

50376  
1992  
125  
N° 914

63412

50376  
1992  
125

# THESE

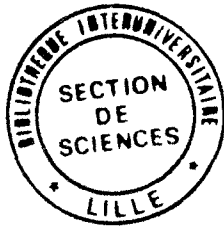
Présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE LILLE

pour obtenir le titre de

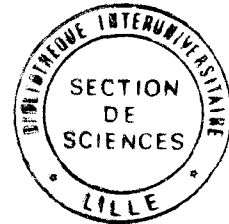
DOCTEUR DE L'UNIVERSITE

Spécialité : ELECTRONIQUE



par

Philippe BEDU



**NON LINEARITES DE CONDUCTION  
DANS LES HETEROSTRUCTURES RESONNANTES.  
APPLICATION EN DETECTION ET MELANGE**

Soutenue le 2 Juin 1992 devant la commission d'examen.

Membres du jury : MM.	Y. CROSNIER	Président
	D. LIPPENS	Directeur de thèse
	G. BEAUDIN	Rapporteur
	P. ENCRENAZ	Rapporteur
	D. DECOSTER	Rapporteur
	R. ALABEDRA	Examineur
	J.M. WACRENIER	Examineur

*à la mémoire de mes Parents*

*à mon Oncle André  
à Marraine Madeleine*

*à Parrain Daniel  
à ma Tante Bernadette*

*à ma Famille  
à mes Amis*

*La physique moderne confirme une des idées de base du mysticisme oriental. Les concepts que l'on utilise pour décrire la nature sont limités, ils ne sont pas un trait de la nature comme on tend à le croire, mais une création de l'esprit, une partie de la carte mais pas le territoire. Cependant, nous élargissons le domaine de notre expérience. Les limitations de notre esprit rationnel deviennent apparentes et nous avons à modifier, ou à abandonner quelques uns de nos concepts.*

*FRITJOF CAPRA  
"Le tao de la Physique"*

*Homme ne craint rien  
La nature sait le grand secret et sourit*

*VICTOR HUGO*

# Remerciements

Ce travail a été effectué au Centre Hyperfréquences et Semiconducteurs de l'Université des Sciences et Technologies de Lille, dirigé par Monsieur le Professeur G. SALMER.

Monsieur le Professeur Y. CROSNIER me fait l'honneur de présider cette commission d'examen. Je lui exprime mes plus vifs remerciements.

Je tiens à exprimer ici toute ma reconnaissance envers Monsieur D. LIPPENS, Directeur de Recherche au C.N.R.S. qui a proposé et assuré la direction de ce travail. Ses conseils, sa disponibilité ainsi que ses compétences scientifiques ont été indispensables pour mener à bien cette étude.

J'adresse mes plus vifs remerciements à Messieurs P. ENCRENAZ, Astronome à l'Observatoire de Meudon; G. BEAUDIN, Ingénieur de Recherche à l'Observatoire de Meudon; ainsi qu'à D. DECOSTER, Professeur à l'Université de Lille qui me font l'honneur de participer au jury de cette thèse et d'en être rapporteurs.

Monsieur le Professeur R. ALABEDRA me fait l'honneur de participer à ce jury. Je tiens à lui exprimer mes plus sincères remerciements pour m'avoir accueilli au Centre d'Electronique de Montpellier lors de mesures.

J'adresse également mes plus vifs remerciements à Monsieur le Professeur J.M. WACRENIER pour avoir accepté de juger ce travail.

Je tiens à exprimer toute ma sympathie à Mesdames E. DELOS et S. LEPILLIET et à Monsieur E. PLAYEZ de la Centrale de Caractérisation pour leurs constantes et efficaces contributions à la caractérisation des composants.

J'exprime mes plus vifs remerciements à Mesdames A. FATTORINI, P. LEGRY, Messieurs P. ARMAND, J.L. CODRON, M. FRANCOIS, B. GRIMBERT, A. LEROY, J.L. LORRIAUX, M. MULLER, P. TILMANT, J. VANBREMEERSCH et D. VANDERMOERE de la Centrale de Technologie pour l'épitaxie, la réalisation et la préparation des échantillons étudiés dans ce mémoire.

Merci à Monsieur J.P. DEHORTER pour la reprographie de ce document.

Ce mémoire a été réalisé au C.I.T.I. avec le logiciel de traitement de Texte  $\text{\LaTeX}$  (imprimante P3400PS) par Madame I. DERUDDER. Je la remercie vivement pour la grande qualité du travail et sa patience sans faille.

Je ne saurais oublier dans ces remerciements l'équipe "transport vertical dans les hétérostructures", ainsi que tous mes amis du C.H.S. pour le témoignage de leur soutien et de sympathie tout au long de ces années.

# Table des matières

Introduction générale . . . . .	1
<b>1 Description théorique de l'effet Tunnel Résonnant</b>	<b>6</b>
1.1 Introduction . . . . .	6
1.2 Constitution d'une double barrière . . . . .	6
1.3 Transmission et Probabilité de Présence . . . . .	8
1.3.1 Nature résonnante du processus tunnel . . . . .	8
1.3.2 Outils numériques . . . . .	11
1.3.3 Transmission et probabilité de présence à l'équilibre . . . . .	13
1.3.4 Transmission hors équilibre . . . . .	14
1.4 Caractéristiques théoriques de conduction . . . . .	15
1.4.1 Expression analytique . . . . .	15
1.4.2 Modèle cohérent . . . . .	16
1.4.3 Caractéristiques théoriques obtenues avec perte de cohérence . . . . .	17
1.4.4 Prise en compte de la réaction de charge d'espace . . . . .	19
1.4.5 Influence des espaceurs . . . . .	21
1.5 Eléments d'optimisation des structures en statique . . . . .	25
1.6 Eléments d'optimisation en dynamique . . . . .	27
1.6.1 Constantes de temps . . . . .	28
1.7 Conclusion . . . . .	32
<b>2 Fabrication et caractérisations des composants</b>	<b>37</b>
2.1 Introduction . . . . .	37
2.2 Technologie des composants . . . . .	38
2.2.1 Procédé d'épitaxie par jets moléculaires . . . . .	38
2.2.2 Technologie sur substrat $n^+$ . . . . .	38
2.2.3 Epitaxies réalisées sur substrat $n^+$ . . . . .	39
2.2.4 Technologie sur substrat semi-isolant . . . . .	40

2.2.5	Epitaxies réalisées sur substrat semi-isolant . . . . .	41
2.3	Caractérisation en statique . . . . .	43
2.3.1	Caractéristiques statiques expérimentales . . . . .	43
2.3.2	Instabilités en résistance différentielle négative . . . . .	44
2.4	Caractérisation en dynamique . . . . .	45
2.4.1	Mesure de la capacité . . . . .	45
2.4.2	Mesures d'impédances . . . . .	47
2.4.2.1	Echantillons sur substrat $n^+$ de type GaAlAs/GaAs . . . . .	48
2.4.2.2	Echantillons sur substrat semi-isolant . . . . .	50
2.5	Caractérisation des composants en bruit . . . . .	53
2.5.1	Conditions de l'étude . . . . .	54
2.5.2	Densité spectrale . . . . .	55
2.5.3	Résultats en fonction de la tension . . . . .	55
2.5.4	Résultats en fonction du courant . . . . .	56
2.6	Conclusion . . . . .	59
<b>3</b>	<b>Détecteur à diode à effet tunnel résonnant</b>	<b>63</b>
3.1	Introduction . . . . .	63
3.2	Généralités sur la détection . . . . .	64
3.3	Etude expérimentale . . . . .	65
3.3.1	Description du banc de mesure . . . . .	65
3.3.2	Résultats expérimentaux . . . . .	66
3.3.2.1	Structures GaAs/GaAlAs . . . . .	67
3.3.2.2	Caractéristiques de transport . . . . .	69
3.3.2.3	Structures à puits enterré . . . . .	69
3.3.2.4	Structures GaAs/AlAs . . . . .	71
3.4	Analyse théorique . . . . .	72
3.4.1	Analyse sinusoïdale . . . . .	73
3.4.1.1	Analyse de Kerr . . . . .	75
3.5	Comparaison théorie-expérience . . . . .	79
3.5.1	Approximation analytique des courbes I-V . . . . .	79
3.5.2	Confrontation au niveau du courant détecté . . . . .	79
3.5.2.1	Structure à faible densité de courant . . . . .	79
3.5.2.2	Structure à forte densité de courant . . . . .	80
3.6	Proposition d'une nouvelle structure . . . . .	83
3.7	Conclusion . . . . .	84

<b>4</b>	<b>Mélange de signaux hyperfréquences</b>	<b>88</b>
4.1	Introduction . . . . .	88
4.2	Notions de conversion de fréquence . . . . .	89
4.3	Mélangeur subharmonique . . . . .	90
4.3.1	Principe et généralités . . . . .	90
4.3.2	Modèle simplifié . . . . .	91
4.3.2.1	Gain de conversion . . . . .	91
4.3.2.2	Stabilité du mélangeur . . . . .	94
4.3.3	Modèle de Held et Kerr . . . . .	95
4.3.3.1	Analyse grand signal . . . . .	96
4.3.3.2	Analyse petit signal . . . . .	97
4.3.3.3	Résultats numériques . . . . .	99
4.3.3.4	Faisabilité . . . . .	103
4.4	Auto-mélangeur . . . . .	104
4.4.1	Position du sujet . . . . .	104
4.4.2	Résultats numériques . . . . .	105
4.4.3	Faisabilité . . . . .	106
4.5	Conclusion . . . . .	107
<b>5</b>	<b>Photodétecteur à avalanche faible bruit à multipuits quantique</b>	<b>111</b>
5.1	Base de l'étude et motivations . . . . .	111
5.1.1	Photodétecteur à avalanche conventionnel . . . . .	112
5.1.1.1	Facteur de multiplication . . . . .	112
5.1.1.2	Facteur d'excès de bruit . . . . .	115
5.1.2	Pourquoi une structure multipuits quantique? . . . . .	116
5.1.2.1	L'aide à l'ionisation . . . . .	117
5.2	Caractéristiques des composants . . . . .	119
5.2.1	Structures épitaxiales et technologies . . . . .	119
5.2.1.1	Composants sur substrat $n^+$ . . . . .	120
5.2.1.2	Composants sur substrat $p^+$ . . . . .	122
5.2.1.3	Validation des technologies . . . . .	122
5.3	Caractéristiques de conduction . . . . .	124
5.3.1	En obscurité . . . . .	124
5.3.2	Sous éclairage . . . . .	126
5.4	Caractérisation en bruit . . . . .	130
5.4.1	Techniques de mesure de bruit . . . . .	131



5.4.2 Bruit de multiplication . . . . .	132
5.5 Conclusion . . . . .	133
<b>Conclusion Générale . . . . .</b>	<b>136</b>

## Introduction générale

Les nouveaux composants électroniques font de plus en plus appel aux hétérostructures de semiconducteurs. En fait, l'utilisation des hétérostructures ouvrent de très nombreuses perspectives dans la réalisation de structures artificielles, que ce soient les superréseaux ou les hétérostructures à modulation de dopage, pour ne citer que ces deux exemples très représentatifs.

Les hétérostructures sont souvent associées à l'idée d'effets quantiques. En effet, elles offrent la possibilité de restreindre le mouvement des porteurs dans une direction de l'espace. Lorsque les dimensions mises en jeu deviennent de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde des porteurs de charges, électrons ou trous, on obtient une quantification de leur énergie. Ceci peut être mis à profit dans de nombreuses applications que ce soit en optique ou en électronique. L'autre volet, tout aussi important, concerne la possibilité pour les porteurs de traverser par effet tunnel les barrières de potentiel créées par l'alternance de matériaux à petite et grande bande interdite. Ces deux aspects combinés, localisation et passage par effet tunnel, conduisent à l'effet tunnel résonnant, prédit théoriquement dès 1973 [1] par Tsu et Esaki, et vérifié expérimentalement l'année suivante [2].

Ces auteurs ont pu ainsi mettre en évidence un effet de résistance différentielle négative au niveau de la caractéristique de conduction d'une hétérostructure de type double barrière. Cet effet est la conséquence directe de constructions interférentielles au niveau des fonctions d'ondes électroniques. Le résultat expérimental est tout à fait remarquable, car on peut observer pour une des toutes premières fois un phénomène d'interférence quantique par une simple mesure électrique.

Depuis ce jour, des progrès technologiques n'ont cessé d'être faits tant dans les techniques de croissance que dans l'élaboration des échantillons. Cette maturité s'est traduite par une maîtrise des paramètres structuraux à un point tel que l'on peut contrôler les fonctions d'ondes électroniques à l'échelle du nanomètre. A titre d'exemple, il est maintenant tout à fait concevable de réaliser des barrières transparentes, ce qui se traduit par des densités de courant très importantes ( $J > 50 \text{ kA/cm}^2$ ). Concrètement, ceci ouvre la possibilité de réaliser des composants, en l'occurrence susceptibles de fonctionner en très haute fréquence, et non seulement des échantillons visant à comprendre la physique des phénomènes. Par ailleurs, les effets de résistance différentielle négative

sont maintenant directement observables à température ambiante, condition souvent nécessaire pour un développement réel des applications.

De façon générale, le champ d'application des composants à effet tunnel résonnant concerne d'une part la logique ultra rapide, d'autre part l'électronique analogique très hautes fréquences. Il est certain que ce sont les temps de réponse extrêmement courts des phénomènes mis en jeu qui prédisposent ces dispositifs aux applications hyperfréquences.

Dans le cadre de ce travail, nous nous limiterons aux dispositifs analogiques en essayant de tirer parti de l'effet de résistance différentielle négative dans quelques applications non-linéaires. De façon extrêmement schématique, celles-ci concernent les oscillateurs, les multiplicateurs, les détecteurs et les mélangeurs. Si pour l'application en oscillateur la diode génère son propre signal, on constate que le dénominateur commun des autres études concerne la réponse de la diode à un signal de pompe, qui permet de générer des harmoniques dans le cas de la multiplication ou un signal redressé dans le cas de détection et enfin de moduler la conductance pour le mélange.

Au sein du regroupement de recherche formé par le Laboratoire Central de Recherche de Thomson, l'Ecole Normale Supérieure, l'Observatoire de Meudon et notre propre laboratoire, certains de ces aspects ont déjà été envisagés, notamment l'oscillation et la multiplication. Nous nous intéressons ici aux possibilités de détection et de mélange des hétérostructures résonnantes. Par ailleurs, les hétérostructures multiples peuvent quant à elles, trouver des applications en optoélectronique plus particulièrement pour la photodétection faible bruit. Ce n'est pas, dans ce cas, l'aspect quantique qui est primordial, mais les avantages apportés par les discontinuités des bandes de valence et de conduction pour l'ionisation par impact.

Ce mémoire est articulé de la façon suivante :

Le premier chapitre est essentiellement théorique. Il s'agit, en effet, au départ de toute application de bien comprendre le fonctionnement et de dégager les éléments d'optimisation. Les options sont en effet multiples pour améliorer les performances des composants que ce soit au niveau des zones d'accès ou de la structure quantique en elle-même. Un certain nombre de choix sera proposé, visant à rendre les barrières

extrêmement transparentes pour rendre le composant compétitif d'un point de vue fréquentiel. Nous terminerons ce chapitre en présentant une brève étude de la réponse du composant en régime dynamique, qui met en évidence l'importance de la durée de vie des porteurs sur l'état fondamental.

Le second chapitre traite de la fabrication et de la caractérisation d'échantillons réalisés par épitaxie par jets moléculaires. Un des problèmes auquel on se heurte qui est général aux composants à résistance différentielle négative large bande est lié aux instabilités. Une solution possible consiste à utiliser des composants de très faible section en cherchant à minimiser les éléments parasites liés à la connectique. Nous présentons les options choisies pour la fabrication de ces composants en structure intégrée. Enfin des mesures d'impédance effectuées directement sous pointes permettent d'évaluer expérimentalement les éléments du schéma équivalent de la double barrière insérée dans son environnement.

Le troisième chapitre est relatif aux études en détection. L'objectif est d'analyser les effets de redressement lorsque les échantillons sont soumis à de faibles signaux alternatifs. Nous verrons que pour cette application, c'est au voisinage de la tension pic que nous obtenons le maximum de sensibilité, avec possibilité d'un redressement de type double alternance. Ceci est montré expérimentalement et analysé à l'aide de deux modèles numériques, l'un relativement simple, l'autre permettant de prendre en compte les aberrations de la tension de pompe sous l'effet des composantes harmoniques de courant.

Dans le quatrième chapitre, nous étudions les possibilités de mélange de fréquences d'une diode à effet tunnel résonnant pour cette application, deux possibilités s'offrent à nous. D'une part, le mélange subharmonique qui peut être réalisé en utilisant les propriétés de symétrie des caractéristiques de conduction, d'autre part, l'auto-mélangeur qui combine les aspects d'oscillation et de mélange pour une polarisation en R.D.N. Les problèmes de stabilité sont également soulignés ici pour le mélangeur subharmonique considéré comme un quadripôle.

Le sujet du cinquième chapitre est l'utilisation d'hétérostructures dans la conception de photodétecteurs à avalanche faible bruit. Nous rappelons d'abord le principe de fonctionnement d'une photodiode à avalanche conventionnelle, et introduisons les

notions de multiplication et d'excès de bruit. Nous montrons ensuite l'intérêt des hétérostructures pour l'aide à l'ionisation. Enfin, nous présentons la caractérisation de composants réalisés par épitaxie par jets moléculaires. Les propriétés de bruit sous éclairage permettent la détermination du rapport des coefficients d'ionisation.

# Bibliographie

- [1] R. TSU et L. ESAKI  
Appl. Phys. Lett., 11, 1973, p 562
- [2] L.L. CHANG, L. ESAKI, R. TSU  
Appl. Phys. Lett., 12, 1974, p 593

## CHAPITRE 1

### Description théorique de l'effet Tunnel Résonnant

# Chapitre 1

## Description théorique de l'effet Tunnel Résonnant

### 1.1 Introduction

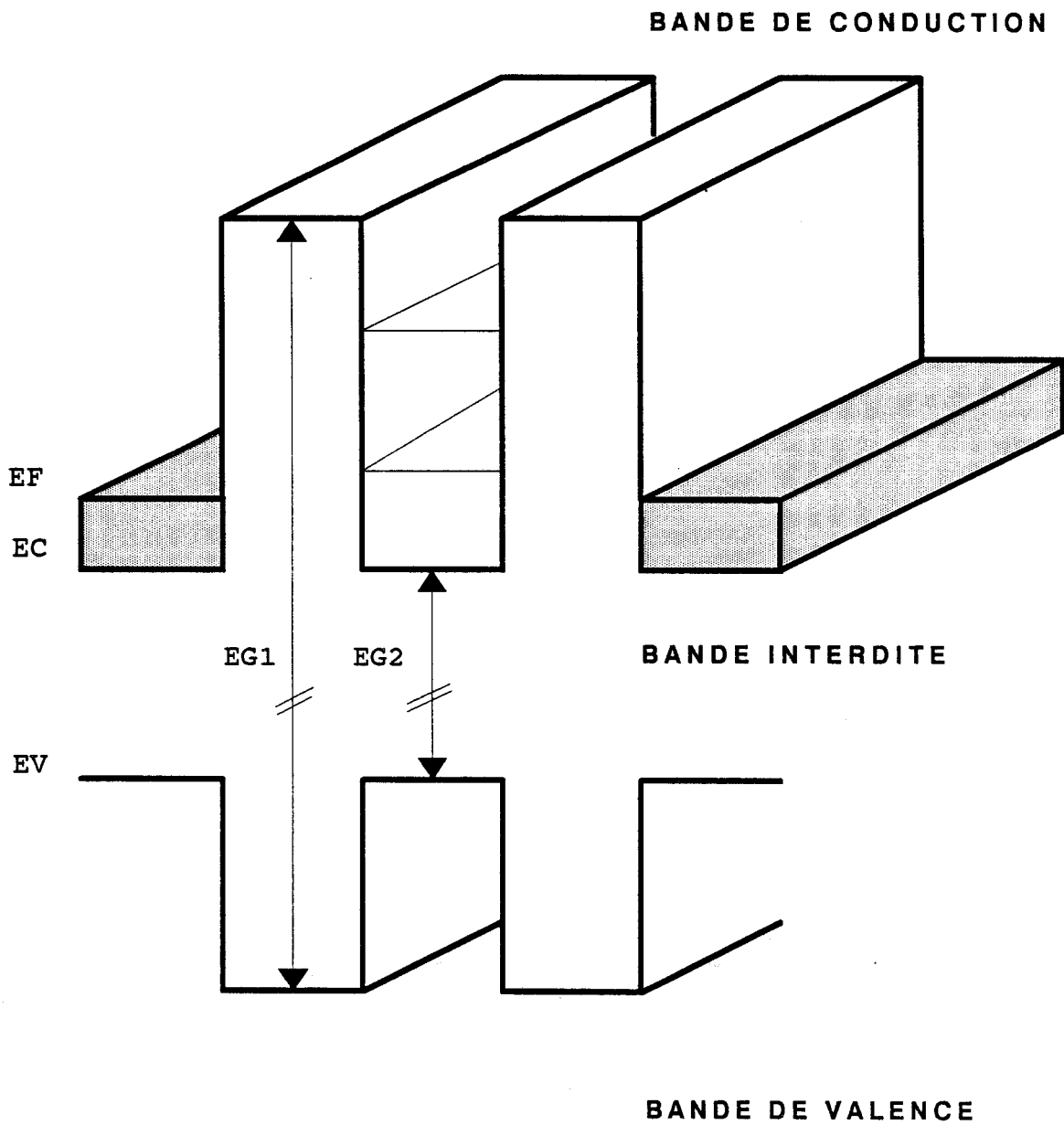
Nous présentons dans ce chapitre, les différents mécanismes physiques intervenant dans le fonctionnement d'une diode à effet tunnel résonnant, ainsi que les outils numériques mis en oeuvre pour les modéliser. Le confinement des porteurs à des énergies privilégiées est d'abord mis en évidence à partir d'une structure simple constituée d'une double barrière.

L'origine de la résistance différentielle négative est alors expliquée par le calcul de la caractéristique statique et de la probabilité de transmission. Les effets de réaction de charge d'espace et de transport partiellement incohérent sont ensuite abordés afin de se rapprocher de la réalité expérimentale. La compréhension des mécanismes de conduction est nécessaire si l'on veut optimiser la structure pour des applications spécifiques en gamme millimétrique. Une étude en régime dynamique clôture la fin du chapitre et introduit le schéma équivalent petit signal utilisé au cours de ce travail.

### 1.2 Constitution d'une double barrière

L'apparition de nouvelles techniques d'épitaxie, telles que la MBE (Molecular Beam Epitaxy) ou la MOCVD (Metal Organic Chemical Vapor Deposition) permet de déposer des matériaux semiconducteurs couche atomique par couche atomique à partir d'un substrat semi-isolant ou conducteur. On peut élaborer, grâce au contrôle excep-





**Figure 1.1 :** Bande de conduction et bande de valence d'une structure double barrière à l'équilibre. On peut observer, sous certaines conditions, des phénomènes de quantification.

tionnel des conditions de croissance, des couches très minces de matériaux différents (hétérostructures) qui présentent des interfaces abruptes. De nouveaux composants basés sur les hétérostructures ont pu ainsi voir le jour [1]. La diode à effet tunnel résonnant fait partie de cette nouvelle génération de structures. La figure 1.1 schématise les variations de la bande interdite dans la direction de croissance d'une structure de type double barrière où l'effet tunnel résonnant est généralement observé.

La zone active, comprise entre deux zones fortement dopées, est constituée de trois couches non intentionnellement dopées. Un matériau de faible bande interdite est inséré entre deux matériaux de grande bande interdite, créant ainsi un puits de potentiel. La perte d'un degré de liberté dans la direction  $z$  perpendiculaire aux couches semiconductrices se traduit par une quantification de l'énergie cinétique des porteurs dans le puits. L'effet de quantification n'est significatif que lorsque la largeur de puits est de l'ordre de quelques dizaines d'Angströms. Dans ce cas, en effet, la largeur du puits peut se comparer à la longueur d'onde  $\lambda$  associée à l'électron pour une énergie correspondant au niveau de Fermi  $E_F$ . Dans le cas d'un puits isolé, le niveau fondamental correspond à un demi de la longueur d'onde, alors que les niveaux excités sont donnés par les multiples de  $\lambda/2$ . Par ailleurs, les épaisseurs de barrières sont suffisamment faibles pour que les probabilités de passage par effet tunnel ne soient plus négligeables, permettant un couplage entre le puits et les zones adjacentes qui forment un continuum. Il en résulte que la durée de vie sur un état quantique est finie par opposition à un confinement strict. On parle dans ce cas de niveau quasi-lié. Les structures réalisées en pratique comportent également au départ pour des raisons technologiques, des couches intermédiaires faiblement ou non dopées, situées entre les zones de contact et la double barrière. Elles constituent les zones d'espaceurs. Bien qu'un grand nombre de structures soient encore élaborées dans le système GaAs/GaAlAs, compte tenu de la maîtrise des techniques de croissance de ces matériaux, le choix de nouveaux matériaux n'a cessé de s'étoffer au cours de ces dernières années. C'est en particulier le cas des matériaux AlInAs, GaInAs adaptés sur InP et les tout nouveaux systèmes à base d'Antimoine InAs/AlSb et InAs/GaSb. Un paragraphe sera consacré à ce sujet ultérieurement.

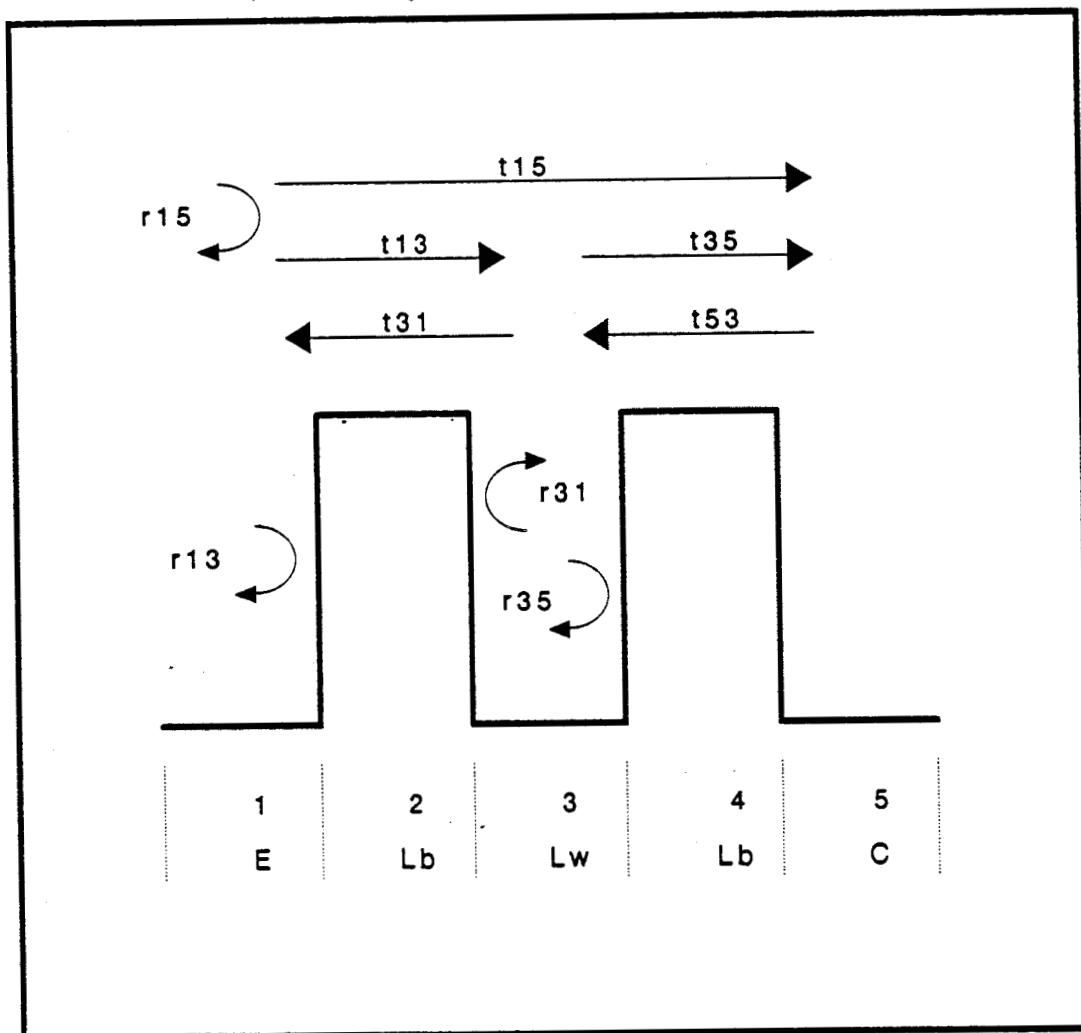


Figure 1.2 : Profil schématique d'une double barrière avec les coefficients de transmission et de réflexion associés.

## 1.3 Transmission et Probabilité de Présence

### 1.3.1 Nature résonnante du processus tunnel

Compte tenu des faibles dimensions rencontrées et des énergies mises en jeu, c'est la nature ondulatoire des porteurs qui prédomine. Ainsi, dans une première approche où l'on suppose une cohérence dans la phase de la fonction d'onde des électrons, la structure peut être comparée à un interféromètre de type Fabry-Perot [2][3].

Les barrières, suffisamment transparentes pour que les électrons incidents puissent les traverser par effet tunnel, jouent par analogie le rôle de miroir semi-transparent. Les fonctions d'ondes électroniques peuvent se comparer aux ondes lumineuses. Le puits quantique joue alors le rôle d'une cavité résonnante. Il y a dans cette cavité construction ou destruction interférentielle de la fonction d'onde selon le niveau d'énergie incident.

La figure 1.2 illustre les réflexions et les transmissions partielles de la fonction d'onde au sein de la double barrière [4]. Les coefficients complexes de réflexion  $r_{ij}$  et de transmission  $t_{ij}$  font ici référence aux cinq zones mises en jeu pour décrire la zone active.

La transmission  $t_{15}$  et la réflexion  $r_{15}$  globale apparaissent sous la forme d'une suite géométrique infinie. Elles ont respectivement pour expression :

$$\begin{aligned} t_{15} &= t_{13}t_{35} + t_{13}(r_{35}r_{31})t_{35} + t_{13}(r_{31}r_{35})^2t_{35} + \dots \\ &= t_{13}t_{35} \sum_{n=0}^{+\infty} (r_{31}r_{35})^n = \frac{t_{13}t_{35}}{1 - r_{31}r_{35}} \end{aligned} \quad (1.1)$$

$$\begin{aligned} r_{15} &= r_{13} + t_{13}.r_{35}.t_{31} + t_{13}r_{35}(r_{31}.r_{35})t_{31} + \dots \\ &= r_{13} + t_{13}.r_{35}t_{31} \sum_{n=0}^{+\infty} (r_{31}r_{35})^n = r_{13} + \frac{t_{13}r_{35}.t_{31}}{1 - r_{31}.r_{35}} \end{aligned} \quad (1.2)$$

Les probabilités de transmission et de réflexion sont, quant à elles, définies par les relations suivantes :

$$R_{ij} = r_{ij}r_{ij}^* \quad (1.3)$$

$$T_{ij} = t_{ij} \times t_{ij}^* \times \frac{k_j}{k_i} \times \frac{m_i^*}{m_j^*} \quad (1.4)$$

$$R_{15} = |r_{15}|^2 \quad (1.5)$$

$$T_{15} = \frac{T_{13}T_{35}}{1 + R_{13}R_{35} - 2\sqrt{R_{13}R_{35}}\cos(2\theta)} \quad (1.6)$$

Dans cette dernière expression,  $2\theta$  est l'argument du produit de deux réflexions à l'intérieur du puits :

$$r_{35}.r_{31} = |r_{35}||r_{31}| \exp(2i\theta) \quad (1.7)$$

La condition de résonance est réalisée lorsque  $2\theta$  prend des valeurs multiples de  $2\pi$ .

A la résonance, la probabilité de transmission prend alors la valeur suivante :

$$T_{res} = T_{15} = \frac{T_{13}T_{35}}{(1 - \sqrt{R_{35}R_{13}})^2} \#4 \frac{T_{13}T_{35}}{(T_{13} + T_{35})^2} \quad (1.8)$$

$T_{13}$  et  $T_{35}$  représentent respectivement la probabilité de transmission de la barrière gauche et de la barrière droite prises séparément. Pour une structure symétrique et à l'équilibre, ces deux grandeurs sont identiques. La transmission globale à travers la structure est alors unitaire. Ainsi pour des énergies privilégiées, la double barrière est totalement transparente pour les porteurs.

La largeur à mi-hauteur du pic de transmission  $\Gamma$ , est donnée par la relation :

$$\Gamma = \frac{En}{n\pi} [T_{13} + T_{35}] \quad (1.9)$$

où  $En$  représente l'énergie de résonance correspondant au  $n$  ième niveau.

Cette relation peut se démontrer à partir d'un développement limité au voisinage de la résonance de la transmission  $T_{15}$ , en exprimant celle-ci sous une forme Lorentzienne [5].  $\Gamma$  traduit le couplage de la fonction d'onde dans le puits avec le continuum et par conséquent la sélectivité des résonances.

On peut noter ainsi que la résonance est d'autant moins sélective que la transparence des barrières est grande. Concrètement, c'est le cas lorsque le niveau quantique considéré se situe à des niveaux d'énergie élevés suite à une diminution de la largeur du puits par exemple, ou lorsque les barrières sont très fines.

Dans le cas hors résonance où  $\cos 2\theta = -1$ , la probabilité de transmission globale s'écrit :

$$T_{hors\ res} = \frac{T_{13}T_{35}}{(1 + \sqrt{R_{13}R_{35}})^2} \neq T_{13}T_{35} \quad (1.10)$$

La double barrière se comporte alors comme si l'on avait accolé les deux barrières élémentaires, et l'ensemble de la structure présente une transparence très faible.

A partir des équations 1.8 et 1.10, on définit le contraste en transmission par le rapport :

$$\frac{T_{res}}{T_{hors\ res}} = \frac{4}{(T_{13} + T_{35})^2} \quad (1.11)$$

On constate que ce contraste est d'autant plus élevé que les barrières sont opaques.

L'analyse effectuée ici permet d'appréhender la nature résonnante du processus d'effet tunnel, et de dégager l'importance de la transmission à travers les barrières. Pour aller plus loin dans l'analyse, il est nécessaire de développer des techniques numériques pour le calcul précis de la transmission. C'est cet aspect que nous allons maintenant aborder.

### 1.3.2 Outils numériques

La probabilité de transmission en fonction de l'énergie des porteurs incidents est une donnée essentielle dans l'étude d'une diode à effet tunnel résonnant. Elle est nécessaire pour la détermination des niveaux confinés dans le puits, et intervient directement dans le calcul du courant comme nous le verrons au paragraphe 1.4.1. La transmission peut s'obtenir soit par des méthodes faisant appel à des formalismes de matrices de transfert [6][7][8] ou soit par la résolution directe de l'équation de Schrödinger. C'est ce deuxième type de solution qui a été retenu au sein de l'équipe et qui a fait l'objet d'un travail de thèse [5].

L'équation de Schrödinger est résolue en faisant les hypothèses suivantes :

- Seule l'énergie longitudinale intervient dans les calculs dans la mesure où les variations de potentiel n'interviennent que dans la direction  $z$ .
- La relation de dispersion énergie-vecteur d'onde est quadratique, par conséquent les effets de non parabolicité et de transport éventuel dans les vallées satellites sont ignorés.
- La masse effective qui intervient dans l'expression de l'Hamiltonien est toujours supposée comme étant celle correspondant au bas de la bande de conduction du matériau considéré. Notons à ce sujet, que cette hypothèse est difficilement justifiable lorsque les électrons passent par effet tunnel dans les hétérostructures à très fortes discontinuités.

Cette étude sera restreinte au régime statique, le temps n'intervient donc pas dans l'équation de Schrödinger bien que des informations sur les temps mis en jeu puissent être obtenues.

Compte tenu de toutes ces simplifications, l'équation de Schrödinger, unidimensionnelle et indépendante du temps, s'exprime sous la forme :

$$-\frac{\hbar^2}{2} \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{1}{m^*(z)} \frac{\partial \varphi(z)}{\partial z} \right) + (V(z) - Ez) \varphi(z) = 0 \quad (1.12)$$

La résolution numérique de cette équation suit un algorithme de type Runge-Kutta.

Tout d'abord, nous scindons l'équation de Schrödinger en deux équations couplées du premier degré. Pour cela nous posons :

$$\begin{cases} Y_1(z) = \varphi(z) \\ Y_2(z) = \frac{\hbar}{\sqrt{2qme}} \frac{\partial \varphi(z)}{\partial z} \times \frac{1}{R} \end{cases} \quad (1.13)$$

où  $me$  est la masse de l'électron libre et  $R = \frac{m^*}{me}$  la masse réduite relative à chaque zone.

En dérivant par rapport à  $z$ , et en utilisant le système 1.13 on substitue à l'équation de Schrödinger un système d'équations équivalent dont les inconnues sont les fonctions  $Y_1(z)$  et  $Y_2(z)$  :

$$\begin{cases} \frac{\partial Y_1}{\partial z} = R \frac{\sqrt{2qme}}{\hbar} Y_2(z) \\ \frac{\partial Y_2}{\partial z} = \frac{\sqrt{2qme}}{\hbar} \frac{[V(z) - E_z]}{q} Y_1 \end{cases} \quad (1.14)$$

Pratiquement, la résolution de ce système est obtenue numériquement par une méthode itérative après discrétisation spatiale du potentiel. Pour assurer la stabilité de la procédure, la méthode de Runge Kutta d'ordre 4 a été retenue.

Les coefficients de réflexion  $R$  et de transmission  $T$  sont donnés par les relations [5] :

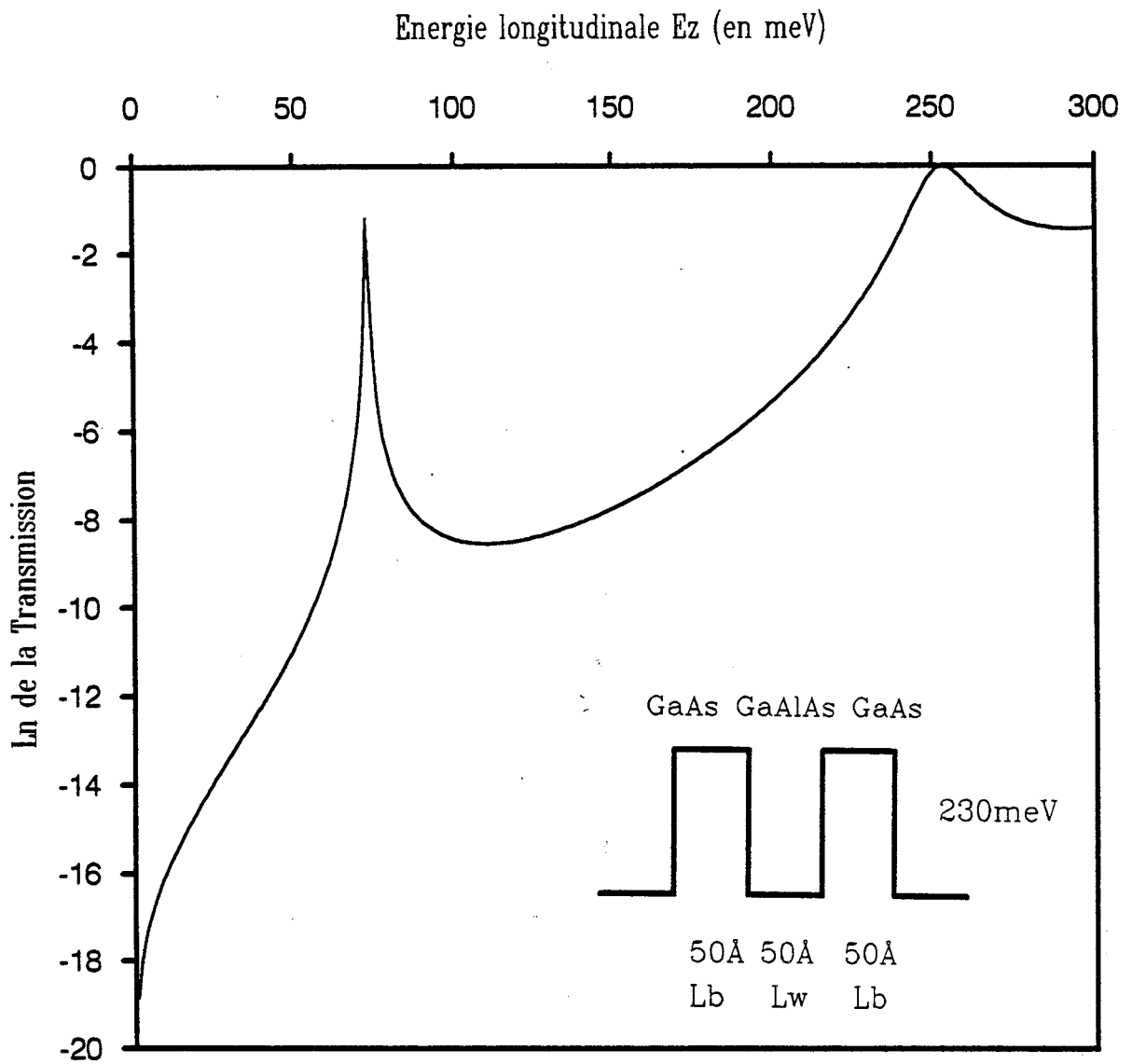
$$R = \left| \frac{C_0^-}{C_0^+} \right|^2 \quad (1.15)$$

$$T = \frac{1}{|C_0^+|^2} \frac{kn}{ko} \times \frac{m^* \text{ émetteur}}{m^* \text{ collecteur}} \quad (1.16)$$

Dans ces relations,  $C_0^+$  et  $C_0^-$  sont les coefficients en amplitude de la fonction d'onde dans l'émetteur résultant de la superposition d'une onde réfléchie et d'une onde incidente :

$$\varphi = C_0^+ \varphi^+ + C_0^- \varphi^- \quad (1.17)$$





**Figure 1.3 :** Probabilité de transmission en fonction de l'énergie longitudinale pour une structure GaAs/GaAlAs à l'équilibre. La discontinuité de bande de conduction est supposée égale à 230 meV.

$C_o^+$  et  $C_o^-$  ont pour expression :

$$C_o^+ = \frac{1}{2} \left[ Y_1(z_0) + R \frac{\sqrt{2qme}}{i\hbar ko} Y_2(z_0) \right] \quad (1.18)$$

$$C_o^- = \frac{1}{2} \left[ Y_1(z_0) - R \frac{\sqrt{2qme}}{i\hbar ko} Y_2(z_0) \right] \quad (1.19)$$

La continuité de la fonction d'onde à l'interface  $z_i$  est assurée en respectant les deux conditions suivantes :

$$\varphi_{z_i}^- = \varphi_{z_i}^+ \quad (1.20)$$

$$\frac{1}{m_i^-} \left[ \frac{\partial \varphi}{\partial z} \right]_{z_i^-} = \frac{1}{m_i^+} \left[ \frac{\partial \varphi}{\partial z} \right]_{z_i^+} \quad (1.21)$$

ce qui permet de prendre en compte les sauts de masse effective aux interfaces.

Le système d'équations est résolu pas à pas depuis l'abscisse  $z_n$  en bout de structure jusqu'à la première interface située en  $z = z_0$ . La résolution du système d'équations différentielles couplées est ainsi menée à bien d'interface en interface jusqu'à la zone d'émetteur.

### 1.3.3 Transmission et probabilité de présence à l'équilibre

Un exemple de résultat de la probabilité de transmission en fonction de l'énergie des porteurs incidents est représenté figure 1.3. Notons dès à présent, que toutes les valeurs d'énergie sont référencées par rapport au bas de la bande de conduction de l'émetteur. La structure considérée en équilibre est du type GaAs/GaAlAs. Les barrières ainsi que le puits ont une largeur de 50 Å . La discontinuité de bande de conduction est prise égale à 230 meV, ce qui correspond à une concentration d'Aluminium de 30 %. La masse effective dans le puits de GaAs est prise égale à 0.067  $m_0$ , alors que celle dans les barrières est de 0.091  $m_0$ . Le pic de transmission observé caractérise la nature résonnante de la double barrière . Il correspond au premier niveau quantifié du puits qui se situe environ à 74 meV au dessus de la bande de conduction du puits. On peut noter

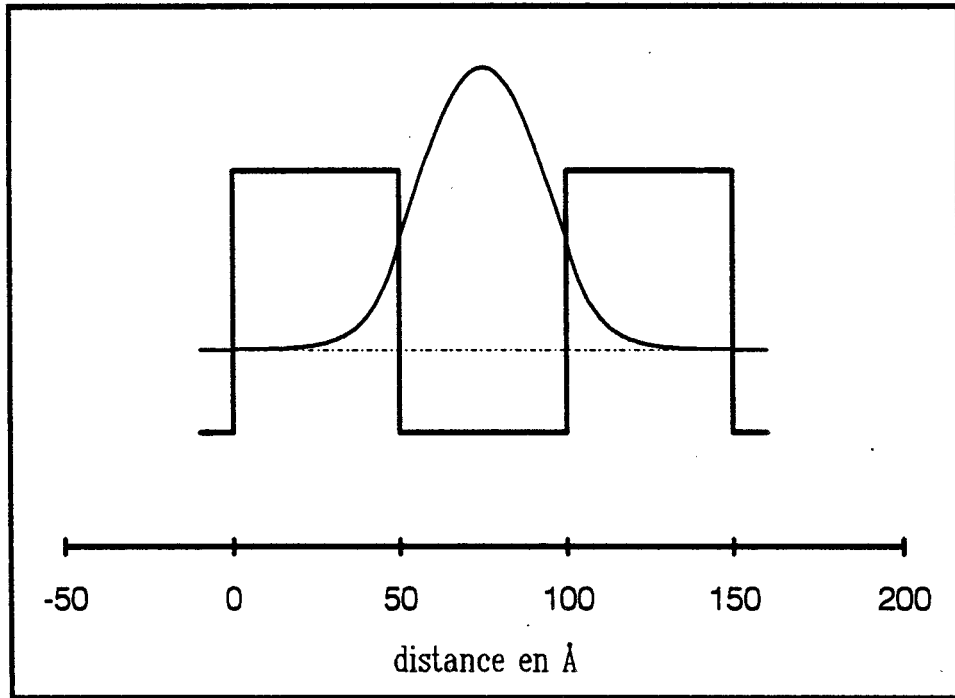


Figure 1.4 : Probabilité de présence électronique sur le premier niveau quantifié.  
La pénétration dans les barrières assure le couplage avec le continuum.

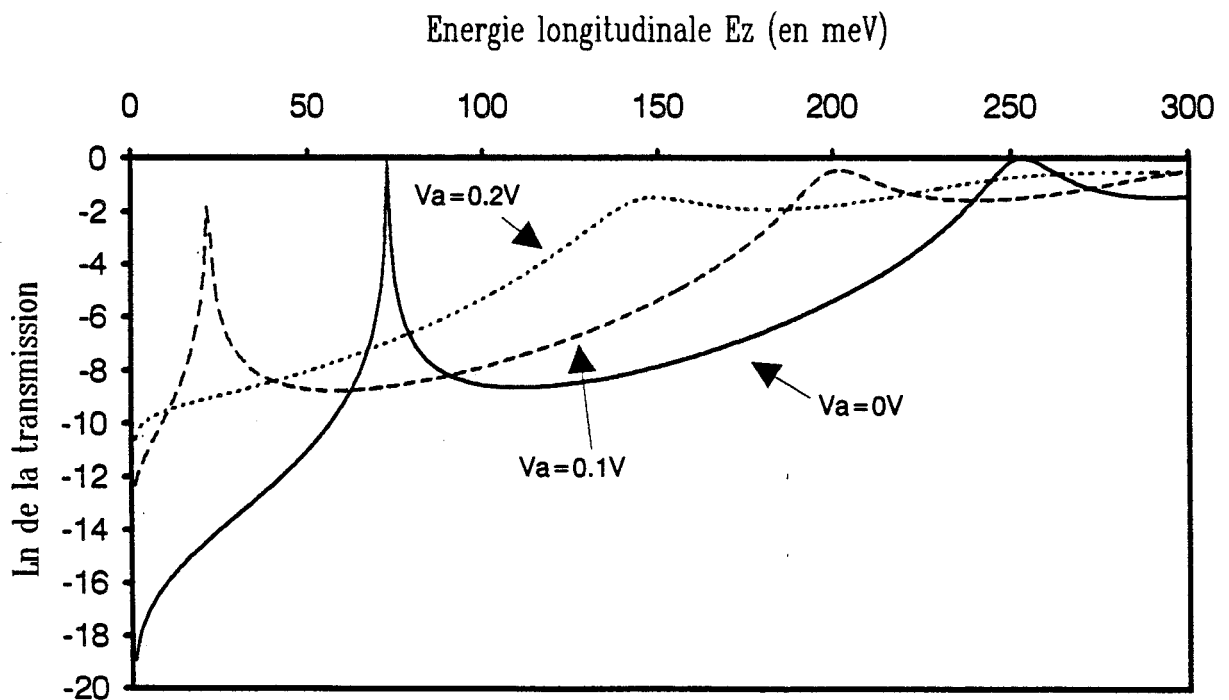


Figure 1.5 : Probabilité de transmission en fonction de l'énergie longitudinale.  
L'application d'un champ électrique entraîne un décalage des niveaux quantifiés vers les basses énergies.

