert) avec une simulation statique et théorique $2qI$ (ligne continue). La valeur théorique du bruit thermique est donnée à titre indicatif (ligne pointillée). Toutes ces courbes sont tracées en fonction de la tension appliquée pour le cas de la structure u-MESFET.

A l'équilibre thermodynamique les phénomènes sont essentiellement thermiques et nous retrouvons pour les densités spectrales (u-HEMT et u-MESFET) dans le canal les valeurs prévues par le théorème de Nyquist. Quand on s'éloigne de l'équilibre thermodynamique, compte tenu des phénomènes balistiques apparaissant dans le canal, la nature du bruit évolue et rapidement on retrouve une transition bruit thermique, bruit de grenaille. Ceci est fort bien illustré sur les figures IV.16-a et IV.16-b où nous avons également reporté la valeur de $(2qI)$ théorique. On observe un bon accord entre les simulations et le résultat escompté. On peut toutefois noter qu'avec une polarisation élevée la densité spectrale tend à diminuer ce qui peut être interprété comme une diminution du caractère balistique des électrons sous le canal.

IV.3.3- DISCUSSION

Dans cette partie nous allons expliquer pourquoi le bruit de grenaille présent au sein du canal n'apparaît plus lorsque l'on considère la densité spectrale en courant relative à la structure totale. Pour cela nous allons utiliser le formalisme que nous avons présenté précédemment au III.2.7, qui consiste à diviser le composant en différentes zones. Sur la figure IV.17 nous avons représenté le schéma équivalent bruyant de notre dispositif qui est séparé en quatre parties (respectivement source, canal, drain et résistance série représentant les zones ohmiques non simulées), chacune constituée d'une résistance associée en parallèle à une source de bruit en courant.

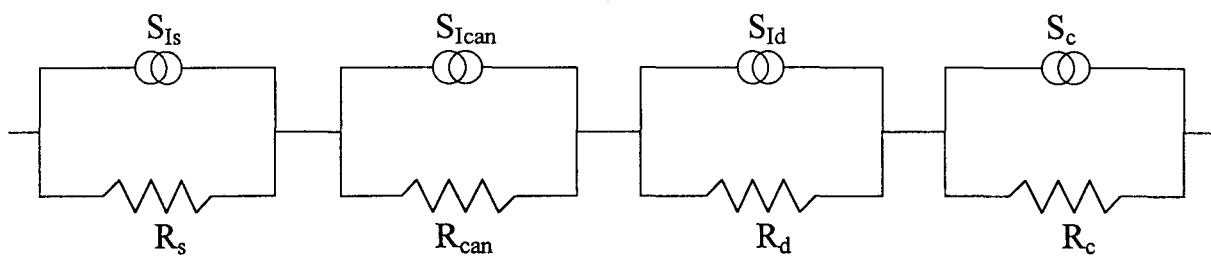


Figure IV.17- Circuit équivalent bruyant du dispositif total

Nous supposons d'une part que toutes les sources de bruit en courant sont indépendantes l'une de l'autre, et d'autre part que le bruit généré par la résistance série est nul ($S_c=0$) puisque nous ne connaissons pas directement cette valeur (on déduit analytiquement la valeur de S_c uniquement dans le cas où l'on souhaite comparer les valeurs théoriques issues de la simulation avec les mesures).

Grâce à cette décomposition, on peut connaître la valeur de la densité spectrale à fréquence nulle correspondant au dispositif total à partir de la relation suivante :

$$S_{It} = \frac{S_{Is} R_s^2}{(R_s + R_{can} + R_d + R_c)^2} + \frac{S_{Ican} R_{can}^2}{(R_s + R_{can} + R_d + R_c)^2} + \frac{S_{Id} R_d^2}{(R_s + R_{can} + R_d + R_c)^2} \quad (IV.7)$$

Les valeurs des densités spectrales des différentes régions sont celles obtenues précédemment en utilisant le mode de simulation statique. Afin de vérifier la validité de la formule (IV.7) nous nous sommes placés à l'équilibre thermodynamique. Nous avons résumé dans le tableau IV.2 les valeurs des grandeurs nécessaires pour l'application de la formule IV.7. Il faut toutefois signaler que les valeurs des résistances qui sont déterminées théoriquement ne sont pas très précises (en particulier R_d).