également l'aspect très sélectif de ce premier niveau. En outre, un second niveau virtuel apparaît pour des valeurs d'énergie légèrement supérieures à la hauteur des barrières.

La probabilité de présence de l'état fondamental est présentée sur la figure 1.4. On observe une localisation des porteurs au centre du puits. On remarque également une pénétration de la probabilité de présence non négligeable dans les barrières. La profondeur de pénétration dépend de la largeur et de la hauteur des barrières. Elle témoigne du couplage entre le puits et les zones d'émetteur et de collecteur.

Ce couplage permet aux porteurs initialement confinés dans le puits de s'en échapper au bout d'un temps correspondant à la durée de vie  $\tau$  de l'état quasi-lié. On montre que ce temps a pour expression :

$$\tau = \frac{\hbar}{\Gamma} \quad (1.22)$$

où  $\Gamma$  représente la largeur à mi hauteur du pic de transmission à l'énergie résonnante. Pour l'exemple présenté  $\tau = 0,18$  ps. Nous constatons par conséquent, qu'un simple calcul de transmission permet de déterminer le temps de piégeage des porteurs dans le puits de potentiel. C'est une donnée intrinsèque essentielle d'un point de vue comportement fréquentiel. Néanmoins, nous verrons qu'en pratique le comportement dynamique dépend très fortement d'autres constantes de temps fixées par l'environnement de la diode.

#### 1.3.4 Transmission hors équilibre

La probabilité de transmission pour différentes tensions de polarisation est donnée sur la figure 1.5. Le champ électrique interne à travers la double barrière est supposé uniforme. Le potentiel électrostatique varie donc de façon linéaire. Le champ électrique modifie la hauteur effective des barrières détruisant ainsi la symétrie. Cela se traduit par une chute de la transmission résonnante qui n'est plus unitaire.

Le niveau d'énergie quasi-lié diminue avec l'accroissement du champ électrique pour disparaître lorsqu'il passe en dessous de la bande de conduction de l'émetteur.

La tension de polarisation nécessaire pour aligner le niveau fondamental au bas

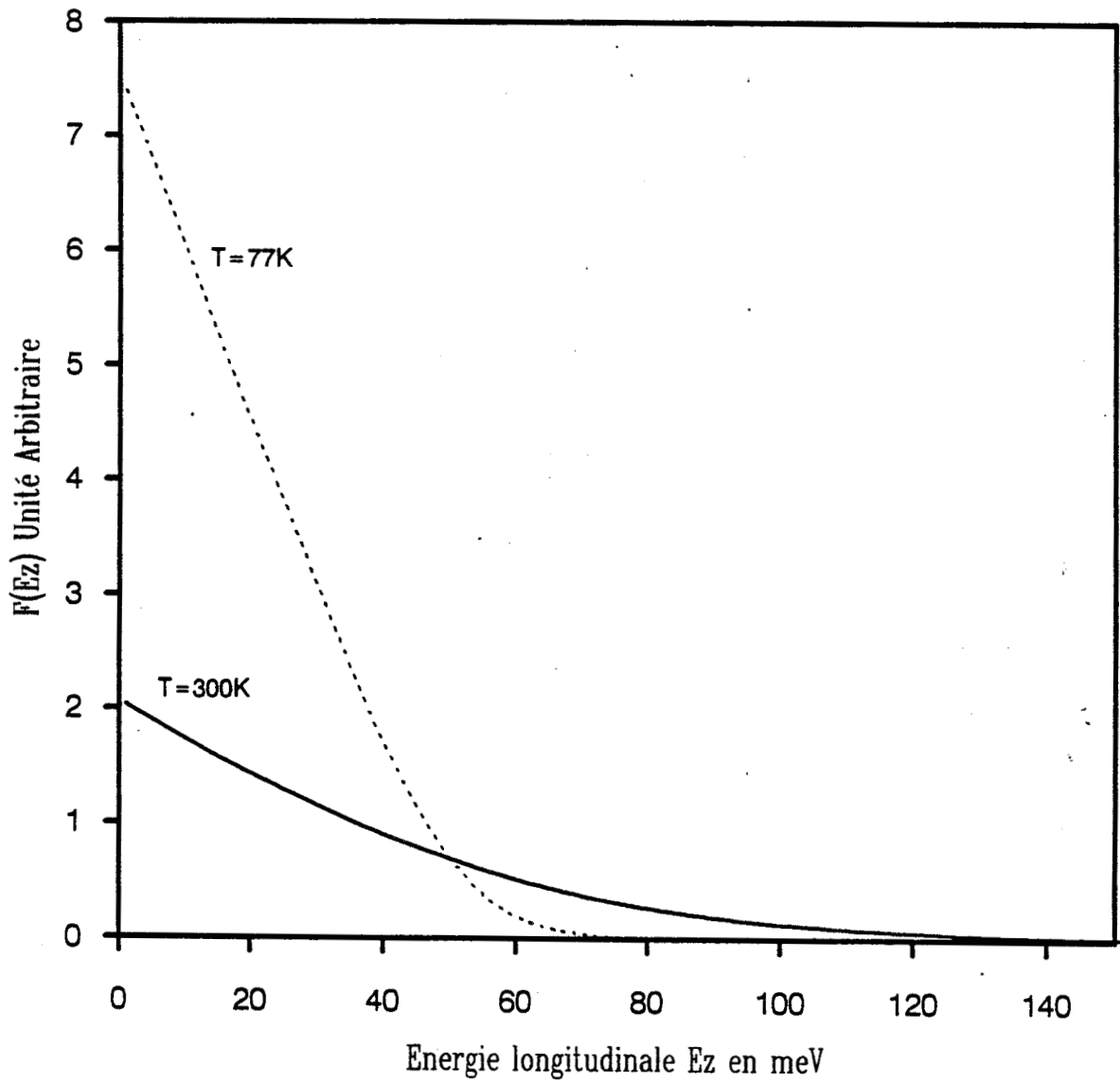


Figure 1.6 : Fonction d'alimentation pour un niveau de Fermi égal à 50 meV. L'augmentation de la température se traduit par un étalement de la distribution électronique vers les états des hautes énergies.

de la bande de conduction de l'émetteur vaut  $2\frac{E_0}{q}$  où  $E_0$  est le niveau fondamental.

## 1.4 Caractéristiques théoriques de conduction

### 1.4.1 Expression analytique

La densité de courant traversant la structure s'exprime par la relation suivante: [9]

$$J = \frac{qm^*k\theta}{2\pi^2\hbar^3} \int_0^{+\infty} T(E_z, V_a) F(E_z, \theta) dE_z \quad (1.23)$$

$\theta$  représente la température

$T(E_z, V_a)$  est la probabilité de transmission

$F(E_z, \theta)$  est la fonction d'alimentation. Elle traduit la distribution énergétique des porteurs s'apprêtant à franchir la structure et a pour expression :

$$F(E_z, \theta) = \ln \left( \frac{1 + \exp[(E_F - E_z)/k\theta]}{1 + \exp[(E_F - E_z - qV_a)/k\theta]} \right) \quad (1.24)$$

$E_F$  est le niveau de Fermi côté émetteur et côté collecteur.

$V_a$  est la tension appliquée

Le courant est le résultat de l'intégration de la probabilité de transmission pondérée par la fonction d'alimentation sur toutes les énergies  $E_z$ . Pour une tension appliquée, la contribution du flux de porteurs provenant du collecteur, et correspondant au dénominateur de  $F$ , devient très vite négligeable. Ainsi, lorsque  $qV_a \gg k\theta$ , la fonction d'alimentation s'approxime par la relation :

$$F(E_z, \theta) = \ln(1 + \exp[(E_F - E_z)/k\theta]) \quad (1.25)$$

La figure 1.6 représente les variations de  $F(E_z, \theta)$  pour  $\theta = 77$  K et  $\theta = 300$  K. Le niveau de Fermi est pris égal à 50 meV. A basse température la fonction varie quasi-linéairement et présente une forme triangulaire. Pour une température de 300 K, on

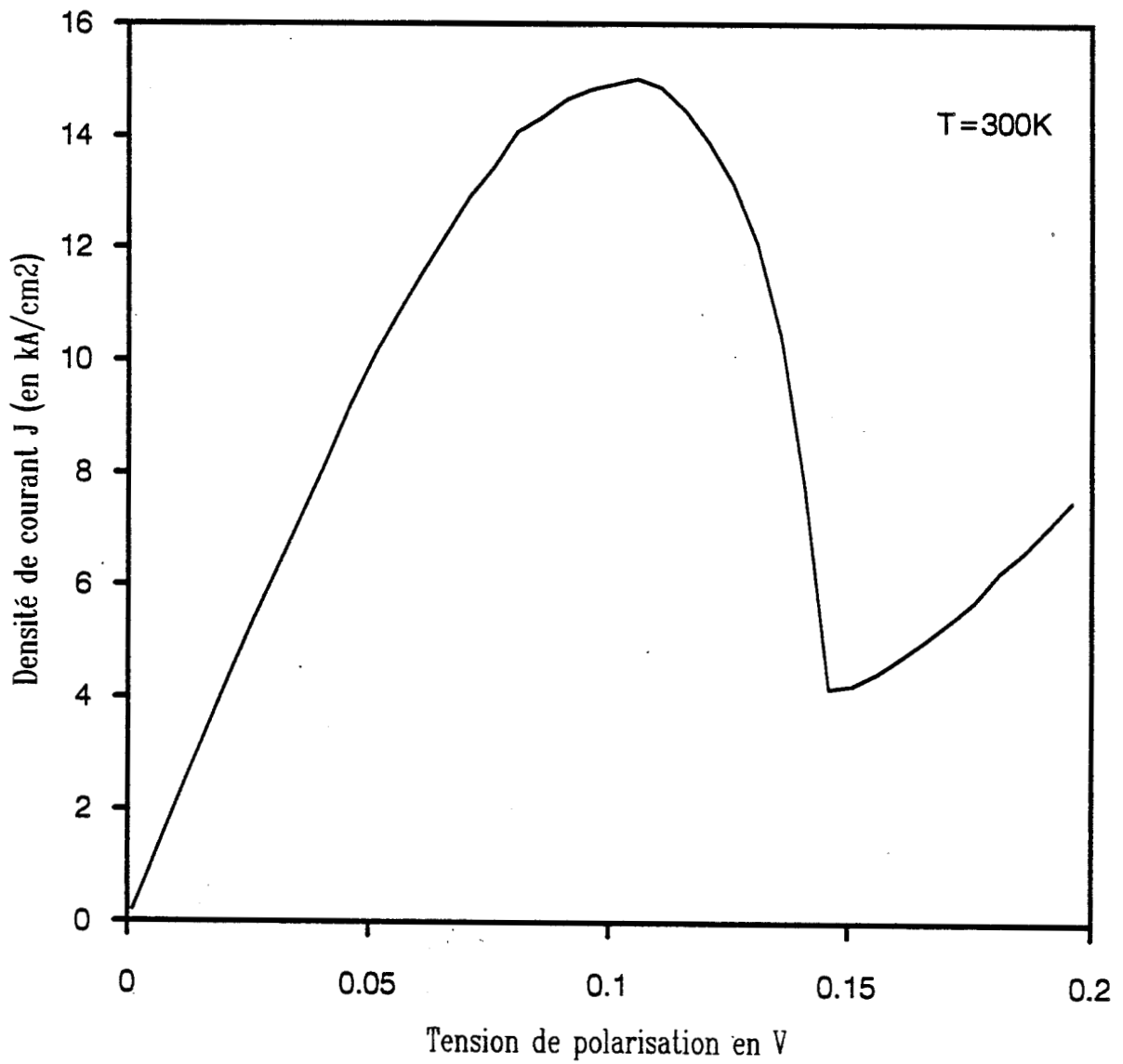


Figure 1.7 : Caractéristique de conduction calculée à 300 K, pour une structure GaAlAs/GaAs, avec un modèle cohérent.

observe un étalement important de la fonction d'alimentation pour des énergies supérieures à  $E_F$ . Cette queue de distribution n'est plus dans ce cas négligeable. Cet aspect joue un rôle important dans l'interprétation des caractéristiques de conduction.

La 1ère étape de calcul du courant consiste à déterminer le profil de la bande de conduction suivant l'axe de croissance pour chaque tension de polarisation, à partir duquel on peut établir la probabilité de transmission. Ce problème peut s'avérer complexe, lorsque l'on prend en compte les effets de réaction de charge d'espace.

En effet, la distribution spatiale du potentiel électrostatique à travers la structure peut être modifiée d'une part par la charge accumulée dans le puits, d'autre part par la réaction de charge d'espace dans les espaceurs. Nous reviendrons sur chacun de ces aspects, ainsi que sur leurs répercussions au niveau des caractéristiques statiques.

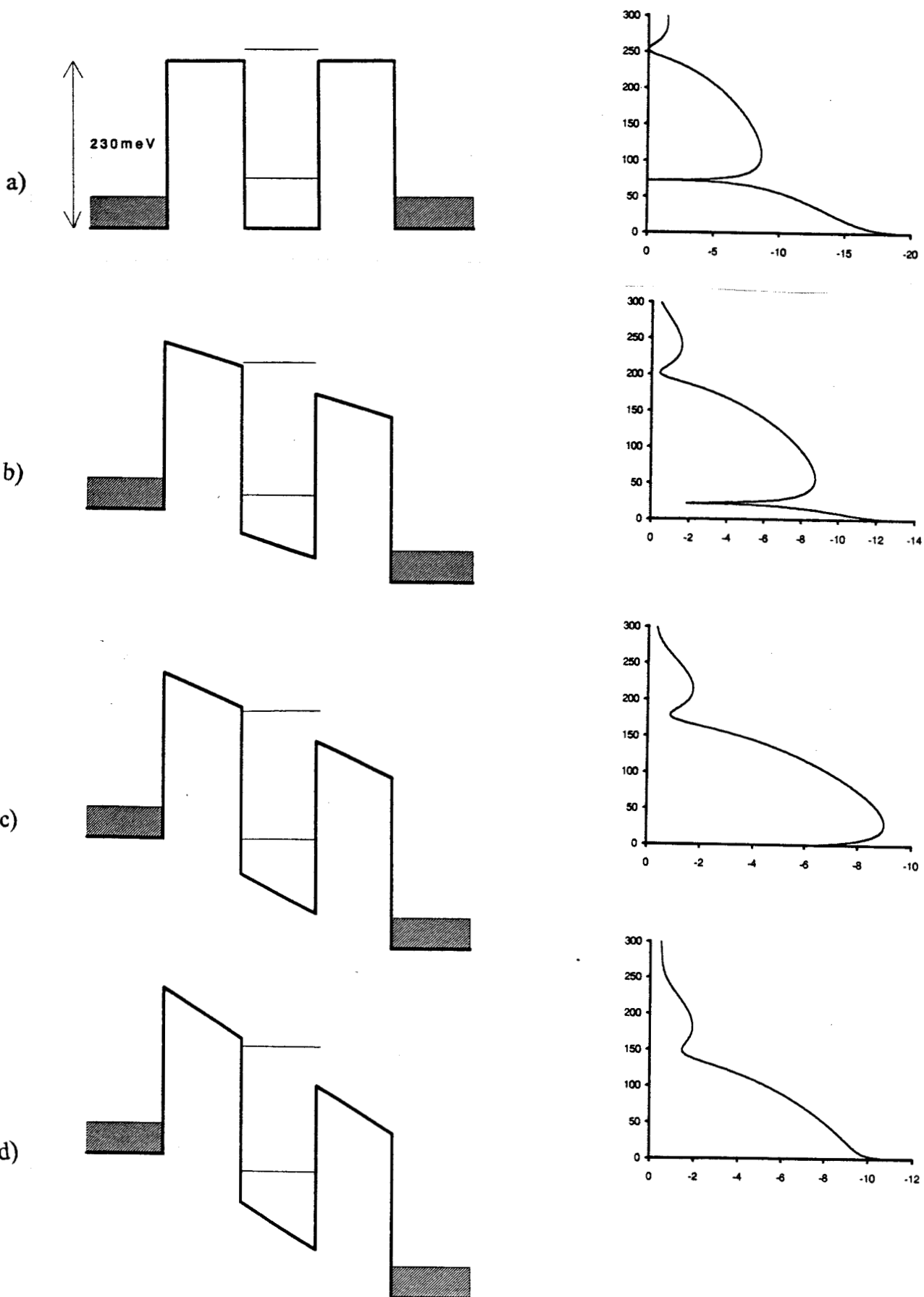
#### 1.4.2 Modèle cohérent

Nous présentons sur la figure 1.7, le calcul du courant en considérant un modèle cohérent et une variation linéaire du diagramme de bande. Les paramètres de la structure simulée sont identiques à ceux utilisés pour le calcul de la transmission. Les calculs sont menés pour une température de 300 K. Les effets de la quantification sont directement observables sur la caractéristique statique par l'existence d'une résistance différentielle négative. Le courant pic obtenu est de  $15 \text{ kA/cm}^2$ , le courant vallée de  $4 \text{ kA/cm}^2$ , ce qui donne un rapport  $\frac{J_P}{J_V} = 3,75$ . Ces données de caractéristique de courant peuvent se comprendre à partir de la figure 1.8, qui visualise les variations de la transmission en fonction de l'énergie longitudinale pour quatre points de polarisation, ainsi que les profils de potentiel associés. Le cas (8a) est obtenu à l'équilibre, le niveau est alors accessible pour les électrons situés dans la queue de distribution tant dans la zone d'émetteur que dans celle du collecteur.

Les deux flux de porteurs correspondants se compensent, ce qui se traduit par un courant globalement nul. En revanche, dès que l'on applique de la tension, on favorise le flux d'électrons provenant de l'émetteur. Ce déséquilibre crée une montée très rapide de la densité de courant conformément au résultat de la figure 1.7. Il est nécessaire de préciser ici que les calculs ont été menés à 300 K.

Pour des températures plus basses, l'étalement de  $F$  est moindre. Le niveau fon-





**Figure 1.8 :** Potentiels électrostatiques et probabilités de transmission en fonction de l'énergie pour quatre tensions de polarisation  $V = 0 \text{ V}$ ;  $V = 0,1 \text{ V}$ ;  $V = 0,145 \text{ V}$  et  $V = 0,2 \text{ V}$ .

damental  $E_o$  se situant à l'équilibre au dessus du niveau de Fermi, il est alors nécessaire d'appliquer une tension plus élevée pour mettre  $E_o$  en regard avec les niveaux peuplés de l'émetteur. La montée en courant se fait plus lentement.

La figure 8b correspond à un cas intermédiaire, où  $E_o$  se situe entre  $E_F$  et  $E_C$  et correspond à la phase de montée de courant. Celle ci se poursuit jusqu'à ce que  $E_o$  s'aligne avec  $E_C$ . Cette situation est décrite figure 8c. En réalité, les calculs exacts des conditions d'obtention du courant pic montrent que celui-ci est obtenu pour une énergie apparente légèrement supérieure à  $E_C$ . Remarquons également que la dissymétrisation de la structure sous l'action de la tension est à l'origine de la courbe en cloche calculée numériquement. Cela ne serait pas le cas dans l'approche simplifiée d'une transition gouvernée par le croisement de  $E_o$  et de  $E_C$  pour lequel on devrait assister à une chute brutale du courant. La remontée du courant pour des tensions élevées, résulte de la transmission hors résonance particulièrement importante à l'approche du premier niveau excité du puits.

### 1.4.3 Caractéristiques théoriques obtenues avec perte de cohérence

Les résultats numériques obtenus dans une approche purement cohérente sous-estiment de manière générale le courant vallée. Au cours de leur parcours, les porteurs peuvent subir des interactions inélastiques, telles que des chocs sur phonons, qui ont pour effet de détruire la cohérence de phase. Pour traiter ces effets de rupture de cohérence de phase, nous utilisons l'analyse macroscopique proposée par Jonson et Grincwajg [4], qui suppose le processus d'effet tunnel partiellement incohérent. Les interactions sont prises en compte en introduisant un coefficient phénoménologique  $\gamma$  compris entre 0 et 1, qui pondère la population électronique qui franchit la double barrière de manière cohérente.

Les coefficients complexes de transmission et de réflexion décrits au paragraphe 1.1 s'écrivent de la façon suivante :

$$t_{15}^{coh} = \frac{t_{13}t_{35}}{1 - \gamma r_{35}r_{31}} \quad (1.26)$$

$$r_{15}^{coh} = r_{13} + \frac{r_{35}t_{13}t_{31}\gamma}{1 - \gamma r_{35}r_{31}} \quad (1.27)$$

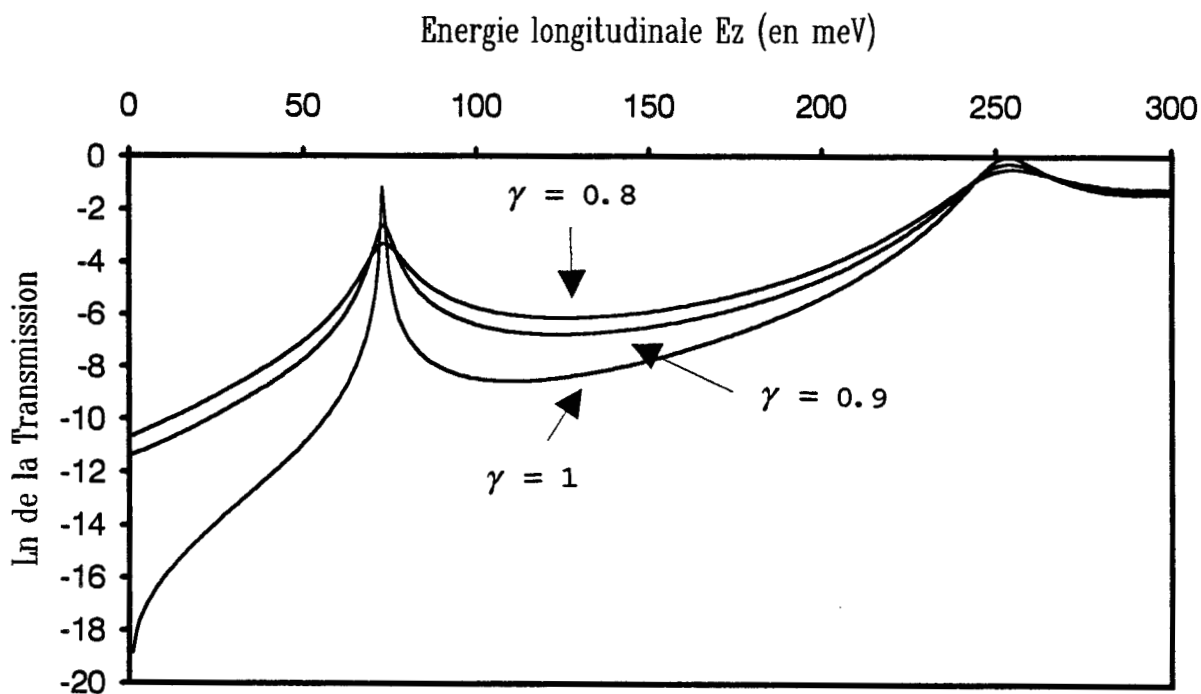


Figure 1.9 : Probabilités de transmission pour différents degrés d'incohérence. ( $\gamma = 0,8 : 0,9 : 1$ )

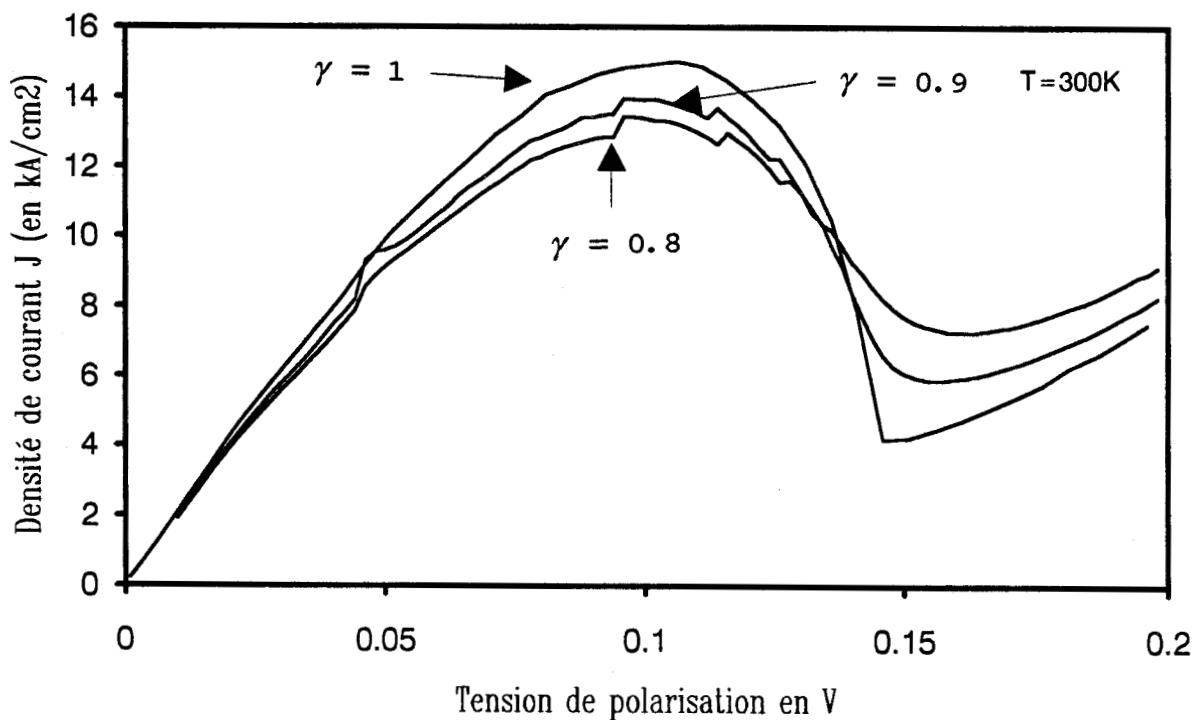


Figure 1.10 : Caractéristiques de conduction d'une structure GaAs/GaAlAs avec prise en compte d'un transport partiellement incohérent.

Notons dès à présent, qu'un facteur  $\gamma = 1$  représente un transport purement cohérent.

La probabilité de transmission à travers la structure est la somme de deux contributions, respectivement cohérente et incohérente :

$$T_{15} = T_{15}^{coh} + T_{15}^{incoh} \quad (1.28)$$

avec

$$T_{15}^{coh} = |t_{15}^{coh}|^2 \times \frac{k_5}{k_1} \times \frac{m_1^*}{m_5^*} \quad (1.29)$$

$$T_{15}^{incoh} = (1 - R_{15}^{coh} - T_{15}^{coh}) \times \frac{T_{35}}{T_{13} + T_{35}} \quad (1.30)$$

Le coefficient  $\gamma$  peut être relié à la longueur de cohérence  $\xi$  par l'expression suivante :

$$\gamma = \exp(-2def f/\xi) \quad \text{avec} \quad \xi = \tau_i v \quad (1.31)$$

où  $def f$  est la demi longueur d'onde des électrons à l'énergie résonnante,  $\tau_i$  le taux d'interaction moyen des électrons dans le puits,  $v$  la vitesse des porteurs au passage de la double barrière à l'énergie résonnante.

Nous reportons sur la figure 1.9, le calcul de la probabilité de transmission pour différents degrés d'incohérence. On observe une décroissance et un élargissement du pic de transmission qui s'accroissent en augmentant le degré d'incohérence. On remarque également une réévaluation des transmissions non résonnantes.

L'incidence d'un transport partiellement incohérent sur la caractéristique statique (figure 1.10) se caractérise tout d'abord par une légère diminution du courant pic d'environ 10 % pour un facteur  $\gamma = 0,8$ .

Le courant pic est peu affecté par la perte de cohérence. Ceci s'explique par le fait que la chute de la valeur maximale de la transmission à la résonance se trouve

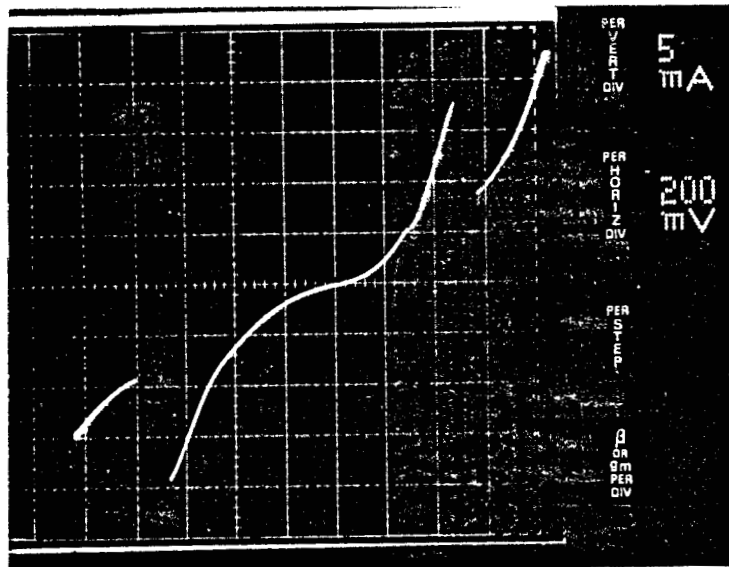


Figure 1.11 : Caractéristique courant-tension expérimentale d'un échantillon GaAs/GaAlAs.

compensée par un élargissement beaucoup plus important du pic de transmission. En revanche, on note une forte élévation du courant vallée, il double pratiquement dû sans conteste à l'augmentation des contributions hors résonances de la transmission. Le rapport  $J_{pic}/J_{vallee}$  initialement égal à 3,75 pour un modèle purement cohérent, chute à une valeur voisine de 2, très proche de l'expérience pour cette température et pour des structures de type GaAs/GaAlAs.

La figure 1.11 donne la caractéristique  $I(V)$  expérimentale mesurée sous pointes pour un composant dont les caractéristiques géométriques et de structure correspondent à la structure simulée. Expérimentalement le rapport  $J_{pic}/J_{vallee}$  mesuré à l'ambiante est de l'ordre de 1,8 en excellent accord avec les résultats de calcul pour  $\gamma = 0,8$ .

#### 1.4.4 Prise en compte de la réaction de charge d'espace

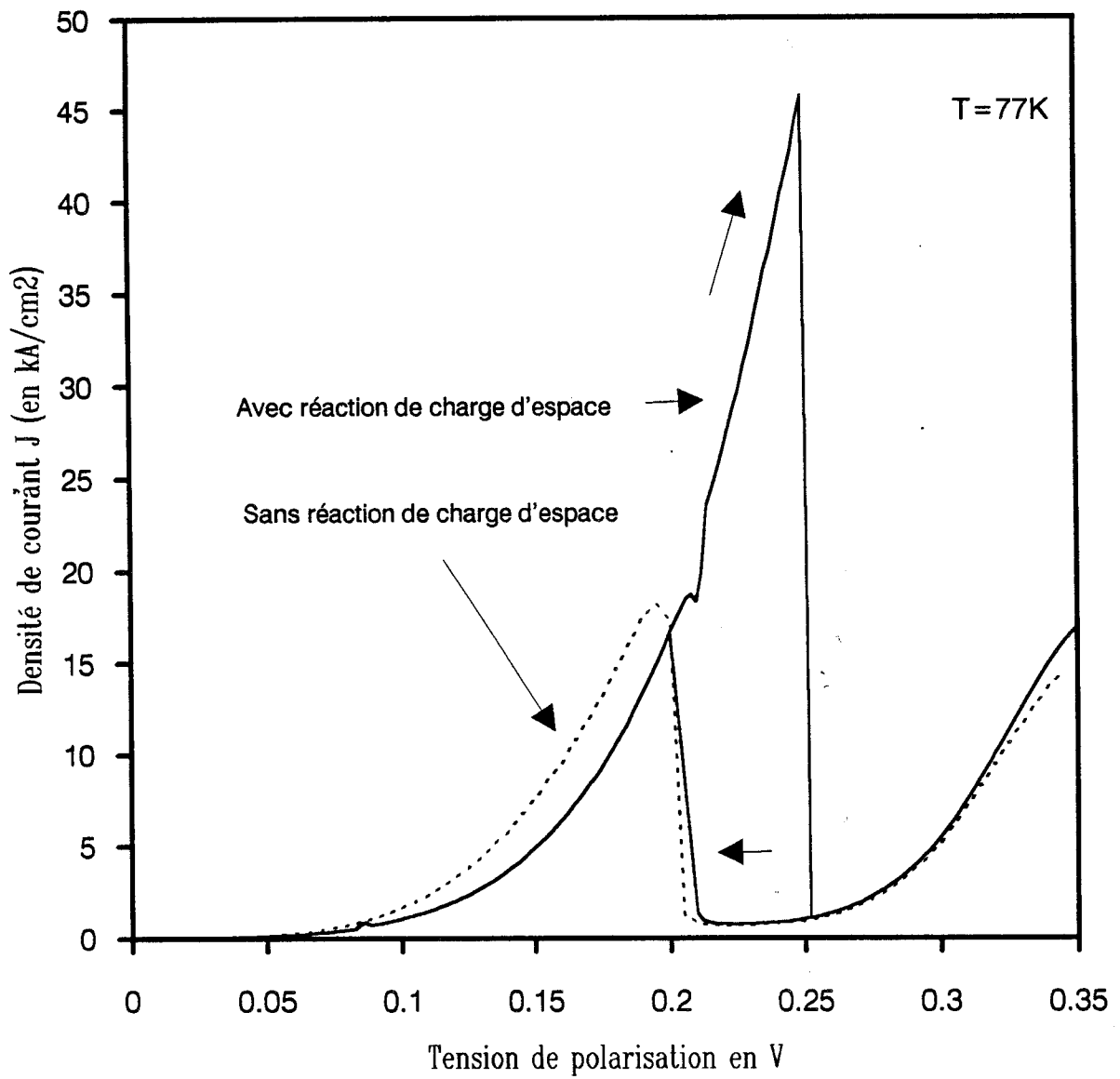
Avant d'envisager le traitement des zones d'accès qui jouent un rôle primordial dans les propriétés de transport, il nous semble intéressant de préciser dans quel cas l'hypothèse d'un champ uniforme formulé précédemment n'est plus valable.

Comparativement aux homostructures pour lesquelles l'importance des phénomènes de réaction de charge d'espace est directement reliée à la densité de courant traversant la structure, c'est surtout la symétrie de l'échantillon qui joue un rôle prépondérant pour les hétérostructures.

Pour illustrer ce point, nous nous proposons de simuler une double barrière dissymétrique dont les dimensions sont respectivement 30 Å d'AlGaAs - 50 Å de GaAs - 80 Å d'AlGaAs. Ainsi, il est possible de piéger une grande quantité de charges dans le puits, dans la mesure où la barrière qui présente la plus grande transparence se trouve côté émetteur et permet donc de le remplir efficacement, alors que la plus opaque limite les transferts vers le collecteur.

La modélisation des caractéristiques électriques dans ce cas nécessite l'évaluation de la charge piégée et de ses répercussions sur le potentiel électrostatique, ceci sachant que les porteurs obéissent à une loi de distribution spatiale correspondante à leur fonction d'onde.

Pratiquement, il est nécessaire de résoudre de manière auto-cohérente les équations



**Figure 1.12 :** Effet de réaction de charge d'espace sur les caractéristiques de conduction. On observe un effet de bistabilité intrinsèque.

tions de Schrödinger et de Poisson unidimensionnelles, ainsi que l'équation donnant la densité locale des charges dans la zone active :

$$\begin{aligned}
 * \quad & \frac{\hbar^2}{2} \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{1}{m^*(z)} \frac{\partial \varphi}{\partial z} \right) + [V(z) - E_z] \varphi = 0 \\
 * \quad & \frac{\partial^2 V(z)}{\partial z^2} = \frac{q}{\epsilon_r \epsilon_0} [n(z) - Nd] \\
 * \quad & n(z) = \int_0^{+\infty} \frac{dJ(E_z)}{qv(E_z, V_a)} |\varphi(k_z, z)|^2 dE_z
 \end{aligned} \tag{1.32}$$

$dJ(E_z)$  représente la contribution élémentaire au courant total,

$n(z)$ , est la densité locale de charge

$v(E_z V_a)$ , est la vitesse balistique acquise par les porteurs injectés à l'énergie  $E_z$  dans l'émetteur pour une polarisation  $V_a$ .

La procédure numérique mise en oeuvre pour excursionner la caractéristique dans le sens croissant ou décroissant des tensions est décrite dans la référence [10].

La figure 1.12 donne les résultats de calcul pour la structure décrite précédemment pour les deux sens de balayage en tension. A titre de comparaison, nous avons reporté le résultat du calcul du courant en négligeant cet effet.

Pour un balayage dans le sens croissant des tensions, on constate un accroissement de plus de 20 kA/cm<sup>2</sup> du courant pic, ainsi qu'une augmentation de la tension pic (0,26V). Dans le sens décroissant des tensions, on ne distingue pas de différence notable avec la caractéristique sans réaction de charge d'espace.

Le phénomène d'hystérésis que l'on vient de mettre en évidence numériquement est un effet de bistabilité intrinsèque qui a pu être observé expérimentalement [11][12].

Il s'explique par les différences de densité de charges piégées suivant le sens d'excursion de la caractéristique .

En effet, pour une tension croissante et à l'approche du courant pic, une importante densité de charges est piégée dans le puits. Par réaction de charge d'espace, ceci entraîne une diminution du champ électrique côté émetteur, alors qu'il croît côté collecteur. Le niveau quantique attaché au centre du puits se trouve alors décalé vers les énergies élevées et il est nécessaire d'appliquer une tension plus élevée pour atteindre le



courant pic. Corrélativement, la chute de tension plus importante côté collecteur augmente la transparence de la barrière droite permettant une élévation du courant pic.

Dans le sens décroissant, la charge accumulée dans le puits au voisinage de la tension vallée n'est pas suffisante pour entraîner une réaction de charge d'espace significative.

#### 1.4.5 Influence des espaceurs

Jusqu'à présent, nous n'avons considéré que des structures ne comportant qu'une double barrière insérée entre deux zones de contact fortement dopées. Cependant des espaceurs non intentionnellement ou peu dopés peuvent être introduits de part et d'autre de la double barrière. Initialement, l'idée était de se préserver de la diffusion du dopant silicium des zones de contact vers la zone active. En fait, on observe expérimentalement que ce n'est pas leur seul rôle [13][14], et que l'adjonction d'espaceurs étendus (typiquement de 500 Å) a pour effet d'améliorer sensiblement le rapport  $J_{pic}/J_{vallée}$ . L'origine de cet accroissement du contraste en courant fait encore l'objet de nombreuses études où les phénomènes de réaction de charge d'espace jouent un rôle déterminant [15]. Nous nous proposons ici d'appréhender ces phénomènes qui vont être de deux ordres. On peut observer d'une part, la construction d'un potentiel de diffusion, résultant de l'équilibre qui s'instaure entre les zones fortement dopées à plus de  $2 \cdot 10^{18} \text{at/cm}^3$  et les espaceurs qui présentent des niveaux de dopage supérieurs à  $10^{15} \text{at/cm}^3$ . D'autre part, il se forme une zone d'accumulation en amont de la double barrière, qui résulte du fait que celle-ci n'est transparente que pour des porteurs ayant des énergies proches de celle du niveau quantique. La population des porteurs incidents étant dispersée en énergie, les électrons n'ayant pas l'énergie de résonance vont s'accumuler à la première hétéro-interface. Pour être tout à fait complet, précisons également qu'il se forme une zone de déplétion en aval de la zone active, qui a pour effet d'amplifier les tensions mises en jeu. Pour rendre compte de ces phénomènes, une méthode auto cohérente basée sur l'approximation de Thomas Fermi a été développée au sein de l'équipe. Elle permet de déterminer le profil du bas de bande de conduction tenant compte de la réaction de charge d'espace. Pour le traitement de la zone d'espaceur, le modèle repose sur les hypothèses suivantes :

- le niveau de Fermi est supposé constant dans l'ensemble de la zone d'émetteur et ce, même en présence d'une tension appliquée ;
- la zone d'accumulation est modélisée en l'absence de courant ;

GaAs	5000 Å	$2 \cdot 10^{18} \text{at/cm}^3$
GaAs	500 Å	$2 \cdot 10^{16} \text{at/cm}^3$
GaAs	25 Å	N.I.D
AlAs	8.5 Å	N.I.D
GaAs	8.5 Å	N.I.D
AlAs	8.5 Å	N.I.D
GaAs	8.5 Å	N.I.D
AlAs	8.5 Å	N.I.D
GaAs	50 Å	N.I.D
AlAs	8.5 Å	N.I.D
GaAs	8.5 Å	N.I.D
AlAs	8.5 Å	N.I.D
GaAs	8.5 Å	N.I.D
AlAs	8.5 Å	N.I.D
GaAs	25 Å	N.I.D
GaAs	500 Å	$2 \cdot 10^{16} \text{at/cm}^3$
GaAs	5000 Å	$2 \cdot 10^{18} \text{at/cm}^3$
GaAs	Substrat n+	

Figure 1.13 : Séquence de croissance de l'épitaxie réalisée au Laboratoire Central de Recherche de Thomson. Les barrières sont constituées d'une alternance de couche d'AlAs et de GaAs.

- les processus de diffusion entre les zones fortement dopées et faiblement dopées sont calculés à l'équilibre.

La procédure numérique est décrite dans les références [10] et [16]. Nous en rappelons l'essentiel.

La valeur du potentiel à l'hétéro-interface est estimée pour une valeur du champ électrique donnée. On résoud alors de façon auto cohérente l'équation de Poisson couplée à l'intégrale de Fermi-Dirac, qui permet d'accéder à la densité de porteurs libres  $n(z)$  en tout point après discrétisation de l'espace émetteur.

$$n(z) = \frac{\sqrt{2}}{\pi^2} \left( \frac{m^*}{\hbar^2} \right)^{3/2} \int_{E_c}^{+\infty} (E - E_c(z))^{1/2} \times \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E_c(z) - E_f}{kT}\right)} dE \quad (1.33)$$

Le calcul est mené de l'interface vers l'émetteur. Il est arrêté lorsque, loin de l'interface, le champ électrique est nul et que la densité de porteurs libres correspond au niveau en impuretés. Dans le cas contraire, la procédure est réitérée en prenant une nouvelle valeur du potentiel à l'interface. Le même type d'algorithme est appliqué à l'homojonction  $n^+ - n$  pour traiter la diffusion des atomes. De la connaissance du diagramme d'énergie, il est alors possible de calculer la transmission à travers la structure en fonction des énergies  $E_z$  en appliquant la méthode de résolution numérique exposée au paragraphe 1.3.2. Grâce à cet algorithme, nous avons étudié une structure réalisée au Laboratoire Central de Recherche de Thomson. C'est une structure non conventionnelle où les barrières ont été remplacées par une alternance de couches d'AlAs et de couches de GaAs de très faibles épaisseurs. La séquence de croissance est schématisée sur la figure 1.13. Chaque barrière élémentaire est constituée d'une structure double puits de  $8,5 \text{ \AA}$  d'épaisseur chacun séparés par trois barrières d'AlAs également de  $8,5 \text{ \AA}$ . Le puits quantique est réalisé à partir d'une couche de GaAs de  $50 \text{ \AA}$  d'épaisseur. Cette zone active est insérée entre deux espaceurs de GaAs dopés en Si à  $2.10^{16} \text{ at/cm}^3$ . Enfin, la couche tampon et la couche en tête constituant les réservoirs d'électrons sont dopées à  $2.10^{18} \text{ at/cm}^3$ . Du fait des très faibles épaisseurs mises en jeu dans l'élaboration des couches AlAs, les deux puits de GaAs de  $8,5 \text{ \AA}$  sont fortement couplés comme dans le cas d'un superréseau. Compte tenu de cette analogie, nous parlerons dans ce qui suit de barrière superréseau. Outre les hypothèses énoncées précédemment, les simulations de

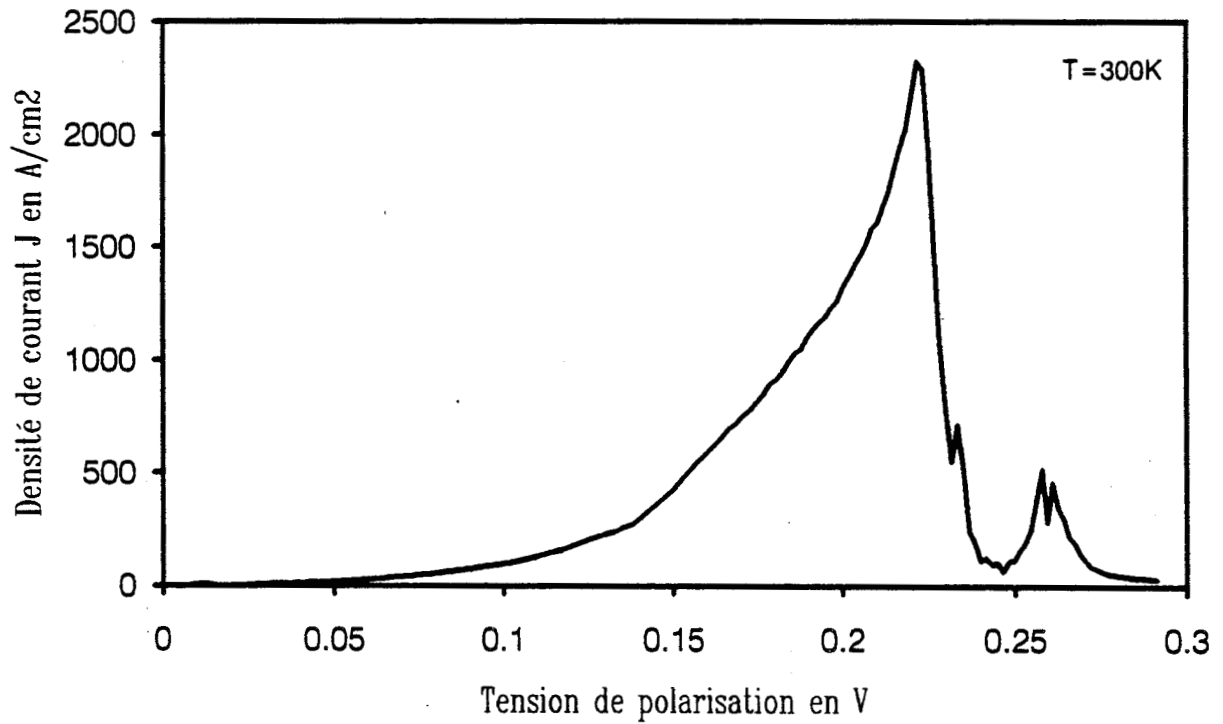


Figure 1.14 : Caractéristique de conduction théorique, calculée à 300 K avec prise en compte des espaceurs.

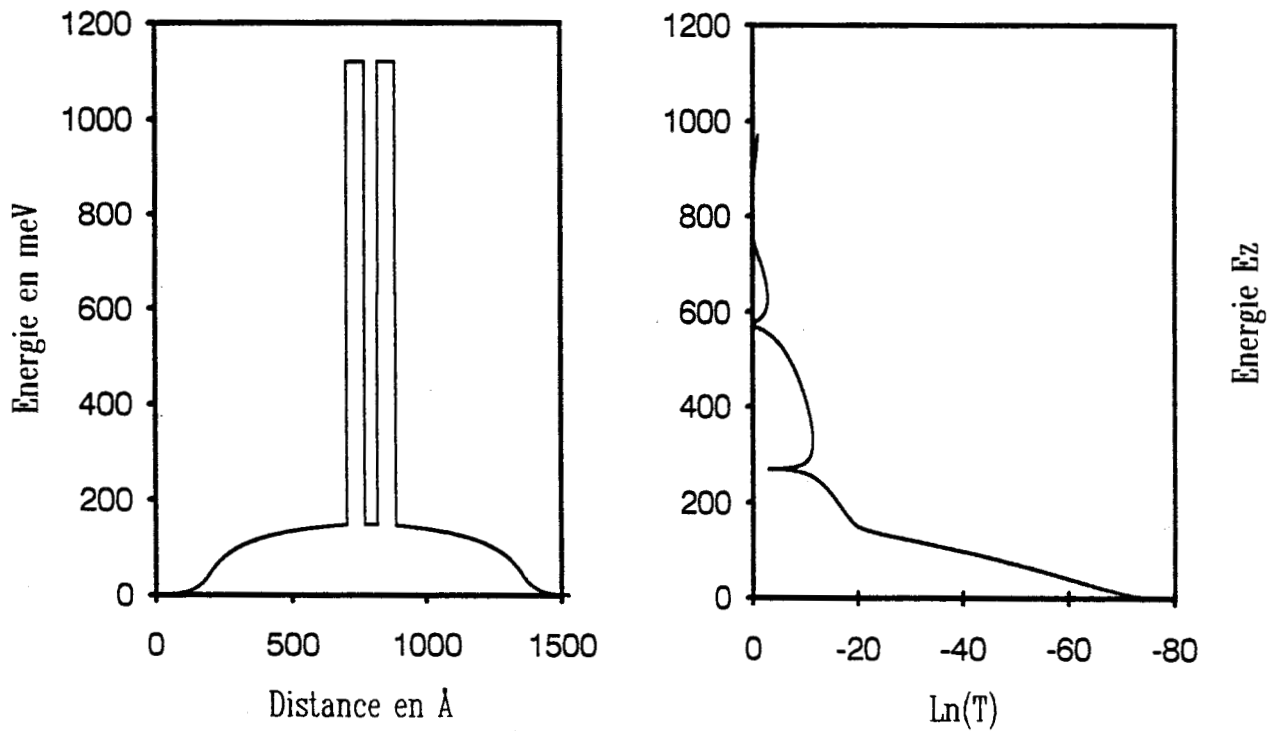


Figure 1.15 : Diagramme de bande et probabilité de transmission à l'équilibre, avec deux espaceurs dopés à  $2.10^{16} \text{at/cm}^{-3}$  de chaque côté de la double barrière.

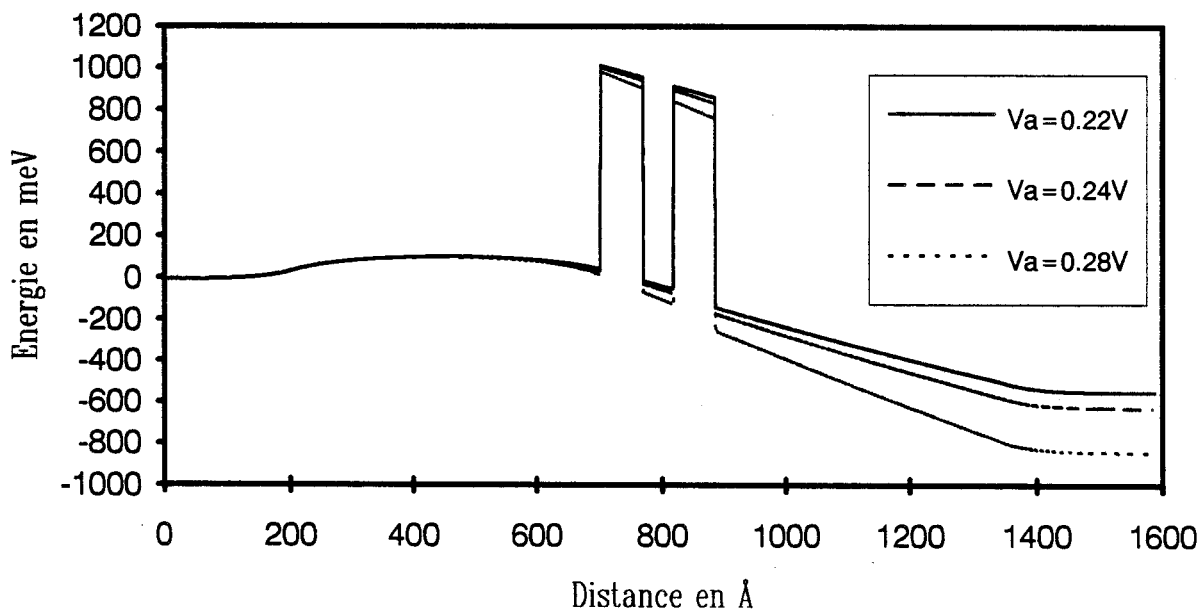
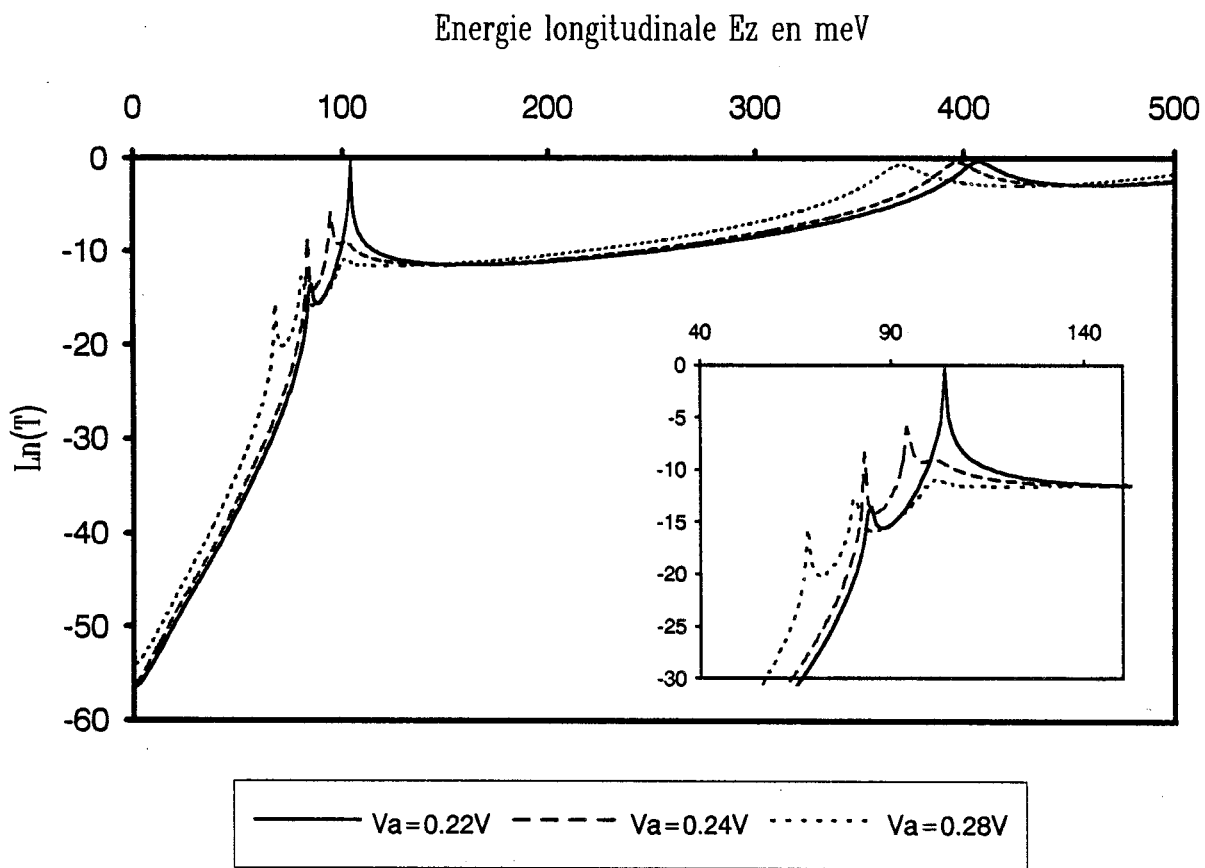
cette structure ont été effectuées en considérant une masse effective uniforme quelque soit le type de matériau rencontré et égale à celle du GaAs ( $m^* = 0,067m_0$ ). Cette hypothèse nous semble justifiée compte tenu des épaisseurs d'AlAs très faibles mises en jeu.

La figure 1.14 montre l'évolution du courant en fonction de la tension de polarisation, calculée pour une température de 300 K. la densité de courant pic obtenue d'environ  $2,4 \text{ kA/cm}^2$  est deux fois supérieure à la valeur expérimentale. Ce désaccord est tout à fait raisonnable compte tenu de la dispersion relativement importante que l'on peut observer par la mesure des valeurs de courant. En revanche, lorsque les simulations sont effectuées en considérant une masse effective d'AlAs, la densité de courant pic calculée avoisine  $200 \text{ A/cm}^2$ . Elle est alors 6 fois inférieure à la valeur mesurée; ceci tend à justifier l'hypothèse précédente d'une masse constante dans l'ensemble de la structure. Il nous reste à présent à comprendre les mécanismes qui conduisent à la caractéristique  $I(V)$ . Nous nous proposons de le faire par une étude des diagrammes de bande et des spectres de transmission pour différentes conditions de polarisation.

### Diagramme de bande et spectre de transmission

#### A l'équilibre

Le diagramme de bande ainsi que la probabilité de transmission à l'équilibre sont présentés à la figure 1.15. Le niveau de Fermi de l'émetteur se situe, par rapport au bas de bande de conduction, à une énergie voisine de 86 meV alors qu'il est de - 10 meV dans l'espaceur. La probabilité de transmission nous indique l'existence de deux niveaux quasi-liés ainsi qu'une sous bande aux énergies élevées, probablement due à la présence du superréseau. L'énergie résonnante correspondant au niveau fondamental du puits de GaAs, se situe à environ 271 meV par rapport au bas de la bande de conduction de l'émetteur, alors que celle du 1er niveau excité se trouve à 574 meV. On peut raisonnablement penser que dans un calcul du courant qui fait intervenir la fonction de distribution des porteurs incidents, seul le 1er niveau à 271 meV va contribuer de façon notable à la densité de courant par effet tunnel. En dernière remarque, notons que les espaceurs remontent d'environ 150 meV les niveaux quantifiés du puits par rapport à une situation sans espaceur.



**Figure 1.16 :** Profil de potentiel et spectre de transmission associé sous polarisation :

- a)  $V_a = 0,22 V$  correspond à la tension pic
- b)  $V_a = 0,24 V$
- c)  $V_a = 0,28 V$  correspond à la tension vallée

### Sous polarisation

La figure 1.16 donne les résultats du spectre de transmission et de profil de potentiel associé pour trois conditions de polarisation respectivement  $V_a = 0,22V$  correspondant à  $V_{pic}$ ,  $V_a = 0,24V$  où l'on se trouve en régime de faible conduction et enfin  $V_a = 0,28V$  correspondant au courant vallée. Le résultat essentiel qui apparaît pour tous les cas, est l'apparition d'un pic de transmission situé aux environs de 85 meV, en prenant toujours comme référence le bas de la bande de conduction de l'émetteur. En ce qui concerne les diagrammes de bande, on constate que sous polarisation l'espaceur joue le rôle d'une troisième barrière pour les porteurs incidents.

Par ailleurs, on note la formation d'un puits quasi triangulaire susceptible de contenir un ou plusieurs états quantiques. Ce puits électrostatique est la conséquence de la charge accumulée en amont de la double barrière. Au vu des énergies des deux pics de transmission proches l'un de l'autre dans le spectre des basses énergies, ainsi que de leurs fonctions d'onde associées, on peut identifier le pic situé aux environs de 85 meV comme celui correspondant au puits électrostatique, alors que celui fortement dépendant de la tension  $E_o$  correspond au niveau fondamental du puits principal. Si à présent on situe ces différents niveaux par rapport à la hauteur effective  $E_{eff}$  de la barrière d'espaceur,  $E_o$  se situe à quelques meV de  $E_{eff}$  pour  $V_a = 0,22V$ .

Le courant résulte dans ce cas du passage résonnant des porteurs incidents ayant franchi la barrière électrostatique par émission thermoionique. Lorsque  $E_o$  se trouve masqué par la barrière d'espaceur ( $V_a = 0,24V$ ), on observe une chute extrêmement brutale de la densité de courant, qui est la conséquence directe de la diminution de la transparence de la structure prise dans son ensemble. Ce n'est qu'au croisement de  $E_{ac}$  et  $E_o$  que la densité de courant tend à augmenter de nouveau. Enfin, pour des tensions supérieures à 0,28 V, le niveau  $E_o$  devient quasiment inaccessible dans la mesure où les porteurs pour l'atteindre doivent franchir par effet tunnel une barrière de largeur extrêmement grande. L'analyse présentée ici néglige tout phénomène de relaxation. On peut s'attendre à ce que ces phénomènes puissent alimenter le niveau  $E_{ac}$  d'une autre façon que par effet tunnel, en mettant en jeu un processus séquentiel émission thermoionique - relaxation vers les états de basses énergies. Ceci ne remet pas en cause le fait qu'il existe deux chemins privilégiés dans le passage du courant, respectivement une contribution purement balistique et l'autre via le niveau  $E_{ac}$ .

Cependant, quantitativement ces phénomènes peuvent remettre en cause le poids respectif de chaque contribution.

## 1.5 Eléments d'optimisation des structures en statique

Les principales applications envisagées pour la diode à effet tunnel résonnant sont essentiellement des fonctions analogiques destinées aux très hautes fréquences. A ce jour, les résultats expérimentaux concernent essentiellement l'oscillation et la multiplication de fréquence. Les meilleurs résultats obtenus sont dus à l'utilisation de structures présentant une densité de courant pic élevée, supérieure à  $150 \text{ kA/cm}^2$ .

Un autre critère de performance généralement retenu est l'obtention d'un rapport  $J_{pic}/J_{vallee}$  important.

Comme nous le verrons au prochain paragraphe, l'existence de la résistance différentielle négative est limitée pratiquement par la durée de vie de l'état fondamental. Or, celui ci est directement dépendant de la transparence des barrières et donc du courant. Ainsi, pour obtenir une fréquence maximale intrinsèque élevée, on recherche des structures à densité de courant élevée.

En ce qui concerne l'oscillation, ces critères de performance peuvent se comprendre à partir de l'expression simplifiée de la puissance hyperfréquence :

$$P_{hy} = \frac{3}{16} \Delta V \Delta I = \frac{3}{16} \Delta V I_{pic} \left(1 - \frac{1}{k}\right) \quad \text{avec } k = \frac{I_{pic}}{I_{vallee}} \quad (1.34)$$

Cette formule est obtenue en supposant une caractéristique cubique et en négligeant les éléments parasites.

La puissance générée pourra être d'autant plus grande que la plage d'excursion du signal en courant sera étendue et que le courant pic sera élevé.

Pour une utilisation en multiplication, un rapport  $J_{pic}/J_{vallee}$  important accentue la non-linéarité.



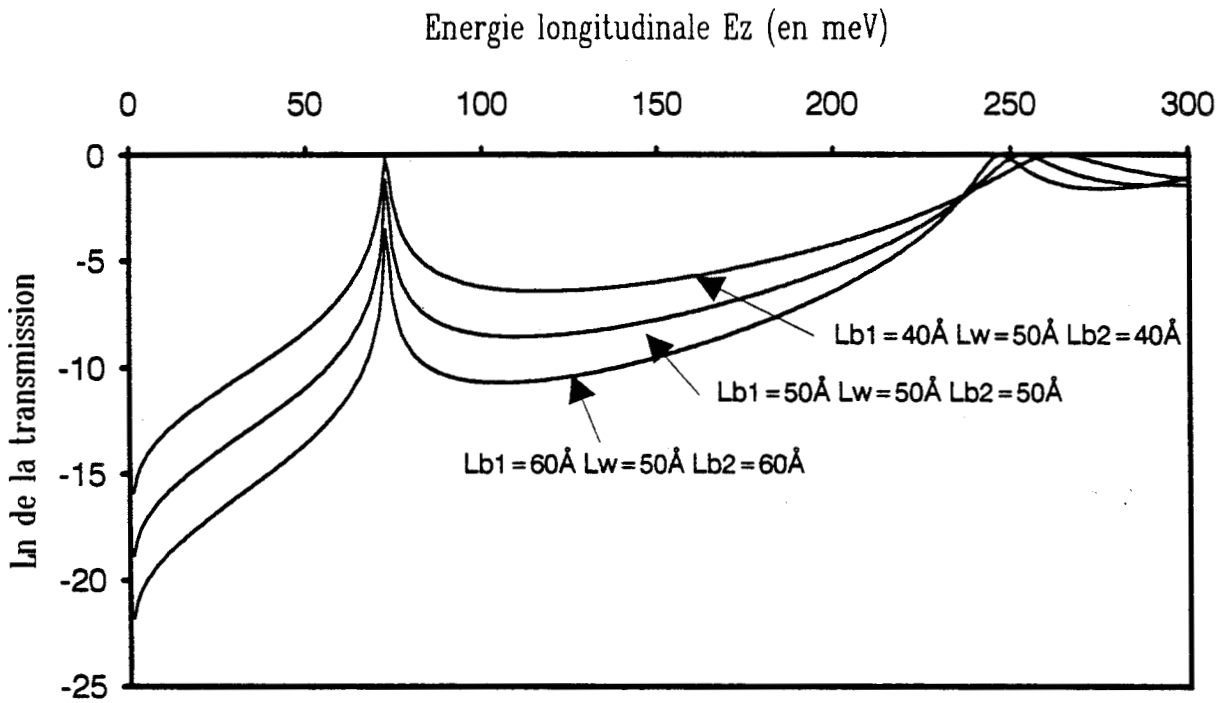


Figure 1.17 : Influence de la largeur des barrières sur la probabilité de transmission. On observe un couplage plus lâche avec le continuum lorsque les barrières sont fines.

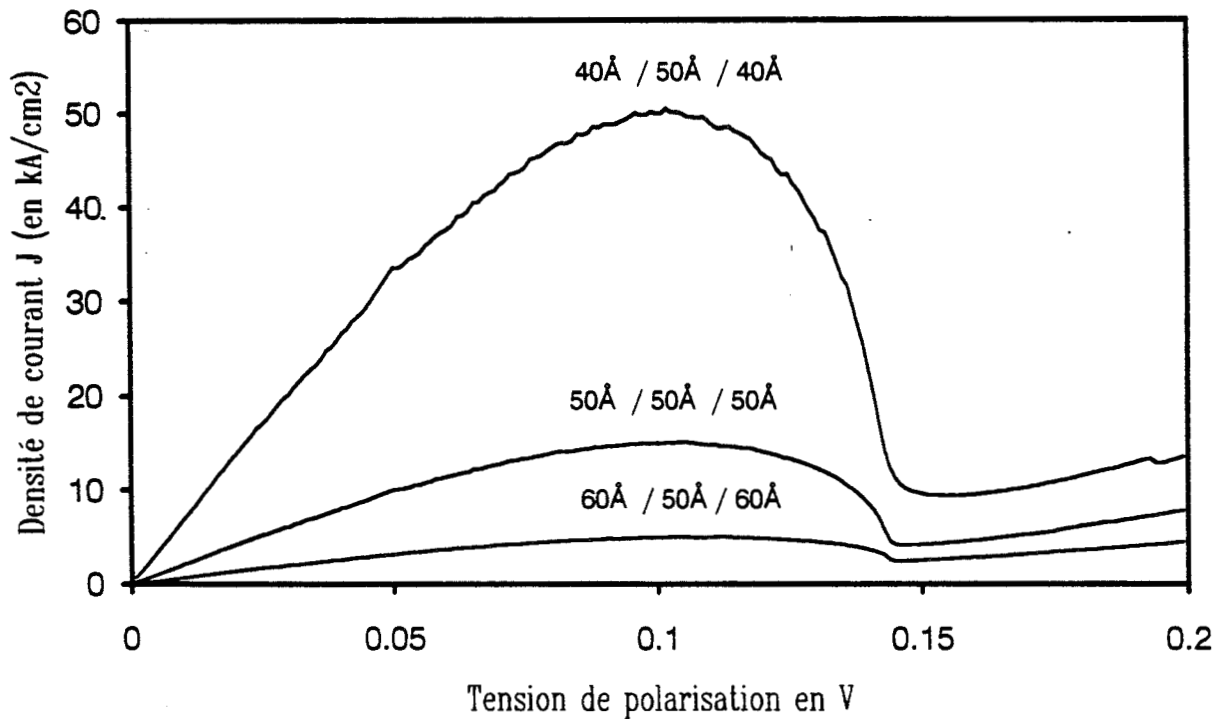


Figure 1.18 : Influence de la largeur des barrières sur la densité de courant.

En ce qui concerne les applications en détection et en mélange, les critères de performance sont moins bien définis.

Nous nous proposons d'étudier l'influence des divers paramètres de géométrie et de structure sur la caractéristique statique.

#### Influence de la largeur des barrières

Nous présentons sur la figure 1.17 les résultats du calcul de la transmission d'une structure symétrique dont la largeur du puits est fixée à 50 Å et une hauteur de barrière de 230 meV. L'épaisseur des barrières varie de 40 à 60 Å par pas de 10 Å.

Nous constatons tout d'abord que l'épaisseur des barrières a peu d'influence sur le niveau fondamental du puits.

En revanche, le pic de résonance est d'autant plus large que le couplage avec le continuum est lâche, c'est à dire avec des épaisseurs de barrières plus fines. Cela se traduit au niveau de la caractéristique de conduction par l'obtention de densités de courant plus élevées, comme l'illustre la figure 1.18.

#### Influence de la hauteur des barrières

Pour les différents systèmes de matériaux, tels que le GaAs/GaAlAs par exemple, il est possible de jouer sur la hauteur des barrières en modifiant la concentration d'un élément chimique.

La masse effective subit une variation qu'il faut prendre en compte dans les simulations. Des barrières présentant des hauteurs d'énergie élevées confinent davantage les porteurs dans le puits et réduisent ainsi la contribution hors résonance.

On observe sur la figure 1.19 un léger éloignement du niveau excité par rapport au niveau fondamental, améliorant le rapport  $J_{pic}/J_{vallee}$ . Cependant on remarque sur la figure 1.20 une diminution du courant pic. On peut remédier à cette baisse en faisant croître des barrières plus fines.

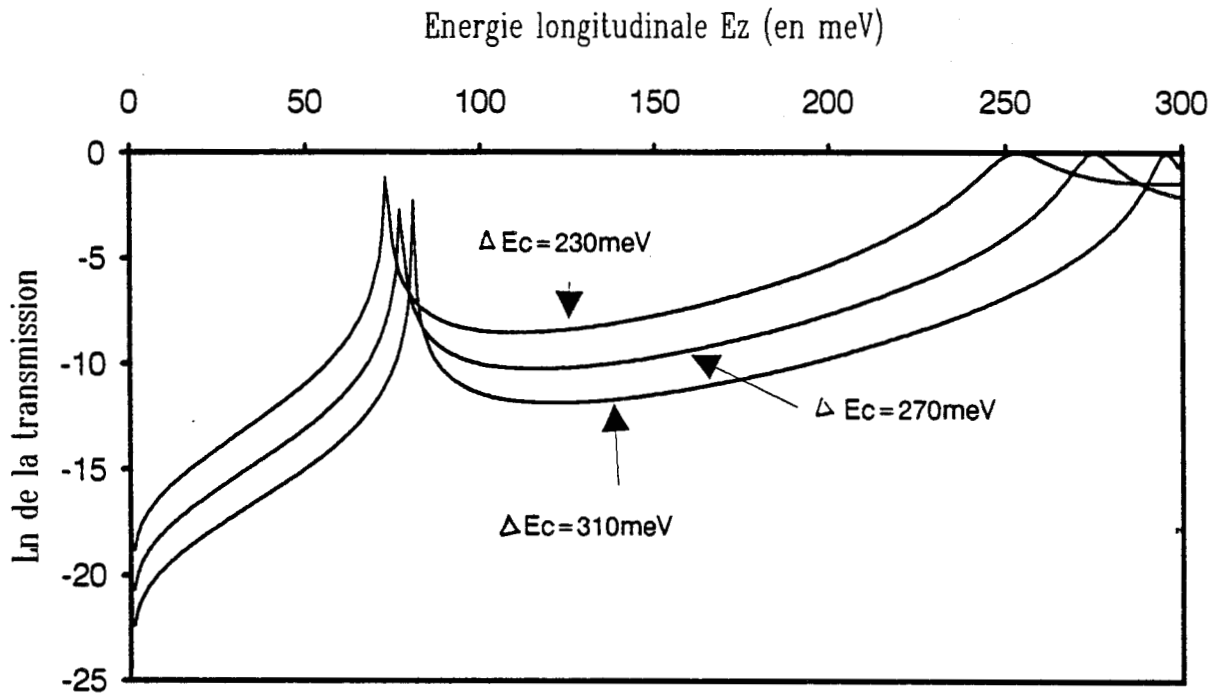


Figure 1.19 : Influence de la hauteur des barrières sur la probabilité de transmission.

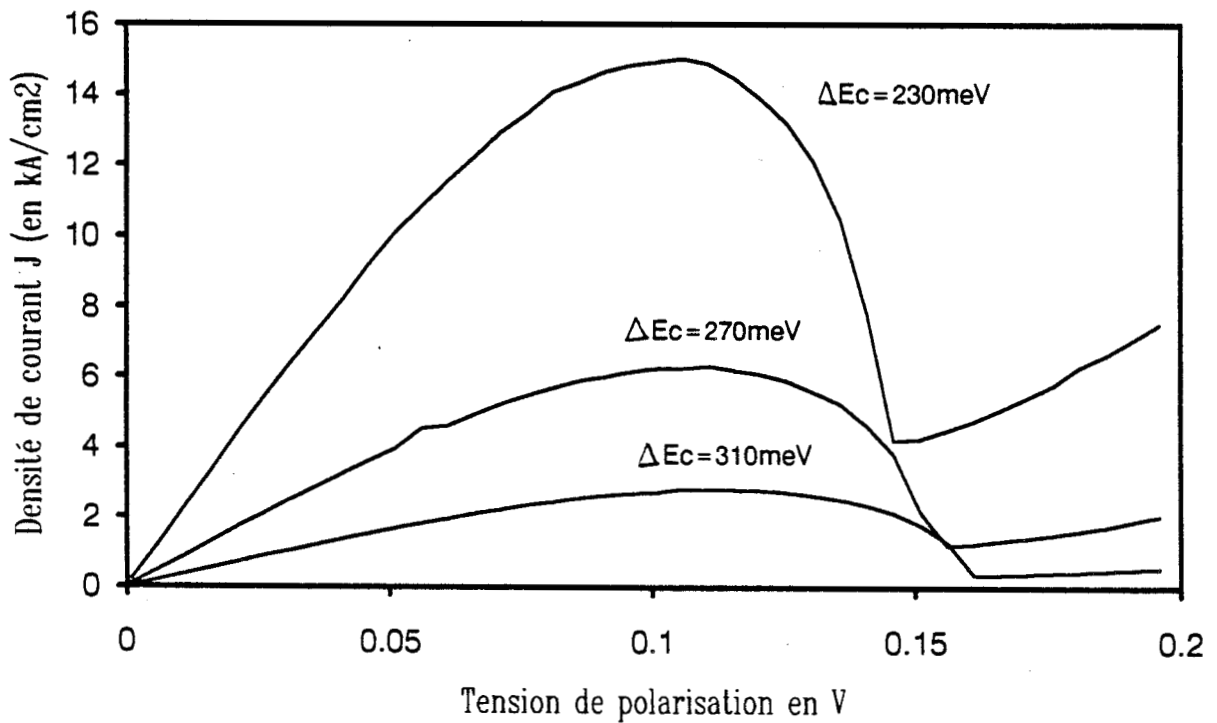


Figure 1.20 : Influence de la hauteur des barrières sur la densité de courant.

Notons en ce qui concerne le système GaAs/GaAlAs la limite d'une concentration de 37 %, qui correspond au cross-over bande interdite directe - bande interdite indirecte. Au delà de 37 % des phénomènes de transport entre différentes vallées peuvent apparaître que le modèle présenté ne tient pas compte.

### Choix des matériaux

Au vu des critères de performance énoncés à l'introduction de ce paragraphe, le choix des matériaux se tourne actuellement vers des systèmes présentant des discontinuités élevées. On peut montrer également que les masses effectives jouent un rôle non négligeable dans la probabilité de transmission. Ainsi, le couplage de la fonction d'onde à l'énergie résonnante est favorisé par des masses effectives faibles dans les barrières. Un compromis apparaît dans la mesure où le choix de système de matériaux à grandes discontinuités impose des masses effectives plus élevées.

Le tableau suivant regroupe quelques exemples de différents matériaux utilisés pour la fabrication d'une double barrière ainsi que les résultats associés parus dans la littérature. Notons l'intérêt de l'AlSb/InAs dans la mesure où ce système présente une discontinuité de bande élevée ( $\Delta E_C = 1,35eV$ ). Celui ci constitue la zone active de diodes à double barrière utilisées en oscillateur à 675 GHz [22].

Système de matériaux	$L_B$ Å	$L_W$ Å	$\frac{m_B^*}{m_o}$	$\frac{m_W^*}{m_o}$	$\Delta E_C$ meV	$J_p$ $kA/cm^2$	$J_p/J_v$	ref
$Ga_{0,7}Al_{0,3}As/GaAs$	50	50	0,092	0,067	0,230	37	1,8	17
$AlAs/GaAs$	15	45	0,15	0,067	1,036	40	3,5	18
$In_{0,52}Al_{0,48}As/In_{0,53}Ga_{0,47}As$	41	44	0,075	0,042	0,053	63	4,1	19
$AlAs/Ga_{0,47}In_{0,53}As$	25	47	0,15	0,042	0,780	32	23	20
$AlSb/InAs$	28	65	0,12	0,023	1,350	4	11	21

## 1.6 Eléments d'optimisation en dynamique

L'un des attraits de la diode à effet tunnel résonnant, outre l'existence d'une résistance différentielle négative, réside en ses potentialités fréquentielles. Plusieurs résultats expérimentaux exceptionnels ont été obtenus tant en oscillation [22] qu'en multiplica-

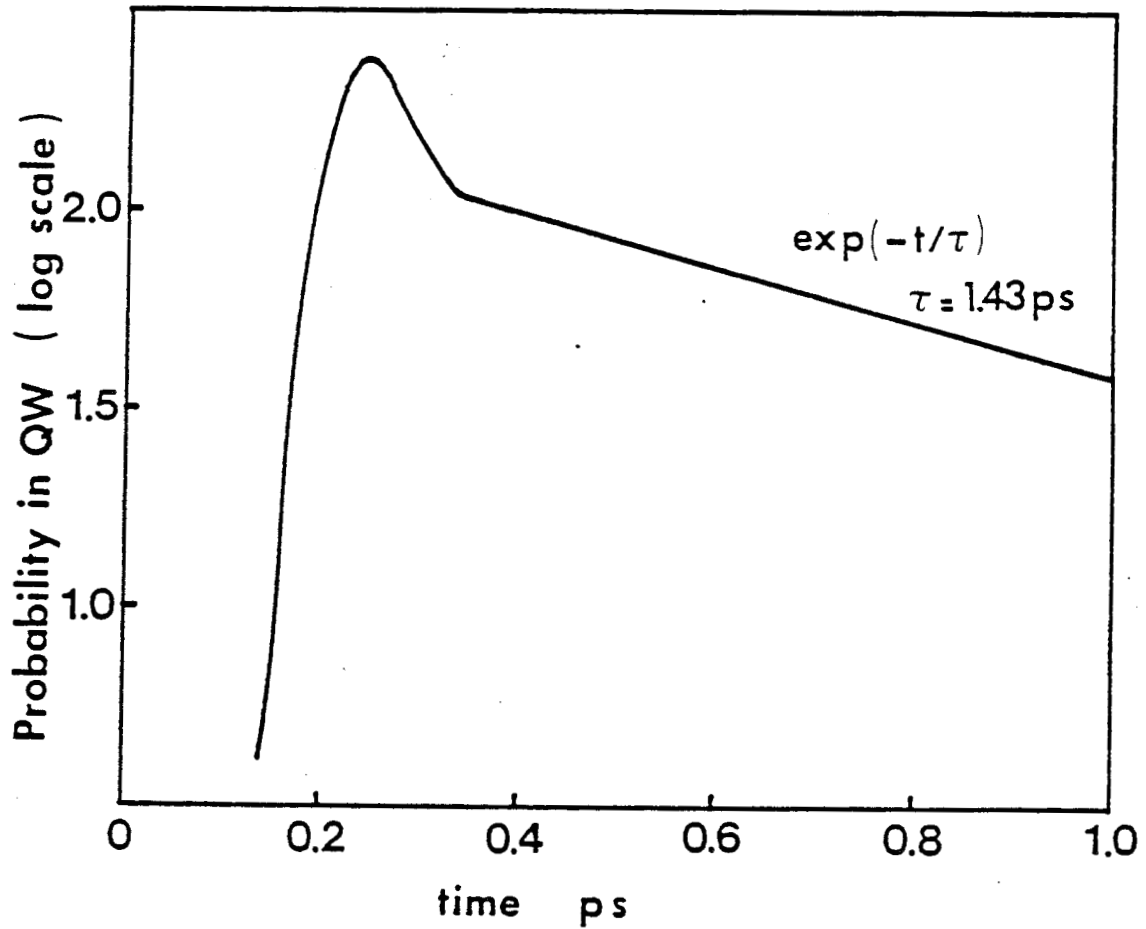


Figure 1.21 : Evolution temporelle de la probabilité de présence à l'intérieur du puits d'une double barrière GaAs/GaAlAs . Largeur du puits 50 Å- Largeur des barrières 50 Å- Hauteur des barrières  $\Delta E_C = 230$  meV

tion [23][24].

Par des mesures en détection, Sollner [25] a également montré expérimentalement que la caractéristique statique pouvait se conserver en régime dynamique pour des fréquences allant jusqu'à quelques terahertz.

Le processus d'effet tunnel est en effet un mécanisme physique très rapide. C'est le temps de piégeage des porteurs dans le puits qui apparaît comme le plus limitatif. En ce qui concerne les applications, la limite fréquentielle est le fait des éléments parasites de connectique tels que la résistance série due au contact et la self du fil de connexion ainsi que des éléments parasites inhérents à la structure telle que la capacité de la zone active. Un schéma équivalent de la diode sera établi à la fin de ce paragraphe.

### 1.6.1 Constantes de temps

L'analyse théorique du régime dynamique a fait l'objet de nombreux travaux. Plus particulièrement, deux approches différentes ont été menées au sein de l'équipe. La première concerne l'étude du comportement d'un paquet d'onde de type GAUSSIEN en interaction avec une double barrière à l'équilibre [5] dans l'objectif de corrélérer des expériences de photoluminescence avec des résultats numériques. Afin d'illustrer notre propos, nous reportons sur la figure 1.21 les résultats numériques obtenus dans la référence [5] de l'évolution temporelle de la probabilité de présence dans le puits. La structure simulée est une double barrière de type GaAs/GaAlAs de hauteur 230 meV. L'épaisseur des barrières est de 50 Å, ainsi que la largeur du puits.

On peut distinguer trois phases dans cette évolution. Le puits se remplit de porteurs, la probabilité de présence dans le puits croît et atteint sa valeur maximale en  $t = t_1$ , cette phase est suivie par une décroissance irrégulière mais rapide, moins de 0,1 ps dans l'exemple présenté, de la charge piégée. Enfin, on assiste à une décroissance exponentielle correspondant à la fuite des porteurs initialement piégés dans le puits. La valeur du temps caractéristique  $\tau$  de cette fuite, ici de 1,43 ps, est du même ordre de grandeur que la durée de vie de l'état fondamental déduite de la largeur du pic de résonance  $\tau = \frac{\hbar}{\Gamma} = 1,6ps$ .

La deuxième modélisation du régime dynamique possible est l'étude de la réponse impulsionnelle d'une structure soumise à un échelon de tension, étude s'avérant plus

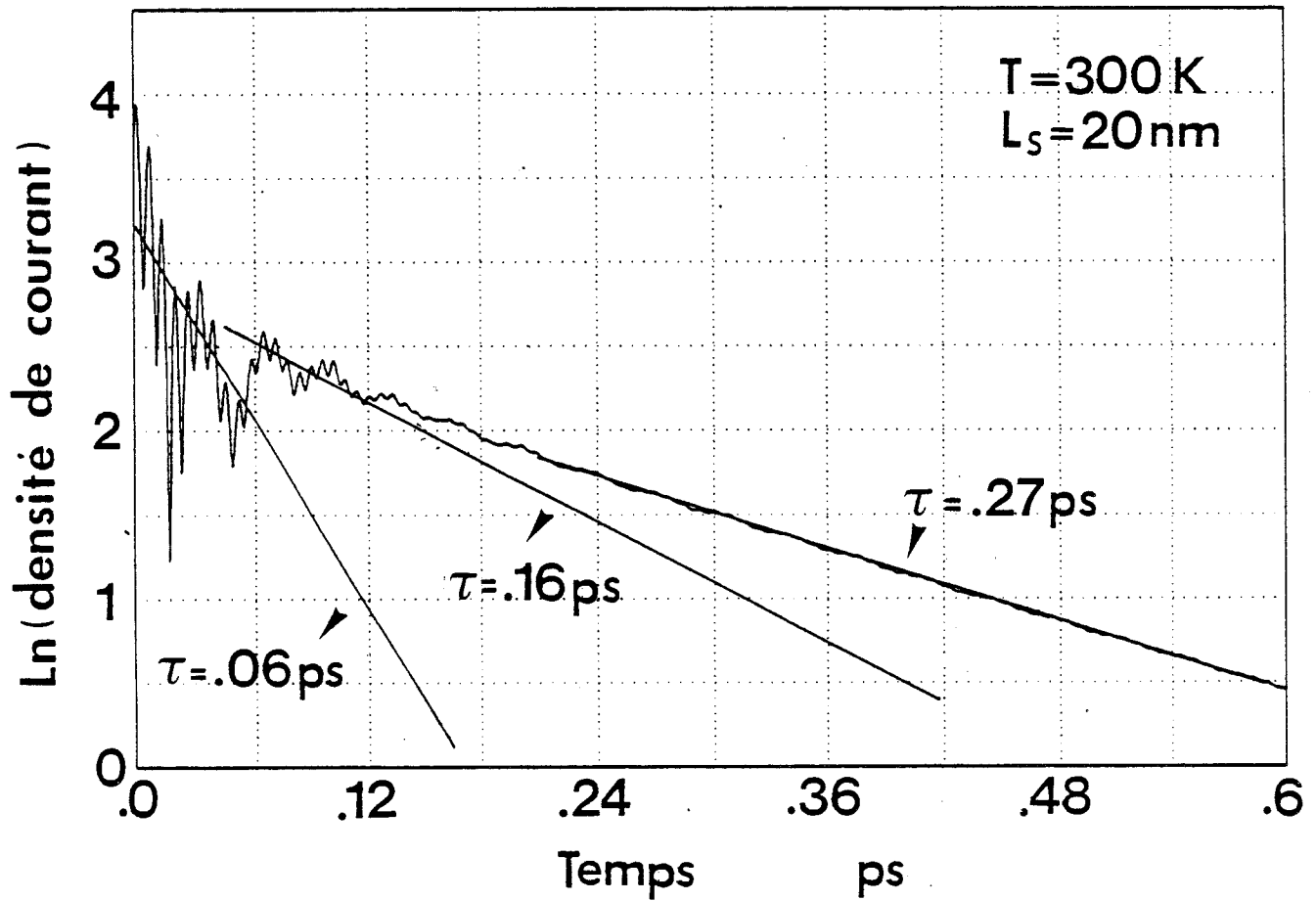


Figure 1.22 : Evolution de la densité de courant moyenne en fonction du temps pour une transition pic-vallée d'une structure  $In_{0,53}/Ga_{0,47} \text{ As/AlAs}$  à 300 K en échelle logarithmique ( $L_S = 20 \text{ nm}$ ,  $L_B = 2,3 \text{ nm}$ ,  $L_W = 4,5 \text{ nm}$ )

proche des expérimentations électriques.

Nous reportons sur la figure 1.22 un exemple de calcul de l'évolution de la densité du courant moyen en fonction du temps, pour une transition pic-vallée, tiré de la référence [16].

La structure considérée ici est du type  $In_{0,53}Ga_{0,47}As/AlAs$ . L'espaceur a une longueur de 200 Å. L'épaisseur des barrières est de 23 Å et la largeur du puits de 45 Å.

On observe une distribution des temps caractéristiques de relaxation variant de 0,6 ps à 0,27 ps pour la fin du transitoire. Par comparaison, le temps de vie du niveau quasi lié déduit de la courbe de transmission de la structure vaut  $\tau = \frac{\hbar}{\Gamma} = 0,23ps$ .

En conclusion, ces études numériques montrent que les processus physiques mis en jeu sont essentiellement dominés par un temps proche de la durée de vie de l'état fondamental. En conséquence, c'est celui-ci qui s'avère le plus limitatif.

#### Schéma équivalent petit signal

Un schéma équivalent petit signal prenant en compte les effets physiques du temps de l'état quasi lié a été proposé par Brown et al [26]. L'étude de la réponse du courant à un échelon de tension  $\Delta V$  conduit à l'établissement de ce schéma. Un brusque changement de tension modifie instantanément le niveau quantifié du puits. Bien que l'énergie change instantanément, la fonction d'onde doit être continue dans le temps. Un temps de construction de la probabilité de présence est nécessaire avant d'atteindre l'état stationnaire, la durée du transitoire est vraisemblablement du même ordre de grandeur que la durée de vie de l'état quantifié conformément aux résultats du paragraphe précédent.

L'équation du courant, en supposant une réponse de type exponentielle, s'exprime de la façon suivante :

$$\text{pour } t > 0 : i(t) = \left[ I_2 + (I_1 - I_2) \exp\left(\frac{-t}{\tau_n}\right) \right] \quad (1.35)$$

$I_1$  et  $I_2$  représentent respectivement le courant initial et le courant final. En petit



signal  $I_2 = I_1 + g.\Delta v$  où  $g$  est la conductance différentielle.

La réponse impulsionnelle s'écrit :

$$h(t) = (\Delta V)^{-1} \frac{di(t)}{dt} = \frac{g}{\tau_n} \exp\left(\frac{-t}{\tau_n}\right) \quad (1.36)$$

L'admittance est obtenue directement par transformation de Fourier :

$$Y(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} h(t) \exp(-j\omega t) dt = \frac{g}{1 + j\omega\tau_n} \quad (1.37)$$

On peut ainsi exprimer l'impédance sous la forme :

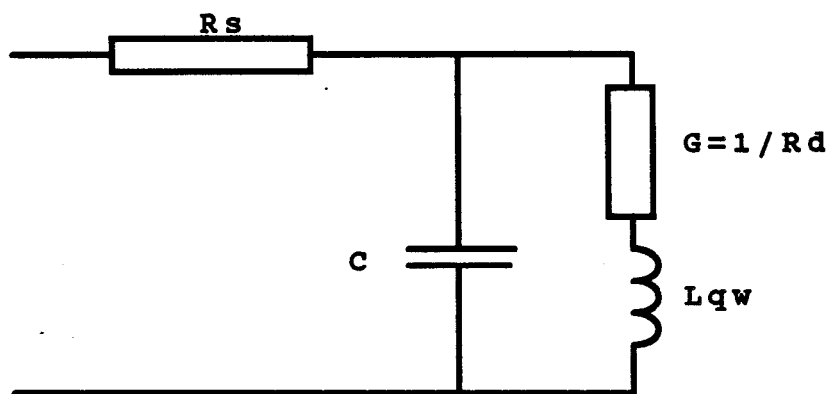
$$Z(\omega) = \frac{1}{g} + j\omega l \quad \text{où } l = \frac{\tau_n}{g} \quad (1.38)$$

Le terme inductif peut traduire l'inertie des porteurs à remplir ou à vider le puits. Il faut noter que ces expressions ne sont pas valables au voisinage des tensions pic et vallée. Remarquons également que pour un point de polarisation situé entre  $V_{pic}$  et  $V_{vallee}$ , l'inductance est négative. Le schéma équivalent de la zone active est donc l'association d'une résistance en série avec une inductance.

Afin de compléter le schéma, il est nécessaire de considérer le courant de déplacement en ajoutant une capacité en parallèle de  $r$  et de  $l$ . En première approximation, la valeur de cette capacité peut être donnée par  $C = \epsilon \frac{S}{d}$  où  $d$  est la largeur de la zone active désertée.

Une résistance en série modélise la résistance de contact ainsi que la résistance des zones fortement dopées.

Enfin, il est également possible de prendre en compte l'inductance de la self de connexion.



**Figure 1.23 :** Circuit équivalent, noté RLC à éléments localisés d'une diode à effet tunnel résonnant. On prend ici en compte l'inductance intrinsèque  $L_{QW}$

Le schéma équivalent, noté RLC se résume alors à celui donné sur la figure 1.23.

Pour une polarisation en zone de résistance différentielle négative, la fréquence de coupure de la partie réelle de l'impédance de la diode, correspondant à la fréquence maximale d'oscillation possible, s'exprime par la relation suivante :

$$f_{RLC} = \frac{1}{2\pi} \left\{ \left[ \frac{1}{L_{QW}C} \left( 1 - \frac{C}{2L_{QW}G^2} \right) \right] \left[ 1 - \left( 1 - \frac{(GR_s + 1)GR_s}{(C/2L_{QW}G^2 - 1)^2} \right) \right]^{1/2} \right\}^{1/2} \quad (1.39)$$

Pour des valeurs de  $\tau$  tendant vers 0, cas correspondant à l'hypothèse de phénomènes instantanés, l'inductance intrinsèque devient nulle, on retrouve alors la solution d'un circuit de type RC :

$$\begin{aligned} f_{RC} &= \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{-G}{R_s} - G^2} \\ &= \frac{1}{2\pi \sqrt{R_s |R_d|} C} \sqrt{1 - \frac{R_s}{|R_d|}} \end{aligned} \quad (1.40)$$

D'une manière générale, le modèle de type RC surestime la fréquence d'oscillation. Cependant dans la suite de notre travail, nous adopterons ce type de schéma, compte tenu des fréquences mises en jeu.

Si l'on raisonne à partir de l'équation 1.40 on s'aperçoit que la fréquence de coupure  $F_{RC}$  est indépendante de la section. En effet  $R_s$  et  $R_d$  sont inversement proportionnelles à la section, alors que  $C$  lui est proportionnel. Si l'on veut accroître  $F_{RC}$ , il est donc nécessaire de diminuer  $R_d$  et  $C$ .

Nous verrons au prochain chapitre, que cette condition conduit à un compromis avec le critère de stabilité. Afin d'obtenir des résistances plus faibles, il faut donc considérer des structures à densité de courant élevée, rejoignant ainsi le critère exposé au paragraphe 1.3.

## 1.7 Conclusion

Dans ce chapitre, après avoir exposé les outils numériques nécessaires au calcul de la probabilité de transmission, nous avons expliqué le fonctionnement en régime statique d'une diode à effet tunnel résonnant. Les simulations ont d'abord été menées sur une simple structure constituée d'une double barrière directement encadrée par les deux zones de contact.

La prise en compte d'un degré d'incohérence dans le transport permet de ramener le rapport  $J_p/J_V$  théorique à un niveau comparable à celui obtenu expérimentalement.

L'importance de la réaction de charge d'espace dans le cas d'une structure dissymétrique a été illustrée théoriquement. On observe dans ce cas un effet de bistabilité intrinsèque accompagné d'une augmentation de la densité de courant.

L'influence des espaceurs a été ensuite abordée. Cette étude a mis en évidence la formation d'un puits quasi-triangulaire au niveau de l'émetteur, ainsi que l'apparition de niveaux quantifiés. L'alimentation du puits est alors de type bidimensionnelle au niveau de la zone d'accumulation.

L'étude de l'optimisation montre que l'obtention de structures à densités de courant élevées nécessite de diminuer l'épaisseur des barrières. Ce critère va de pair avec une fréquence intrinsèque élevée.