			Source		Canal		Drain	
	R_t	R_c	$S_{is}(0)$	R_s	$S_{ican}(0)$	R_{can}	$S_{id}(0)$	R_d
u-MESFET	15.5	5.0	14.0	1.2	2.0	7.2	16.5	2.1
u-HEMT	14.0	5.0	20.4	1.3	3.2	4.3	8.8	3.4

Tableau IV.2: Résistances et densités spectrales dans les trois régions du u-MESFET et du u-HEMT (les résistances sont exprimées en $10^{-4} \Omega m$ et les densités spectrales en $10^{-17} A^2 m^{-1} s$).

En considérant tout d'abord le cas du u-MESFET on obtient pour les trois termes de la relation (IV.7) les valeurs suivantes 0.08×10^{-17} , 0.43×10^{-17} et $0.3 \times 10^{-17} A^2 m^{-1} s$ (respectivement pour source, canal et drain). La somme est équivalente à $0.81 \times 10^{-17} A^2 m^{-1} s$ et est en parfait accord avec le résultat de la densité spectrale totale $0.8 \times 10^{-17} A^2 m^{-1} s$ obtenue à partir de la simulation dynamique. Pour la structure u-HEMT les contributions de source, canal et drain sont respectivement de 0.17×10^{-17} , 0.3×10^{-17} et $0.52 \times 10^{-17} A^2 m^{-1} s$. La somme de ces trois composantes nous donne $0.99 \times 10^{-17} A^2 m^{-1} s$ valeur assez proche de la densité spectrale totale obtenue en mode de simulation dynamique $0.9 \times 10^{-17} A^2 m^{-1} s$.

Le « poids » relatif en bruit de chaque région est proportionnel au rapport entre le carré de la résistance de la région considérée sur le carré de la résistance totale. Ceci signifie que la région la plus résistive influence plus fortement le comportement total bruyant du dispositif.

En étudiant un peu les valeurs des différentes contributions pour chacun des deux composants on peut en déduire que la région de source n'est pas très influente sur le bruit total. Pour la part relative au bruit du canal on observe qu'elle est plus importante dans le cas du u-MESFET que pour le u-HEMT ce qui peut expliquer le fait que l'on ne trouve pas de «trace» de bruit de grenaille au niveau des résultats expérimentaux.

Avec l'augmentation de la polarisation les densités spectrales de source et de drain gardent des valeurs assez proches que se soit pour le u-MESFET ou pour le u-HEMT. En revanche la densité spectrale dans le canal va augmenter avec le caractère balistique du transport sous le canal. Dans cette étude nous avons considéré que les résistances de source et de drain restaient ohmiques ce qui n'est pas tout à fait exact puisque l'application d'une polarisation engendre la création de champs électriques intenses qui modifient les propriétés de transport de ces régions.

Pour conclure cette partie, nous pouvons dire que la décomposition du composant à l'aide du schéma équivalent nous a permis d'expliquer pourquoi la présence du transport balistique au sein du canal ne se manifestait pas au niveau de la densité spectrale totale de bruit en courant. La raison invoquée est que la contribution relative du canal (transport balistique) n'est pas la plus importante par rapport à la région du drain où le transport est diffusif. De même lorsque l'on réduit la longueur du fossé de grille ou quand on supprime les interactions par le biais de la simulation, on accentue les effets de surtension dans la zone située sous le fossé de grille mais on diminue par la même occasion la résistance de canal et ceci à un effet prépondérant sur le bruit total. De plus nous avons montré que la résolution autocohérente du champ électrique contribue à harmoniser toutes les fluctuations présentes au sein de la structure, le champ électrique dynamique joue ainsi le rôle de corrélateur spatiale.

Cependant il faut garder à l'esprit que le mode de simulation statique ne correspond pas à la réalité physique des mécanismes régissant le fonctionnement des composants. Il ne s'agit là que d'un artifice de simulation nous permettant d'observer le comportement balistique du transport sous le canal.