Enfin, un schéma équivalent en éléments localisés a été proposé. A partir de celui-ci, il est possible d'établir l'expression de la fréquence de coupure de la partie réelle de l'impédance. Pour accroître cette fréquence, il est nécessaire de diminuer la résistance  $R_d$  ainsi que la résistance parasite  $R_s$ .

# Bibliographie

- [1] C. WEISBUCH  
Composants quantiques à semiconducteurs: vers les propriétés ultimes  
L'Onde Electrique - mars avril 1991, vol 71-N ° 2, p42
- [2] F. CAPASSO, S. DATTA  
Quantum Electron Devices  
Physics Today, february 1990, p74
- [3] H. SAKAKI, T. MATSUSUE, M. TSUCHIYA  
Resonant Tunneling in Quantum Heterostructures  
Electron Transport, Dynamics, and Device Applications  
IEEE Journal of Quantum electronics, vol 25, n ° 12, december 1989, p. 2498
- [4] M. JONSON, A. GRINCWAJG  
Effect of inelastic scattering on resonant and sequential tunneling in double barrier  
heterostructure.  
App. Phys. Lett. 51 (21), 23 november 1987, p 1729
- [5] L. DE SAINT POL  
Modélisation de l'effet tunnel résonnant dans les hétérostructures double barrière  
en vue d'applications analogiques très hautes fréquences.  
Thèse de doctorat, Université de Lille 1990
- [6] Y. ANDO, T. ITOH  
Calculation of transmission tunneling current across arbitrary potential barriers  
J. Appl. Phys. 61 (4), 15 February 1987, p 1497
- [7] M.O VASSELL, J.LEE, H.F. LOCKWOOD  
Multibarrier tunneling in  $Ga_{1-x}Al_xAs/GaAs$  heterostructure  
J. Appl. Phys. 54 (9), september 1983, p 5206

- [8] B. RICCO, M. YA AZBEL  
Physics of resonant tunneling. The one dimensional double barrier case.  
Physical Review B, vol 29, n ° 4, 15 february 1984, p 1970
- [9] R. TSU, L. ESAKI  
Tunneling in a finite superlattice  
Appl. Phys. Lett. Vol 22, n ° 11, 1 june 1973, p 562
- [10] P. MOUNAIX  
Hétérostructures double barrière pour la réalisation de diodes et de transistors à effet tunnel résonnant  
Thèse de doctorat, Université de Lille, 1992
- [11] V.J. GOLDMAN, D.C. TSUI, J.E. CUNNINGHAM  
Observation of Intrinsic Bistability in Resonant Tunneling Structures.  
Physical Review Letters, vol 58, n ° 12, 23 mars 1987, p 1256
- [12] ALVES, EAVES, HENINI, HUGES, LEADBEATER, SHEARD, TOMBS, HILL, PATE  
Observation of intrinsic bistability in resonant tunneling devices.  
Electronics Letters vol 24, n ° 18, september 1988
- [13] PAULUS, KOENING, JOGAI, BOZADA, HUANG, STUTZ, EVANS  
Effects of a low doped spacer layer in the emitter of a resonant tunneling diode.  
Superlattices and Microstructures, vol 7, n ° 2, 1990, p 135
- [14] H.M. HOO, S.M. GOODNICK, J.K. ARTHUR  
Influence of spacer layer thickness on the current-voltage characteristics of Al-GaAs/GaAs and AlGaAs/InGaAs resonant tunneling diodes  
Appl. Phys. Lett. 56 (1), January 1990, p 84
- [15] P. MOUNAIX, O. VANBESIEN, D. LIPPENS  
Effect of cathode spacer layer on the current voltage characteristics of resonant tunneling diodes  
Appl. Phys. Lett. 57 (15), october 1990
- [16] O. VANBESIEN  
Simulation et caractérisation électrique des diodes double barrière à effet tunnel résonnant.  
Thèse de doctorat, Université de Lille, 1991

- [17] D. LIPPENS, L. DE SAINT POL, R. BOUREGBA, P. MOUNAIX, T. VINCHON  
Tunnel résonnant et effets d'électrons chauds dans les structures à double barrière :  
synthèse.  
Revue de Physique Appliquée 24, (1989), p 17
- [18] GOODHUE, SOLLNER, LE, BROWN, VOJAK  
Appl. Phys. Lett 49, 1986, p 1086
- [19] KANE  
Tunneling Phenomena in Solids,  
Eds E. Burnstein et Lundquist (Plenum Press) 1969
- [20] T.P.E. BROEKAERT, W. LEE, C.G. FONSTAD  
Appl. Phys. Lett. 53, 1988, p 1545
- [21] J.R. SÖDERSTRÖM, D.H. CHOW, T.C. Mc GILL  
IEEE Electron Dev. Lett. 11, 1990, p 27
- [22] E.R. BROWN, C.D. PARKER, L.J. LAHONEY. J.R. SÖDERSTRÖM,  
TC. Mc GILL  
Room temperature oscillations up to 675 GHz in InAs/AlSb resonant tunneling  
diodes  
Device research conference (Santa Barbara)(1990)
- [23] R. BOUREGBA, D. LIPPENS, L. PALMATEER, E. BOCKENHOFF,  
M. GOGHEY, J.L. DESTOMBES, A. LECLUSE  
Frequency multiplication using resonant tunneling diode with output at submilli-  
metre wavelengths.  
Electronics letters vol 29, n ° 21, october 1991, p 1084
- [24] A. RYDBERG, H. GRINGWIST  
Electronics letters 25, 1989, p 348
- [25] T.C.L.G. SOLLNER, W.D. GOODHUE, P.E. TANNENWALD, C.D. PARTER,  
D.D. PECK  
Resonant tunneling through quantum wells at frequencies up to 2.5 THz.  
Appl. Phys. Lett. 43 (6), 1983, p 588

[26] E.R. BROWN, C.D. PARKER, T.C.L.G. SOLLNER

Effect of quasi bound state lifetime on the oscillation power of resonant tunneling diodes.

Appl Phys. Lett. 54 (10), march 1989, p 934.



## **CHAPITRE 2**

**Fabrication et caractérisations des composants**

## Chapitre 2

# Fabrication et caractérisations des composants

### 2.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous nous intéressons à la fabrication des composants, ainsi qu'à leur caractérisation en régime statique et dynamique. Après un bref rappel du procédé d'épitaxie par jets moléculaires, nous présentons les composants réalisés à partir de cette technique.

Deux types d'épitaxies ont été fabriquées. L'une, sur substrat  $n^+$ , nécessite peu d'étapes technologiques et est bien adaptée aux techniques guide d'onde.

L'autre, sur substrat semi isolant, est plus complexe mais réduit fortement le terme de self de connexion et permet d'envisager l'intégration de fonctions non linéaires dans un futur proche. La caractérisation des composants en régime statique, nous confrontera au problème important de la stabilité dans la zone de résistance différentielle négative, pour lequel nous présentons un critère de stabilité. La caractérisation dynamique concerne la mesure de capacité, la mesure d'impédance ainsi que la mesure de bruit.

## 2.2 Technologie des composants

### 2.2.1 Procédé d'épitaxie par jets moléculaires

Tous les composants présentés dans ce mémoire ont été réalisés par épitaxie par jets moléculaires (ou MBE pour Molecular Beam Epitaxy). C'est une méthode relativement récente, dont le principe est d'évaporer sous ultra-vide ( $10^{-9}$ ,  $10^{-10}$  Torr) les éléments constituant l'hétérostructure que l'on veut épitaxier [1]. Le substrat est chauffé à une température d'environ 550 °C à 650 °C afin d'assurer une bonne mobilité des atomes ou molécules incidents, tout en restant faible devant la température de fusion du substrat. Les produits à évaporer sont placés dans des cellules situées face à la cible qui porte le substrat. La température des cellules fixe le flux d'atomes de l'élément considéré et un volet permet une modulation tout ou rien de ce flux.

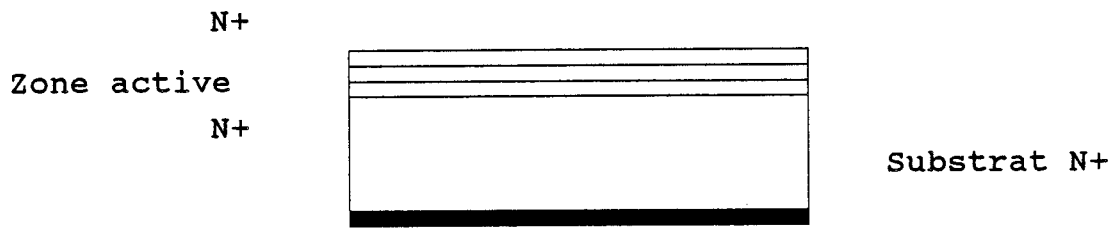
Le mécanisme de croissance se déroule en trois étapes

- adsorption des atomes se présentant souvent sous forme dimère et des molécules incidents
- migration en surface et dissociation des molécules adsorbées
- incorporation des atomes à la surface du substrat, nucléation et croissance.

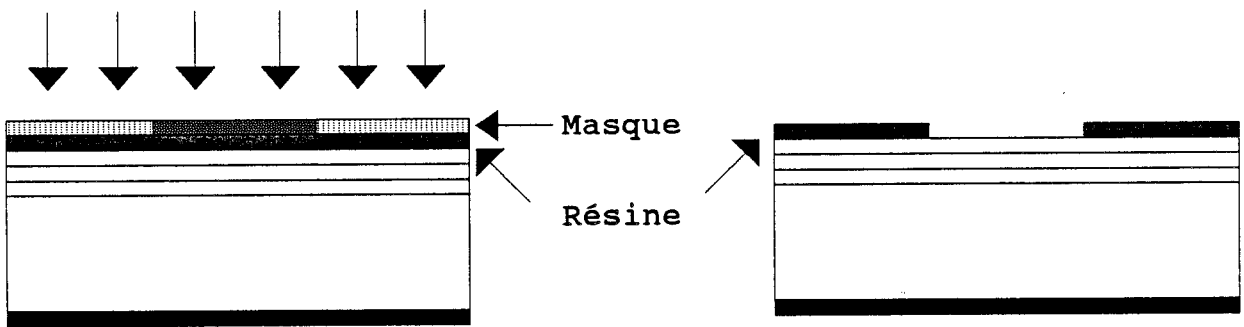
Afin d'améliorer l'uniformité des couches épitaxiées, l'échantillon est généralement monté sur un substrat rotatif. Les vitesses de croissance utilisées, typiquement une monocouche par seconde, associées aux moyens de contrôle in situ permettent des croissances à la monocouche atomique près. Il est ainsi possible de réaliser des hétérostructures avec des profils de composition extrêmement abrupts.

### 2.2.2 Technologie sur substrat $n^+$

Les étapes technologiques conduisant à la fabrication de composants sur substrat  $n^+$  sont relativement simples. La première étape consiste à définir la zone active par masquage. Pour les échantillons présentant une faible section, l'écriture directe par masqueur électronique s'impose, dans les autres cas on peut utiliser les procédés classiques de masquage optique. On réalise ensuite le contact ohmique face avant à partir d'un dépôt d'AuGeNi. Le contact ohmique est allié par un recuit rapide à 400 °C durant 40 s. Les plots sont alors épaissis par évaporation du métal TiAu en vue de diminuer la résistance de contact. Le motif réalisé sert de masque pour l'étape suivante,



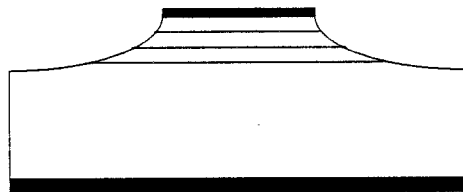
DEPOT DE LA METALLISATION FACE ARRIERE



INSOLATION MASQUAGE



DEPOT DU CONTACT OHMIQUE FACE AVANT



GRAVURE DU MESA :  
-PAR ATTAQUE CHIMIQUE  
-GRAVURE IONIQUE REACTIVE

Figure 2.1: Principales étapes technologiques de la fabrication d'échantillons sur substrat  $n^+$

où l'on isole chaque diode par gravure. La figure 2.1 résume de façon schématique les différentes phases de fabrication. La gravure peut être réalisée par deux méthodes différentes :

### Attaque chimique

L'attaque chimique est un processus d'oxydoréduction. La plaquette est plongée dans une solution composée d'un agent oxydant ( $H_2O_2$ ) et d'un agent acide ( $H_2SO_4$ ) ou basique ( $NH_4OH$ ) qui dissout les oxydes (de Ga, d'As, ou d'Al) ainsi formés. Ce procédé de gravure n'est plus adapté lorsque le diamètre des composants devient du même ordre de grandeur que la profondeur de la gravure. Il faut alors avoir recours à la gravure ionique réactive.

### Gravure ionique réactive

La gravure ionique réactive (ou RIE pour Reactive Ion Etching), parce qu'elle utilise un plasma d'ions soumis à un champ électrique, permet une gravure directionnelle. L'attaque anisotrope obtenue avec ce procédé favorise l'isolation de composants de très faible section, tout en limitant les problèmes liés à la sous gravure.

Signalons que deux types de diode ne différant que par la section, ont été réalisés au C.H.S. En effet, selon le diamètre de l'échantillon considéré, la connexion se fait soit par thermocompression d'un fil d'or directement sur le contact ohmique, soit par contact d'une pointe de tungstène appelée "moustache". Pour la 1ère série, les diamètres s'échelonnent de 15 à 100  $\mu m$ . Pour la seconde, les échantillons se présentent sous forme de matrice de diodes de très faible diamètre, typiquement de 3 à 6  $\mu m$ .

### 2.2.3 Epitaxies réalisées sur substrat $n^+$

Deux épitaxies sur substrat  $n^+$  ont été fabriquées.

La première, dont la séquence de croissance est présentée schématiquement à la figure 2.2, a été élaborée au C.H.S. C'est une structure classique, avec des épaisseurs de barrière et une largeur de puits de 50 Å. Le système ternaire employé est du GaAs/GaAlAs. La concentration en Aluminium est de 30 %. Deux couches de faible épaisseur de 25 Å sont placées de part et d'autre de la double barrière. Elles sont

GaAs	5000 Å	$2.10^{18}$ at/cm <sup>3</sup>
GaAs	750 Å	$2.10^{16}$ at/cm <sup>3</sup>
GaAs	25 Å	N.I.D
GaAlAs	50 Å	N.I.D
GaAs	50 Å	N.I.D
GaAlAs	50 Å	N.I.D
GaAs	25 Å	N.I.D
GaAs	500 Å	$2.10^{16}$ at/cm <sup>3</sup>
GaAs	5000 Å	$2.10^{18}$ at/cm <sup>3</sup>
GaAs	Substrat N <sup>+</sup>	

Figure 2.2 : Epitaxie de la couche GaAs/GaAlAs ( $x = 0,3$ ) sur substrat  $n^+$ , réalisé au C.H.S

GaAs	5000 Å	$2.10^{18}$ at/cm <sup>3</sup>
GaAs	500 Å	$2.10^{17}$ at/cm <sup>3</sup>
GaAs	50 Å	N.I.D
AlAs	17 Å	N.I.D
GaAs	45 Å	N.I.D
AlAs	17 Å	N.I.D
GaAs	50 Å	N.I.D
GaAs	500 Å	$2.10^{17}$ at/cm <sup>3</sup>
GaAs	5000 Å	$2.10^{18}$ at/cm <sup>3</sup>
GaAs	Substrat N <sup>+</sup>	

Figure 2.3 : Epitaxie de la couche réalisée au L.C.R. Les barrières sont en AlAs. Le puits quantique en GaAs

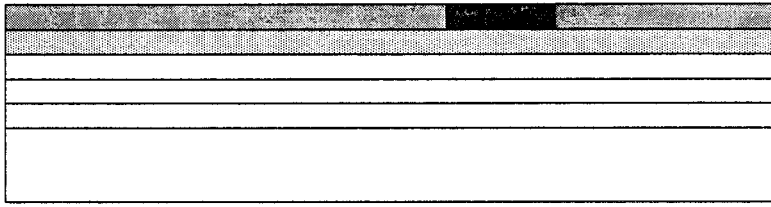
non intentionnellement dopées et assurent la transition entre la zone active et deux espaceurs relativement peu dopés ( $2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ), leur rôle est de limiter la diffusion du silicium dans la zone active. Les épaisseurs des espaceurs sont respectivement de 500 Å et de 750 Å.

Enfin, les zones d'accès sont constituées par la couche tampon près du substrat et par la couche d'en-tête. Leur épaisseur est de 5000 Å et sont très dopées à  $2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  en vue de réaliser les contacts ohmiques.

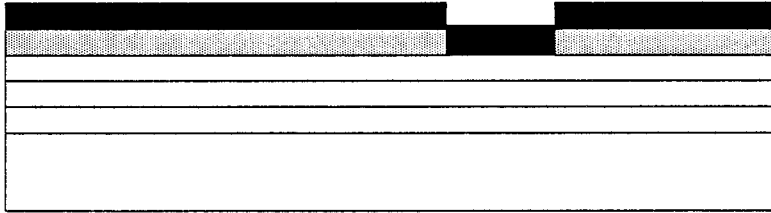
La seconde couche épitaxiée au L.C.R. (Laboratoire Central de Recherche de Thomson) présentée sur la figure 2.3, est constituée de barrières d'AlAs de 17 Å. Cette faible valeur associée à l'augmentation de la discontinuité de la bande de conduction devrait conduire à l'obtention de courants élevés tout en conservant un rapport  $J_{pic}/J_{vallée}$  non négligeable. La largeur du puits est ici de 45 Å. Les espaceurs ont une longueur de 500 Å et sont plus dopés que pour le cas précédent ( $2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ), dans la mesure où la densité de courant attendue est élevée et que l'on veut limiter les effets de réaction de charge d'espace.

#### 2.2.4 Technologie sur substrat semi-isolant

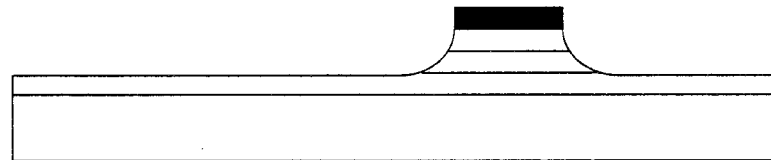
L'intégration des diodes à effet tunnel résonnant en technologie planaire est très récente. Cette technologie est intéressante à plusieurs titres. Tout d'abord, elle permet d'ores et déjà d'envisager l'intégration de fonctions millimétriques non linéaires, de plus elle constitue une solution au problème de connexion et plus particulièrement réduit considérablement l'élément selfique. Nous verrons au paragraphe 2.3.2 que cet élément parasite constitue une gêne sérieuse pour les applications. Enfin, cette technologie permet la caractérisation directe des composants sous pointes hyperfréquences de type CASCADE. La fabrication d'un composant sur substrat semi isolant est cependant nettement plus complexe que sur substrat  $n^+$ . Plusieurs niveaux de masquage sont en effet nécessaires. Deux mésas sont gravés afin d'une part d'isoler les diodes les unes par rapport aux autres, et d'autre part de réaliser le contact ohmique inférieur. Les principales étapes technologiques sont illustrées sur la figure 2.4. Les zones actives sont d'abord définies par masquage électronique. Le contact ohmique supérieur est ensuite réalisé par un dépôt de NiGeAu. Le dessin de la métallisation sert de masque pour la première gravure. Le deuxième méso effectué intègre le premier. Sa définition utilise les



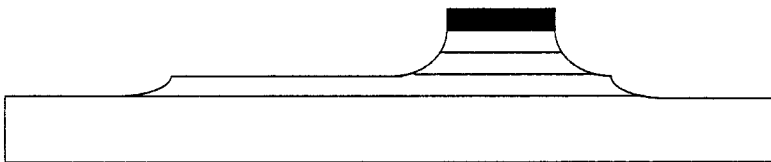
INSOLATION MASQUAGE



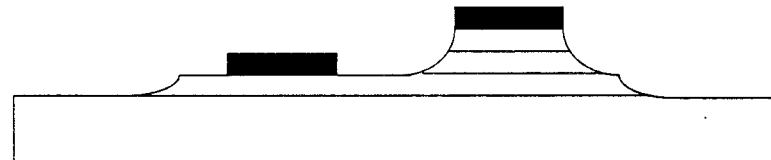
DEPOT DU CONTACT OHMIQUE  
SUPERIEUR



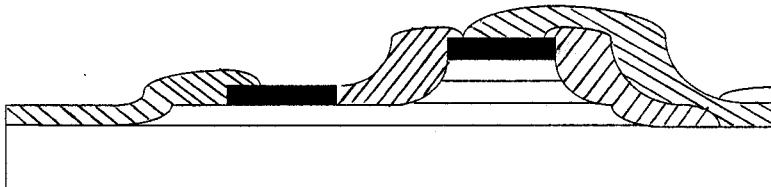
GRAVURE DU PREMIER MESA



GRAVURE DU SECOND MESA



DEPOT DU CONTACT OHMIQUE  
INFERIEUR



PASSIVATION DU MESA  
DEPOT D'UNE LIGNE DE  
TRANSMISSION COPLANAIRE

Figure 2.4: Principales étapes technologiques de la fabrication d'échantillons sur substrat semi isolant.



techniques de masquage optique. La procédure utilisée pour réaliser le contact entre le haut de la diode et le plan du substrat passe d'abord par une passivation de celui-ci en déposant une couche de  $Si_3N_4$ . Signalons à cet effet qu'un niveau de masquage supplémentaire est nécessaire. Après ouverture d'une fenêtre sur le haut du méso, on réalise la descente de celui-ci par une métallisation en TiAu. Enfin, les contacts ohmiques latéraux sont réalisés par évaporation de Ti Pt Au. La figure 2.5 donne une vue réalisée au microscope électronique à balayage d'un échantillon intégré réalisé au C.H.S.

Les différentes étapes technologiques du processus de fabrication des composants sur substrat semi-isolant sont décrites plus en détail dans la référence [2].

### 2.2.5 Epitaxies réalisées sur substrat semi-isolant

Pour la technologie intégrée, nous étudions dans ce travail deux types d'échantillons. La séquence de croissance de la structure réalisée au C.H.S est représenté à la figure 2.6. Le système de matériaux employé est le GaAs/GaAlAs. La première couche de GaAs de  $1 \mu m$  d'épaisseur est fortement dopée à  $2.10^{18} cm^{-3}$ . Un espaceur d'une longueur de  $2000 \text{ \AA}$  et d'une concentration d'atomes donneurs de  $5.10^{16} cm^{-3}$  la sépare de la zone active. Les barrières d'une épaisseur de  $50 \text{ \AA}$ , sont réalisées en  $Ga_{0.6}Al_{0.4}As$  le puits quantique en GaAs vaut  $50 \text{ \AA}$ .

La zone active est constituée par cette double barrière insérée entre deux petits espaceurs de GaAs non intentionnellement dopés, respectivement de  $50$  et  $25 \text{ \AA}$ . Enfin la séquence de croissance est terminée par une couche fortement dopée à  $2.10^{18} cm^{-3}$  en vue de réaliser les contacts ohmiques. Son épaisseur est de  $5000 \text{ \AA}$ .

La seconde structure épitaxiée au Laboratoire Central de Recherche de Thomson est présentée sur la figure 2.7. L'idée de base est d'insérer une couche de GaInAs de  $15 \text{ \AA}$  dans un puits de GaAs.

L'utilisation d'un matériau à faible gap a pour effet d'abaisser le niveau fondamental du puits (la concentration d'Indium est ici de  $22 \%$ ).

Le confinement des électrons est réalisé par deux barrières de GaAlAs de  $30 \text{ \AA}$  d'épaisseur.

La zone active est comprise entre deux espaceurs de  $500 \text{ \AA}$  de largeur dopés à  $2.10^{17} at/cm^3$ .

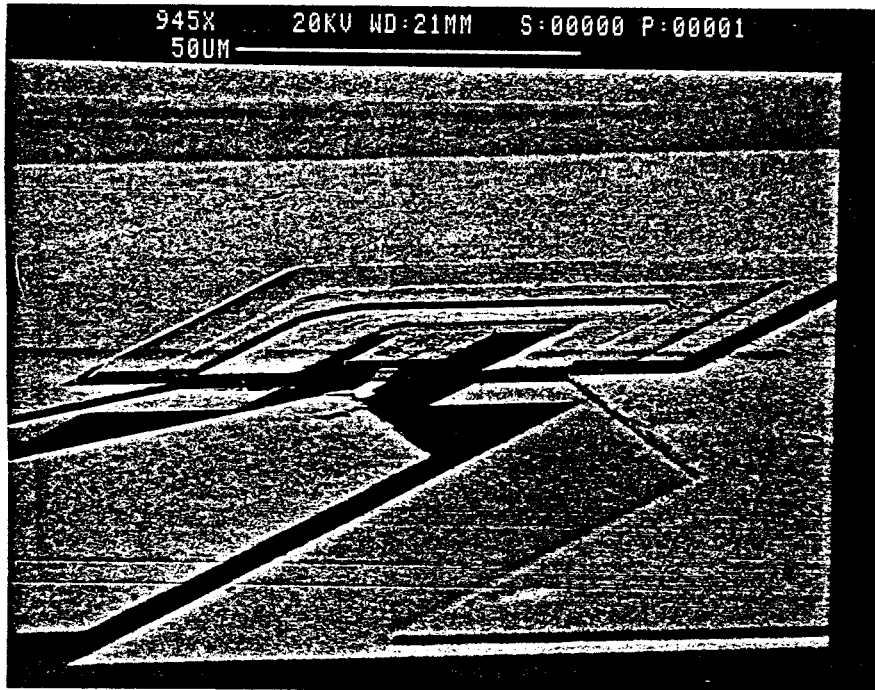


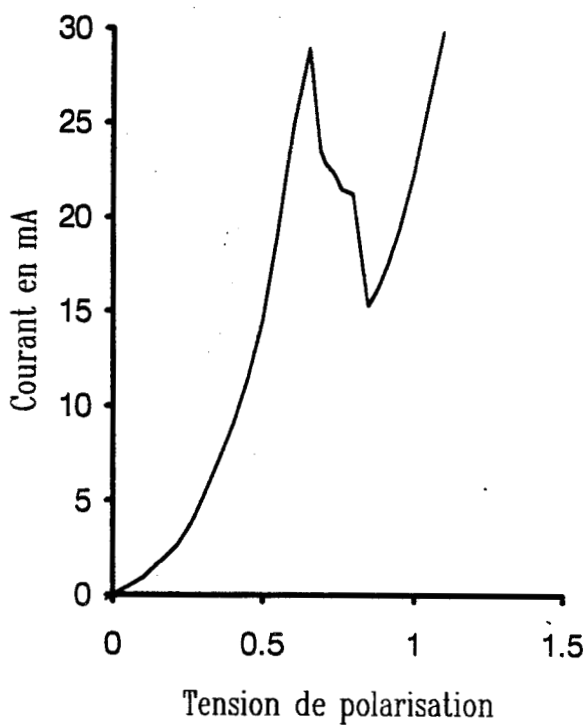
Figure 2.5 : Vue au microscope électronique à balayage, d'un échantillon intégré réalisé au C.H.S

GaAs	5000 Å	$2.10^{18}$ at/cm <sup>3</sup>
GaAs	50 Å	N.I.D
Ga <sub>0,6</sub> Al <sub>0,4</sub> As	50 Å	N.I.D
GaAs	50 Å	N.I.D
Ga <sub>0,6</sub> Al <sub>0,4</sub> As	50 Å	N.I.D
GaAs	25 Å	N.I.D
GaAs	2000 Å	$5.10^{16}$ at/cm <sup>3</sup>
GaAs	10 000 Å	$2.10^{18}$ at/cm <sup>3</sup>
GaAs	Substrat Semi-Isolant	

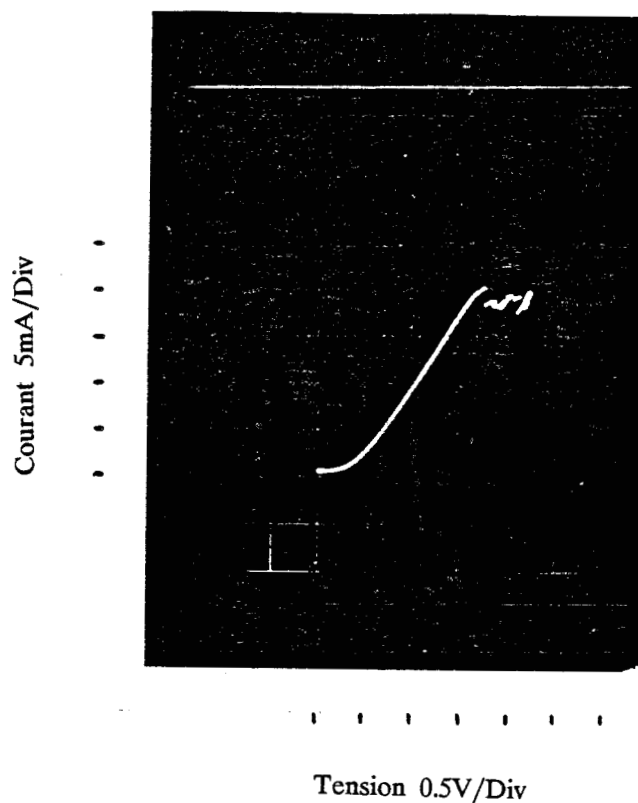
Figure 2.6 : Séquence de croissance des échantillons GaAs/GaAlAs sur substrat semi isolant, réalisés au C.H.S

GaAs	5000 Å	$2.10^{18}$ at/cm <sup>3</sup>
GaAs	500 Å	$2.10^{17}$ at/cm <sup>3</sup>
GaAs	25 Å	N.I.D
Ga <sub>0,6</sub> Al <sub>0,4</sub> As	30 Å	N.I.D
GaAs	15 Å	N.I.D
Ga <sub>0,78</sub> In <sub>0,22</sub> As	15 Å	N.I.D
GaAs	15 Å	N.I.D
Ga <sub>0,6</sub> Al <sub>0,4</sub> As	30 Å	N.I.D
GaAs	25 Å	N.I.D
GaAs	500 Å	$2.10^{17}$ at/cm <sup>3</sup>
GaAs	10 000 Å	$2.10^{18}$ at/cm <sup>3</sup>
GaAs	Substrat Semi-Isolant	

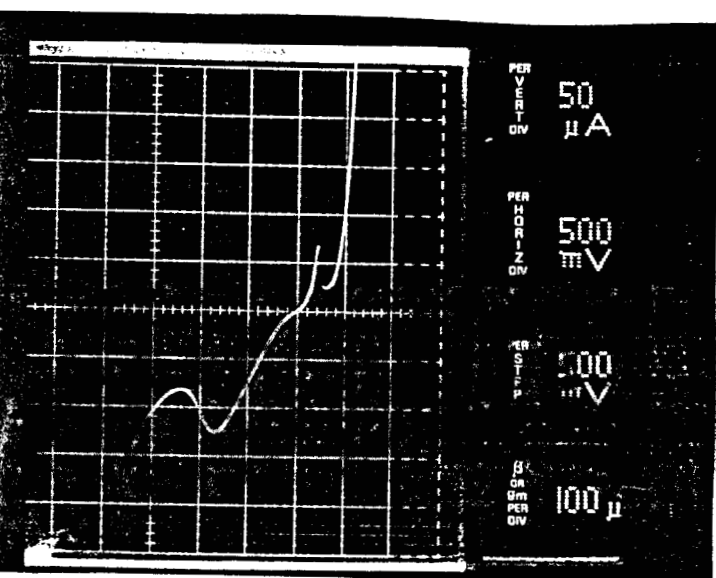
Figure 2.7 : Epitaxies des échantillons GaInAs/GaAlAs/GaAs sur substrat semi-isolant, réalisées au LCR.



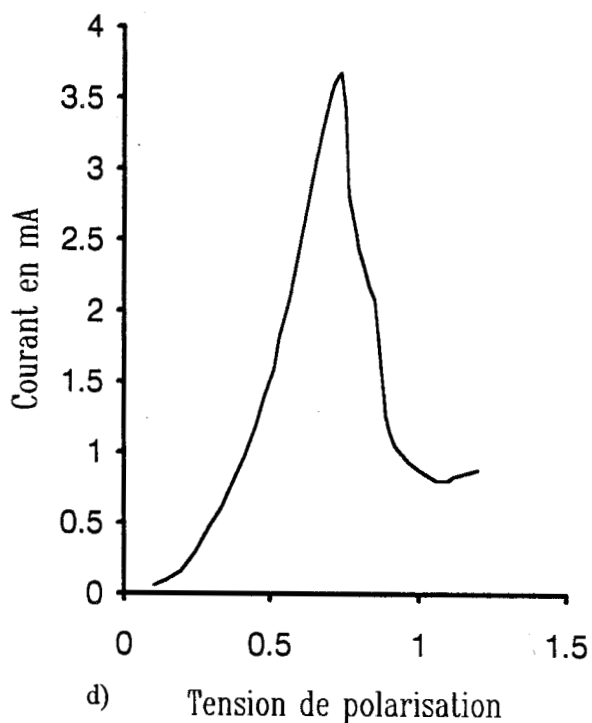
a)



b)



c)



d)

Figure 2.8: Caractéristiques statiques expérimentales des structures:

- a) GaAs/GaAlAs ( $x = 0,3$ ) sur substrat  $n^+$
- b) GaAs/AlAs sur substrat  $n^+$
- c) GaAs/GaAlAs ( $x = 0,4$ ) sur substrat semi isolant
- d) GaAs/GaInAs/GaAlAs sur substrat semi isolant

## 2.3 Caractérisation en statique

### 2.3.1 Caractéristiques statiques expérimentales

Nous présentons sur la figure 2.8 les différentes caractéristiques statiques expérimentales des épitaxies décrites précédemment. Toutes les caractéristiques, sauf celle de la structure GaAs/GaAlAs sur substrat semi-isolant, présentent dans la zone de résistance différentielle négative des distorsions ou épaulements résultant d'instabilités. Nous développerons cet aspect dans le prochain paragraphe. Le tableau 2.1 résume les résultats obtenus en termes de densité de courant et de rapport  $J_p/J_v$  pour les échantillons présentés.

La comparaison des deux échantillons de type GaAlAs/GaAs, nous indique des valeurs de densité de courant très différentes ( $0,6 \text{ kA/cm}^2$  sur substrat semi isolant -  $17 \text{ kA/cm}^2$  sur substrat  $n^+$ ) pour des structures ayant des dimensions géométriques identiques en ce qui concerne la double barrière. L'écart constaté s'explique par la différence de concentration d'aluminium. La hauteur effective de barrière plus élevée dans le cas des structures sur substrat semi isolant ( $x = 0,4$ ,  $\Delta E_c > 270 \text{ meV}$ ) conduit à des densités de courant plus faible, ainsi qu'à un bon rapport  $J_p/J_v$ , conformément à l'analyse du 1er chapitre.

La densité de courant exceptionnelle ( $280 \text{ kA/cm}^2$ ) obtenue pour l'échantillon de type GaAs/AlAs s'explique par des épaisseurs de barrière relativement faibles. Cependant on note également un rapport  $J_{pic}/J_{vallee}$  médiocre illustrant le compromis entre une densité de courant élevée et un bon rapport  $J_{pic}/J_{vallee}$ .

Signalons également que c'est cette structure qui a permis au sein de l'équipe d'obtenir des résultats très prometteurs en multiplication [3].

Enfin, la structure à puits enterrée GaAlAs/GaInAs/GaAs présente une densité de courant relativement élevée de  $40 \text{ kA/cm}^2$  associée à un excellent rapport  $J_{Pic}/J_{vallee}$ .

Le puits enterré au centre du puits décale le 1er niveau vers des énergies plus

Echantillons	$J_p$ en $\text{kA/cm}^2$	$J_p/J_v$
GaAs/GaAlAs ( $x=0.3$ ) Substrat N+	17	1.9
GaAs/AlAs Substrat N+	280	1.2
GaAs/GaAlAs ( $x=0.4$ ) Substrat Semi-Isolant	0.6	3
GaAs/GaInAs/GaAlAs Substrat Semi-Isolant	40	4.5

**Tableau 2.1** : Valeurs expérimentales des paramètres  $J_{pic}$  et  $J_{pic}/J_{vallee}$ .

basses, sans perturber de façon significative le second niveau. La différence des niveaux, artificiellement créée, permet comme nous le confirme le résultat expérimental l'obtention d'un excellent rapport  $J_{pic}/J_{vallee}$ .

### 2.3.2 Instabilités en résistance différentielle négative

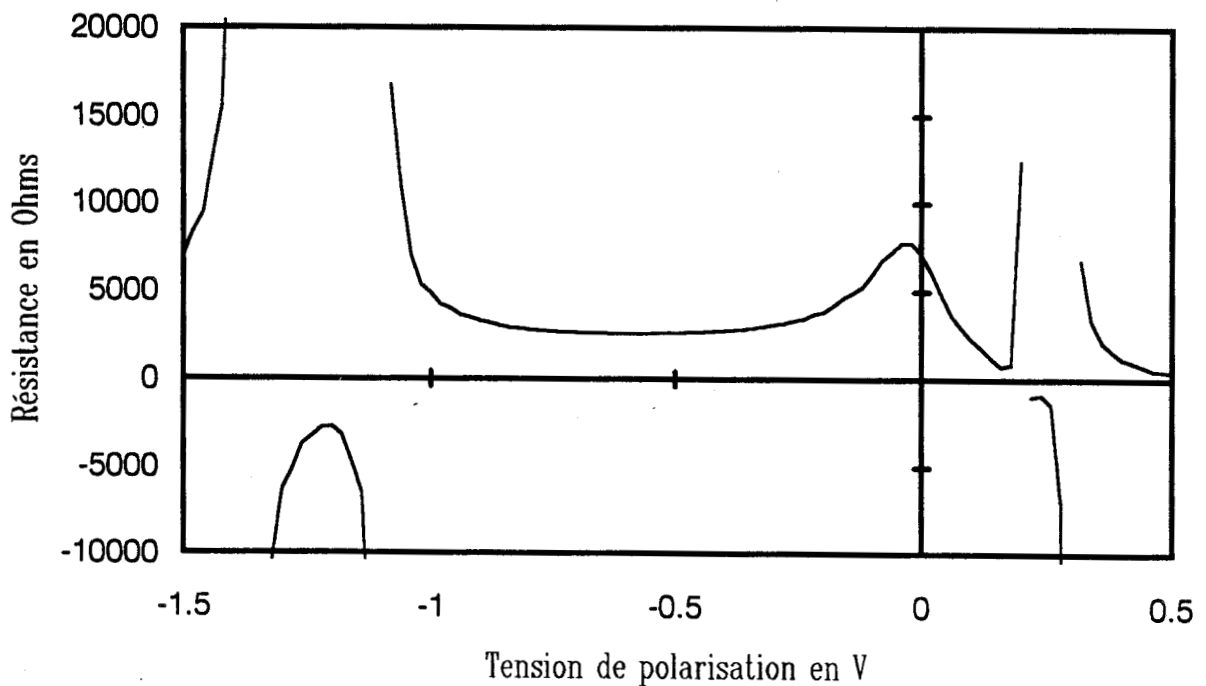
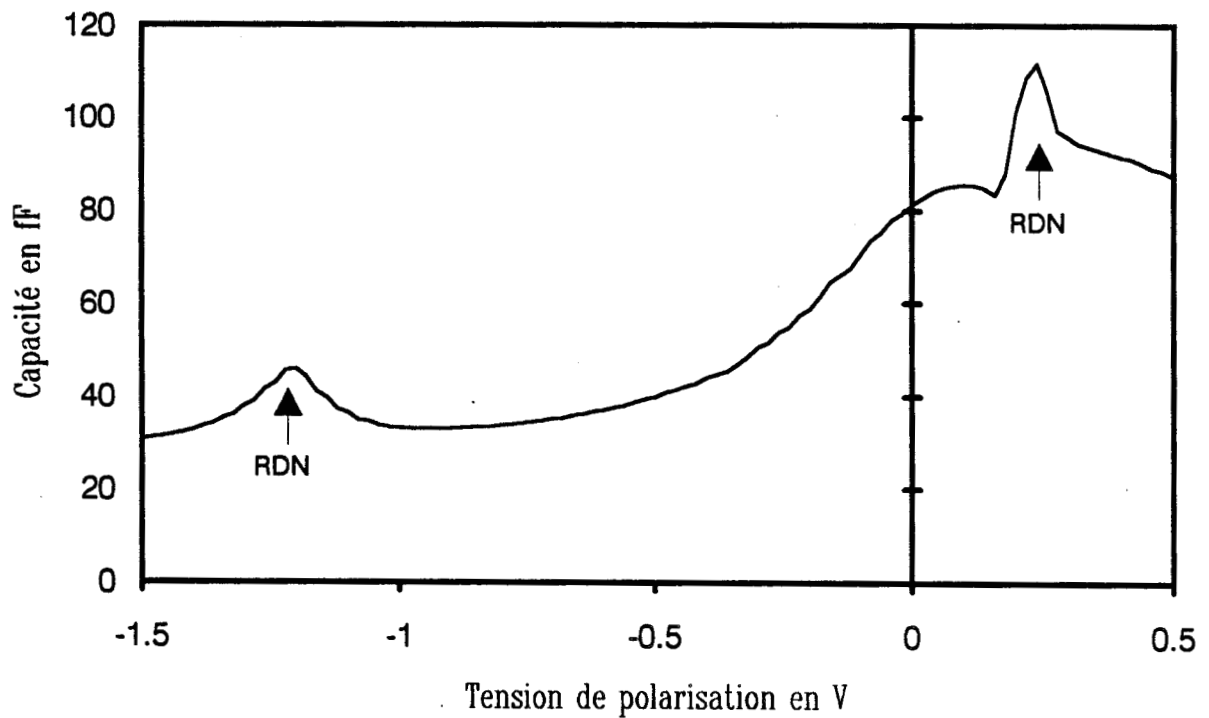
Lors de la caractérisation des composants en régime statique, nous avons remarqué qu'il peut apparaître certaines difficultés de mesures liées à l'existence d'instabilités. En effet, en polarisation dans la zone de résistance différentielle négative, des oscillations spontanées peuvent prendre naissance. La caractéristique  $I(V)$  présente alors un épaulement. Ces déformations peuvent s'interpréter par des effets de redressement de courant (ou autopolarisation). Pratiquement ces instabilités, outre le fait qu'elles masquent la caractéristique  $I(V)$  intrinsèque, rendent difficile voire impossible des mesures d'impédance en régime dynamique. De plus, il est essentiel pour les applications que la diode soit stable avec son environnement à son point de polarisation. Dans les applications en oscillateurs, ces instabilités peuvent gêner la production de puissance à une fréquence élevée, ou encore introduire des signaux transposés. De plus pour les applications en mélange ou en détection, ces basses fréquences peuvent être proches des fréquences intermédiaires ou fréquences vidéo.

Plusieurs études théoriques ont été entreprises au sujet de ces instabilités [4] [5]. A partir du schéma équivalent de type RC et en prenant en compte la self de connexion  $l_s$ , il est possible d'établir un critère de stabilité. Le développement de celui est décrit référence [6]. On montre que la diode est stable si les inégalités suivantes sont vérifiées.

$$l_s < CdRs|Rd| < Cd|Rd|^2 \quad (2.1)$$

Le terme selfique n'est pas un paramètre facilement optimisable. Nous remarquons lors des mesures d'impédance, que la technologie intégrée s'avère être une solution intéressante pour minimiser  $l_s$ .

D'une manière générale, si l'on veut assurer une bonne stabilité de la diode, il faut relever le niveau de  $Rd$ , soit en jouant sur les paramètres structuraux de la diode [ $L_B$ ,  $L_W$ , matériau] au détriment de la fréquence de coupure, soit en diminuant la sec-



**Figure 2.9 :** a) Mesure de la capacité d'une structure GaAs/GaAlAs sur substrat semi isolant. La section est de  $5 \times 5 \mu m^2$ . On observe des singularités en polarisation différentielle négative.  
 b) Mesure de la résistance équivalente d'une structure GaAs/GaAlAs sur substrat semi isolant de section  $5 \times 5 \mu m^2$



tion des composants entraînant alors des difficultés de connexion.

D'un point de vue général, la stabilité sera plus difficile à obtenir avec des diodes dont la fréquence de coupure est élevée. On peut noter également, que le critère de stabilité peut s'exprimer sous la forme  $f_x > f_r$ , où  $f_r$  et  $f_x$  représentent les fréquences de coupure des parties réelle et imaginaire de l'impédance de la diode .

## 2.4 Caractérisation en dynamique

### 2.4.1 Mesure de la capacité

Nous présentons ici des mesures de capacité effectuées sur toute la plage de tension, incluant la zone de résistance différentielle négative. Pratiquement, ceci est possible pour des échantillons à fort niveau d'impédance. Il faut donc dans ce cas utiliser des composants qui passent peu de courant, mais aussi dont les sections sont relativement faibles afin de s'affranchir des problèmes d'oscillations spontanées en résistance différentielle négative. Sur ces critères, les mesures ont été effectuées à 700 MHz sur des structures GaAs/GaAlAs sur substrat semi isolant dont la séquence de croissance est représentée sur la figure 2.6. Insistons sur le fait que les structures sont fortement dissymétriques au niveau des deux zones d'espaceurs. En effet la largeur de la zone peu dopée côté substrat est de 2 000 Å alors qu'une faible couche non intentionnellement dopée de 50 Å sépare la double barrière de la couche située en tête. Nous avons reporté sur la figure 2.9, les résultats de mesure de la capacité et de la résistance équivalente dans un schéma parallèle en fonction de la tension. On constate que la capacité initialement de 80 fF décroît fortement en polarisation inverse pour atteindre une valeur limite de 30 fF à - 1,5 V. Cette évolution se comprend par la "respiration" de la zone désertée en fonction de la tension, qui peut s'étendre dans la zone d'espaceur relativement importante.

Dans le sens positif de polarisation, les variations sont beaucoup moins prononcées avec une valeur moyenne relativement constante de 90 fF. Dans ce cas, la zone de désertion se fait très rapidement dans la couche située en tête et fortement dopée à  $2.10^{18} cm^{-3}$ , ce qui explique les variations beaucoup plus faibles. Outre cette allure générale, on remarque que dans la zone de résistance différentielle négative identifiée sur la figure 2.9a, une augmentation de la capacité est apparente, ce qui laisse à penser que le phénomène de résonance joue un rôle dans la façon dont se charge la structure double

barrière .

Si l'on se reporte aux résultats de mesures de la résistance équivalente en parallèle avec la capacité, on constate des variations extrêmement importantes, autour des valeurs moyennes de l'ordre de quelques kilo Ohms, qui interviennent aux valeurs de polarisation où des augmentations de capacité sont observées.

D'un point de vue théorique, plusieurs modèles peuvent être proposés pour expliquer les variations de capacité. En première analyse, on peut supposer qu'aucune charge n'est piégée dans le puits. La capacité de la structure ne dépend alors que de la charge qui se forme en amont de la double barrière dans la zone d'accumulation. La densité de charge surfacique piégée dans cette zone fixe le champ dans la double barrière, créant une zone désertée plus ou moins importante en fonction des densités de charges mises en jeu.

La valeur de cette première capacité peut être approximée dans l'hypothèse d'un condensateur plan équivalent, où l'épaisseur du diélectrique intègre la largeur de la double barrière  $W$ , l'extension de la zone désertée  $D$  et la distance de la fonction d'onde  $d\psi$  de la charge piégée par rapport à la 1ère interface. En pratique  $d\psi$  est négligeable devant  $D$  et  $W$ , on peut écrire alors :

$$C = \frac{\epsilon S}{W + D} = \frac{\epsilon}{\sqrt{W^2 + \frac{2\epsilon}{qN_D} V_a}} \quad (2.2)$$

On obtient une variation non linéaire de la capacité, analogue aux diodes varactors classiques. Néanmoins, remarquons que pour des structures à effet tunnel symétriques, la diminution de la capacité se fait de chaque côté de l'équilibre.