IV.4- CONCLUSIONS

Nous avons effectué une analyse théorique, basé sur le modèle de Monte-Carlo, des caractéristiques de vitesse et de bruit pour une structure u-HEMT GaAs/AlGaAs comparée avec celle d'un dispositif u-MESFET GaAs [25]. Les composants considérés sont sans grille afin de réduire le nombre de paramètres de bruit à traiter et pour s'affranchir des difficultés expérimentales. Ils sont recessés pour présenter un effet similaire à celui d'une vraie grille et pour obtenir des caractéristiques relativement proches d'une structure conventionnelle.

Dans un premier temps les résultats de la simulation ont été confrontés avec des valeurs expérimentales de caractéristiques statiques et de températures de bruit. Un excellent accord a été trouvé entre théorie et mesure confirme la validité de notre modèle. Pour une densité de courant identique et une polarisation correspondant au régime de saturation de la caractéristique $I(V)$, la température de bruit dans une structure de type u-HEMT est supérieure à celle du u-MESFET, aussi bien du point de vue théorique qu'expérimental. D'autre part la variance des fluctuations de courant qui représente la puissance de bruit totale contenue dans le spectre de fréquence nous a semblé être une grandeur physique intéressante pour confronter les deux structures. Elle nous fournit comme information que le u-HEMT a une variance de courant deux fois plus petite que le u-MESFET. Les processus internes intervenant à l'intérieur de la structure u-HEMT, tels que les transferts dans l'espace réel et la formation du flux de courant transversal à l'hétérojonction ont été étudiés. La corrélation entre le début des transferts dans l'espace réel et l'augmentation du bruit dans les structures de type u-HEMT a été établie.

Le temps de transit des électrons est une grandeur intéressante non seulement pour l'analyse des performances du dispositif mais également pour l'étude du bruit. Le temps de transit moyen du composant u-HEMT est de l'ordre de 10 ps (plus petit donc que pour le dispositif u-MESFET ou l'on a trouvé un temps de transit de 14 ps). La distribution des temps de transit est reliée à la distribution de vitesse et donc aux fluctuations de courant. Si les porteurs disposent de vitesses très différentes le courant produit contiendra d'énormes

fluctuations. C'est le cas du u-MESFET pour lequel la distribution des temps de transit et de la vitesse s'étalent beaucoup plus que la structure u-HEMT.

L'application d'un champ électrique *statique* nous a permis d'isoler les différentes régions entre elles et de mettre en évidence l'existence de bruit de grenaille dans la région du canal. Cette composante disparaît dès que l'on procède à la résolution autocohérente du champ électrique. En effet le champ électrique *dynamique* joue le rôle de corrélateur spatial en reliant tous les électrons entre eux de telle sorte que l'on retrouve des densités spectrales de fluctuations de courant équivalentes dans les trois régions.

BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE IV

[1] C.Jacoboni, P.Lugli.

“The Monte Carlo Method for Semiconductor Device Simulation”

Springer-Verlag, Vienna, 1989.

[2] P.Godts.

“Modélisation et optimisation en vue de réalisations technologiques de MESFET et de TEGFET AlGaAs/GaAs”

Thèse de Doctorat, Lille Octobre 1988

[3] M.O.Watanabe, J.Yoshida, M.Mashita, T.Nakanisi, A.Hojo.

“Band discontinuity for GaAs/AlGaAs heterojunction determined by $C-V$ profiling technique”

J. Appl. Phys., 57, p. 5340, 1985.

[4] M.V.Fischetti, S.E.Laux.

“Monte Carlo analysis of electron transport in small semiconductor devices including band-structure and space-charge effects”

Phys. Rev. B, vol. 38, p. 9721, 1988.

[5] T.González, D.Pardo.

“Physical models of ohmic contact for Monte Carlo device simulation”

Solid-State Electron., vol. 39, p. 555, 1996.

[6] **K.F.Brennan, D.H.Park.**

“Theoretical comparison of electron real-space transfer in classical and quantum two-dimensional heterostructure systems”

J. Appl. Phys., **65**, p. 1156, 1989.

[7] **L.Pavesi, M.Guzzi.**

“Photoluminescence of $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ alloys”

J. Appl. Phys., **75**, p. 4779, 1994.

[8] **K.F.Brennan, D.H.Park, K.Hess, M.A.Littlejohn.**

“Theory of the velocity-field relation in AlGaAs”

J. Appl. Phys., **63**, p. 5004, 1988.

[9] **J.Mateos, T.González, D.Pardo, P.Tadyszak, F.Danneville, A.Cappy.**

“Numerical and experimental analysis of static characteristics and noise in ungated recessed MESFET structures”

Solid-State Electron., vol. 39, p. 1629, 1996.