L'explication des accidents de la capacité dans la zone de résistance différentielle négative est loin d'être triviale. Il nous semble qu'il faille invoquer dans ce cas la capacité du puits à accumuler des charges. Pour montrer que ce phénomène peut conduire à des variations de capacité autre que celles liées à la désertion, nous reprendrons très brièvement le modèle de Sheard et Toombs [7] pour lequel le processus d'effet tunnel résonnant est supposé séquentiel. Ceci signifie que pour les électrons, le franchissement de la double barrière se fait en deux temps: le premier associant des transferts de charges entre la zone d'émetteur et le puits, le second décrivant la fuite des porteurs

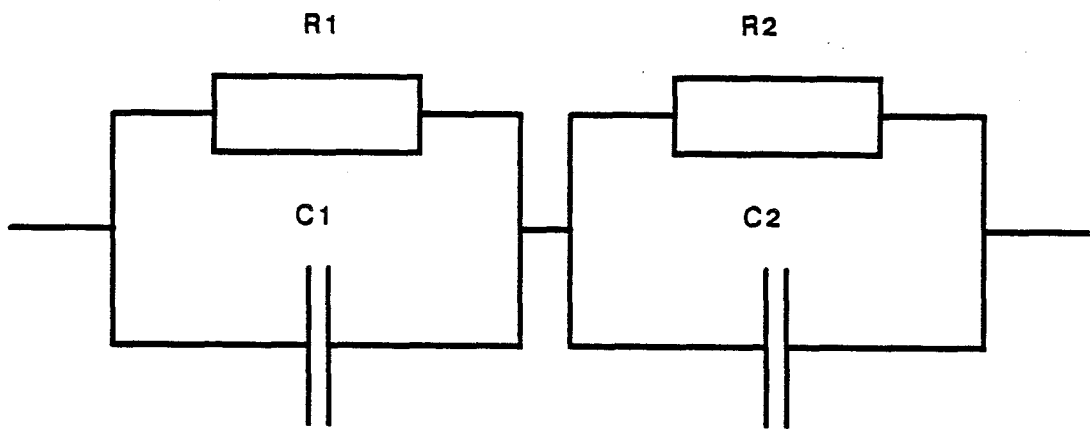


Figure 2.10 : Circuit équivalent petit signal d'une diode à effet tunnel résonnant, basé sur une analyse séquentielle des mécanismes de conduction

vers le collecteur. Sur cette base, le schéma équivalent petit signal se décompose en deux impédances complexes en série. On trouvera dans l'article original l'expression de ces impédances.

Pour le cas qui nous intéresse de mesures effectuées en basse fréquence, le schéma est illustré sur la figure 2.10. Il est l'association en série de deux impédances constituées d'une résistance en parallèle avec une capacité.

Les deux capacités sont associées aux barrières gauche et droite. Le terme résistif  $R1$  décrit le processus de remplissage du puits alors que  $R2$  décrit le processus de fuite.

En régime de faible conduction les résistances  $R1$  et  $R2$  sont très grandes, la capacité équivalente est le résultat de la mise en série de  $C1$  et  $C2$ . En revanche lorsque la diode conduit, la diminution de  $R1$  permet de charger le puits. Cette diminution tend à court-circuiter  $C1$ . La capacité équivalente est alors presque égale à  $C2$ , supérieure à  $C_0 = \frac{C1C2}{C1+C2}$ . Ceci tend à montrer qu'il est possible en invoquant les propriétés de charge du puits d'observer des variations de la capacité. Il nous semble néanmoins que l'interprétation quantitative des données expérimentales doit faire intervenir la capacité du puits quantique.

Un premier pas dans ce sens viens d'être réalisé dans la référence [8]. Ces auteurs montrent en introduisant la densité de charge piégée sur le niveau quantique, les différentes constantes de temps de charge et de décharge, qu'il est possible d'observer des augmentations de la capacité dans la montée de courant ainsi que dans la RDN selon la structure considérée. Par ailleurs, ils mettent en évidence un comportement fréquentiel extrêmement prononcé qui fait que les accidents de  $C$  sont complètement gommés en très haute fréquence.

### 2.4.2 Mesures d'impédances

Nous nous proposons dans ce paragraphe, d'évaluer à partir de mesures d'impédances, l'ordre de grandeur des différents éléments qui constituent le schéma équivalent des diodes à effet tunnel étudiées. La traduction des phénomènes physiques en termes d'éléments localisés est essentielle pour l'évaluation des performances d'une application envisagée. Par ailleurs, ces mesures vont nous permettre d'accéder aux termes parasites, qui jouent un rôle extrêmement important en ce qui concerne la stabilité des

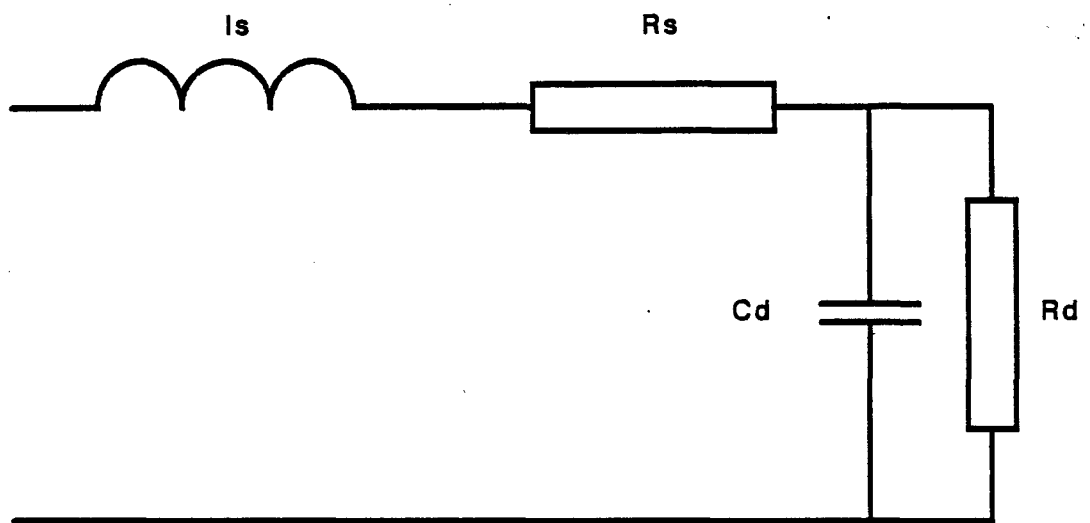


Figure 2.11 : Schéma équivalent petit signal adopté pour les mesures d'impédance des structures sur substrat  $n^+$

diodes. Nous verrons que, pour des échantillons de faible section, la valeur de la capacité parasite peut être supérieure à celle de la valeur intrinsèque du composant. Nous caractérisons ici des composants appartenant aux deux types de technologie présentées auparavant.

#### 2.4.2.1 Echantillons sur substrat $n^+$ de type GaAlAs/GaAs

La séquence de croissance de la structure étudiée est décrite au paragraphe 2.1.3. Le composant caractérisé ici a un diamètre de  $15 \mu\text{m}$ . Il est monté dans un boîtier BMH60, et l'ensemble est inséré dans une cellule de mesure en connecteurs SMA. Rappelons que le contact électrique entre le haut du méso et la ligne d'accès au boîtier est réalisé par thermocompression d'un fil d'or, dont le diamètre est du même ordre de grandeur que celui du composant.

Les mesures sont effectuées à l'analyseur de réseau HP8510 dans la gamme de fréquence allant de 0,1 à 12 GHz. L'échantillon est refroidi à l'azote liquide. En effet, en abaissant la température, on tend à augmenter la plage d'existence de la résistance différentielle négative. Il en résulte une augmentation du niveau d'impédance, favorable à la stabilisation du composant.

Le circuit équivalent adopté est représenté figure 2.11. Il est similaire à celui de la diode tunnel d'Esaki. La résistance  $Rd$  correspond à la résistance différentielle négative ou positive due au processus tunnel résonnant. La capacité  $Cd$  représente la capacité totale de la double barrière.  $Rs$  traduit la contribution de l'ensemble des résistances série, de contact notamment. Enfin,  $ls$  est la self due au fil de connexion.

Les informations utiles à la détermination de ces divers éléments, sont obtenues à partir de l'évolution fréquentielle de la partie réelle et de la partie imaginaire de l'impédance, dont les expressions respectives sont :

$$\text{Re}[Zd] = Rs + \frac{Rd}{1 + Rd^2 Cd \omega^2} \quad (2.3)$$

$$\text{Im}[Zd] = lsw - \frac{Rd^2 Cd \omega}{1 + Rd^2 Cd^2 \omega^2} \quad (2.4)$$

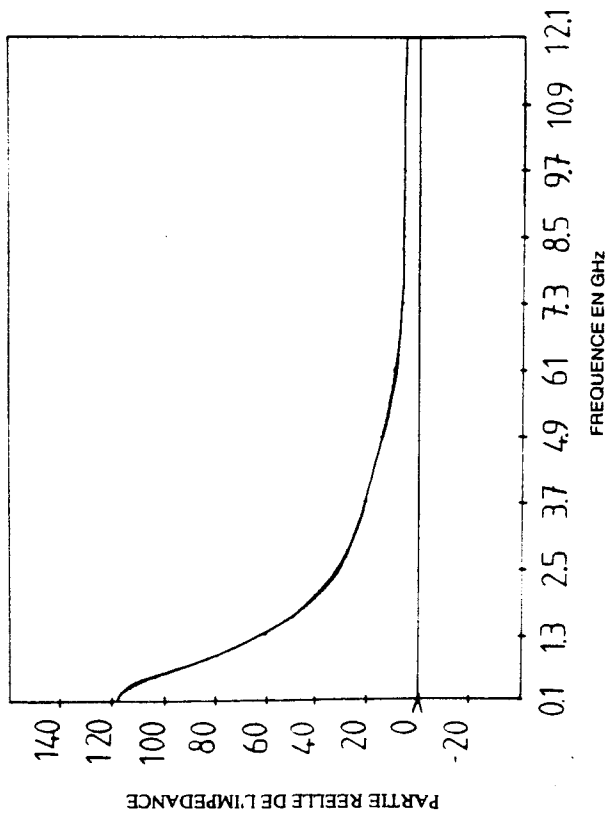


Figure 2.12: Evolution fréquentielle de la partie réelle de l'impédance à l'équilibre

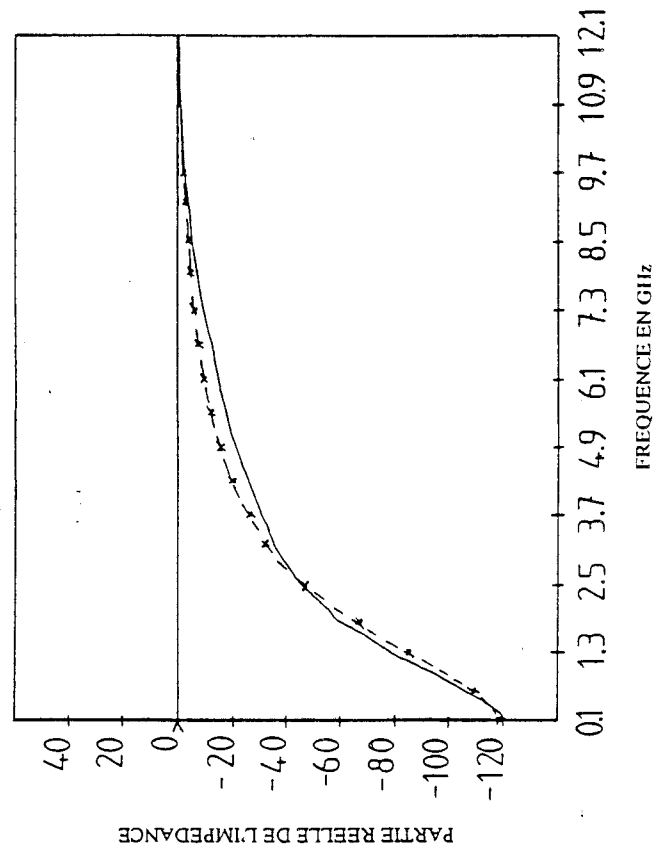


Figure 2.13: Evolution fréquentielle de la partie réelle de l'impédance à  $V = 1,1$  V. La fréquence  $f_r$  vaut 12 GHz

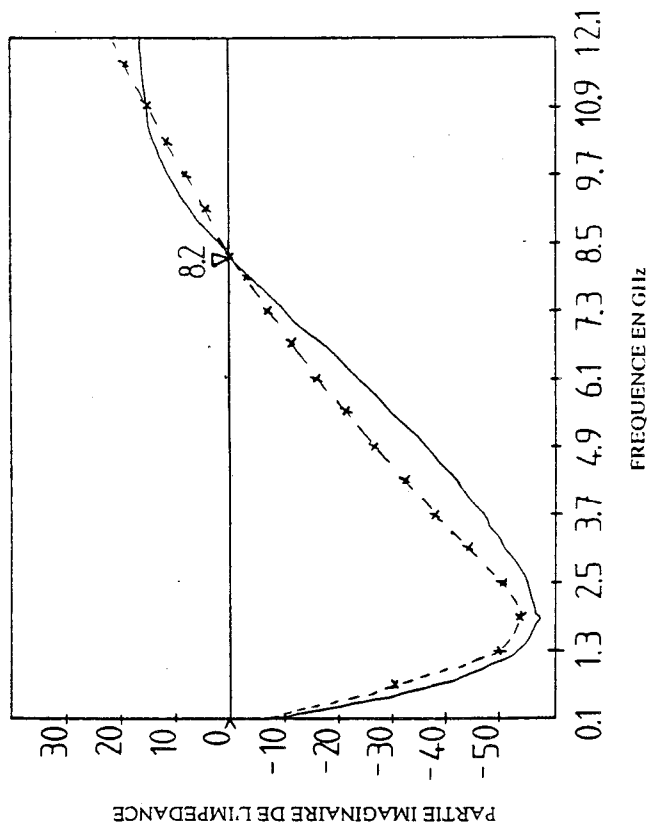


Figure 2.14: Evolution fréquentielle de la partie imaginaire de l'impédance à  $V = 1,1$  V. La fréquence  $f_x$  vaut 8,2 GHz.

L'obtention de la valeur de  $R_s$  est relativement aisée au voisinage de l'équilibre. En effet, dans ce régime de faible conduction, la valeur élevée de  $R_d$  conduit à une constante de temps  $R_d C_d$  telle que la partie réelle  $Re[Z_d]$  décroît rapidement pour des fréquences croissantes pour tendre vers  $R_s$ . Dans l'exemple présenté figure 2.12, la valeur de  $R_s$  ainsi mesurée est de 3,5  $\Omega$ . Nous reportons maintenant sur les figures 2.13 et 2.14, les évolutions fréquentielles de la partie réelle  $Re[Z_d]$  et imaginaire  $Im[Z_d]$  de l'impédance pour un point de polarisation en résistance différentielle négative à  $V = 1.1$  V. Nous observons une décroissance de la valeur absolue de  $Re[Z_d]$  jusqu'à la fréquence de coupure  $f_R$  égale à 12 GHz, pour laquelle  $Re[Z_d]$  s'annule. La résistance  $R_d$  est estimée en dérivant la courbe expérimentale au point de polarisation. Nous obtenons par cette méthode une valeur voisine de - 120  $\Omega$ . La connaissance de  $R_s$ , de  $R_d$  et de  $f_C$  nous permet maintenant de calculer  $C_d$  à partir de l'expression suivante :

$$C_d = \frac{1}{2\pi f_R \sqrt{R_s R_d}} \times \sqrt{1 - \frac{R_s}{R_d}} \quad (2.5)$$

Le résultat numérique pour l'exemple présenté est de 0,64 pF. Si à présent, on essaie de traduire ce résultat en terme de valeur de zone désertée en faisant l'hypothèse d'une capacité plan, nous obtenons environ 320 Å. On constate que celle ci est sensiblement plus faible que celle que l'on peut déduire de la séquence de croissance. L'ordre de grandeur de  $l_s$  peut être déduit à partir de l'expression de la fréquence de coupure  $f_x$  pour laquelle la partie imaginaire de l'impédance s'annule. Nous relevons sur la figure 2.14 une fréquence  $f_x$  égale à 8,2 GHz. La valeur de  $l_s$  calculée à partir de cette donnée et de la formule qui suit, vaut 0,55 nH.

$$l_s = \frac{1}{C_d \left[ (2\pi f_x)^2 + \left( \frac{1}{R_d C_d} \right)^2 \right]} \quad (2.6)$$

Chacun des constituants du schéma équivalent a pu être évalué. Sur les figures 2.13 et 2.14, nous avons également tracé les évolutions théoriques de  $Re[Z_d]$  et  $Im[Z_d]$  avec les valeurs suivantes.



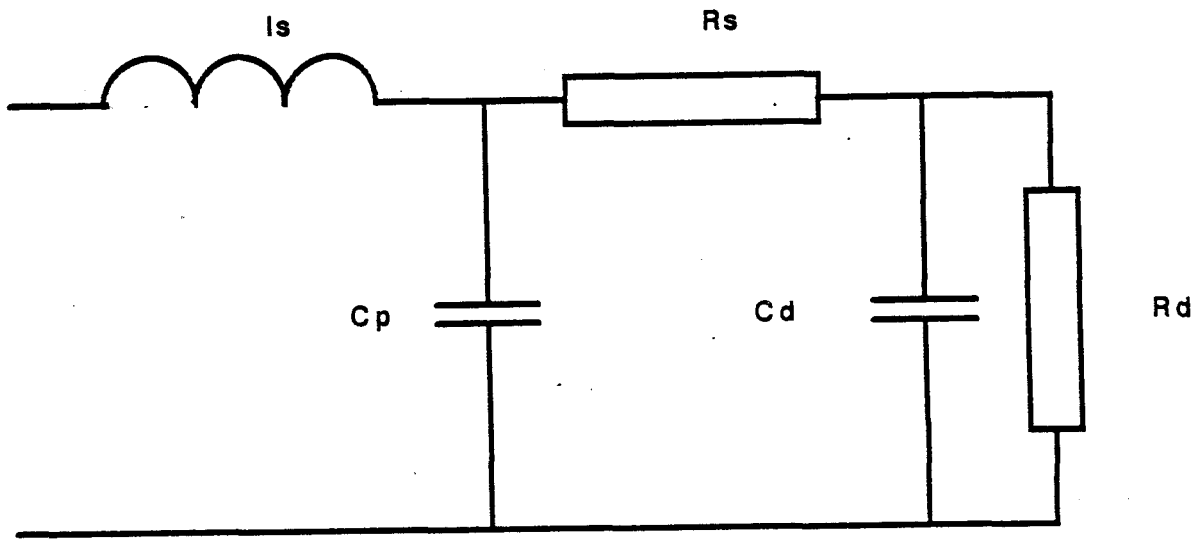


Figure 2.15: Schéma équivalent petit signal adopté pour les structures sur semi isolant.  
 $C_p$  est une capacité parasite

$$R_s = 3,5\Omega \quad R_d = -120\Omega \quad l_s = 0,55nH \quad C_d = 0,6pF$$

Nous constatons un très bon accord théorie expérience avec les valeurs déduites de la mesure.

#### 2.4.2.2 Echantillons sur substrat semi-isolant

En ce qui concerne les échantillons intégrés sur substrat semi-isolant, les mesures d'impédance se font directement sur le WAFER grâce au système de pointes CASCADE, combiné à l'analyseur de réseau. La gamme de fréquence explorée s'étend de 1,5 GHz à 26,5 GHz.

Rappelons que dans cette technologie, l'accès à la diode se fait grâce à une ligne coplanaire, dont le conducteur central est relié au contact haut du méssa par un film d'or de quelques  $\mu m$  de largeur. Le film est déposé sur un isolant en nitrure.

Cette configuration technologique va entraîner une légère modification dans le schéma équivalent, auquel nous rajoutons une capacité parasite  $C_p$  (figure 2.15), qui traduit globalement les capacités associées à la ligne de transmission, au ruban de métallisation et à la discontinuité entre ces deux éléments. L'introduction de  $C_p$  alourdit les expressions de la partie réelle et de la partie imaginaire de l'impédance. Mais, la fréquence de coupure  $f_r$  reste indépendante de  $C_p$  et a pour expression :

$$f_r = \frac{1}{2\pi C_d \sqrt{R_s R_d}} \times \sqrt{1 - \frac{R_s}{R_d}} \quad (2.7)$$

Un premier jeu de valeurs des différents éléments peut être obtenu en négligeant certains termes devant d'autres selon les conditions expérimentales.

#### Structures GaAlAs/GaAs

La résistance série  $R_s$  est déterminée comme précédemment par la valeur asymptotique que suit la partie réelle de l'impédance pour une polarisation en régime de

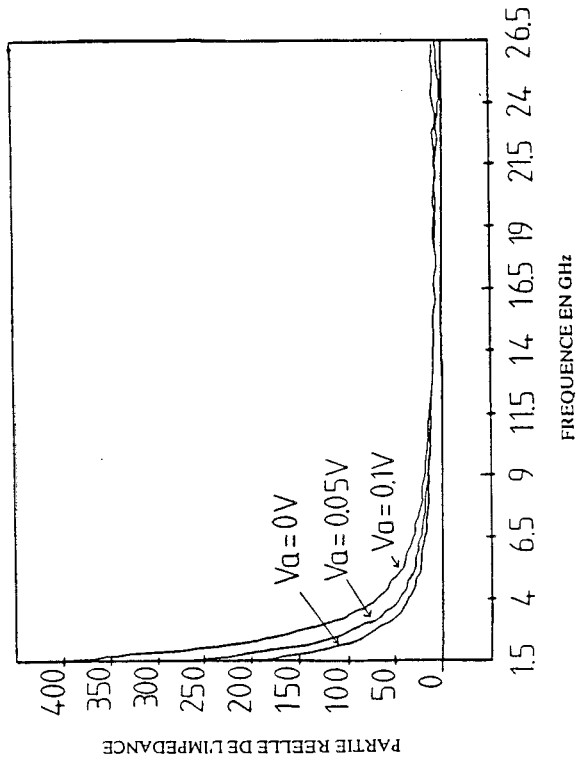


Figure 2.16: Détermination de la résistance série pour trois tensions différentes  
 $V_a = 0 V$ ,  $V_a = 0,05 V$ ;  $V_a = 0,1 V$

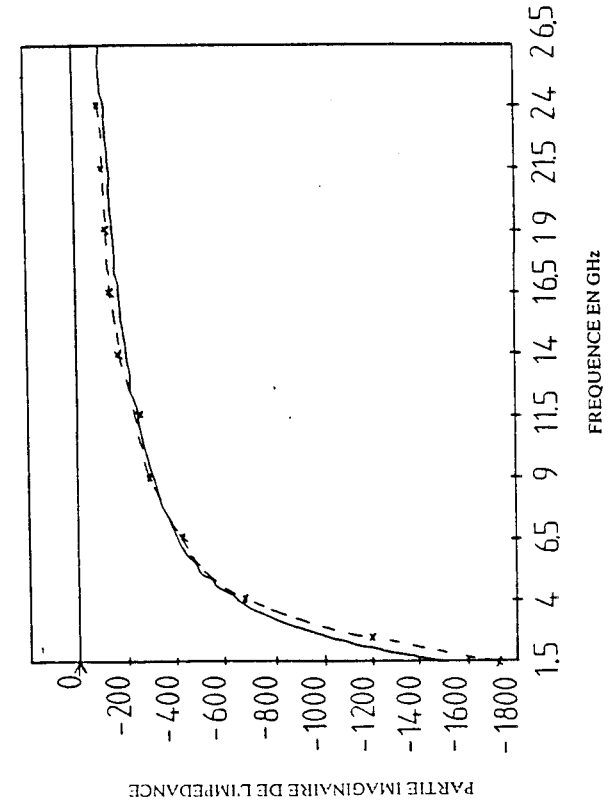


Figure 2.17: Détermination de la capacité parasite  $C_p$  pour la structure GaAs/GaAlAs à  $V = -1 V$   
 L'évolution fréquentielle de  $Im(Z_d)$  est dominée par  $C_p$

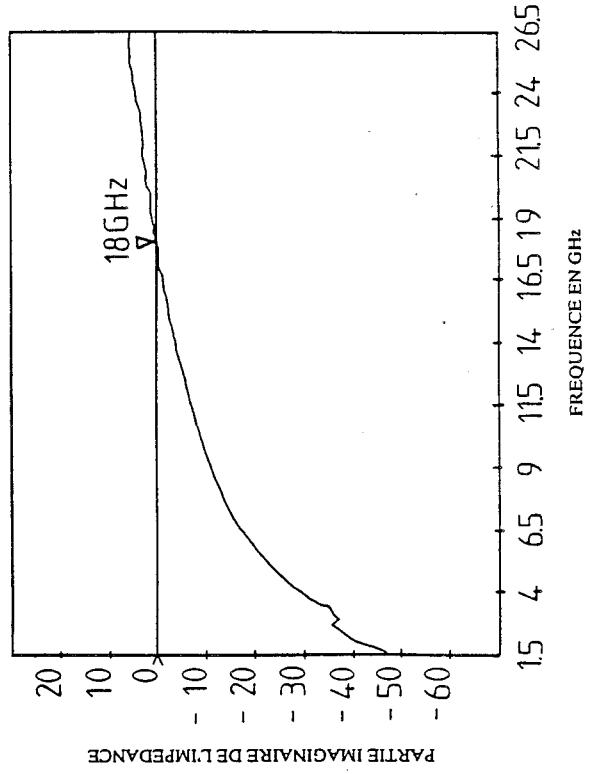


Figure 2.18: Mesure de la fréquence de coupure  $f_x$  de la partie imaginaire d'un échantillon de section  $16 \times 16 \mu m^2$

faible conduction. Par cette méthode, nous obtenons une valeur voisine de  $10 \Omega$  pour des tensions de polarisation  $V_a = 0 \text{ V}$ ,  $V_a = 0,05 \text{ V}$  et  $V_a = 0,1 \text{ V}$  (figure 2.16)

La détermination de  $C_p$  se trouve facilitée par la forte dissymétrie de la structure étudiée. Rappelons en effet, que les deux espaceurs qui encadrent la double barrière sont respectivement de  $2000 \text{ \AA}$  et  $25 \text{ \AA}$ . Il en résulte que pour des sections suffisamment faibles, et pour une polarisation telle que la désertion se fasse dans l'espaceur de plus grande dimension, la valeur de la capacité intrinsèque  $C_d$  du composant devient négligeable devant  $C_p$ . On mesure alors directement la capacité  $C_p$ . Ceci est illustré sur la figure 2.17 où nous avons reporté les variations de la partie imaginaire  $Im[Z_d]$  pour un échantillon de section  $3 \times 3 \mu\text{m}^2$  et un point de polarisation de  $-1 \text{ V}$ . On obtient un comportement capacitif dominé par  $C_p$  auquel nous pouvons attribuer une valeur voisine de  $60 \text{ fF}$ .

Pour la détermination de  $l_s$ , il nous faut comme dans les mesures précédentes accéder à la fréquence de coupure  $f_x$  de la partie imaginaire. Or pour des échantillons de faible section, la capacité intrinsèque de la diode n'est pas suffisamment élevée pour que  $f_x$  soit dans la fenêtre fréquentielle étudiée. Nous n'avons pu déterminer  $l_s$  uniquement à partir d'une série de mesure sur des échantillons de section  $16 \times 16 \mu\text{m}^2$ . La figure 2.18 donne l'évolution de  $Im(z)$  mesurée dans ce cas à  $V = 0,26 \text{ V}$ .

La fréquence de coupure  $f_x$ , nous permet d'estimer l'inductance  $l_s$  à  $50 \text{ pH}$ . Notons dès à présent que cette valeur est d'un ordre de grandeur inférieur à celle obtenue précédemment pour une technologie faisant intervenir la thermocompression d'un fil d'or. On peut supposer raisonnablement que  $l_s$  et  $C_p$  sont indépendants de la section du composant dans la mesure où la technologie des éléments d'accès est le même.

Nous reportons sur les figures 2.19 et 2.20 les mesures d'impédances d'un échantillon de section  $3 \times 3 \mu\text{m}^2$  polarisé au milieu de la résistance différentielle négative à  $V = 0,23 \text{ V}$ . La résistance  $R_d$  estimée par dérivation de la caractéristique statique vaut environ  $1,8 \text{ k}\Omega$ . Le calcul de  $C_d$  à partir de l'expression de  $f_c$  nous donne une valeur de  $65 \text{ fF}$ . Nous disposons ainsi, d'un jeu de valeurs initiales. Le meilleur accord théorie-expérience, après optimisation de ces divers éléments est obtenu avec les valeurs suivantes :

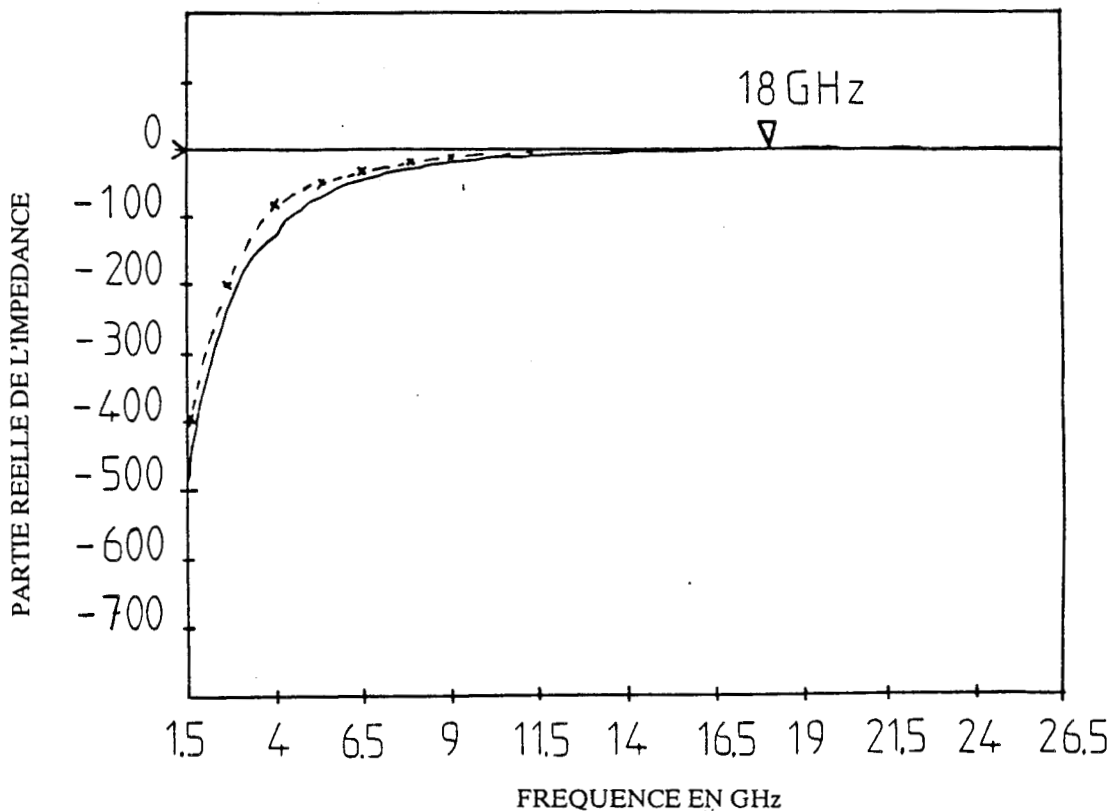


Figure 2.19 : Evolution fréquentielle de la partie réelle de l'impédance d'un échantillon GaAs/GaAlAs pour un point de polarisation au milieu de la résistance différentielle négative ( $V = 0,23$  V)

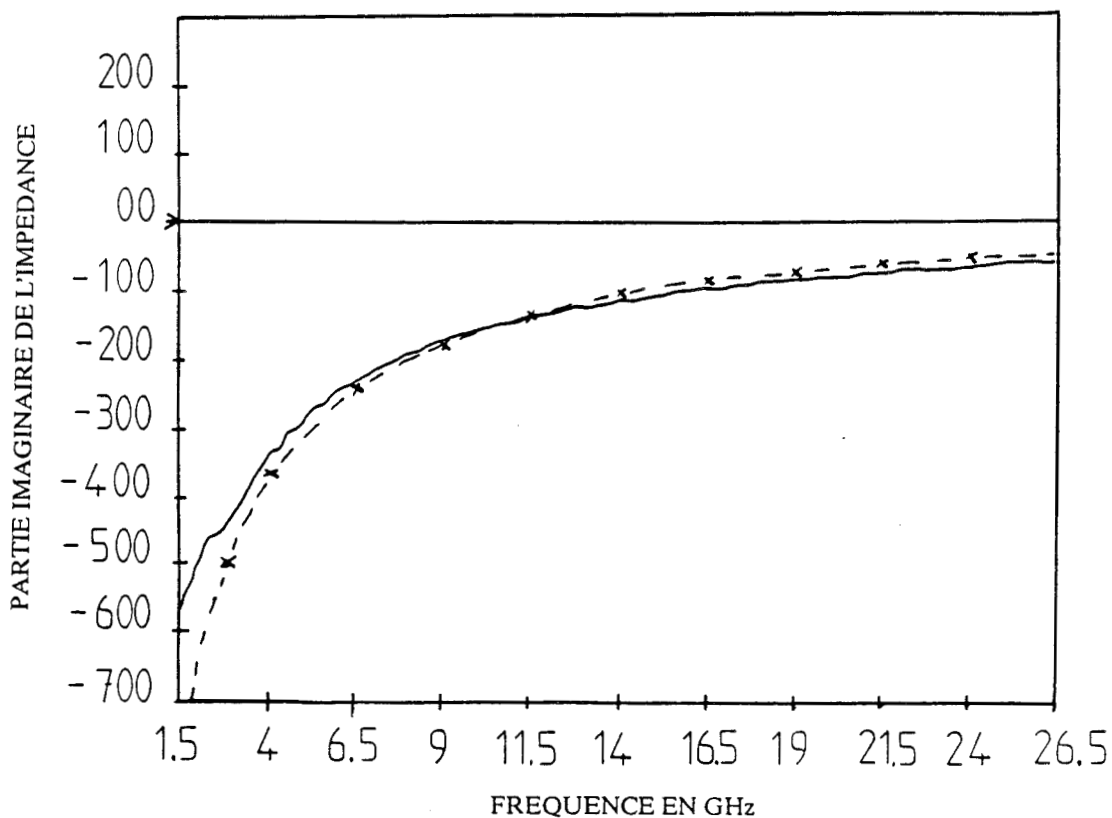


Figure 2.20 : Evolution fréquentielle de la partie imaginaire de l'impédance d'un échantillon GaAs/GaAlAs pour un point de polarisation au milieu de la résistance différentielle négative ( $V = 0,23$  V)

$$R_s = 8\Omega : l_s = 50pH : C_d = 50fF : C_p = 50fF$$

### Structure pseudomorphique AlGaAs/InGaAs/GaAs

La méthodologie suivie pour la détermination du schéma équivalent des structures GaInAs/GaAlAs/GaAs est identique à celle qui vient d'être décrite.

Cependant nous avons attribué à la capacité parasite la valeur de  $50 fF$  trouvée par les mesures précédentes. En effet, la symétrie de la structure ne nous permet pas ici de négliger dans un sens de polarisation  $C_p$  devant  $C_d$ . Notre hypothèse est justifiée dans la mesure où les processus technologiques mis en oeuvre sont identiques pour les deux types de structure.

Les figures 2.21 et 2.22 donnent les variations des parties réelle et imaginaire de l'impédance mesurées et calculées à partir du schéma équivalent avec les éléments suivants  $R_s = 9\Omega : R_d = -250\Omega : C_p = 50fF : C_d = 20fF : l_s = 50pH$ . Il s'agit ici, d'une diode de  $9 \mu m^2$  polarisée à 0,9 V. Nous constatons un excellent accord théorie-expérience à 10 % près.

Dans la gamme de fréquence considérée, ni la partie réelle  $Re[Z_d]$  ni la partie imaginaire  $Im[Z_d]$  ne présentent de fréquence de coupure. Ainsi à la fréquence de 26,5 GHz, la partie réelle est encore de  $-25\Omega$ . Des mesures effectuées jusqu'à 40 GHz, qui constitue la limite fréquentielle des dispositifs sous pointes au laboratoire, montrent que les comportements observés tant pour  $Re[Z_d]$  que  $Im[Z_d]$  sont conservés.

On peut estimer la fréquence de coupure  $f_r$  à partir de l'expression (2.7). Avec le jeu de valeur précédent, nous obtenons  $f_r = 165$  GHz. En fait, ce n'est pas la fréquence maximale d'oscillation, qui serait obtenue au minimum de conductance. Une estimation plus optimisée des limites fréquentielles, peut être obtenue en substituant au niveau d'impédance correspondant au seuil de stabilité, la résistance sécante calculée entre la tension pic et le point de polarisation en résistance différentielle négative, où la diode commence à se stabiliser. On obtient une résistance de  $-60 \Omega$ , ce qui porte la fréquence de coupure à plus de 315 GHz.

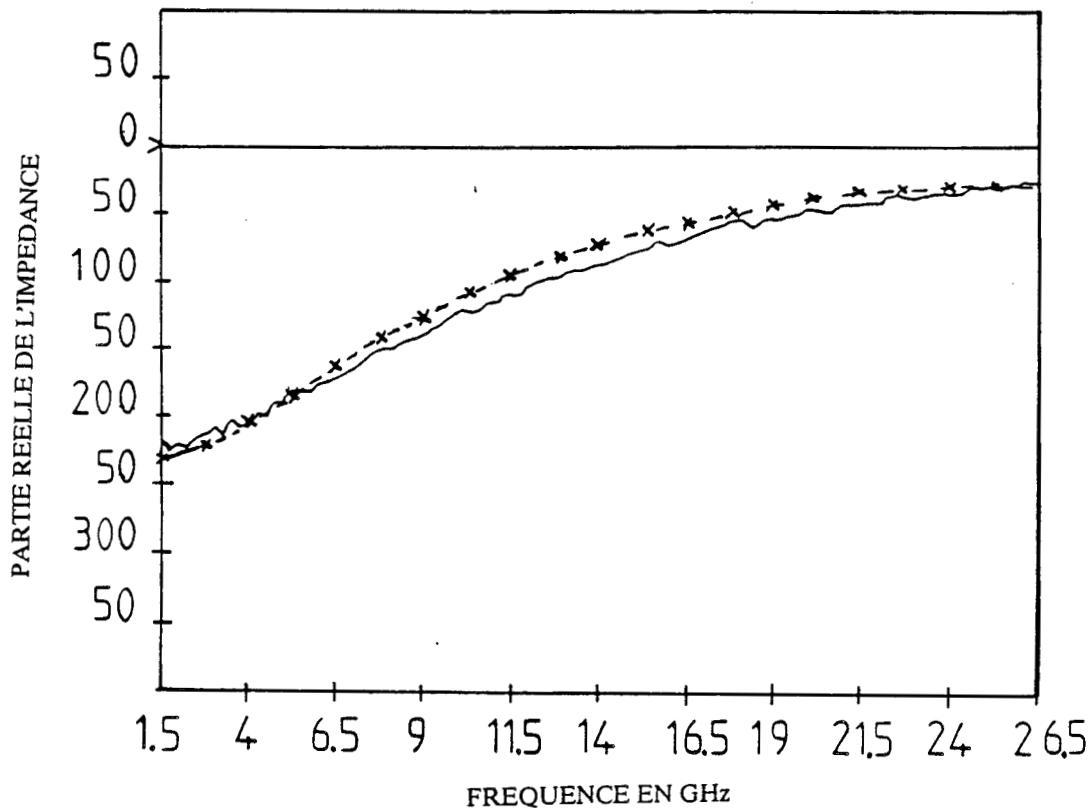


Figure 2.21 : Evolution fréquentielle de la partie réelle de l'impédance pour un échantillon GaAs/GaInAs/GaAlAs de  $9 \mu m^2$  polarisé en RDN

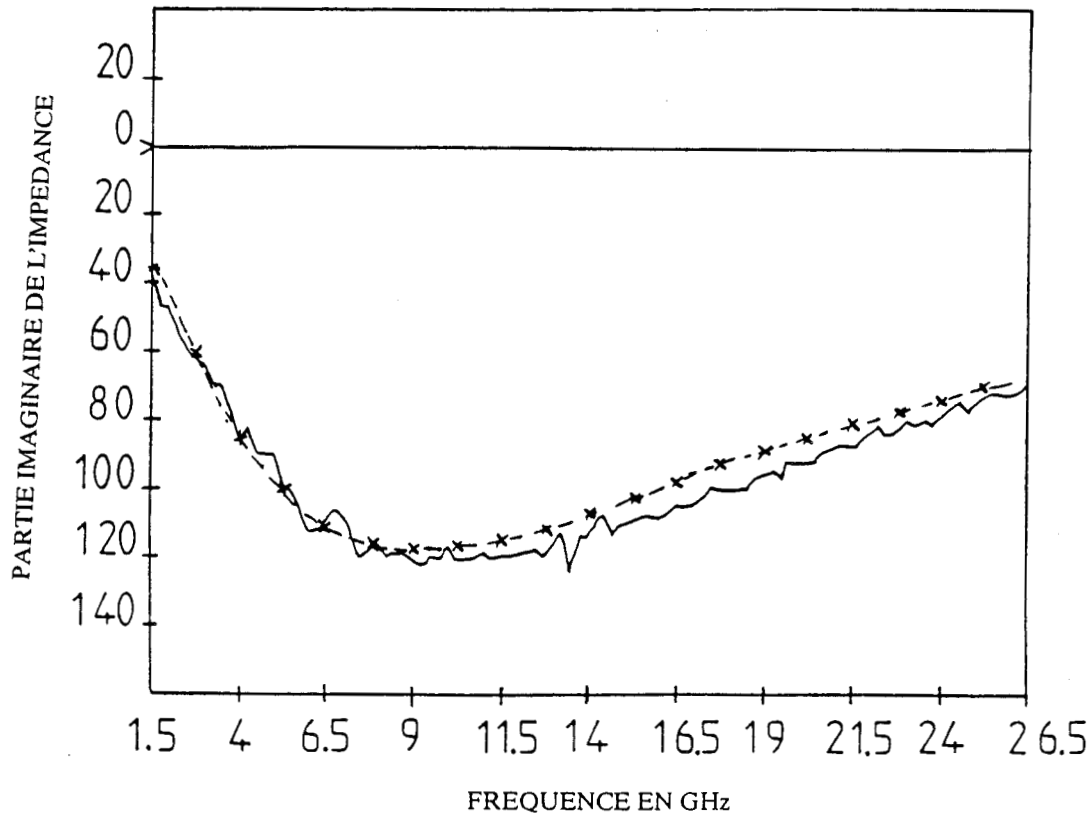


Figure 2.22 : Evolution fréquentielle de la partie imaginaire de l'impédance pour un échantillon GaAs/GaInAs/GaAlAs de  $9 \mu m^2$  de section

### Comparaison des différents processus

Pour faciliter l'analyse des mesures précédentes, nous avons regroupé dans le tableau 2.2 les points qui nous semblent importants, respectivement pour la structure GaAlAs/GaAs sur  $n^+$  notée A et la structure pseudomorphique sur semi isolant notée B.

Les sections minimales sont pour le composant de type A de  $177 \mu m^2$  (diamètre limite de  $15 \mu m$ ) et de  $9 \mu m^2$  pour un échantillon de type B.

A l'avenir, cette dernière valeur n'est pas limitative et il nous semble possible d'atteindre des sections de  $4 \mu m^2$  connectées par des rubans de  $1 \mu m$  de largeur. Il paraît cependant nécessaire de remplacer les techniques de gravure chimique par des méthodes de gravure sèche. Nous avons également précisé les densités de courant toutes deux à l'échelle de la dizaine de kA. Les capacités intrinsèques ne sont que de quelques  $fF/\mu m^2$ . La valeur de  $3 fF/\mu m^2$  apparaît comme une valeur limite. Les niveaux d'impédance sont le reflet des sections, des densités de courant mais aussi du point de polarisation où l'on a pu s'assurer de la stabilité. Il semble qu'une résistivité de  $10^{-6} \Omega cm^2$  soit relativement reproductible et que cette valeur soit suffisante pour la plupart des applications sub-millimétriques. L'un des intérêts essentiels des structures intégrées verticalement réside dans la valeur de la self de connexion qui gagne un ordre de grandeur, comme nous l'avons déjà souligné. Nous avons également mentionné dans ce tableau des informations concernant la fabrication, la caractérisation et les performances potentielles. Il est certain que les échantillons de type B font appel à une technologie extrêmement lourde (8 niveaux de masquage), alors que très peu d'étapes sont nécessaires pour les composants de type A.

La caractérisation est par contre en faveur des échantillons de type B, qui présentent par ailleurs des fréquences de coupures élevées.

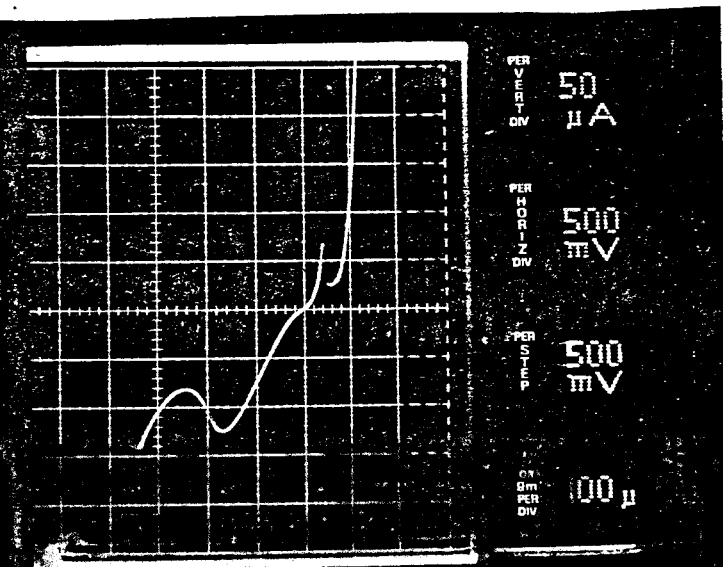
## 2.5 Caractérisation des composants en bruit

Nous nous proposons ici d'apporter des premiers éléments de réponse sur les propriétés de bruit des diodes à effet tunnel résonnant. Nous verrons tout d'abord qu'à la condition que la diode soit stable, on peut directement mesurer le bruit généré par le composant, à relativement basse fréquence.

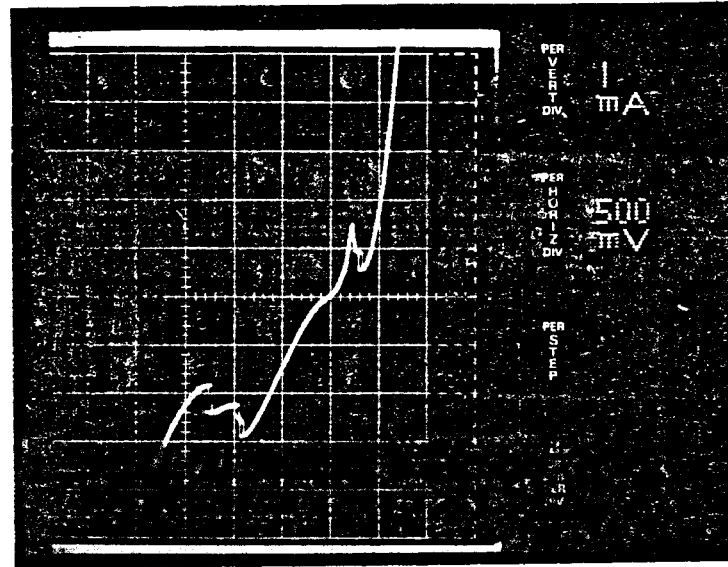


	A GaAlAs/GaAs	B GaAs/GaInAs/GaAlAs
Sections minimales	$\varnothing 15\mu\text{m}$ $177\mu\text{m}^2$	$3*3\mu\text{m}^2$
Jp en kA/cm <sup>2</sup>	17	40
Jp/Jv	1.9	4.5
ls en pH	500	50
Cd enF/ $\mu\text{m}^2$	3.4	2.2
niveaux de masquage	2	8
fr en Ghz	12	165

Tableau 2.2 : Tableau comparatif des technologies présentées.



a)



b)

Figure 2.23 : Caractéristiques de conduction, mesurées sous pointes, d'un échantillon GaAs/GaAlAs sur substrat semi-isolant

a)  $16 \times 16 \mu\text{m}^2$

b)  $9 \mu\text{m}^2$

Ces aspects concernant le bruit sont relativement peu étudiés dans la littérature. A notre connaissance les études traitant de ce sujet font surtout référence au bruit en  $1/f$  [9]. Ce n'est que très récemment, que Li et al [10] ont mesuré les caractéristiques de bruit à très basses températures en mettant en évidence une diminution du bruit de grenaille. Mentionnons également les études effectuées par l'équipe d'Eindhoven [11] visant à mesurer le composant en quadripôle. Nous reviendrons sur ces différents aspects dans les paragraphes qui vont suivre. Pour notre part, nous avons focalisé notre étude sur des mesures de la densité spectrale pour des fréquences comprises entre 100 MHz et 1,5 GHz. Par ce biais, nous nous affranchissons du bruit en  $1/f$ , en nous intéressant plus particulièrement aux corrélations que l'on peut mettre en évidence entre la caractéristique  $I(V)$  et les fluctuations qui affectent les valeurs moyennes de courant.