[10] **G.U.Jensen, B.Lund, T.A.Fjeldly, M.Shur.**

“Monte Carlo simulation of short-channel heterostructure field-effect transistors”

IEEE Trans. Electron Devices, vol. 38, p. 840, 1991.

[11] **M.Tomizawa, A.Yoshii, K.Yokoyama.**

“Modeling for an AlGaAs/GaAs heterostructure device using Monte Carlo simulation”

IEEE Electron Device Lett., vol. EDL-6, p. 332, 1985.

[12] U.Ravaioli, D.Ferry.

“MODFET Ensemble Monte Carlo model including the quasi-two dimensional electron gas”

IEEE Trans. Electron Devices, vol. ED-33, p. 677, 1986.

[13] D.H.Park, Y.Wang, K.F.Brennan.

“Ensemble Monte Carlo simulation of a 0.35 μm pseudomorphic HEMT”

IEEE Electron Device Lett., vol. 10, p. 107, 1986.

[14] D.J.Widiger, K.Hess and J.J.Coleman.

“Two-dimensional numerical analysis of the high electron mobility transistor”

IEEE Electron Device Lett., vol. EDL-5, p. 266, 1984.

[15] D.J.Widiger, I.C.Kizilyalli, K.Hess, J.J.Coleman.

“Two-dimensional transient simulation of an idealized high electron mobility transistor”

IEEE Trans. Electron Devices, vol. ED-32, p. 1092, 1985.

[16] K.Yokoyama, K.Hess.

“Monte Carlo study of electronic transport in $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ single-well heterostructures”

Phys. Rev. B., vol. 33, p. 5595, 1986.

[17] T.Wang, K.Hess.

“Calculation of the electron velocity distribution in high electron mobility transistors using an ensemble Monte Carlo method”

J. Appl. Phys., 57, p. 5336, 1985.

[18] R.Sakamoto, K.Akai, M.Inoue.

“Real-space transfer and hot-electron transport properties in III-V semiconductor heterostructures”

IEEE Trans. Electron Devices, vol. 36, p. 2344, 1989.

[19] Y.Awano, M.Kosugi, K.Kosemura, T.Mimura, M.Abe.

“Short-channel effects in subquarter-micrometer-gate HEMT’s: simulation and experiment”

IEEE Trans. Electron Devices, vol. 36, p. 2260, 1989.

[20] I.C.Kizilyalli, K.Hess, J.L.Larsson, D.J.Widiger.

“Scaling properties of high electron mobility transistors”

IEEE Trans. Electron Devices, vol. ED-33, p. 1427, 1986.

[21] S.J.Allen, D.C.Tsui, F.Derosa, K.K.Thornber, B.A.Wilson.

“Direct measurement of velocity overshoot by hot electron, submillimeter wave conductivity in Si inversion layers”

Journal de Physique, Proc. 3rd Int Conf on Hot Carriers in Semiconductors, Montpellier France 7-10 July 1981

[22] T.Ueda, K.Miyatsuji, D.Ueda.

“Temperature-independent transconductance in 0.05 μm gate AlGaAs/GaAs MODFET”

Solid-State Electron., vol. 39, n°1 pp 21-26, 1996.

[23] L.Varani, T.Kuhn, L.Reggiani.

“Current and number fluctuations in submicron n^+n^+ structures”

Solid-State Electron., vol. 36, n°2 pp 251-261, 1993.

[24] T.Gonzalez, D.Pardo, L.Varani, L.Reggiani.

“The microscopic interpretation of electron noise in Schottky-barrier diodes”

Appl Phys Lett, 63, 3040 1993

[25] J.Mateos, T.González, D.Pardo, P.Tadyszak, F.Danneville, A.Cappy.