Dans un premier temps, nous verrons qu'il est nécessaire de prendre certaines précautions dans ces mesures effectuées en dipôle. C'est principalement les instabilités évoquées précédemment qui sont les principales sources de difficulté. Nous verrons par la suite, en établissant un parallèle entre la caractéristique statique et  $\langle i \rangle^2$ , que l'on peut établir deux régimes de fluctuation. Enfin, nous donnerons une première explication des sources de bruit observées en nous aidant des études théoriques parues dans la littérature.

### 2.5.1 Conditions de l'étude

Les mesures sont effectuées à température ambiante en utilisant le mesureur de bruit HP8970. Le principe de la mesure consiste à comparer le niveau de puissance de bruit délivré par la diode, à celui d'une source de bruit étalonnée dans la gamme de fréquence allant de 0,1 à 1,5 GHz. La principale difficulté vient de l'instabilité en résistance différentielle négative des composants. Ce point est illustré à la figure 2.23 où nous avons reporté les caractéristiques  $I(V)$  mesurées directement sous pointes pour deux composants GaAs/GaAlAs. La figure a correspond à un échantillon de section  $16 \times 16 \mu m^2$ .

La diode est instable quelque soit le sens de la polarisation comme l'attestent les épaulements.

La figure b est relative à un échantillon de  $3 \times 3 \mu m^2$ . La diode se révèle stable

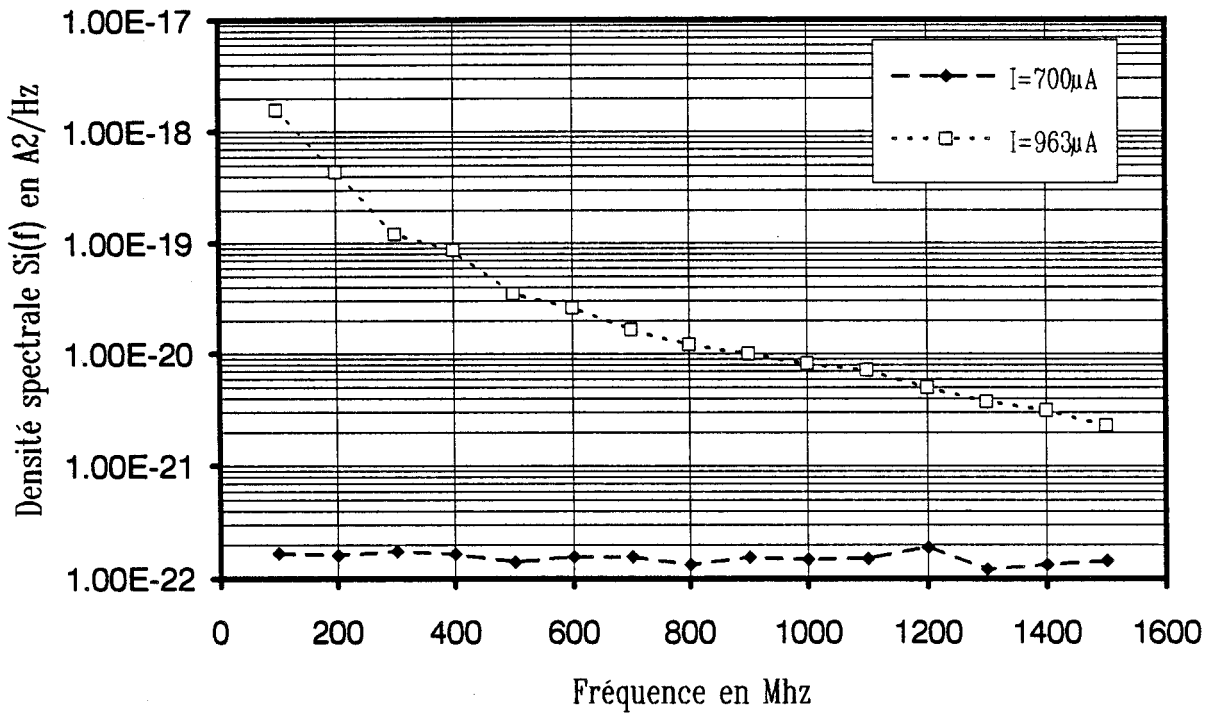


Figure 2.24a: Densité spectrale  $S_i(f)$  fonction de la fréquence pour un échantillon GaAs/GaAlAs de  $16 \times 16 \mu\text{m}^2$  de section et pour deux points de polarisation. ( $I = 963 \mu\text{A}$  est situé en RDN)

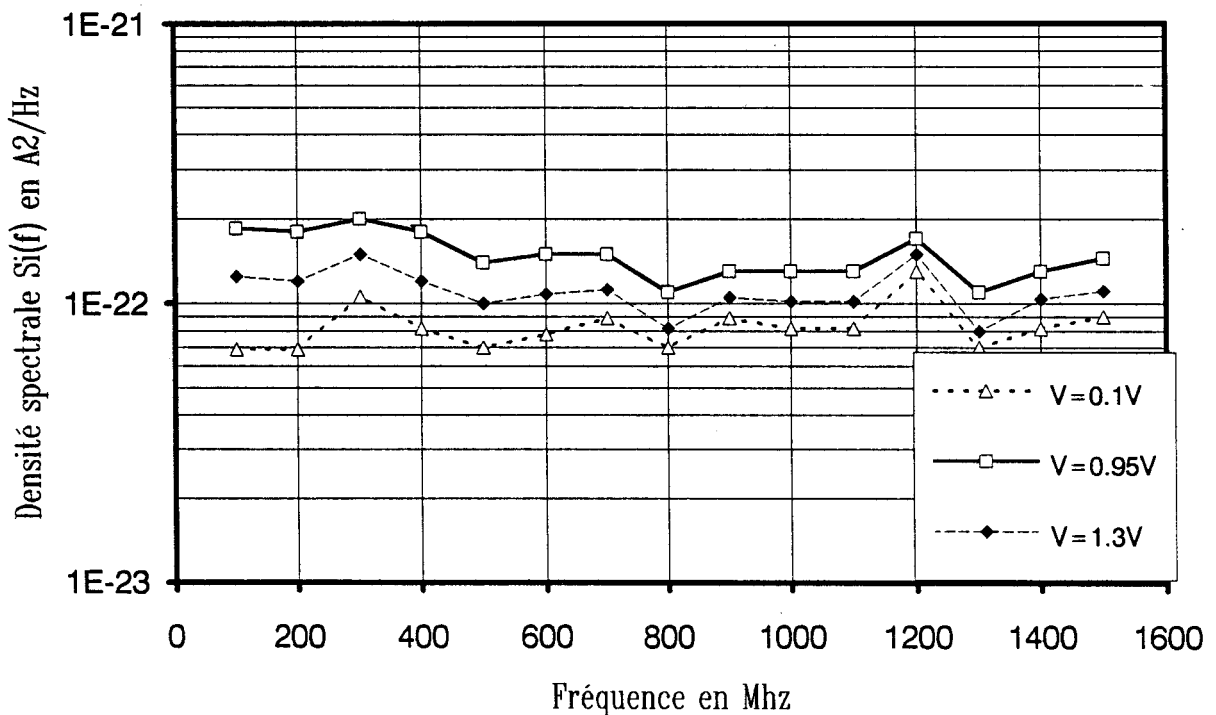


Figure 2.24b: Densité spectrale  $S_i(f)$  fonction de la fréquence pour un échantillon GaAs/GaAlAs de  $5 \times 5 \mu\text{m}^2$  et pour trois polarisations différentes ( $V = 0,95\text{V}$  est situé en RDN)

dans toute la gamme de résistance différentielle négative pour une polarisation en inverse. Auparavant nous avons vu que ces problèmes de stabilité sont liés à l'importance des éléments parasites, principalement la self de connexion  $l_s$  et au niveau de l'impédance de la diode.

En règle générale, rappelons qu'il faut  $l_s$  faible et  $R_d$  élevée. Pour satisfaire ces critères, les composants que nous avons caractérisés ont été fabriqués en technologie intégrée, ce qui permet d'avoir des valeurs de  $l_s$  inférieures ou égales à 50 pH. Pour augmenter le niveau de conductance, nous disposons de plusieurs jeux d'échantillons, dont les sections s'échelonnent entre  $16 \times 16 \mu\text{m}^2$  et  $3 \times 3 \mu\text{m}^2$ . Pratiquement, les mesures sont effectuées en associant au mesureur de bruit le système de pointes cascade, permettant ainsi de caractériser directement les composants sur tranche.

### 2.5.2 Densité spectrale

Sur la figure 2.24a nous avons reporté les variations de la densité spectrale  $S_i(f)$  de bruit pour un échantillon GaAs/GaAlAs ( $x = 0,4$ ) en fonction de la fréquence pour deux points de polarisation. Pour  $I = 700 \mu\text{A}$ ,  $S_i(f)$  apparaît quasi indépendante de la fréquence. En revanche pour  $I = 963 \mu\text{A}$ , qui correspond à une polarisation en résistance différentielle négative, le composant se révèle extrêmement bruyant en basse fréquence. C'est bien évidemment les oscillations notées précédemment que nous mesurons dans ce cas. Si à présent on augmente le niveau d'impédance en réduisant la section de la zone active, on obtient les résultats de la densité spectrale de bruit  $\langle i \rangle^2$  en fonction de la fréquence représentés à la figure 2.24b, obtenus pour une diode  $5 \times 5 \mu\text{m}^2$ . La diode se révèle parfaitement stable avec une densité spectrale présentant de faibles variations même pour le point de polarisation à 0,95 V qui se situe en résistance différentielle négative.

Par ailleurs on note que dans la plage de fréquence étudiée, il y a absence de bruit en  $1/f$ . Ceci peut constituer un indicateur de la qualité des couches, dans la mesure où ce type de bruit peut être lié à la présence de défauts ou de pièges aux interfaces notamment.

### 2.5.3 Résultats en fonction de la tension

Si on s'intéresse à présent au relevé de la puissance de bruit à 300 MHz en fonction de la tension de polarisation, on obtient typiquement les résultats reportés sur la

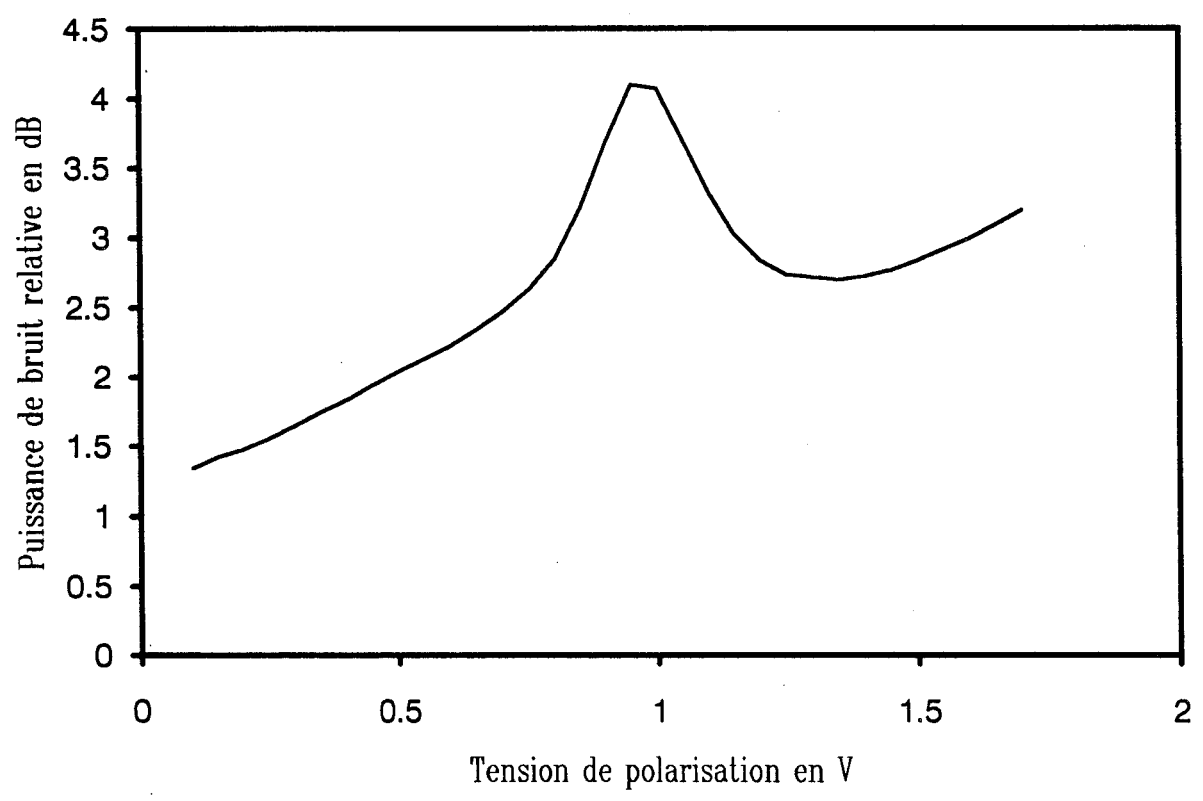
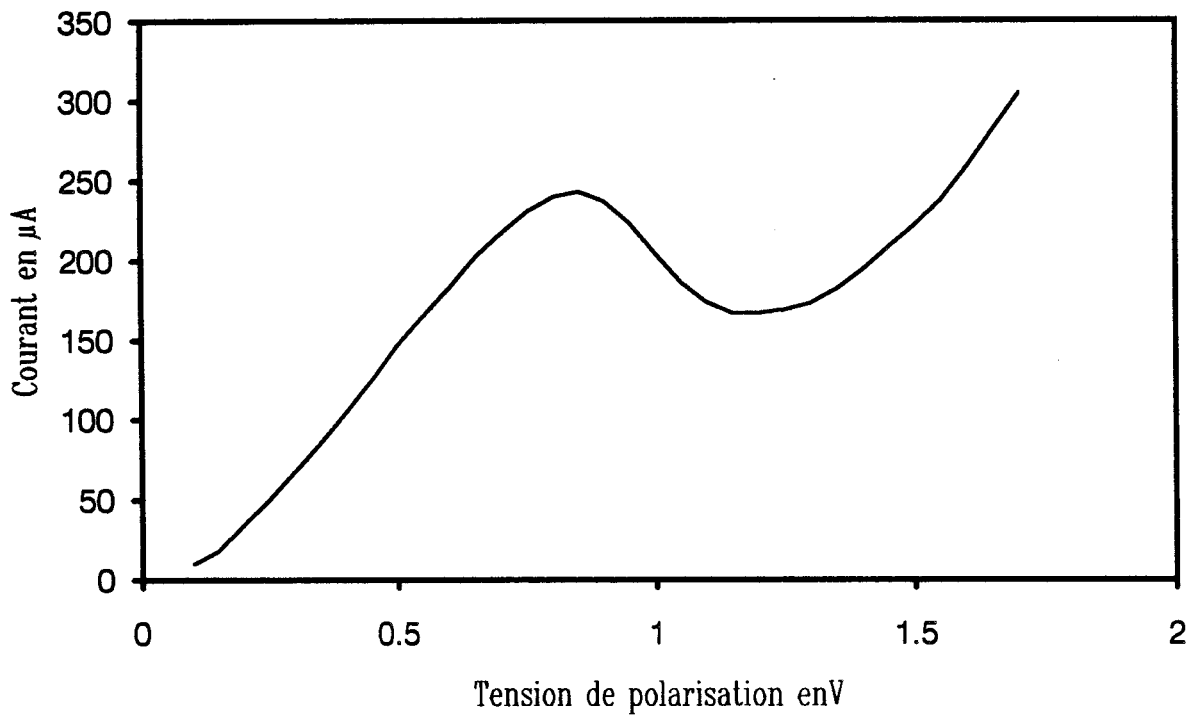


Figure 2.25: Caractéristique de conduction (en inverse) d'une diode GaAs/GaAlAs de  $5 \times 5 \mu m^2$  de section, et puissance de bruit relative en dB.

figure 2.24. Sur cette même figure, nous avons également reporté la caractéristique de conduction. Le résultat essentiel est que le maximum de bruit généré par la diode passe par un extremum, lorsque le composant est polarisé au milieu de la résistance différentielle négative, où la conductance apparaît comme maximale. De plus, on constate une rupture dans l'accroissement du bruit pour des tensions inférieures à la tension pic. Ceci montre que cet excès de bruit n'est pas simplement corrélé à la résistance différentielle négative. Des résultats comparables ont été obtenus par Kwaspen et al [11] à partir de la mesure du facteur de bruit lorsque le composant est monté en amplificateur à réflexion. Loin de la résistance différentielle négative les variations apparaissent quasi monotones.

#### 2.5.4 Résultats en fonction du courant

La représentation des résultats en fonction du courant est sans aucun doute la plus claire pour l'interprétation des mesures. En effet, si l'on s'intéresse aux sources principales de bruit pouvant prendre naissance dans un composant à l'état solide, on peut distinguer :

- Le bruit de grenaille causé par l'émission aléatoire, à travers une barrière de potentiel notamment
- Le bruit résultant de l'agitation thermique

D'autres processus existent, tel que le bruit de génération-recombinaison. Cependant on peut penser que compte tenu des constantes de temps mises en jeu relativement longues, ce type de bruit doit se manifester à des fréquences plus basses que celles que nous étudions.

La figure 2.26 donne les variations de la densité spectrale de bruit  $S_i(f)$  en fonction du courant de polarisation que l'on mesure directement. Pour des valeurs de faible courant, on se trouve pratiquement à la limite de la sensibilité de l'appareil pour ces mesures effectuées à 300 K. Cette limite vaut  $kT$  ce qui correspond à  $8,28 \cdot 10^{-23} A^2 / Hz$  pour une charge de  $50 \Omega$ .

Dès que  $I$  atteint  $100 \mu A$  les valeurs  $\langle i \rangle^2$  augmentent et font une boucle en résistance différentielle négative. La figure 2.27 donne le même type de résultat lorsque l'on retranche, la valeur résiduelle de bruit correspondant à  $kT$ . On constate que, pour

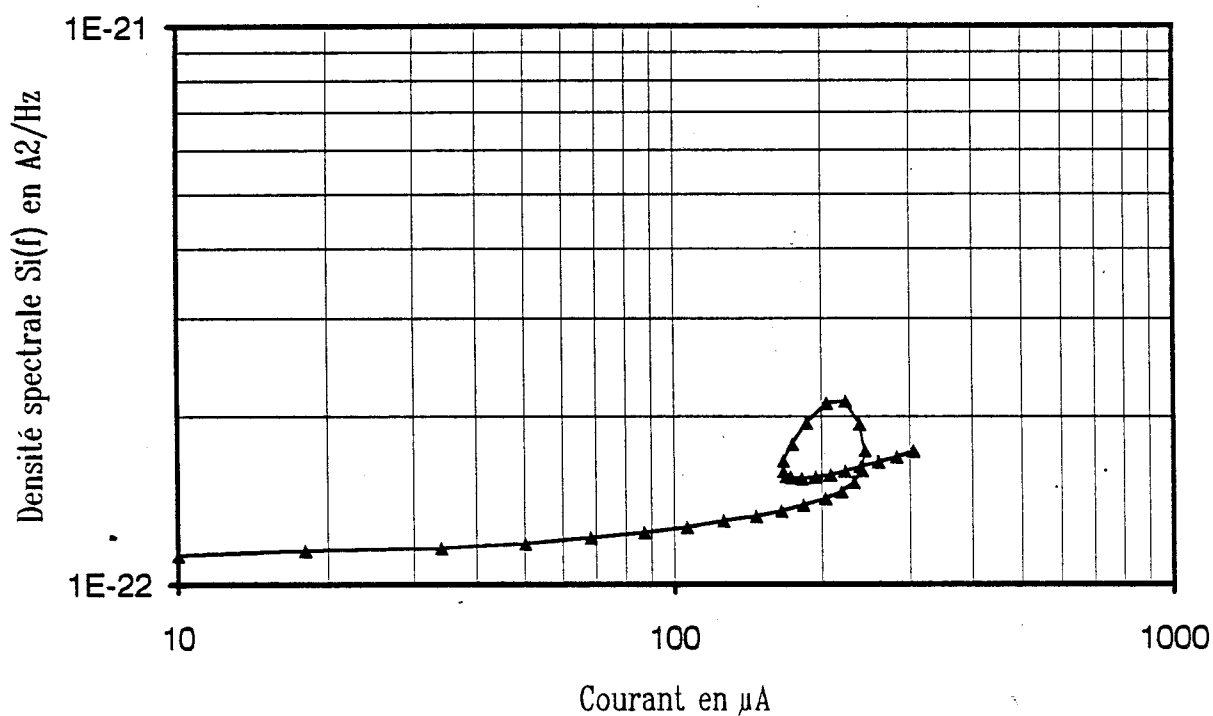


Figure 2.26: Variation de la densité spectrale  $S_i(f)$  (sans correction) en fonction du courant pour une diode GaAs/GaAlAs.

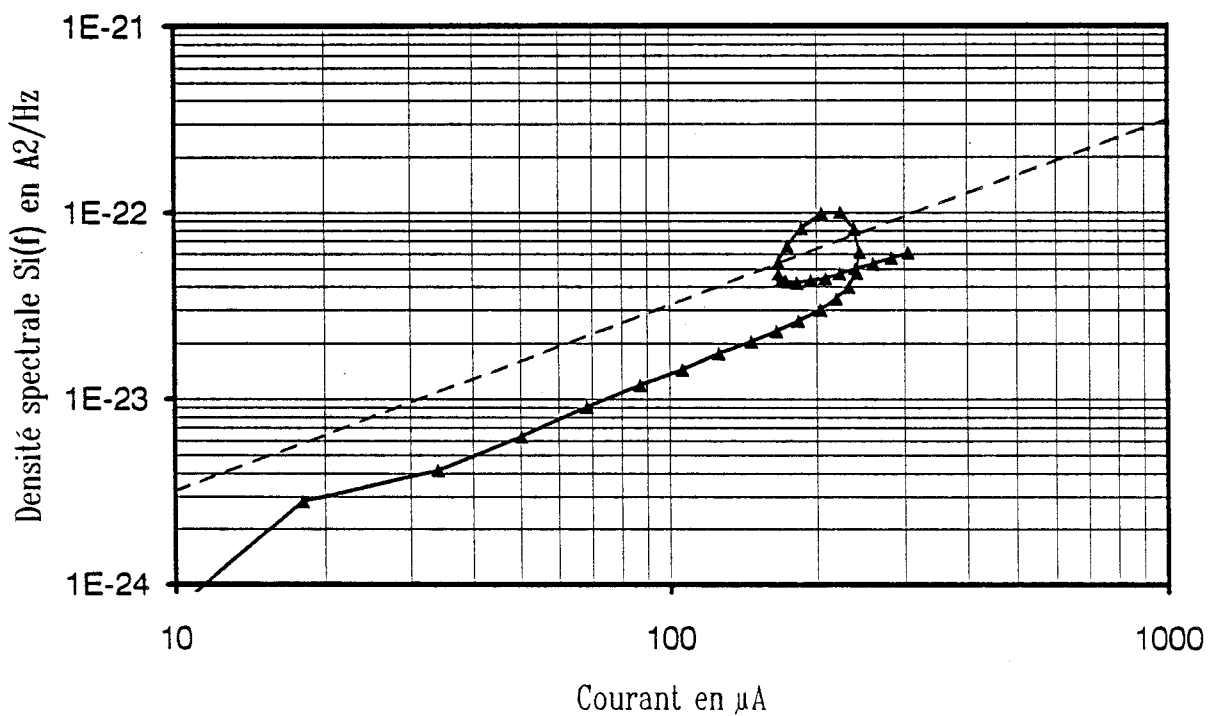


Figure 2.27: Variation de la densité spectrale  $S_i(f)$  (avec correction) de la valeur résiduelle  $kT$ , en fonction du courant

cette représentation en échelle log-log les évolutions en résistance différentielle positives sont beaucoup plus linéaires.

A titre de comparaison, nous avons également tracé la valeur  $2qI$  qui correspond à la densité spectrale de bruit dans une fenêtre fréquentielle de 1 Hz pour un bruit de grenaille. On note un niveau plus faible que le bruit de grenaille en  $2qI$ .  $S_i$  est inférieure d'un facteur variant d'environ 0,4 pour  $I = 60\mu A$  à 0,6 pour  $I = 300\mu A$ . Nous avons également mesuré la densité spectrale  $S_i$  pour des échantillons GaAlAs/GaInAs/GaAs de faibles sections. Pour ce type de composant à forte densité de courant, il ne nous a pas été possible de nous polariser en résistance différentielle négative en raison des instabilités basses fréquences. Les résultats de mesure pour des échantillons de  $9\mu m^2$  de section sont reportés sur la figure 2.28. Les points se situant à des valeurs inférieures à  $2 \cdot 10^{-21} A^2/Hz$  sont obtenus pour  $V < V_p$ , tandis que ceux d'un facteur deux fois plus élevé correspondent à des tensions supérieures à la tension vallée. Si l'échantillon avait été stable, on aurait dû observer une boucle reliant ces deux ensembles de points, analogue à celle mise en évidence précédemment. Ici encore, on constate que le bruit en résistance différentielle positive est inférieur au bruit de grenaille en  $2qI$ . De plus, on peut mettre en évidence une légère baisse de la puissance de bruit à l'approche de la tension pic qui est le fait d'une variation de la résistance différentielle de la diode, qui dans cette zone de polarisation descend au voisinage de  $100\Omega$ . Cet accident est encore plus marqué pour une diode  $5 \times 5\mu m^2$ , comme on peut le constater sur la figure 2.29, où nous avons reporté les valeurs corrigées de la puissance de bruit en fonction du courant de polarisation.

La réduction du bruit de grenaille dans les composants à effet tunnel résonnant peut se comprendre à partir de l'analyse de Chen et Ting [12]. Ces auteurs montrent que cette diminution peut s'expliquer par les corrélations temporelles qui s'établissent entre les différents passages par effet tunnel, conduisant à une diminution du caractère aléatoire de la conduction. Quantitativement, ils établissent que la densité spectrale  $S_i(f)$  s'exprime par la relation qui suit lorsque  $f$  tend vers zéro :

$$\frac{S_i(0)}{q \langle i \rangle} = 2 - \frac{4\gamma_R\gamma_L}{\gamma^2}$$

Dans cette expression,  $\gamma_L$  et  $\gamma_R$  traduisent la symétrie des barrières gauche et droite. Le coefficient  $\gamma$  est égal à  $\gamma_R + \gamma_L$ .



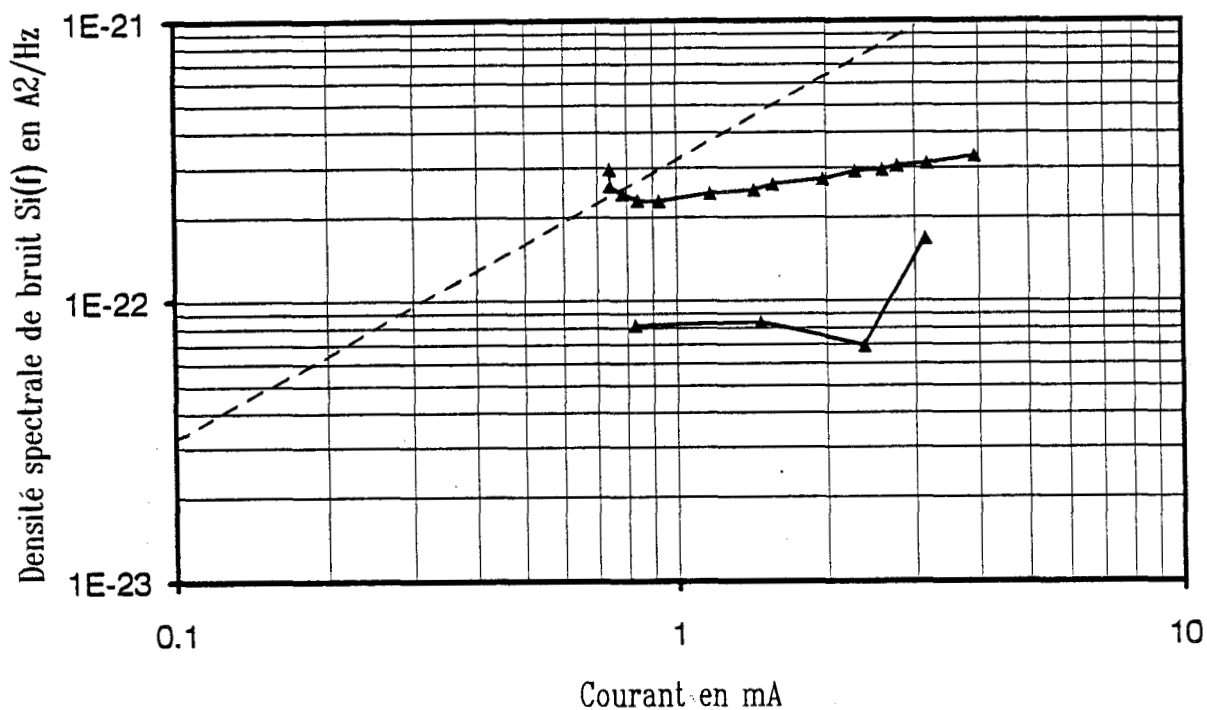


Figure 2.28 : Evolution de la densité spectrale  $S_i(f)$  (avec correction) en fonction du courant pour un échantillon GaAs/GaInAs/GaAlAs de  $9 \mu m^2$

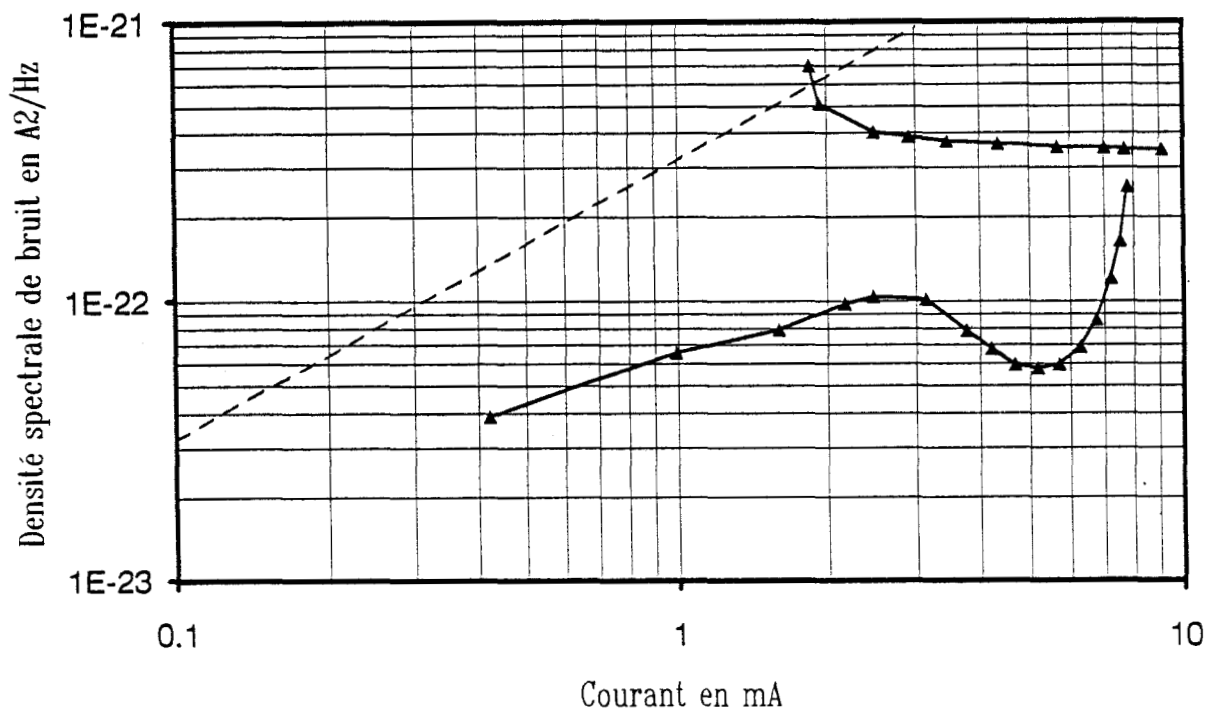


Figure 2.29 : Evolution de la densité spectrale  $S_i(f)$  (avec correction) en fonction du courant pour un échantillon GaAs/GaInAs/GaAlAs de  $25 \mu m^2$  de section

Pour des structures qui apparaissent symétriques sous polarisation  $\gamma_R$  est égal à  $\gamma_L$ .  $S_i(f)$  est alors égal avec  $qI$ . Par contre, pour des structures fortement dissymétriques où  $\gamma_R \gg \gamma_L$  la densité spectrale de bruit se rapproche de  $2qI$ . Rappelons qu'une structure dont les barrières gauche et droite sont strictement identiques, se dissymétrisent sous l'action de la tension.

Les prédictions ont été vérifiées expérimentalement dans la référence [10] pour trois structures qui diffèrent par la largeur de la 1ère barrière avec des valeurs de 105 Å- 85 Å- 70 Å.

Il reste maintenant à expliquer pourquoi on obtient une augmentation de la puissance de bruit en résistance différentielle négative que nous avons mis en évidence, et qui est également reporté dans la référence [11] sans analyse.

Une explication possible, également avancée dans la référence [15], consiste à faire intervenir le phénomène de réaction de charge à l'intérieur du puits, qui devrait tendre à augmenter toute fluctuation du courant initial.

Supposons en effet que la valeur du courant nominal soit entachée d'un écart  $\Delta i$ . Celui ci va se traduire au niveau du courant par une augmentation de la charge piégée dans le puits. Par réaction de charge d'espace le niveau quantique se trouve repoussé légèrement vers le haut. Cette contre-réaction va entraîner une augmentation ou une diminution des valeurs de courant suivant la position initiale des niveaux résonnants, par rapport aux états peuplés de l'émetteur. En polarisation différentielle négative, le niveau quantique tend en effet à ne plus être accessible aux électrons incidents. La contre-réaction en le relevant le met à nouveau en regard des états d'émetteur. Le bilan est une augmentation de la conduction et des fluctuations du courant. La situation est inverse au début de la conduction lorsque le niveau est proche du niveau de Fermi.

## 2.6 Conclusion

Après un bref rappel du procédé d'épitaxie par jets moléculaires, nous avons abordé la caractérisation des échantillons.

En régime statique, la stabilité en zone de R.D.N. se révèle le problème le plus important des diodes, à effet tunnel résonnant. Seuls les composants GaAs/GaAlAs sur substrat semi-isolant de faible section ont présenté une caractéristique statique exempte d'épaulements qui sont le reflet d'oscillations parasites. Un compromis apparaît entre l'obtention d'une fréquence de coupure élevée et la stabilité. La solution envisagée est la diminution de la section des composants. La technologie sur substrat semi-isolant bien maîtrisée au C.H.S. s'avère bien adaptée pour répondre à ce besoin.

Notons également la densité de courant de plus de  $280 \text{ kA/cm}^2$  obtenue avec des échantillons GaAs/AlAs sur substrat  $n^+$ .

Par des mesures dynamiques de l'impédance des diodes effectuées sur divers échantillons, nous montrons que le schéma équivalent proposé au chapitre 1 traduit bien les évolutions fréquentielles de l'impédance petit signal. Des valeurs extrêmement faibles de la self de connection ( $50 \text{ pH}$ ) ont pu être déterminées.

De ce fait, nous gagnons un ordre de grandeur sur la valeur de self inductance comparativement aux structures connectées par un fil d'or. Mentionnons qu'au sein de l'équipe des efforts sont entrepris en vue de diminuer la capacité parasite  $C_p$  de structures intégrées en réalisant un pont à air [14].

Les premiers résultats prometteurs font apparaître une valeur de  $13 \text{ fF}$ , ce qui représente une amélioration d'un facteur 4 sur la valeur de capacité parasite des structures utilisant un diélectrique.

L'évolution de la capacité en fonction de la tension de polarisation, mesurée sur un composant stable, présente des phénomènes de charge et de décharge au voisinage de la R.D.N, qui doivent présenter une dépendance fréquentielle importante. A l'avenir, cette étude devrait être affinée pour bien expliciter les constantes de temps mises en jeu.

Enfin, les points importants que nous pouvons souligner pour les caractérisations en bruit sont d'une part, une densité spectrale de bruit indépendante de la fréquence dans la gamme étudiée et d'autre part une densité spectrale de bruit inférieure au bruit Schottky pour une polarisation en dehors de la zone de R.D.N.

# Bibliographie

- [1] M. WOLNY, D. SELLE  
Introduction aux composants à hétérostructures  
L'Onde Electrique, Mai Juin 1990, Vol 70 n ° 3, p 59
  
- [2] P. MOUNAIX  
Hétérostructures double barrière pour la réalisation de diodes et de transistors à effet tunnel résonnant.  
Thèse de doctorat, Université de Lille (1992)
  
- [3] R. BOUREGBA, D. LIPPENS, L. PALMATEER, E. BOCKENHOFF, M. BOGEY, J.L. DESTOMBES, A. LECLUSE  
Frequency multiplication using resonant tunneling diode with output at submillimetre wavelengths
  
- [4] C.Y. BELHADJ, K.P. MARTIN, S. BEN AMOR, J.J.L. RASCOL, R.C. POTTER, H. HIER, E. HEMPFLING  
Bias circuit effects on the current voltage characteristic of double barrier tunneling structures: Experimental and theoretical results  
Appl. Phys. Lett. 57 (1), July 1990, p 58
  
- [5] C. KIDNER, I. MEHDI, J.R. EAST, G.I. HADDAD  
Bias circuit instabilities and their effect on the dc current voltage characteristics of double barrier resonant tunneling diodes  
Solid State Electronics, Vol 34, n ° 2, 1991, p 149
  
- [6] R. BOUREGBA  
Etudes théoriques et expérimentales des diodes à effet tunnel résonnant. Utilisation en oscillation et en multiplication  
Thèse de doctorat, Université de Lille (1991)

- [7] F.X. SHEARD, G.A. TOOMBS  
Space charge effects and ac response of resonant tunneling.  
Solid State Electronics, Vol 32, n ° 12 (1989) p 1433
- [8] J. CENSE, C. VAN HOOFF, W. VAN ROY, J.H. SMET, K. FOBELETS,  
R.P. PERTENS, G. BORGHS  
Capacitances in double barrier tunneling structures  
IEEE Transactions on Electron Devices, Vol 38, n ° 9, september 1991, p 2006
- [9] M.H. WEICHOLD, S.S. VILLAREAL, R.A. LUX  
Low-frequency noise measurements on AlGaAs/GaAs resonant tunnel diodes  
Appl. Phys. Lett. 55 (19), 6 November 1989, p. 1969
- [10] Y.P. LI, A. ZASLAVSKY, D.C. TSUI, M. SANTOS, M. SHAYEGAN  
Noise characteristics of double barrier resonant tunneling structures below 10 kHz.  
Phys. Rev. B 41, (1990), p 8388
- [11] J.J.M. KWASPEN, H.C. HEYKER, T.G. VAN DER ROER  
Microwave noise behaviour of resonant tunneling diodes  
Microelectronic Engineering 15, 1991, p 675
- [12] L.Y. CHEN, C.S. TING  
Theoretical investigation of noise characteristics of double barrier resonant tunneling systems  
Physical Review B, vol 43, n ° 5, february 1991, p 4534
- [13] T.G. VAN DE ROER, H.G. HEYKER, J.J. KWASPEN, H.P. JOOSTEN,  
M. HENINI  
Noise model for double barrier resonant tunnel diodes  
Electronics letters, vol 27, n ° 23, november 1991, p 2158
- [14] E. LHEURETTE  
DEA Electronique, Lille 1992 à paraître.

## CHAPITRE 3

Détecteur à diode à effet tunnel résonnant

## Chapitre 3

# Détecteur à diode à effet tunnel résonnant

### 3.1 Introduction

La détection d'un signal hyperfréquence est le résultat direct du redressement du courant ou de la tension aux bornes d'un composant non linéaire. La diode Schottky et la diode Backward sont les dipôles les plus couramment utilisés en détection. Rappelons brièvement que la diode Backward est un cas spécial de la diode tunnel classique, dont la résistance différentielle négative est minimale.

Leurs performances en sensibilité et en fréquence sont excellentes [1][2][3].

Les recherches concernant la diode à effet tunnel résonnant ont pris un nouvel élan à partir de 1983, suite aux travaux expérimentaux de Sollner, précisément sur la détection d'un signal à 2,5 THz [4]. Comparativement aux études en oscillation et en multiplication de fréquence, les travaux sur la détection entrent dans le cadre plus général des mécanismes de conduction qui se manifestent lorsque l'on pompe la diode avec un signal très haute fréquence.

Nous nous proposons d'étudier dans ce chapitre, les propriétés d'un détecteur à diode à effet tunnel résonnant. Les résultats expérimentaux que nous présentons, concernent plus particulièrement la sensibilité en courant en court-circuit  $\beta_i$ , plus facilement accessible compte tenu de nos moyens de caractérisation sous pointes. Deux modèles théoriques sont présentés et permettent la prévision des performances en sensibilité de la diode.



## 3.2 Généralités sur la détection

Un détecteur peut être représenté schématiquement par un quadripôle, dont la fonction est de convertir un signal hyperfréquence incident en un signal basse fréquence, appelé signal de fréquence vidéo. De façon générale, la détection résulte du caractère non linéaire des éléments associés au composant. Pour un élément purement résistif d'un composant polarisé à la tension  $V_0$ , soumis à une tension alternative d'amplitude  $V_1$  et de pulsation  $\omega$ , le courant peut s'exprimer par un développement limité de Taylor [5].

Si l'on note  $f(V) = I(V)$  et  $v = V_1 \sin \omega t$ .

$I(V)$  étant la caractéristique statique.

$I$  se décompose comme suit :

$$I(v) = f(V_0) + V_1 f'(V_0) \sin(\omega t) + \frac{V_1^2}{2!} f''(V_0) \sin^2(\omega t) \quad (3.1)$$

En développant la fonction trigonométrique  $\sin^2$ , nous obtenons l'expression :

$$I(v) = f(V_0) + V_1 f'(V_0) \sin(\omega t) - \frac{V_1^2}{4} f''(V_0) \cos(2\omega t) + \frac{V_1^2}{4} f''(V_0) \quad (3.2)$$

Le dernier terme de cette expression contient l'information utile. Il est directement proportionnel à la dérivée seconde de  $f(V)$ , c'est à dire à la courbure de la caractéristique statique. Les autres termes peuvent être éliminés par filtrage. Au niveau des applications, il est utile de définir un schéma équivalent pour les fréquences vidéo. Dans ce but, on définit la résistance vidéo, ainsi que la sensibilité en courant.

Pour les faibles signaux, la résistance vidéo est donnée par la relation :

$$Rv = \frac{1}{f'(V_0)} \quad (3.3)$$

$Rv$  peut donc être directement accessible à partir de la tangente  $f'$  au point de polarisation considéré. La sensibilité en courant en court-circuit permet de définir la source de courant associée à une puissance hyperfréquence incidente  $P_i$ . On obtient

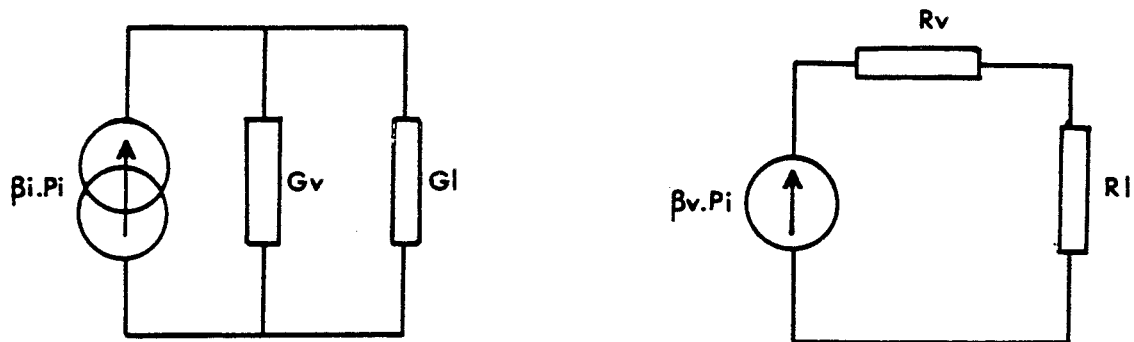


Figure 3.1 : Schéma équivalent de la sortie du détecteur  
 a) de type NORTON  
 b) de type THEVENIN

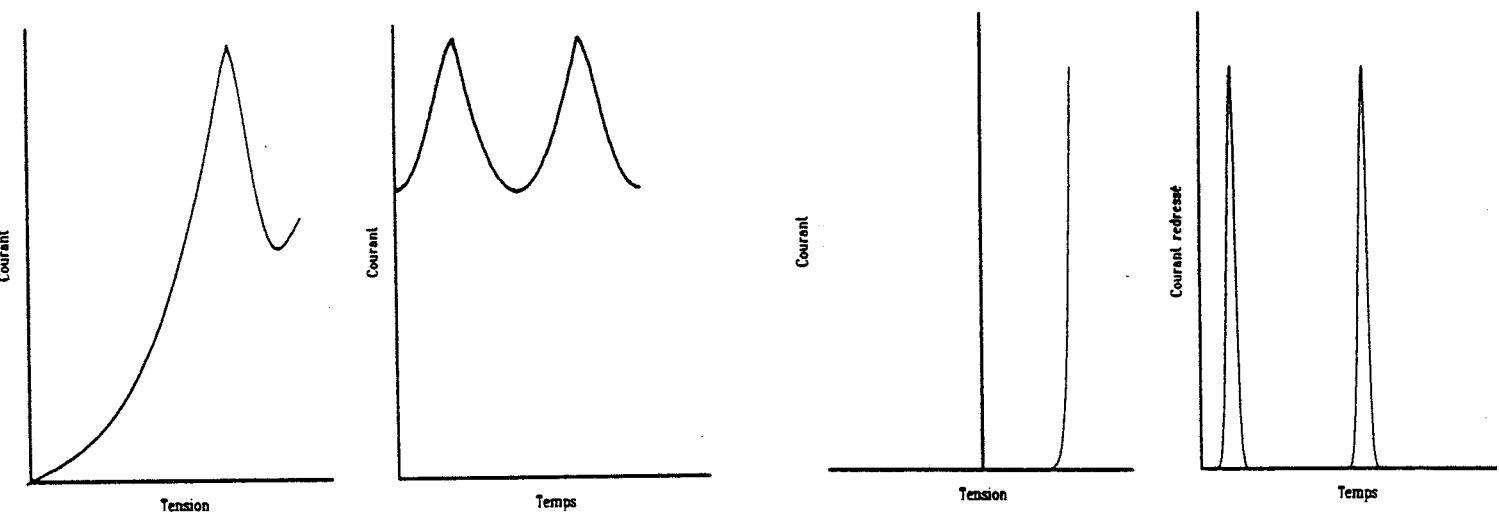


Figure 3.2 : Comparaison des allures des courants redressés par une diode à effet tunnel résonnant et par une diode Schottky.

alors pour la sortie du détecteur, le schéma équivalent représenté figure 3.1.a. Pour les faibles signaux, la sensibilité en courant en court-circuit  $\beta_i$  a pour expression :

$$\beta_i = \frac{1}{2} \frac{f''(V_0)}{f'(V_0)} \quad (3.4)$$

Le courant traversant la charge s'écrit :

$$I_L = \beta_i P_i \times \frac{G_L}{G_L + G_V} \quad \text{avec} \quad G_L = \frac{1}{R_L} \quad (3.5)$$

où  $G_L$  est la conductance de charge.

De façon équivalente, la sortie du détecteur peut être représentée par un générateur de tension  $\beta_v \cdot P_i$  (figure 3.1.b) en série avec la résistance vidéo.