“Noise and transit time in Ungated FET Structures”

A paraître dans *IEEE Trans. Electron Devices*

CONCLUSION

CONCLUSION

L'objectif que nous nous étions fixé au début de ce mémoire, à savoir l'étude de l'influence des conditions géométriques limites des zones actives sur le bruit hyperfréquence a été atteint. Ce travail, basé principalement sur la confrontation entre les résultats issus du modèle théorique Monte-Carlo et les mesures a permis la conception d'outils informatiques et expérimentaux tel que :

- La mise au point d'un programme Monte-Carlo volumique permettant de tenir compte de la dégénérescence
- La mise en place et l'optimisation d'un banc de mesure de puissance de bruit sous pointes destiné à la mesure de dipôles
- Le développement de modèles Monte-Carlo bidimensionnels adaptés à l'étude de structures de type MESFET et HEMT recessées sans grille

Durant ce travail nous avons mis en évidence les effets liés à la dégénérescence dans du matériau Silicium volumique à 300 K . La présence du principe de Pauli contribue à modifier fortement l'allure des fonctions d'autocorrélation de fluctuations de vitesse. Proche de l'équilibre thermodynamique, on observe une décroissance de la fonction d'autocorrélation $C_{vd}(t)$ beaucoup plus rapide qui est associée à la réduction du temps de relaxation du moment τ_m . Avec l'augmentation de l'intensité du champ électrique, la fonction de corrélation présente une partie négative qui peut être associée au régime balistique des porteurs traversant l'espace des vitesses de $-v_f$ à $+v_f$ (v_f vitesse de Fermi) sans subir d'interactions. Une analyse microscopique en terme de contributions diagonale et non diagonale de la fonction d'autocorrélation des fluctuations de vitesse confirme cette interprétation.

Nous avons également développé un banc de mesure de bruit afin de caractériser le plus précisément possible nos dispositifs sans grille réalisées au laboratoire. Pour cela nous avons associé un isolateur au système de mesure de bruit afin de caractériser l'ensemble isolateur-récepteur par sa matrice chaîne de corrélation de bruit. Un deuxième isolateur a été inséré devant le plan de calibration afin de réduire les désadaptations entre le banc et le

mesureur de bruit. La précision obtenue sur la détermination des températures de bruit est en moyenne de l'ordre de 10 %.

Ensuite nous avons présenté une analyse théorique et expérimentale des caractéristiques statique et de bruit hyperfréquence dans des structures de type MESFET sans grille disposant de différentes longueurs de recess. Le point le plus important concernant ce travail, est que nous pouvons reproduire les caractéristiques de premier et de second ordre de structures réalistes grâce à notre modèle Monte-Carlo. Ce programme a été modifié pour prendre en compte les effets physiques relatifs au potentiel de surface présent aux abords du fossé de grille ainsi que la résistance des contacts ohmiques. Il est également primordial de tenir compte de l'effet de l'attaque plasma, utilisée pour graver le fossé de grille qui dégrade fortement les propriétés du transport électronique dans cette région. Pour cela nous avons augmenté la valeur de la profondeur du fossé de grille simulé par rapport aux structures réelles pour obtenir un bon accord au niveau de la caractéristique statique et de la température de bruit. En résumé il est impératif de connaître précisément la topologie et les effets physiques inhérents à chaque type de structures. Le régime de survitesse des électrons situés dans le canal n'a pu être mis en évidence au niveau du comportement en bruit même en réduisant la longueur de zone active à $0.075 \mu\text{m}$.

Enfin, la comparaison des comportements électrique et bruyant entre les structures de types u-MESFET et u-HEMT a été établie à partir de la modélisation et des mesures. Dans un premier temps nous avons trouvé que pour une densité de courant équivalente (correspondant au régime de saturation) la température de bruit dans la structure u-HEMT est supérieure à celle du u-MESFET. L'influence des transferts dans l'espace réel s'est avérée être négligeable sur la variance du courant des structures u-HEMT elle apparaît seulement pour de faibles polarisations provoquant ainsi des fluctuations de vitesse importantes. Toutefois dans cette gamme de tensions la probabilité d'existence des transferts dans l'espace réel est peu élevée. Une analyse de l'évolution des temps de transit en fonction de la polarisation a permis de démontrer la plus grande rapidité des électrons dans la structure à hétérojonction. De plus cette étude a montré que les fluctuations de vitesse étaient moins importantes dans le u-HEMT que dans le u-MESFET. Pour terminer une analyse locale du bruit en fonction de la nature (*dynamique* ou *statique*) du champ électrique appliqué a été effectuée. Cette étude révèle que la résolution autocohérente du champ électrique à chaque pas temporel contribue à corrélérer tous les électrons entre eux. En effet, nous observons les mêmes densités spectrales de

fluctuations de courant dans les régions de source de canal et de drain. Ceci explique le fait que l'on ne constate aucune modification du comportement bruyant au niveau des mesures de bruit même lorsque l'on réduit les dimensions du fossé de grille. En revanche, l'application d'un champ électrique *statique* (bien que ce procédé ne traduise pas la réalité physique des phénomènes) a permis la mise en évidence de la présence d'un bruit de grenaille dans la zone du canal lié au régime de survitesse caractérisant le transport des électrons se trouvant dans cette région.

L'acquisition récente d'un banc de mesure cryogénique permettra d'effectuer une étude analogue de nos structures sans grille jusqu'à des températures limites de 4 K. Dans de telles conditions il serait intéressant d'étudier le comportement bruyant des électrons qui subissent l'action conjuguée de la dégénérescence et de la réduction du nombre d'interactions sur impuretés ionisées. De plus, l'étude d'hétérostructures plus élaborées est également envisagée.

Résumé

Ce travail est une contribution à la modélisation et à la caractérisation du bruit hyperfréquence dans des structures sans grille de type MESFET et HEMT AlGaAs/GaAs à longueur de zone active ultracourte.

Dans le premier chapitre nous présentons les résultats concernant l'étude du bruit par la méthode de Monte-Carlo dans du silicium dégénéré volumique de type n. Ce travail s'est avéré être novateur dans le sens où seules les grandeurs relatives au transport ont jusqu'à présent été étudiées en présence du principe d'exclusion de Pauli.

Le deuxième chapitre est consacré à la mise au point d'un banc de mesure de puissance disponible de bruit. Un effort particulier a été fourni afin d'optimiser la précision obtenue sur les mesures de bruit.

Le troisième chapitre traite tout d'abord de la modélisation par la méthode de Monte-Carlo des caractéristiques statiques et de bruit hyperfréquence dans des structures ultracourtes il comporte des résultats expérimentaux confrontés à ceux du modèle théorique Monte-Carlo. Un modèle analytique unidimensionnel complémentaire nous a permis d'obtenir les variations au premier ordre des caractéristiques statique et de bruit du canal. Aucun effet relatif au caractère balistique du transport des électrons dans le canal n'a été détecté au niveau du bruit.

Le quatrième chapitre porte sur une comparaison des caractéristiques électrique et bruyante de dispositifs sans grille de type MESFET et HEMT. Une étude sur l'influence des transferts dans l'espace réel au niveau de la variance des fluctuations de courant ainsi que sur l'évolution des temps de transit en fonction de la polarisation est ensuite développée. Enfin une analyse locale du bruit hyperfréquence est proposée.

Abstract

Present work investigates modeling and measurement in ungated AlGaAs/GaAs HEMT and MESFET with different values of recess length.

In a first place we present a Monte-Carlo investigation of noise and velocity fluctuations in Si at 300 K under full degenerate conditions. While most of the interest has been addressed to the study of average transport phenomena, the field of noise has to our knowledge never been considered.

Second part deals with the noise measurement test set used in the microwave range to obtain accurately the noise available power.

Thirdly measured and modeled results (Monte-Carlo) obtained on ungated MESFET with different values of recess length are reported. In addition an analytical model was made to give quickly the variations of static and noise characteristics in the channel. We have not found any evidence in the noise behavior which could be interpreted as a consequence of ballistic electron transport.

In the last section using a classical Monte-Carlo simulation we compare the frequency and noise behavior of AlGaAs/GaAs HEMT with respect to GaAs MESFET. As main tool for the comparison we employ the value of the current variance and we study the influence of the real space transfer on it. Finally a local noise analysis was proposed.