On définit dans ce cas, la sensibilité en tension circuit ouvert  $\beta_v$ , exprimée en  $mV/mW$ . Pour les faibles signaux, elle a pour expression :

$$\beta_v = \frac{1}{2} \frac{f''(V_0)}{f'(V_0)} \times R_v = \frac{1}{2} \frac{f''(V_0)}{[f'(V_0)]^2} \quad (3.6)$$

L'intérêt que présente la caractéristique statique d'une diode à effet tunnel résonnant réside dans les fortes non linéarités constatées au voisinage de la tension pic. La figure 3.2 compare de manière simplifiée les allures du courant redressé, respectivement par une diode à effet tunnel résonnant polarisée à la tension pic et par une diode Schottky en l'absence de pré-polarisation. Alors que le courant redressé par une diode Schottky est de type simple alternance, on constate qu'il est de type double alternance pour une diode à effet tunnel .

### 3.3 Etude expérimentale

#### 3.3.1 Description du banc de mesure

Au cours de ce travail, nous nous sommes plus particulièrement intéressés à la sensibilité en courant  $\beta_i$ . En effet, pour les échantillons sur substrat semi-isolant, nous

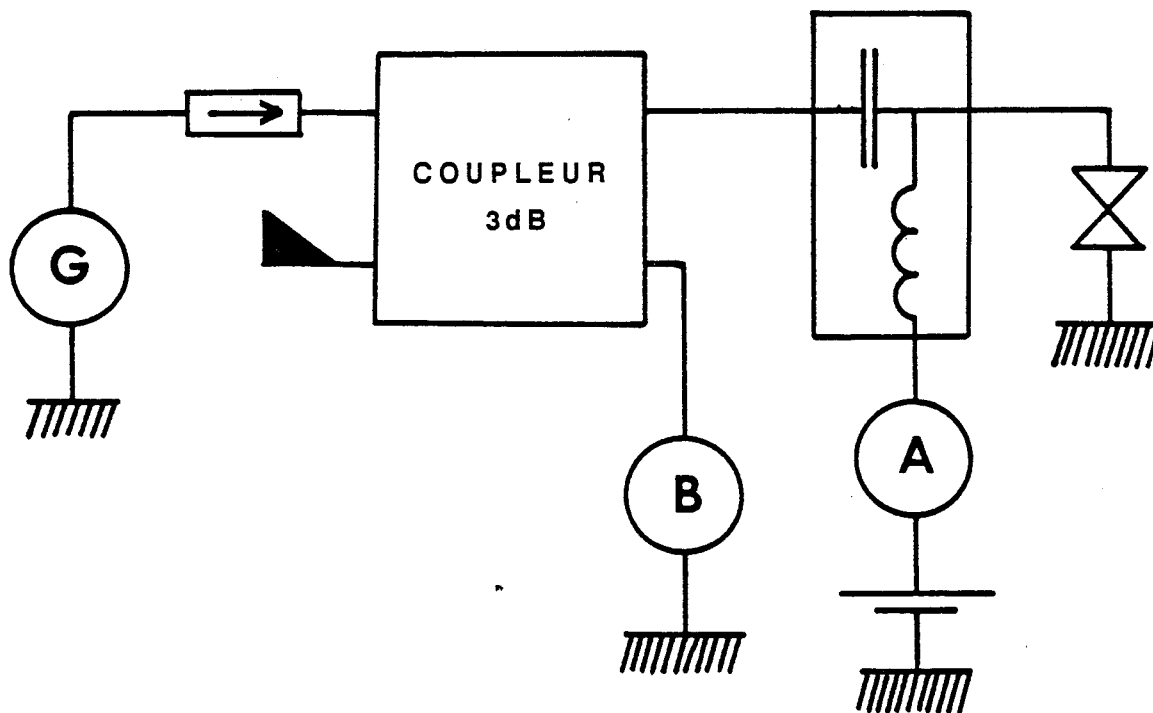


Figure 3.3 : Montage expérimental utilisé pour les mesures de détection en gamme centimétrique.

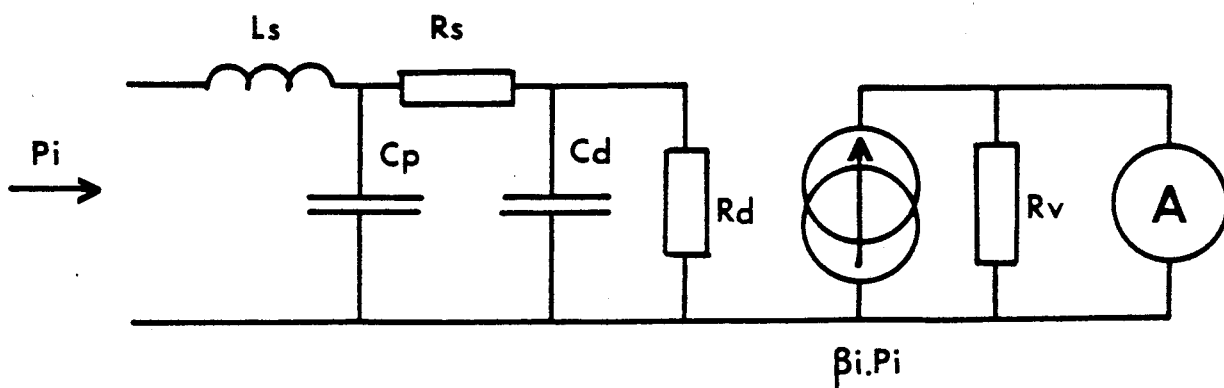


Figure 3.4 : Schéma équivalent du détecteur.

utilisons le système de pointe CASCADE pour accéder aux diodes comme précédemment pour leur caractérisation dynamique. Dans ce cas, l'une des bornes de la diode est à la masse. Il est alors plus facile d'obtenir l'information de détection sur le courant. Le montage expérimental utilisé est décrit à la figure 3.3. La diode est alimentée à travers un Té de polarisation. Nous essayons dans la mesure du possible d'effectuer une commande en tension en utilisant des alimentations continues de très faible résistance interne, afin d'excursionner toute la zone de résistance différentielle négative d'un composant initialement stable. L'onde hyperfréquence incidente est appliquée via ce même Té de polarisation. L'ampèremètre mesure le courant moyen  $I_{HF}$  traversant la diode. Il est alors aisé d'en déduire le courant détecté en présence d'un signal alternatif hyperfréquence en retranchant à  $I_{HF}$  la valeur  $I_0$  correspondant au courant moyen en l'absence de puissance hyperfréquence.

$$I_{det} = I_{HF} - I_0 \quad (3.7)$$

Le coupleur 3 dB divise la puissance délivrée par la source et permet ainsi la mesure de la puissance incidente. Nous nous assurons dans cette mesure, des diverses pertes dues aux câbles de connexion. Dans la représentation schématique que l'on peut se donner du détecteur (figure 3.4), l'ampèremètre joue le rôle de charge et court-circuite la résistance vidéo. On accède ainsi directement à la sensibilité en courant en court-circuit  $\beta_i$  :

$$\beta_i = \frac{I_{det}}{P_i} \quad (3.8)$$

$P_i$  est la puissance incidente aux bornes de la diode.

### 3.3.2 Résultats expérimentaux

L'essentiel des résultats est relatif à des composants stables fabriqués dans le système GaAs/GaAlAs pour des fréquences en gamme centimétrique. Des mesures préliminaires pour des structures pseudomorphiques, ainsi que des caractérisations à 92 GHz pour des échantillons GaAs/GaAlAs, seront néanmoins présentées.

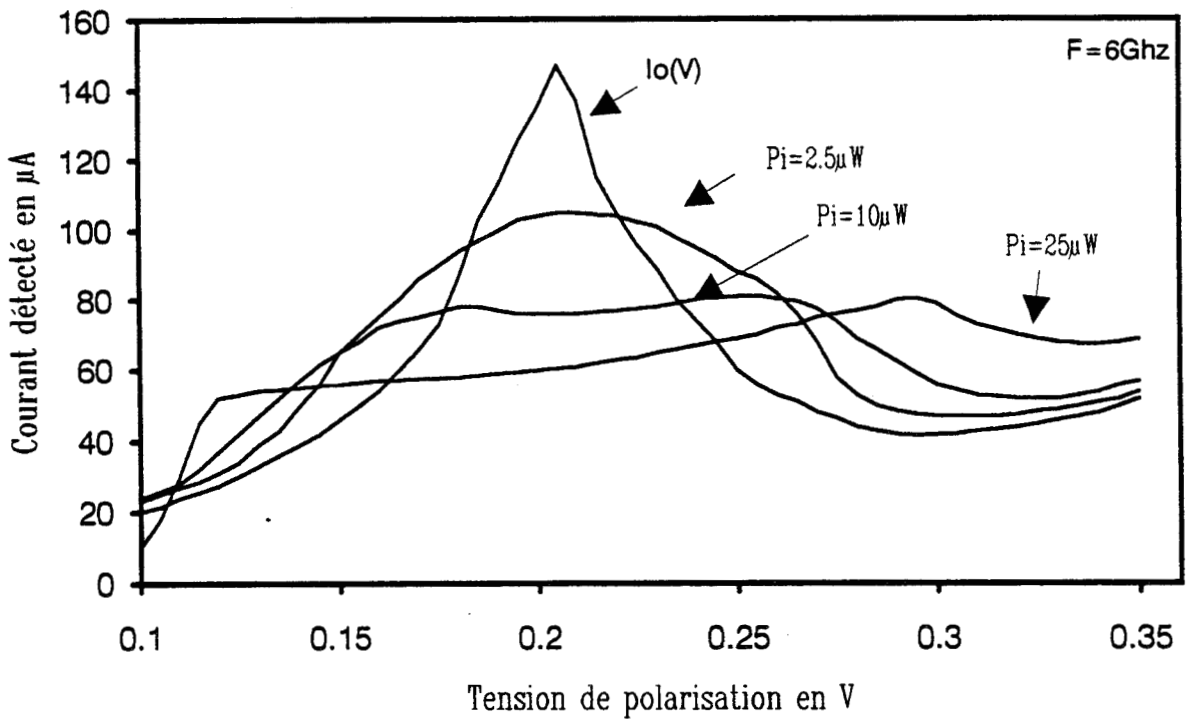


Figure 3.5 : Caractéristiques courant-tension  
 $I_0(V)$  est la caractéristique statique  
 Les autres courbes sont obtenues avec application d'une puissance hyperfréquence.

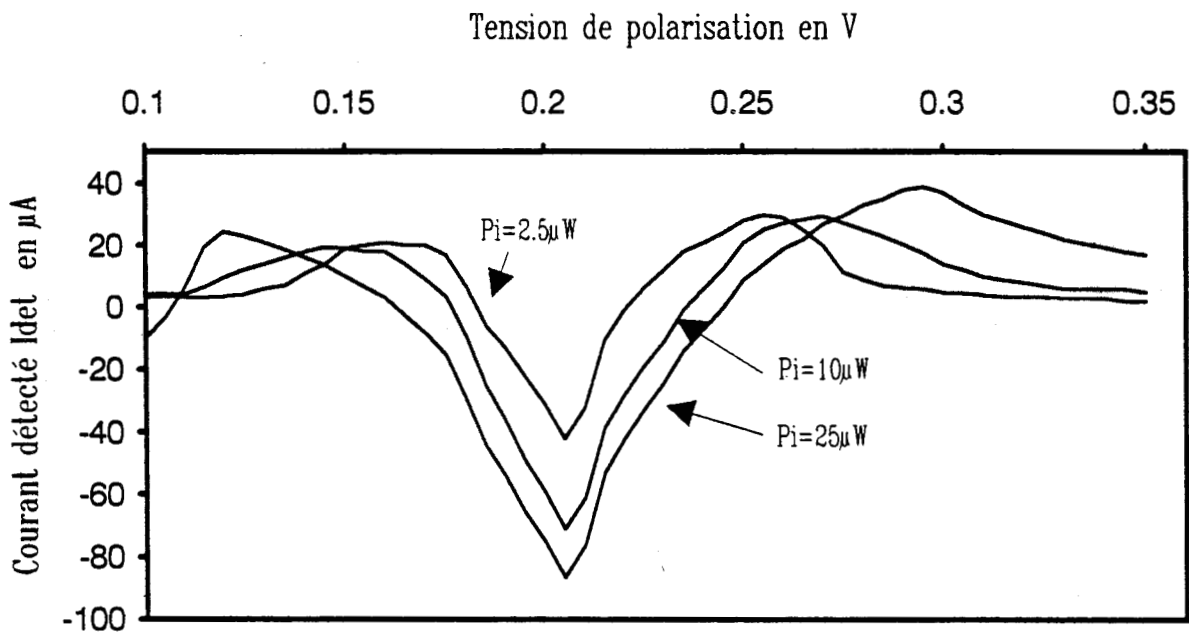


Figure 3.6 : Courant détecté  $I_{det}$  fonction de la tension de polarisation pour différentes puissances incidentes.

### 3.3.2.1 Structures GaAs/GaAlAs

- Sensibilité en courant en court-circuit

Nous utilisons dans cette série de mesures, les échantillons GaAs/GaAlAs ( $x = 0, 4$ ) fabriqués sur substrat semi-isolant, dont la technologie et la caractérisation dynamique ont été présentées au chapitre précédent. Pour que nous puissions déterminer sans ambiguïté les caractéristiques de détection, telle que la sensibilité en courant, il est important que les composants soient inconditionnellement stables en zone de résistance différentielle négative. Ceci est le cas des composants de  $25 \mu m^2$  de section et a fortiori des composants de  $9 \mu m^2$ . Les caractéristiques du courant moyen, relevées pour des puissances incidentes  $P_i$  de 2,5, 10 et  $25 \mu W$  à la fréquence de 6 GHz, sont comparées à la caractéristique statique  $I_0(V)$  sur la figure 3.5. La valeur moyenne est notablement modifiée par la présence de l'onde hyperfréquence, entraînant des déformations qui s'expliquent par le phénomène d'autopolarisation. Les déformations sont d'autant plus prononcées que la puissance incidente est élevée. Ces relevés peuvent être interprétés en terme de courant détecté conformément à la relation 3.7.

On obtient alors les résultats de la figure 3.6.

Le meilleur résultat est obtenu à la tension pic comme l'on pouvait s'y attendre. Ainsi, pour une puissance incidente de  $2,5 \mu W$ , le courant détecté est de  $37 \mu A$ , soit une variation de 26 % du courant pic. Si à présent on s'intéresse à la sensibilité en courant en court-circuit  $\beta_i$  (figure 3.7), on constate que d'une manière générale  $\beta_i$  est une fonction qui dépend à la fois du point de polarisation et de la puissance incidente. A titre d'exemple,  $\beta_i$  est de  $15 \mu A/\mu W$  à la tension pic pour une puissance de  $P_i = 2,5 \mu W$ .

- Sensibilité tangentielle

Nous venons de voir que les conditions favorables à l'obtention d'un maximum de sensibilité correspondent à des niveaux de faibles puissances. Il peut être intéressant de chiffrer le minimum de puissance détectable en donnant une première détermination de la sensibilité tangentielle (T.S.S. Tangential Signal Sensitivity). Cette mesure s'effectue en modulant l'onde hyperfréquence par un signal carré de basse fréquence, dans un rapport cyclique 1/2. On ajuste ensuite la puissance du générateur hyperfréquence afin

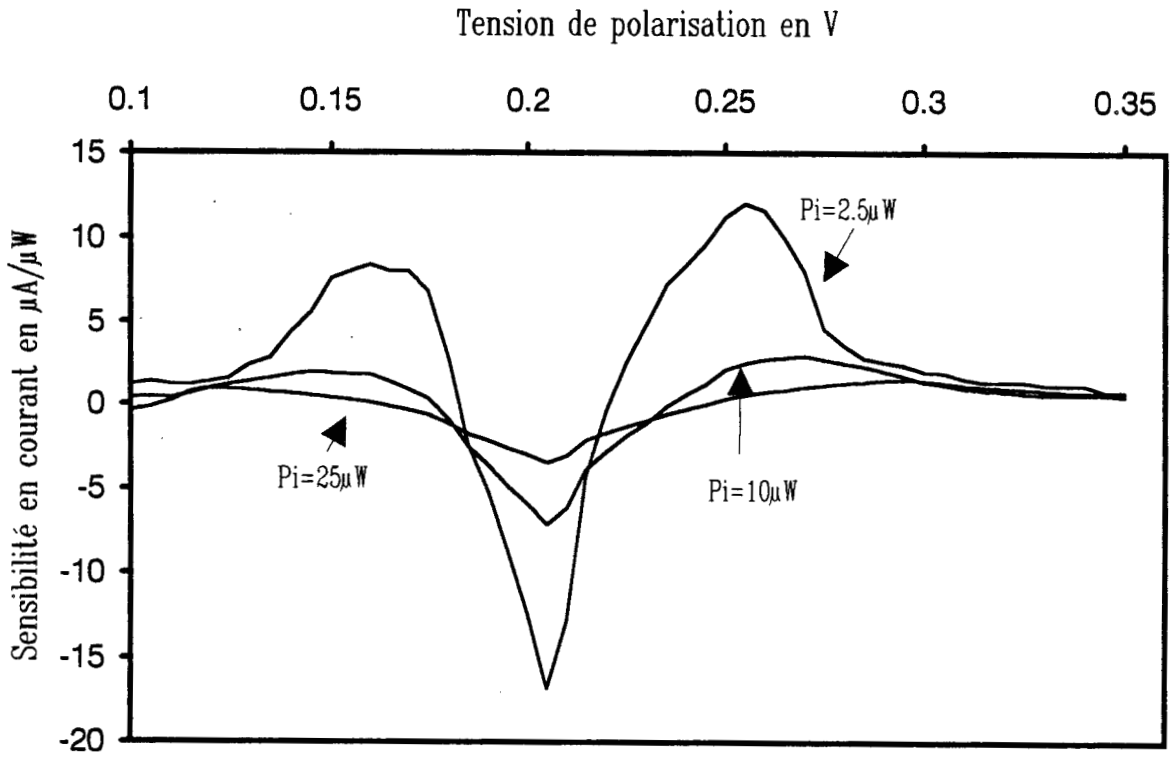
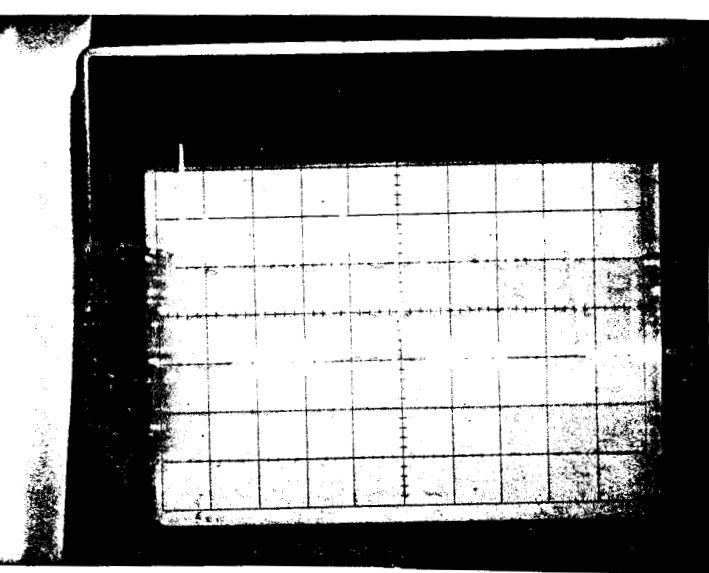
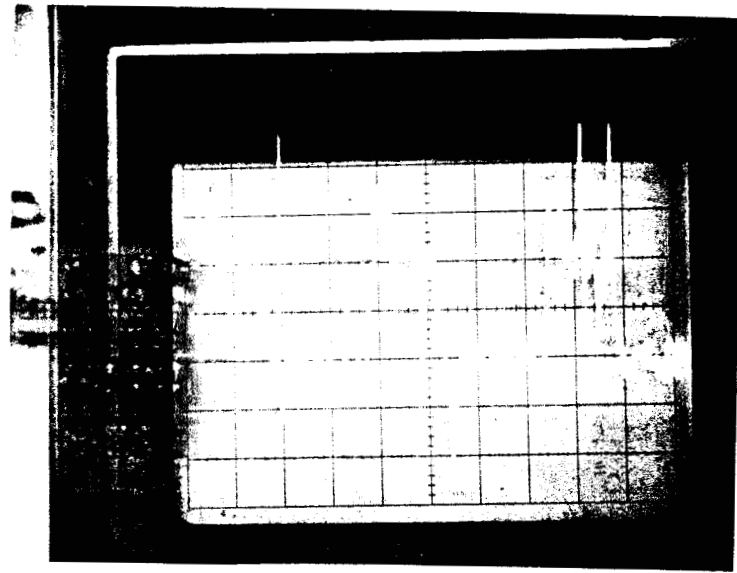


Figure 3.7 : Sensibilité en courant en court-circuit, fonction de la tension de polarisation pour différentes puissances incidentes.



a)



b)

Figure 3.8 : Mesure de la sensibilité tangentielle (T.S.S).



d'être à la limite du signal détectable.

Généralement, la sensibilité tangentielle est exprimée en dBm. Elle correspond à un rapport signal sur bruit d'environ 2,5 [1].

Pratiquement, nous avons mesuré la T.S.S, toujours pour le composant de  $25 \mu m^2$  de section, pour deux fréquences, respectivement 2 et 6 GHz. Le montage expérimental est semblable à celui précédemment décrit, si ce n'est que la diode est polarisée à travers une résistance de  $1 \text{ k } \Omega$  afin de visualiser à l'aide d'un oscilloscope la chute de potentiel à ses bornes. Le générateur 8350B délivre un signal modulé de façon interne à 27.8 kHz. Les figures 3.8.a et 3.8.b donnent deux clichés des variations temporelles de la tension aux bornes de la résistance, lorsque l'on applique une puissance de  $9 \mu W$  et de  $2,5 \mu W$  pour un point de polarisation à 0.19 V proche de la tension pic. Si la mise en forme du signal est relativement bonne pour des puissances de l'ordre de la dizaine de  $\mu W$ , on note que la mesure devient relativement subjective à niveau plus faible. Quoi qu'il en soit, nous allons voir que les ordres de grandeur restent valables pour les deux fréquences. L'évolution de la sensibilité tangentielle, exprimée en dBm, en fonction de la tension polarisation est reportée sur la figure 3.9. Seuls les points en résistance différentielle positive sont reportés dans la mesure où la valeur de  $R_p$  de  $1 \text{ k } \Omega$ , très proche du niveau de résistance négative, ne nous permet pas de nous polariser en R.D.N. Ici encore, on constate que la sensibilité est maximale au voisinage de la tension pic avec une valeur d'environ - 30 dBm. Pour  $V = 0,18V$  on note une variation brutale de la T.S.S également constatée dans la référence [6] qui est le reflet du point d'inflexion au niveau de la caractéristique statique.

Cette chute brutale entre les valeurs extrêmes s'accompagne d'un changement de phase du signal que l'on peut observer à l'oscilloscope. La sensibilité tangentielle maximale de - 30 dBm est tout à fait représentative de ce que l'on peut espérer obtenir avec des composants non optimisés. C'est, en effet une valeur comparable à celles obtenues à l'Université de Michigan (- 32 dBm) [6] et à l'Université de l'Illinois (- 35 dBm à 12 GHz) [7]. Il faut souligner ici que la bande passante de l'oscilloscope est d'environ 60 MHz. A titre de comparaison, les diodes Schottky commerciales présentent une excellente sensibilité tangentielle, avec des valeurs voisines de - 55 dBm pour une bande passante vidéo de 1 MHz. Il ne nous semble pas utopique d'atteindre ces niveaux de sensibilité avec des composants optimisés.

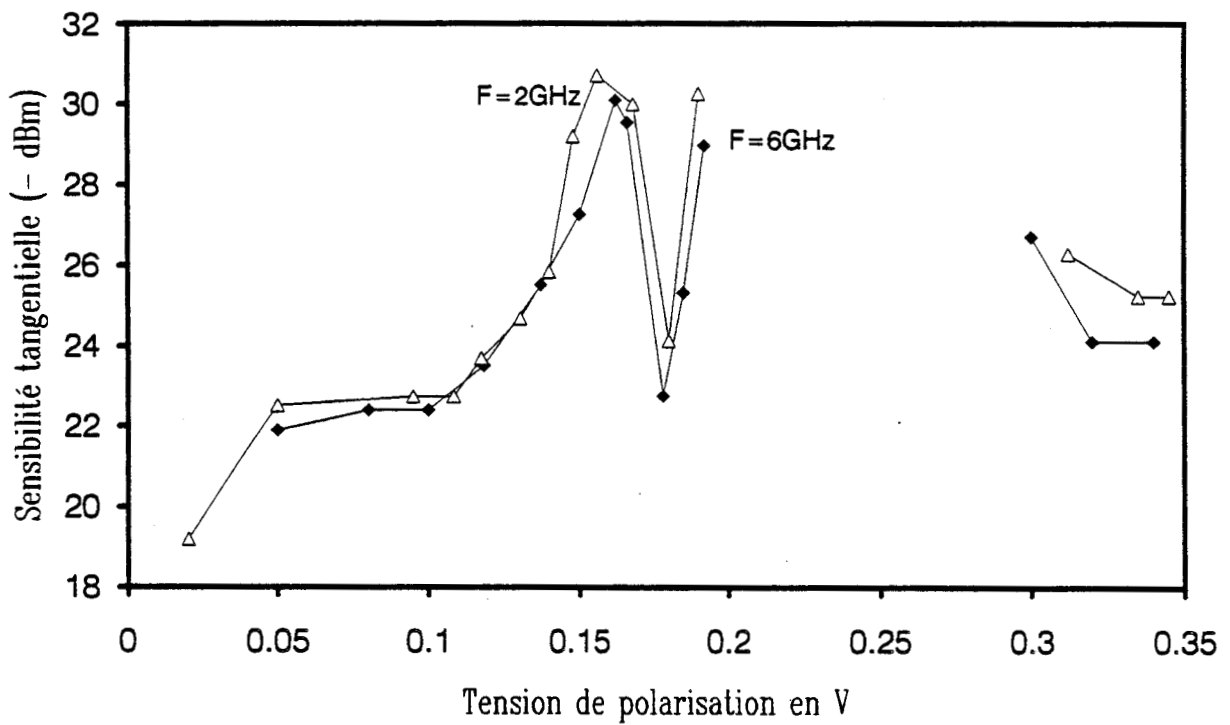


Figure 3.9 : Evolution de la sensibilité tangentielle d'un échantillon GaAs/GaAlAs en fonction de la tension de polarisation pour  $f = 2$  GHz et  $f = 6$  GHz.



Figure 3.10 : Evolution du courant détecté fonction de la puissance incidente pour un échantillon GaAs/GaAlAs polarisé à la tension pic.

### 3.3.2.2 Caractéristiques de transport

Nous avons relevé l'évolution du courant détecté  $I_{det}$  en fonction de la puissance incidente  $P_i$  pour le point optimal de polarisation, qui est la tension  $V_{pic}$  comme nous l'avons vu précédemment. Les résultats de mesure  $I_{det}(P_i)$  sont reportés sur la figure 3.10 en échelles logarithmiques. La puissance incidente est exprimée en dBm. Dans cette représentation, l'évolution de  $I_{det}$  est quasi-linéaire entre puissance minimale détectable  $P_i = -33$  dBm jusqu'à une puissance d'environ  $-26$  dBm, pour laquelle  $I_{det}$  tend à saturer. Si à présent on s'intéresse à l'excursion dynamique, qui peut être définie comme l'écart entre la puissance minimale détectable et celle qui s'écarte de 1 dBm d'une évolution purement linéaire, nous obtenons une valeur légèrement supérieure à 10 dBm.

### 3.3.2.3 Structures à puits enterré

Les diodes précédentes ont des constantes  $\tau = RdCd$  relativement faibles compte tenu des valeurs de densité de courant inférieures à  $1kA/cm^2$ . On peut s'attendre dans ce cas à un fonctionnement limité aux fréquences centimétriques. En effet, la tension alternative aux bornes de l'élément non linéaire  $Rd$  a une amplitude décroissante en fonction de la fréquence, avec  $\tau d$  comme temps caractéristique. Pour un fonctionnement à plus haute fréquence, il faut donc utiliser des diodes à plus haute densité de courant. Nous nous proposons ici de présenter les essais effectués avec des diodes à puits enterré.

Les densités de courant sont de l'ordre de  $40kA/cm^2$  avec d'excellents rapports  $J_{pic}/J_{vallée}$ . L'utilisation des diodes à puits enterré, réalisées à partir d'une épitaxie pseudomorphique, pose en pratique quelques difficultés. On observe dans certains cas une dérive importante de la caractéristique statique en fonction du temps, lorsque l'on soumet l'échantillon à une puissance hyperfréquence importante. Concrètement, la tension pic évolue vers des tensions croissantes, alors que la densité de courant pic est quasi constante. Ce processus est irréversible. Cette relative sensibilité des caractéristiques pseudomorphiques se révèle également dans des études en température où des cycles d'amplitude trop grands peuvent conduire à une dégradation des performances [8].

Néanmoins, il faut souligner que les constantes de temps mises en jeu sont de l'ordre de plusieurs minutes. Cela permet d'effectuer des mesures préliminaires. Ces phénomènes de dérive ont été observés pour le premier échantillon noté A, alors que le

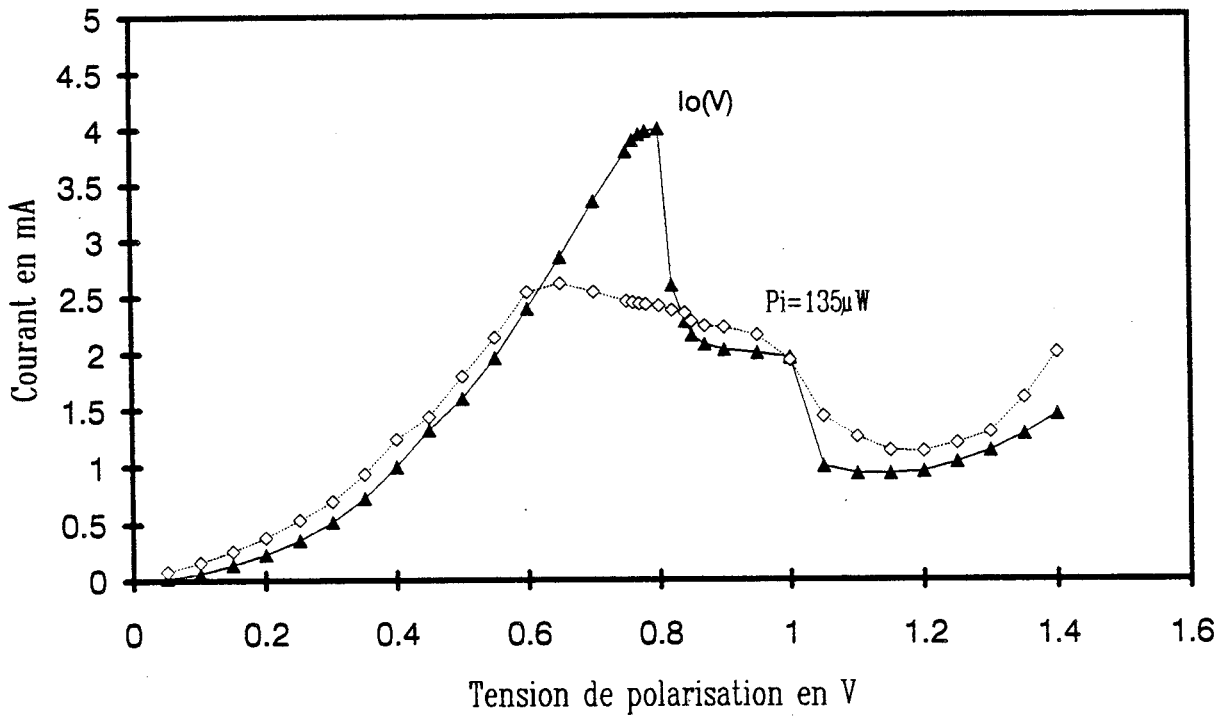


Figure 3.11: Caractéristiques courant tension d'un échantillon GaAs/GaInAs/GaAlAs de  $9 \mu m^2$  de section.

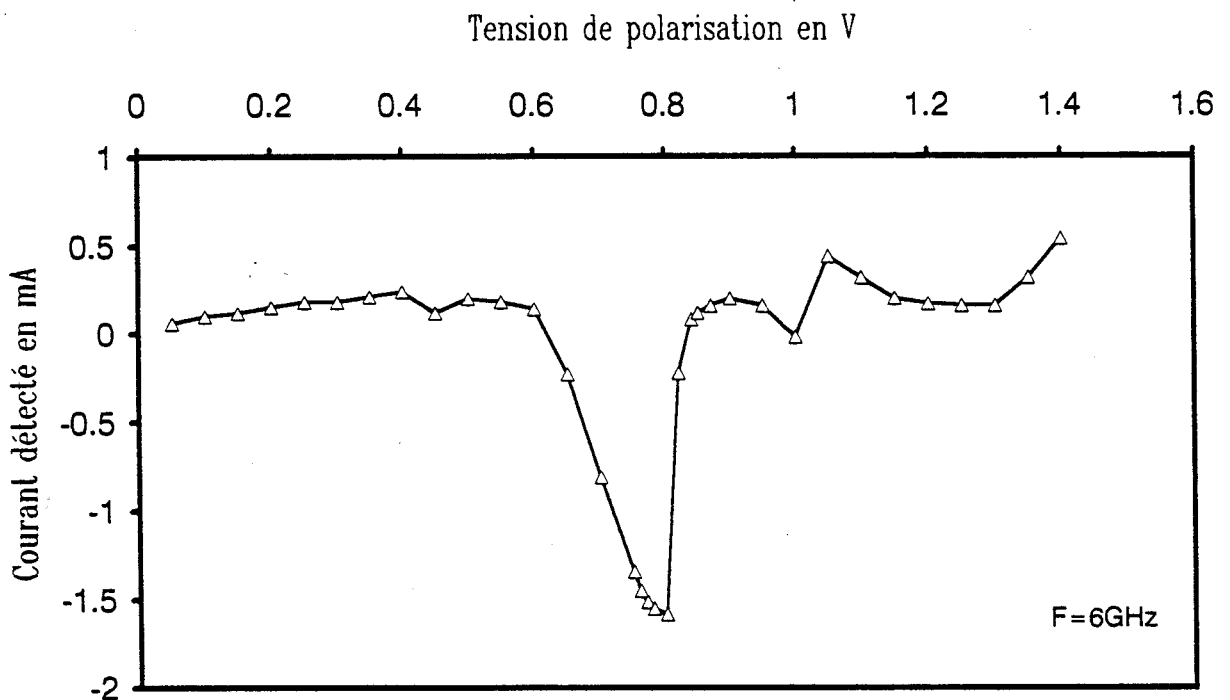


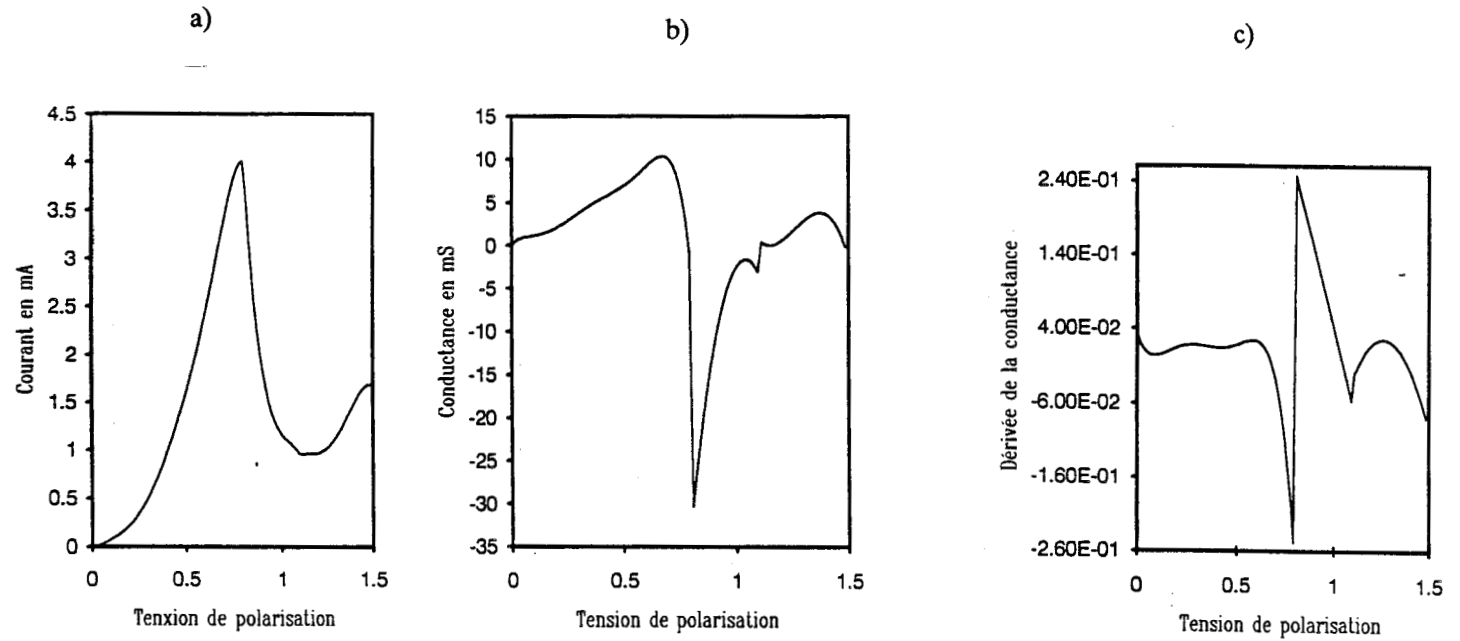
Figure 3.12: Courant détecté  $I_{det}$  fonction de la tension de polarisation pour une puissance incidente de  $135 \mu W$ .

second noté B a présenté des caractéristiques stables dans le temps.

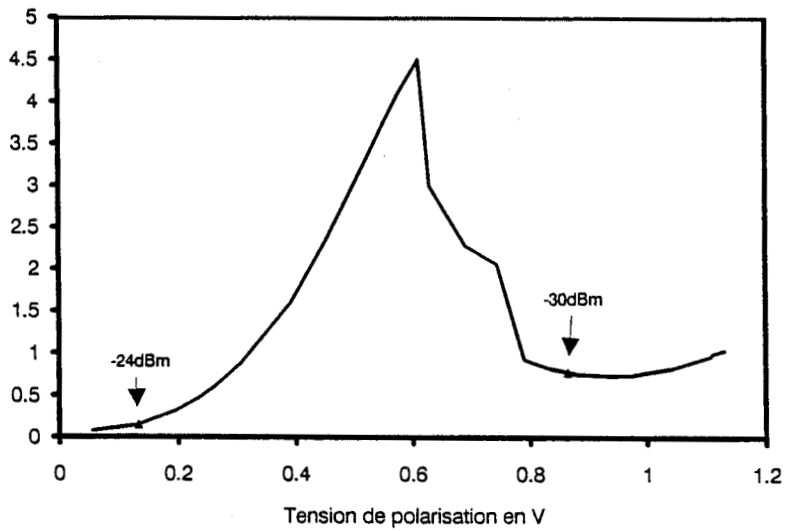
Sur la figure 3.11 nous comparons la caractéristique statique  $I_0(V)$  aux variations du courant moyen en fonction de la tension de polarisation, pour une puissance incidente de  $135\mu W$  et une fréquence de 6 GHz. L'échantillon, noté A, correspond aux diodes dont les caractéristiques de fabrication ont été présentées au chapitre 2. Il s'agit d'un composant de  $9\mu m^2$  de section. Malgré cette faible valeur, nous constatons que l'échantillon n'est pas stable dans la zone de résistance différentielle négative comme l'atteste l'épaulement marqué entre 0,8 V et 1,1 V. En revanche, lorsqu'on applique une puissance relativement élevée, on obtient le relevé de points identifiés par des losanges sur la figure 3.11, et qui ne présente pas de rupture prononcée en résistance différentielle négative. Il nous semble que l'application de la puissance hyperfréquence en imposant une excursion rapide permet de s'affranchir des oscillations parasites qui ne se produisent généralement qu'à très basses fréquences. Un tel résultat se retrouve dans les expériences effectuées en multiplication [9].

L'application d'une forte puissance au niveau du composant est motivée par la faible non-linéarité présentée par la caractéristique de la diode dans la montée de courant. Il est alors nécessaire d'augmenter la puissance envoyée sur le composant afin de pouvoir faire une étude non seulement en résistance différentielle négative, mais aussi dans la montée de courant.

Le courant détecté en fonction de la tension de polarisation est présenté sur la figure 3.12. Il est maximum à la tension pic et vaut 1,6 mA, soit une variation d'environ 40 % du courant pic. En terme de sensibilité en courant, cela se traduit par une valeur de  $12\mu A/\mu W$ . Nous retrouvons l'ordre de grandeur précédemment trouvé pour les structures GaAs/GaAlAs. Des valeurs plus favorables devraient être obtenues à plus faible puissance conformément à l'analyse précédente où le maximum de sensibilité correspond à de faibles niveaux de puissance appliquée, au détriment d'un redressement inexistant entre 0V et à l'approche du pic. Pour mieux rendre compte des points favorables pour se polariser, on peut revenir au développement limité de Taylor qui indique que le courant détecté est proportionnel à la dérivée seconde de la caractéristique courant-tension. Sur les figures 3.13a, b, c, nous avons reporté respectivement la caractéristique typique d'une diode, approximée par morceaux et par des polynômes d'ordre 5 au maximum, la dérivée première qui équivaut à  $gd(v)$  et la dérivée seconde.



**Figure 3.13 :** a) Caractéristique statique approximée par polynômes et par intervalles d'une diode GaAs/GaInAs/GaAlAs  
 b) dérivée première de la caractéristique  
 c) dérivée seconde de la caractéristique.



**Figure 3.14 :** Caractéristique d'un échantillon B pseudomorphique de  $20\mu m^2$  de section. Les points repérés indiquent où la T.S.S a pu être mesurée.

Nous n'avons pas pris en compte les épaulements résultant d'oscillations parasites. On note que l'allure des variations du courant détecté, mesuré expérimentalement, et celle de la dérivée seconde sont tout à fait comparables.

Les mesures ont été effectuées à 18 GHz sur l'échantillon B. L'épitaxie pseudomorphique à partir de laquelle l'échantillon a été fabriqué est décrite dans la référence [8]. La séquence est relativement plus complexe, elle comprend un pré-puits et un puits enterré. La caractéristique  $I(V)$  relevée pour un échantillon de  $20 \mu m^2$  est donnée sur la figure 3.14.

Pour cet échantillon, nous nous sommes attachés à mesurer la sensibilité tangentielle dans la même configuration de mesure décrite précédemment. Rappelons à ce propos, que nous introduisons en série avec la diode, une résistance de  $1k\Omega$ , aux bornes de laquelle on visualise la tension.

La droite de charge qui en résulte, interdit toute approche des zones de forte conductance négative en introduisant un effet de bistabilité extrinsèque marqué. En conséquence, seuls les points fléchés sur la figure 3.14 ont pu être mesurés. On constate que les niveaux de puissance minimale sont de - 24 dBm pour une tension de 0,13 V, et de - 30 dBm pour une tension proche de la vallée ( $V_a = 0,89V$ ).

Des mesures de la T.S.S effectuées sur l'échantillon de type A, donnent les valeurs - 20 dBm pour  $V = 170$  mV et - 23 dBm pour  $V = - 1,14$  V. A ce stade, insistons sur la bande passante de l'oscilloscope de 60 MHz, alors que la valeur usuelle de la bande passante vidéo est de 1 MHz, pour la mesure de la T.S.S. On montre cependant que les différents paramètres permettant de définir la sensibilité d'un détecteur, que ce soit la T.S.S ou le signal minimal détectable (M.D.S.), varient comme la racine carrée de la bande passante [1]. On peut donc s'attendre à une amélioration des performances, que l'on peut chiffrer à - 39 dBm.

### 3.3.2.4 Structures GaAs/AlAs

Fort de cette expérience en bande centimétrique, nous avons poursuivi ces mesures dans la bande  $F$  (90 - 140 GHz), en utilisant des échantillons montés en guide d'onde. Les composants sont ceux utilisés au cours d'un précédent travail sur la multiplication de fréquence [8]. Rappelons brièvement que les échantillons sont constitués d'une double barrière GaAs/AlAs avec 45 Å de GaAs pour le puits, et 17 Å d'AlAs pour

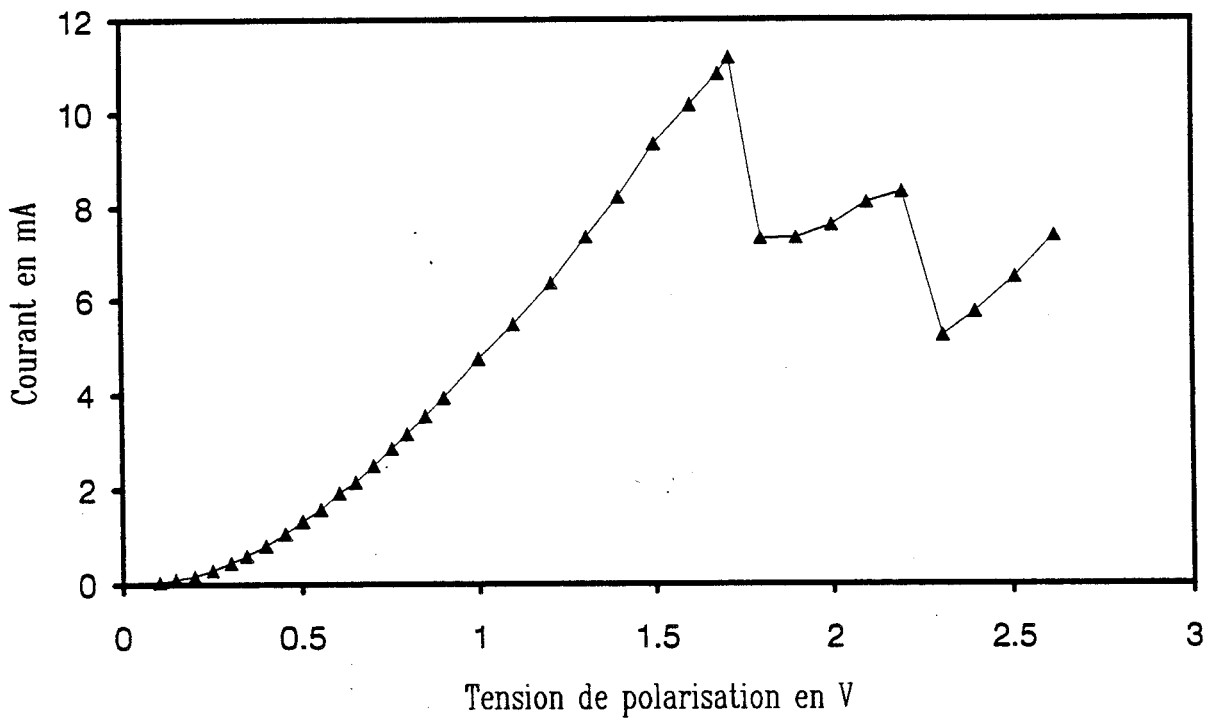


Figure 3.15 : Caractéristique statique d'un échantillon GaAs/AlAs de  $3\mu m$  de diamètre.

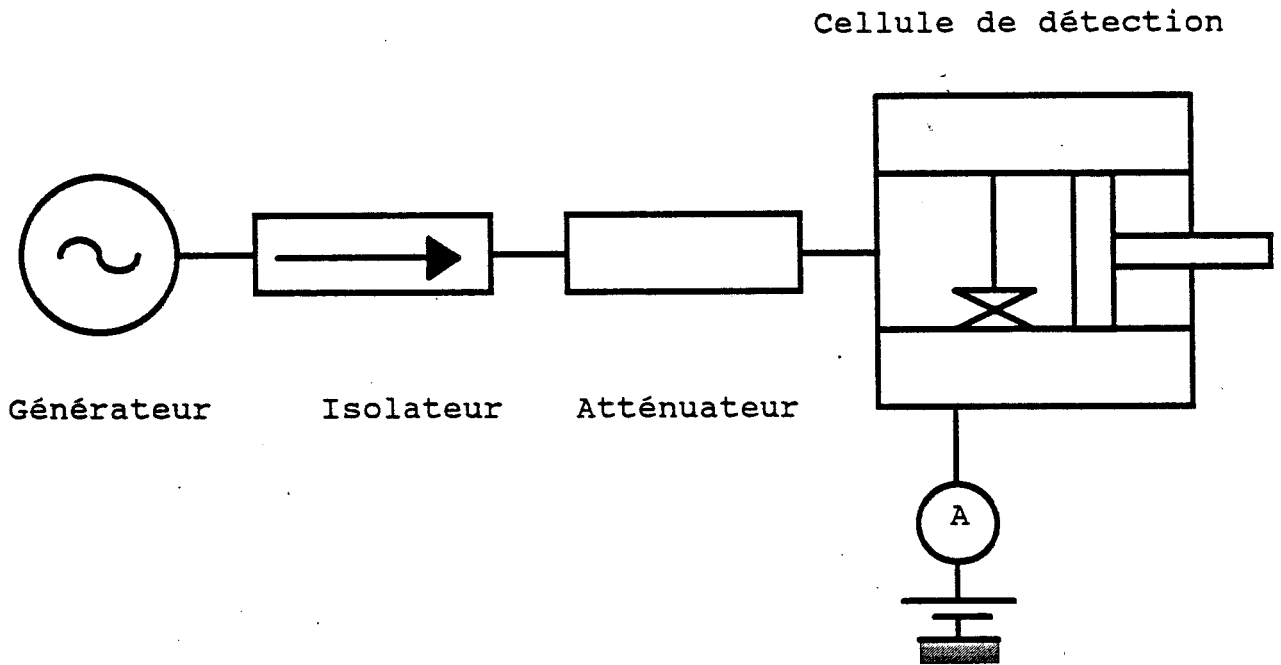


Figure 3.16 : Schéma synoptique du banc de mesure utilisé pour la détection à 92 GHz.



les barrières. Ces structures présentent une densité de courant très élevée de plus de  $165\text{kA/cm}^2$  avec un rapport  $J_p/J_v$  de l'ordre de 2. Sur la figure 3.15 nous avons reporté une caractéristique typique pour un échantillon de  $3\ \mu\text{m}$  de diamètre. L'allure est tout-à-fait comparable à celle des diodes précédentes avec une variation quasi linéaire entre 1 V et 1,6 V. Pour pouvoir les caractériser, les échantillons ont été découpés et collés sur un porte échantillon d'une cellule de détection de type CUSTOM MICROWAVE. Le contact est effectué à l'aide d'une moustache, opération particulièrement délicate et aléatoire. Le schéma synoptique du montage que nous avons utilisé est décrit sur la figure 3.16. Pour la génération du signal hyperfréquence, nous utilisons une diode GUNN, qui délivre 2 mW à 92 GHz. Un atténuateur calibré permet de faire varier de façon continue la puissance incidente. Outre le circuit de polarisation, la cellule comporte un court-circuit mobile qui permet d'améliorer le couplage entre l'onde électromagnétique et l'échantillon. Une ligne unidirectionnelle assure l'isolation de la source. La figure 3.17 donne le courant détecté en fonction du point de polarisation pour une puissance incidente de  $200\ \mu\text{W}$ . On retrouve des évolutions semblables à celles reportées à plus basses fréquences, avec un maximum de sensibilité dans la zone de résistance différentielle négative, et un courant redressé quasi nul dans la montée de courant. Nous n'avons pas reporté le point correspondant à la tension pic, qui est hors d'échelle ( $I_{det} = -4\text{mA}$ ). Ici encore, nous nous heurtons aux problèmes des oscillations parasites, caractéristiques des structures à forte densité de courant. En guise de conclusion, nous proposerons des moyens pour s'affranchir de ce problème délicat.

### 3.4 Analyse théorique

Nous présentons dans ce paragraphe un modèle d'équilibrage harmonique, qui va nous permettre d'évaluer numériquement la sensibilité en courant, directement à partir de la caractéristique courant-tension. Cette analyse basée sur le modèle de Kerr prend en compte simultanément les harmoniques du courant et de la tension aux bornes de la diode [10]. C'est donc un modèle complet qui par ailleurs n'est pas uniquement applicable au traitement de la détection. En contre partie, cette analyse se révèle relativement complexe à mettre en oeuvre. C'est pourquoi dans une première approche nous ferons l'hypothèse d'une tension purement sinusoïdale aux bornes de la diode, quelle que soit la richesse en harmonique du courant traversant le composant.

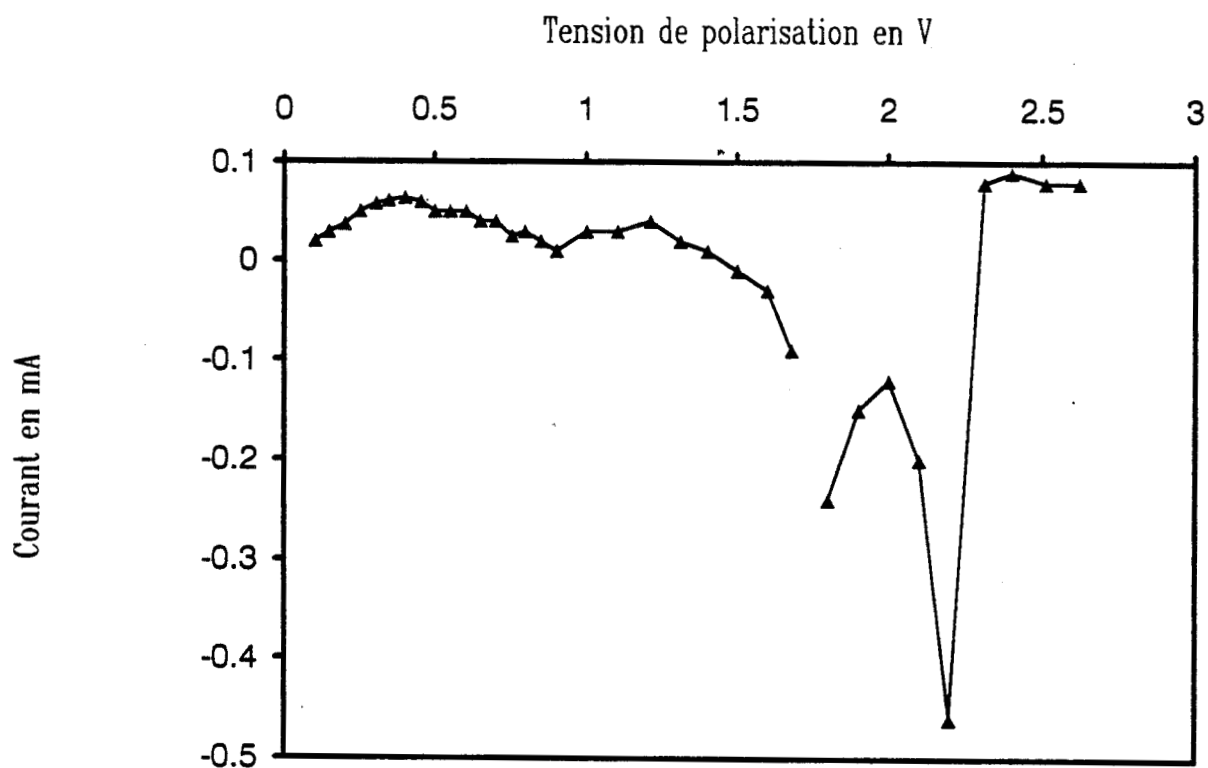


Figure 3.17: Courant détecté fonction du point de polarisation pour une puissance incidente de  $200\mu W$ .

### 3.4.1 Analyse sinusoïdale

Fondamentalement l'étude numérique utilise une caractéristique statique, approximée par fonctions polynômiales par intervalles et le schéma équivalent du composant. Pour celui ci, nous adoptons celui des diodes sur substrat semi-isolant qui semble plus complet. Aux éléments intrinsèques, résistance différentielle et capacité de la diode, il faut ajouter les éléments parasites  $ls$ ,  $cp$  et  $rs$  dont l'origine a été explicitée auparavant. Dans la suite, nous supposons que seule la conductance est non linéaire.

Nous négligerons par conséquent les variations éventuelles de capacité par souci de simplicité. Cette hypothèse peut ne plus être justifiée lorsque l'on travaille à niveau de puissance élevée. La conductance non linéaire présentée par le composant dépend non seulement de l'amplitude de l'onde hyperfréquence  $Vg$ , mais aussi du point de polarisation  $V_B$ . Cette conductance notée  $gac$  est déterminée après calcul de la valeur du fondamental du courant la traversant.  $gac$  est définie par la relation suivante :

$$gac(V_B, V_g) = \frac{I_g}{V_g} \quad (3.9)$$

$I_g$  est l'amplitude du fondamental

$V_g$  est l'amplitude de la tension aux bornes de l'élément non linéaire.

L'impédance de la diode est maintenant bien définie et a pour expression

$$Zd = \frac{Rzd}{(1 - Izd.Cp\omega)^2 + (Rzd.Cp\omega)^2} + j \left( ls\omega + \frac{Izd - Cp\omega (Izd^2 + Rzd^2)}{(1 - Izd.Cp\omega)^2 + (Rzd.Cp\omega)^2} \right) \quad (3.10)$$

$$Rzd = rs + \frac{gac}{(gac)^2 + (Cd\omega)^2} \quad (3.11)$$

$$Izd = \frac{-Cd\omega}{(gac)^2 + (Cd\omega)^2} \quad (3.12)$$

Connaissant la valeur de  $Zd$  à la fréquence fondamentale, il est possible d'évaluer la puissance absorbée ou générée par la diode par une relation du type

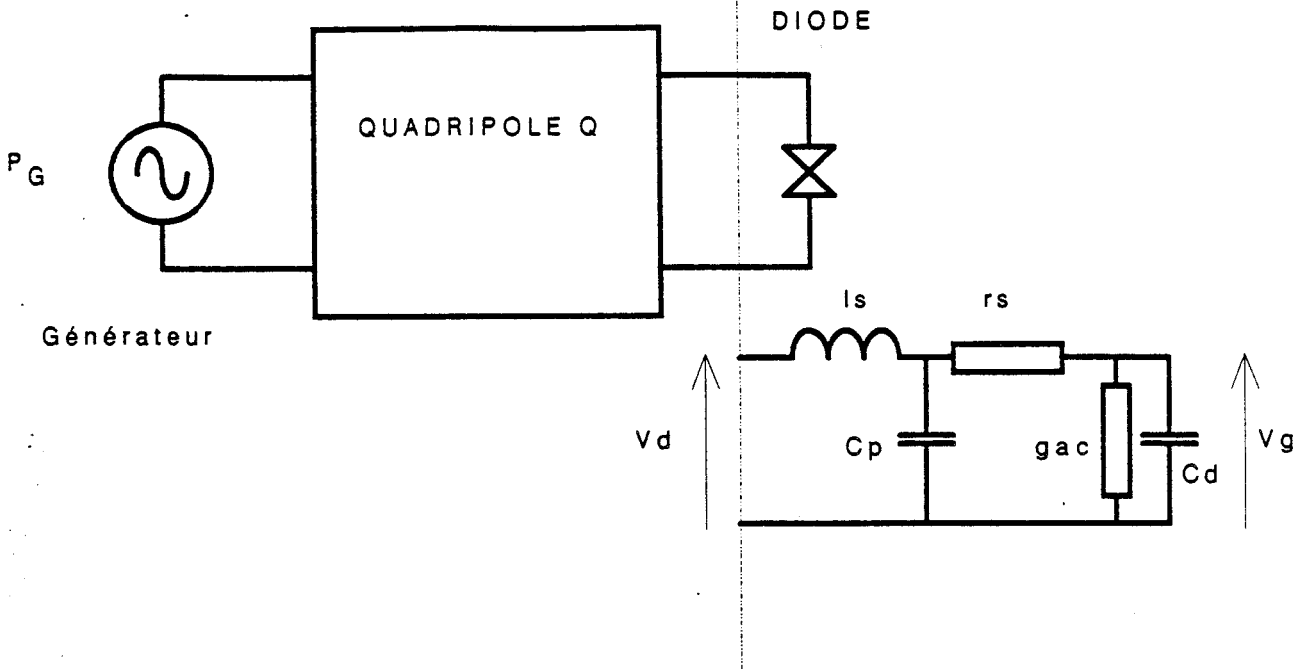


Figure 3.18 : Schéma équivalent du montage pour les hyperfréquences.  
Le quadripôle traduit les divers éléments du câblage.

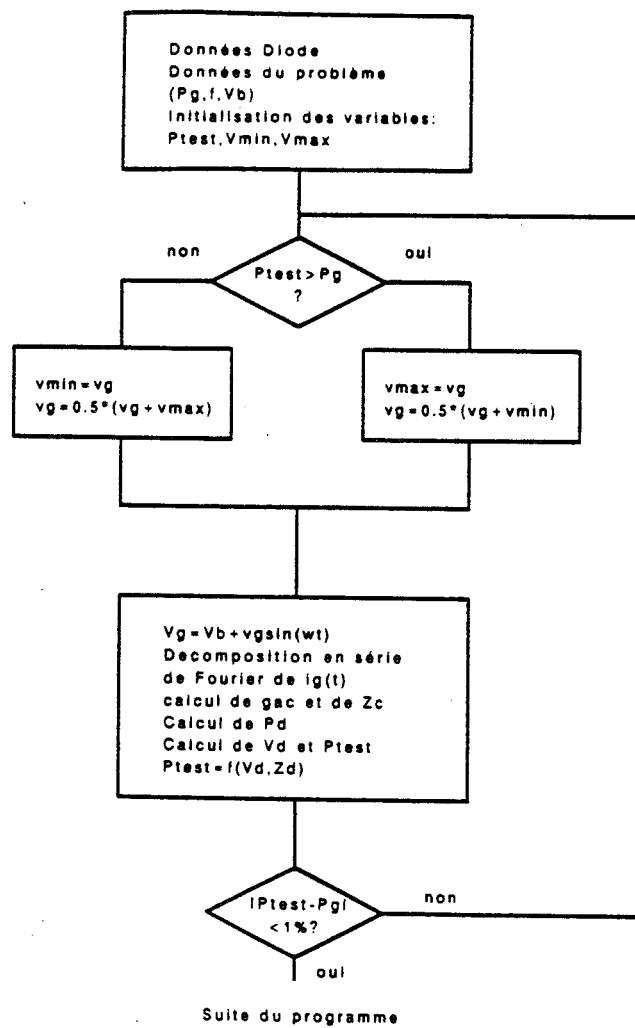


Figure 3.19 : Organigramme résumant la procédure numérique de dichotomie.

$$Pd = (1 - |\Gamma|^2) \times P_G \quad (3.13)$$

où  $P_G$  représente la puissance délivrée par le générateur et  $\Gamma$  le coefficient de réflexion complexe de la diode.

En fait, le montage expérimental décrit précédemment peut être représenté, en ce qui concerne les hyperfréquences, par un quadripôle  $Q$  intercalé entre le générateur et la diode (figure 3.18).

Ce quadripôle traduit les divers éléments de câblage. Si l'on veut tenir compte des pertes d'insertion et de désadaptation résultant de ce quadripôle en termes de paramètres  $S_{ij}$ , on obtient l'expression plus exacte donnant  $P_d$  en fonction de la puissance fournie par le générateur :

$$Pd = \left| \frac{S_{21}}{1 - \Gamma S_{22}} \right|^2 (1 - |\Gamma|^2) \times P_G \quad (3.14)$$

A partir de la relation 3.13, on peut calculer à présent la tension sinusoïdale aux bornes de la diode, que nous appellerons  $V_d$  :

$$V_d^2 = 2 \times \frac{(1 - |\Gamma|)^2 \times |Z_d|^2}{Re(Z_d)} \times P_G \quad (3.15)$$

Il est important de noter que le problème est auto-cohérent. En effet, le calcul de  $gac$  nécessite la connaissance de la tension  $V_g$  (relation 39). Or,  $V_g$  est lui même dépendant de  $V_d$  et de  $gac$  comme l'indique l'équation de diviseur de tension suivante :

$$V_g = \frac{V_d}{\left[ (1 - ls C p \omega^2) + j \frac{ls \omega}{Z_d} \right] [1 + rs(gac + j C d \omega)]} \quad (3.16)$$

Il faut donc faire appel à une procédure itérative qui permet de déterminer de façon auto-cohérente la tension présente aux bornes de l'élément résistif non linéaire, quelle que soit la valeur de puissance du signal à détecter. Dans ce but, nous utilisons une méthode numérique de dichotomie illustrée figure 3.19, qui évalue rapidement  $V_g$  en fonction de la puissance incidente, quelque soit le point de polarisation considéré. Le calcul de la valeur moyenne du courant est alors immédiat par simple intégration

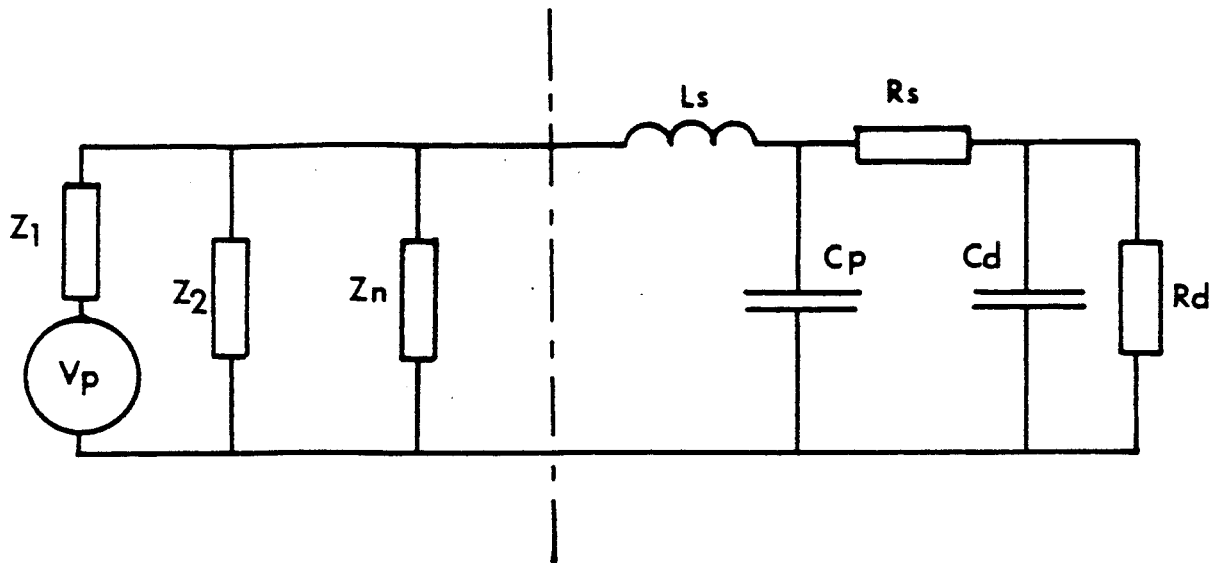


Figure 3.20 : Schéma d'une diode alimentée par un circuit externe.  
 Les impédances  $Z_n$  n'existent qu'à la fréquence  $f_n$ .

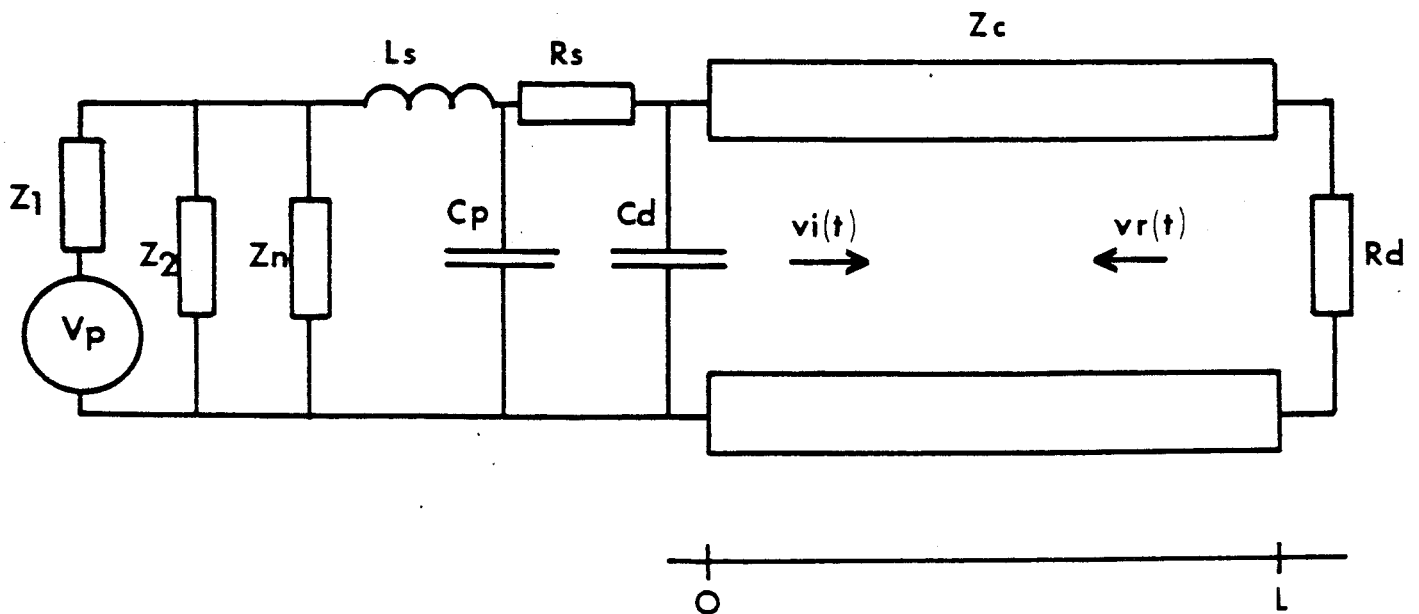


Figure 3.21 : Partition du circuit en deux sous ensembles (linéaire et non linéaire).  
 La ligne de transmission virtuelle permet de travailler avec les ondes réfléchies et les ondes incidentes.

des valeurs instantanées du courant. C'est cette grandeur qui est comparée aux valeurs expérimentales.

#### 3.4.1.1 Analyse de Kerr

L'hypothèse d'une tension purement sinusoïdale aux bornes d'un élément non linéaire est rarement justifiée en pratique. Dans les applications, telles que le mélange ou la multiplication de fréquence, les formes d'onde du courant et de la tension affectent directement les performances. Les méthodes d'analyse numérique traitant des non linéarités peuvent être divisées en deux grandes catégories [11] :

- Résolution dans le domaine temporel
- Approche de l'équilibrage harmonique

Les méthodes de la première catégorie sont relativement complexes et par conséquent souvent difficiles à mettre en oeuvre. Nous avons donc retenu pour ce travail une méthode appartenant à la seconde catégorie.

Fondamentalement, les approches d'équilibrage harmonique combinent une analyse de Fourier pour la partie linéaire du circuit, avec un traitement de la non linéarité dans le domaine temporel.

Ainsi, le schéma équivalent du circuit étudié est scindé en deux sous ensembles. Le premier ne contenant que des éléments non linéaires, alors que le second rend compte des éléments linéaires.

Nous avons représenté sur la figure 3.20 le schéma d'une diode alimentée par une source de tension notée  $V_p$ . Les diverses impédances  $Z_n$  qui y figurent correspondent aux impédances présentées à la diode à la fréquence  $fn$ . Elles n'existent que pour cette fréquence. L'approche effectuée par Kerr [10] et que nous utilisons dans ce travail consiste à insérer une ligne fictive entre ces deux sous ensembles. Sa longueur est virtuelle, mais doit être multiple de la longueur d'onde à la fréquence fondamentale. La ligne ne perturbe donc pas l'état final à la fréquence fondamentale et à ses harmoniques.

La figure 3.21 illustre la partition considérée pour notre problème. L'adjonction de la ligne est un artifice permettant de travailler avec les ondes réfléchies et incidentes

à chacune de ses extrémités. Lorsque l'on excite le circuit, l'onde générée dans la ligne va successivement se réfléchir de part et d'autre de celle-ci. La contribution des diverses ondes conduit après un certain délai à un état stationnaire qui constitue la solution du problème.

Si l'on désigne par  $vi(x, t)$  l'onde incidente se propageant vers l'élément non linéaire et  $vr(x, t)$  l'onde réfléchie par celui-ci, alors les conditions aux extrémités s'écrivent [10]:

$$\begin{cases} vg(t) = vi(L, t) + vr(L, t) \\ ig(t) = \frac{vi(L, t) - vr(L, t)}{Z_c} \end{cases} \quad (3.17)$$

$$\begin{cases} ve(t) = vi(L, t) + vr(L, t) \\ ie(t) = \frac{vr(L, t) - vi(L, t)}{Z_c} \end{cases} \quad (3.18)$$

A partir des formules 3.17, il est possible d'établir l'expression de l'onde réfléchie par la conductance

$$vr(L, t) = \frac{vg(t) - ig(t)Z_c}{2} \quad (3.19)$$

Les grandeurs à l'entrée de la ligne  $ve(t)$  et  $ie(t)$  peuvent quant à elles être décomposées en série de Fourier

$$ve(t) = \sum_{n=0}^{\infty} Ve_n \exp(jn\omega pt) \quad (3.20)$$

$$ie(t) = \sum_{n=0}^{\infty} Ie_n \exp(jn\omega pt) \quad (3.21)$$

Les impédances linéaires à l'entrée imposent les conditions suivantes:

$$\frac{Ve_n}{Ie_n} = Ze_n \quad \text{pour } n > 1 \quad (3.22)$$

$$\frac{Ve_1 - V_{thp}}{Ie_1} = Z_{\rho 1} \quad \text{pour } n = 1 \quad (3.23)$$



Dans cette expression  $V_{thp}$  est la source de tension qui permet de réduire le schéma initial de la figure 3.21 à un schéma de type Thévenin équivalent.

L'impédance  $Z_{e_n}$  représente l'impédance équivalente vue à gauche de la ligne à la fréquence de rang  $n$ , comprenant l'ensemble des éléments  $r_s, l_s, Cd$ , et  $Z_n$ . On trouvera en annexe les expressions de  $V_{thp}$  et  $Z_{e_n}$ . Examinons maintenant la procédure établie pour faire le lien entre les deux ensembles linéaire et non linéaire .

Supposons qu'à l'instant  $t = 0$ , une onde incidente  $V_{IOL}$  se propage le long de la ligne et atteint la conductance non linéaire après un temps de propagation  $td$ . Une onde réfléchie va alors prendre naissance au niveau de la conductance. Son calcul est auto-cohérent. En effet, comme nous pouvons le remarquer avec les équations 3.17 et 3.19,  $vr(L, t)$  dépend de  $vg(t)$  qui dépend lui même de  $vr(L, t)$ .

L'onde  $vr(t)$ , une fois établie, se propage en sens inverse le long de la ligne vers le sous ensemble linéaire. Chaque harmonique de  $vr(t)$  subit une réflexion due à la charge associée  $Z_{e_n}$  que nous avons précédemment définie.

Le coefficient de réflexion complexe pour l'harmonique  $n$  considéré s'écrit :

$$\Gamma_n = \frac{Z_{e_n} - Z_c}{Z_{e_n} + Z_c} \quad (3.24)$$

Après un aller et retour, c'est à dire pour  $t > 2td$ , l'onde incidente est la somme de l'onde  $V_{IOL}$  due au générateur et à la multitude d'ondes réfléchies.  $vi(0, t)$  s'écrit alors :

$$vi(0, t) = V_B + V_{IOL} e^{j(\omega pt + \varphi_{V_{IOL}})} + \sum_{n=1}^{\infty} \Gamma_n V_{r_n} \exp(jn\omega pt) \quad (3.25)$$

Dans cette expression  $V_{r_n}$  est le coefficient de Fourier pour l'harmonique de  $vr(t)$

$$vr(0, t) = \sum_{n=0}^{\infty} V_{r_n} \exp(jn\omega pt) \quad (3.26)$$

Par une procédure itérative qui calcule de part et d'autre de la ligne les diverses réflexions, on aboutit à une onde stationnaire. Lorsque ce régime est atteint, on obtient l'égalité des tensions et des courants aux extrémités de la ligne :

$$vg(t) = ve(t) \quad (3.27)$$

$$ig(t) = -ie(t) \quad (3.28)$$

Dans le domaine fréquentiel 3.27 et 3.28 se traduisent par les égalités suivantes :

$$\underline{Vg}_n = \underline{Ve}_n \quad (3.29)$$

$$\underline{Ig}_n = \underline{Ie}_n \quad (3.30)$$

où  $Vg_n, Ve_n, Ie_n$  représentent les coefficients de Fourier des diverses grandeurs électriques.

Si l'on définit à présent, l'impédance  $Zg_n$  de l'élément non linéaire pour l'harmonique  $n$ , on aboutit au critère de convergence suivant :

$$Zg_n = \frac{Vg_n}{Ig_n} = -Ze_n \quad (3.31)$$

que l'on peut encore écrire sous la forme

$$r_n = \frac{|Zg_n|}{|Ze_n|} = 1 \quad (3.32)$$

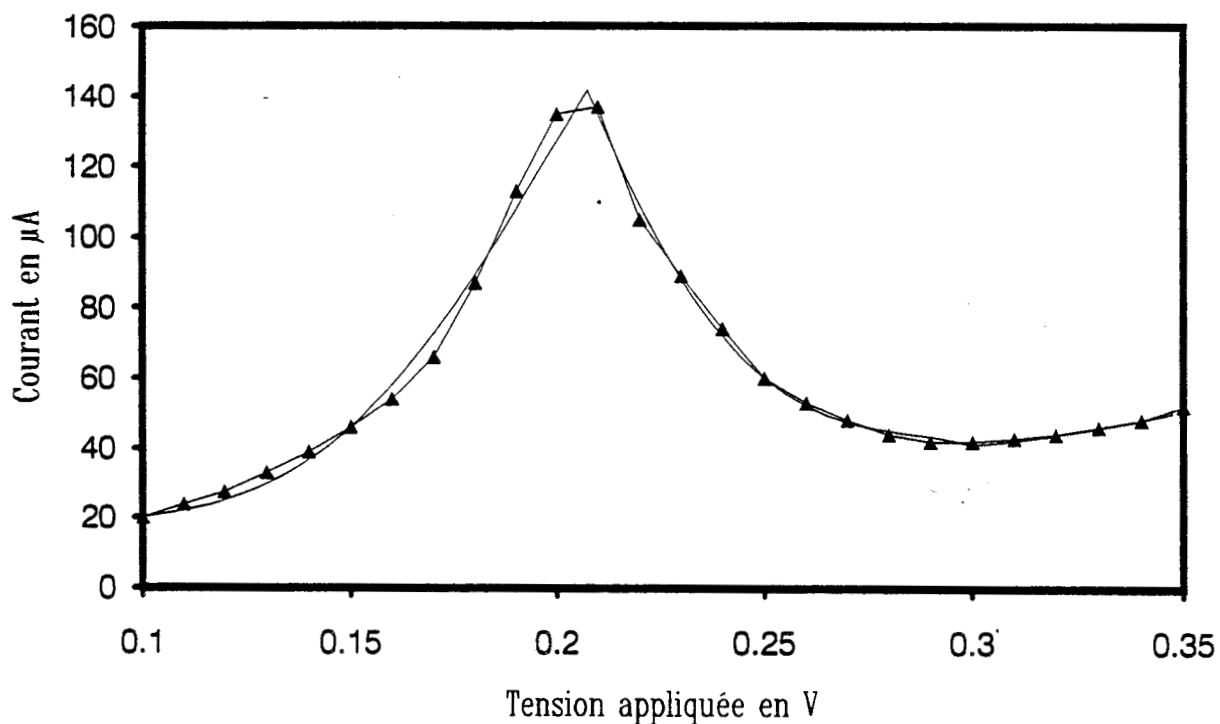


Figure 3.22 : Comparaison de la caractéristique simulée et de la caractéristique expérimentale pour une diode GaAs/GaAlAs.

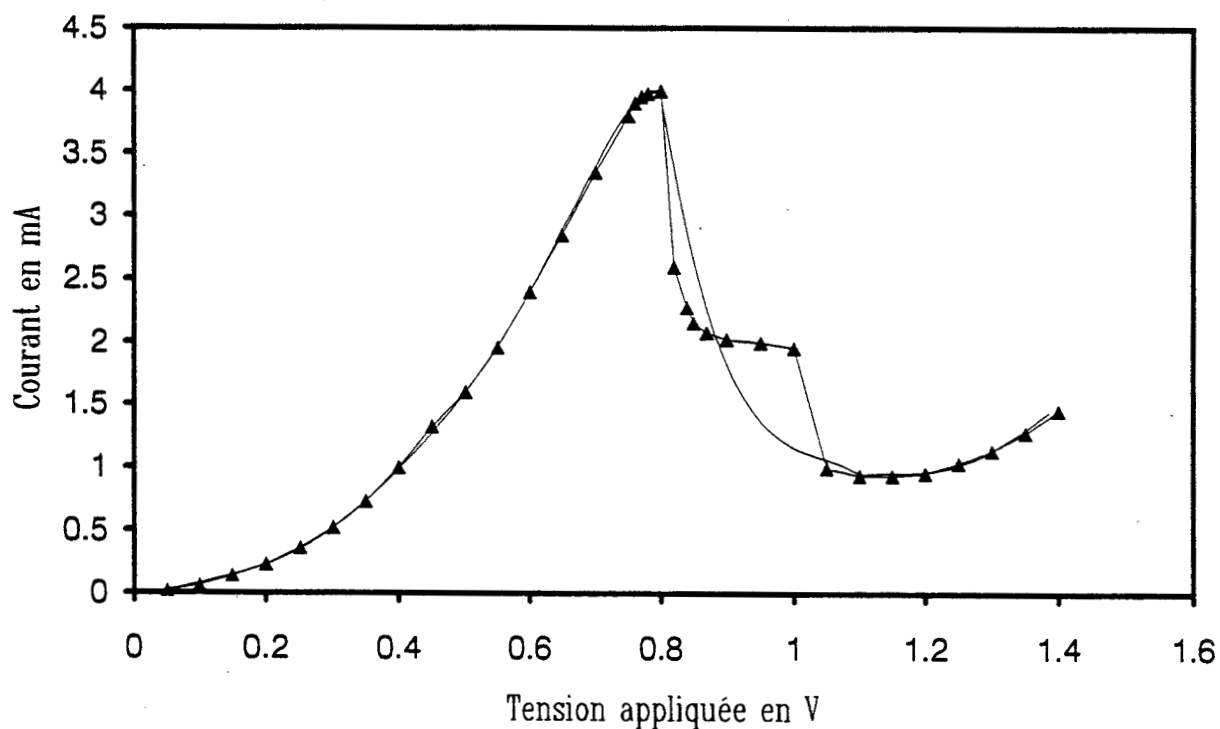


Figure 3.23 : Comparaison de la caractéristique simulée et de la caractéristique expérimentale pour une diode GaAs/GaInAs/GaAlAs.

## 3.5 Comparaison théorie-expérience

### 3.5.1 Approximation analytique des courbes I-V

Avant d'étudier les résultats concernant la détection proprement dite, nous nous proposons d'abord de comparer les caractéristiques statiques définies par fonctions polynômiales avec les caractéristiques mesurées. La figure 3.22 correspond à une structure GaAs/GaAlAs de section  $9\mu\text{m}^2$ . Les triangles font référence aux valeurs expérimentales et la courbe pleine à l'approximation analytique. Nous constatons une excellente concordance entre les deux courbes ainsi obtenues.

La figure 3.23 correspond quant à elle à une structure GaAs/GaInAs/GaAlAs d'une section de  $9\mu\text{m}^2$ .

Pour celle-ci, nous avons négligé volontairement les instabilités présentes au niveau de la résistance différentielle négative. En effet, pour un point de polarisation en dehors de cette zone, mais avec une excursion dynamique en tension suffisante pour atteindre celle-ci, il est probable que les instabilités n'aient pas le temps de se développer. En dehors de la zone de résistance différentielle négative, on constate là encore une très bonne approximation.

### 3.5.2 Confrontation au niveau du courant détecté

#### 3.5.2.1 Structure à faible densité de courant

La confrontation entre les résultats théoriques et les résultats expérimentaux pour les échantillons GaAs/GaAlAs est présentée sur la figure 3.24 en ce qui concerne l'analyse de type sinusoïdale et sur la figure 3.25 pour un traitement basé sur le modèle de Kerr. Nous avons ici représenté le courant détecté en fonction de la tension de polarisation dans le cas d'une puissance de  $25\mu\text{W}$ .

Les valeurs des éléments du schéma équivalent sont celles trouvées lors de la mesure de l'impédance petit signal des diodes. Nous en rappelons ici les grandeurs.

$$r_s = 8\Omega ; l_s = 50\text{pH} ; C_d = 50\text{fF} ; C_p = 50\text{fF}$$

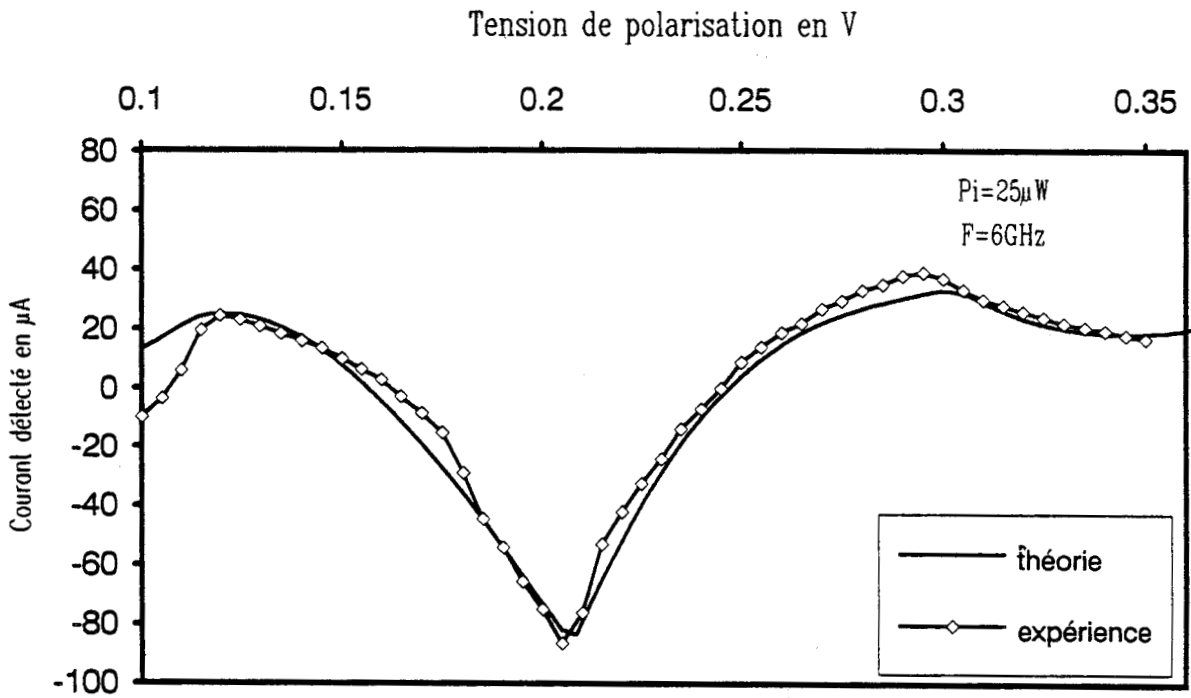


Figure 3.24 : Comparaison théorie-expérience du courant détecté en fonction de la tension de polarisation, pour une analyse sinusoidale et pour un échantillon GaAs/GaAlAs.

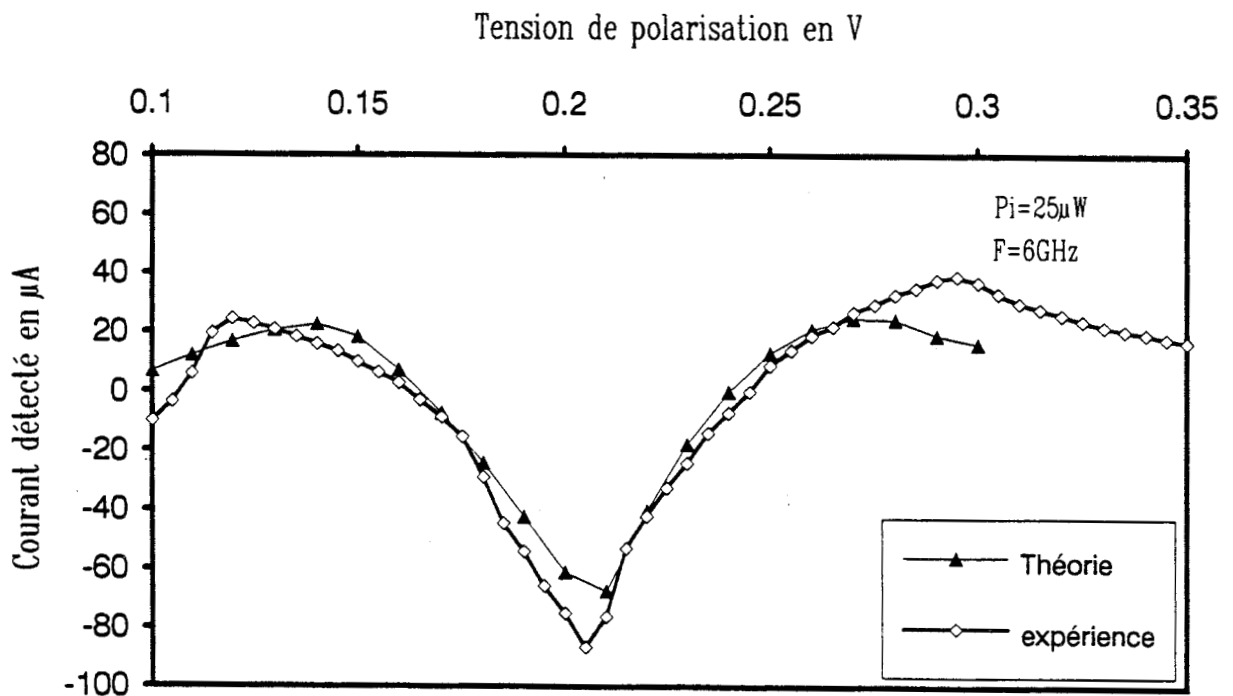


Figure 3.25 : Comparaison théorie-expérience du courant détecté fonction de la tension de polarisation pour une analyse basée sur le modèle de Kerr et pour un échantillon GaAs/GaAlAs.

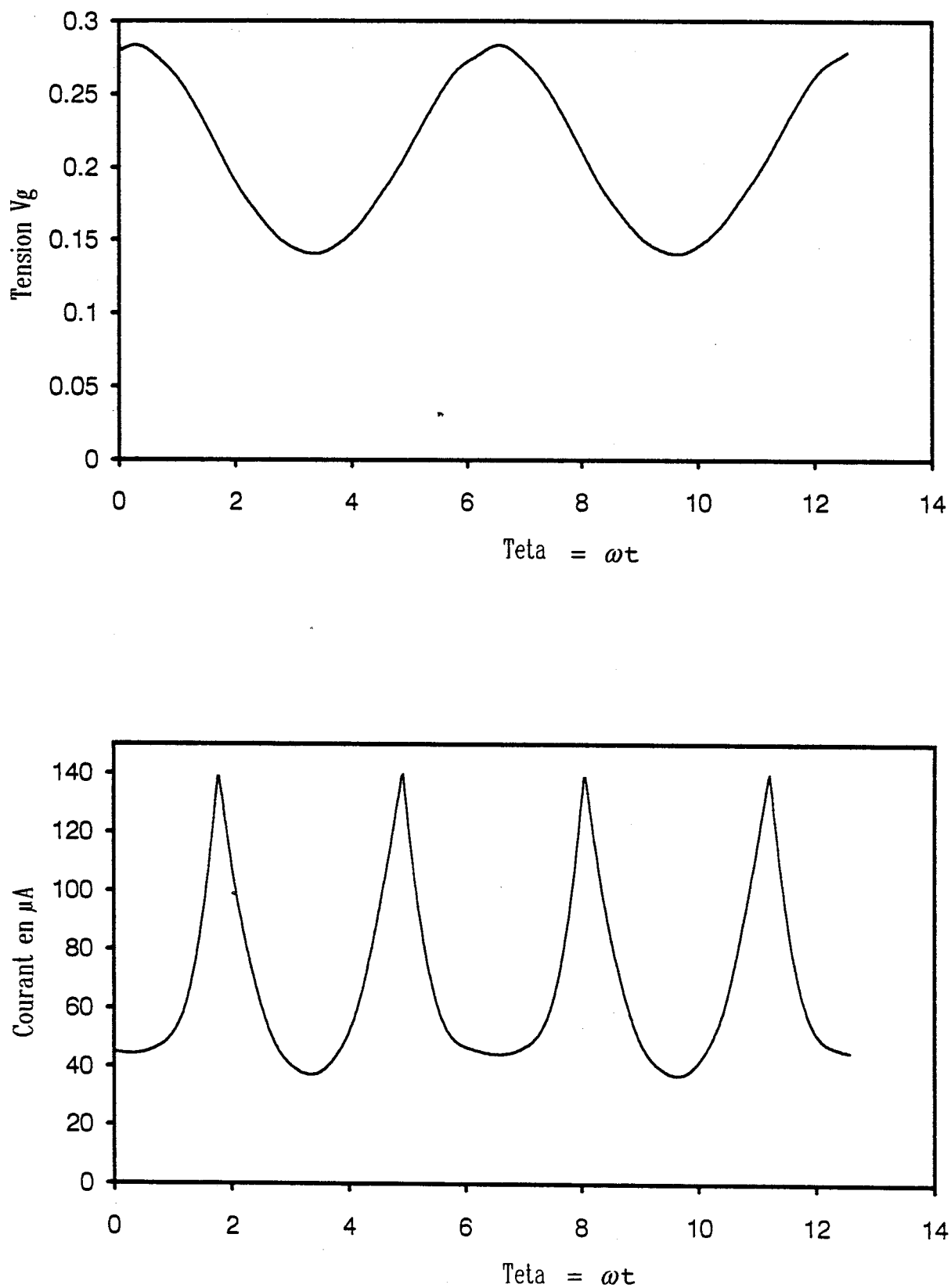
Nous constatons pour ces deux modèles un très bon accord théorie expérience. Ceci montre que les déformations de la tension de pompe par les harmoniques de courant sont des effets du second ordre dans cette expérience de détection relative à des structures à faible conduction. Ceci est corroboré par la visualisation de l'évolution temporelle de la tension alternative  $vg$  aux bornes de l'élément non linéaire, calculée par la méthode de l'équilibrage harmonique lorsque l'échantillon est polarisé à la tension pic. Le signal  $vg(t)$  apparaît quasi-sinusoïdal dans ce cas précis, ce qui ne sera pas le cas pour les diodes à fortes densités de courant comme nous allons le voir. Nous avons également reporté sur la figure 3.26 l'évolution du courant  $ig(t)$  qui présente la forme d'une onde double alternance en accord avec l'analyse préliminaire faite au paragraphe 2.

### 3.5.2.2 Structure à forte densité de courant

En ce qui concerne la diode à puits enterré GaAs/GaInAs/GaAlAs dont les comparaisons théorie-expérience pour une puissance de  $135 \mu W$  sont reportées sur les figures 3.27 et 3.28, nous constatons que le modèle de Kerr prévoit mieux le courant détecté  $I_{det}$  pour des tensions inférieures à 0.8 V que l'analyse sinusoïdale. Par contre pour des tensions supérieures à cette dernière valeur, on constate des divergences importantes entre théorie et expérience, quelle que soit l'approche employée. Ceci est une conséquence directe des oscillations parasites qui se développent en pratique en zone de résistance différentielle négative, et qui ne sont pas prises en compte dans le calcul du courant détecté. En effet, expérimentalement, on détermine le courant  $I_{det}$  en faisant la différence entre les valeurs de courant mesurées en l'absence puis en présence du signal de pompe. Or, la présence des instabilités introduit des phénomènes d'autopolarisation non pris en compte dans le calcul, ce qui explique les différences observées.

Pour cette structure à forte densité de courant, nous avons calculé avec le modèle de Kerr, l'évolution temporelle de la tension  $vg$  et du courant  $ig$  aux bornes de l'élément non linéaire pour une tension de polarisation égale à 0,6 V et une tension égale à 0,75 V.

La tension de 0,6 V correspond à un point de la montée en courant de la caractéristique qui est quasi linéaire autour de cette valeur. Les formes d'onde  $vg(t)$  et  $ig(t)$  sont donc sinusoïdales comme l'illustre la figure 3.29. La tension de 0,75 V est très proche de la tension pic. Contrairement à la structure précédente, les densités de



**Figure 3.26 :** Evolutions temporelles de la tension et du courant, calculées par la méthode de l'équilibrage harmonique, pour un échantillon GaAs/GaAlAs polarisé à la tension pic.

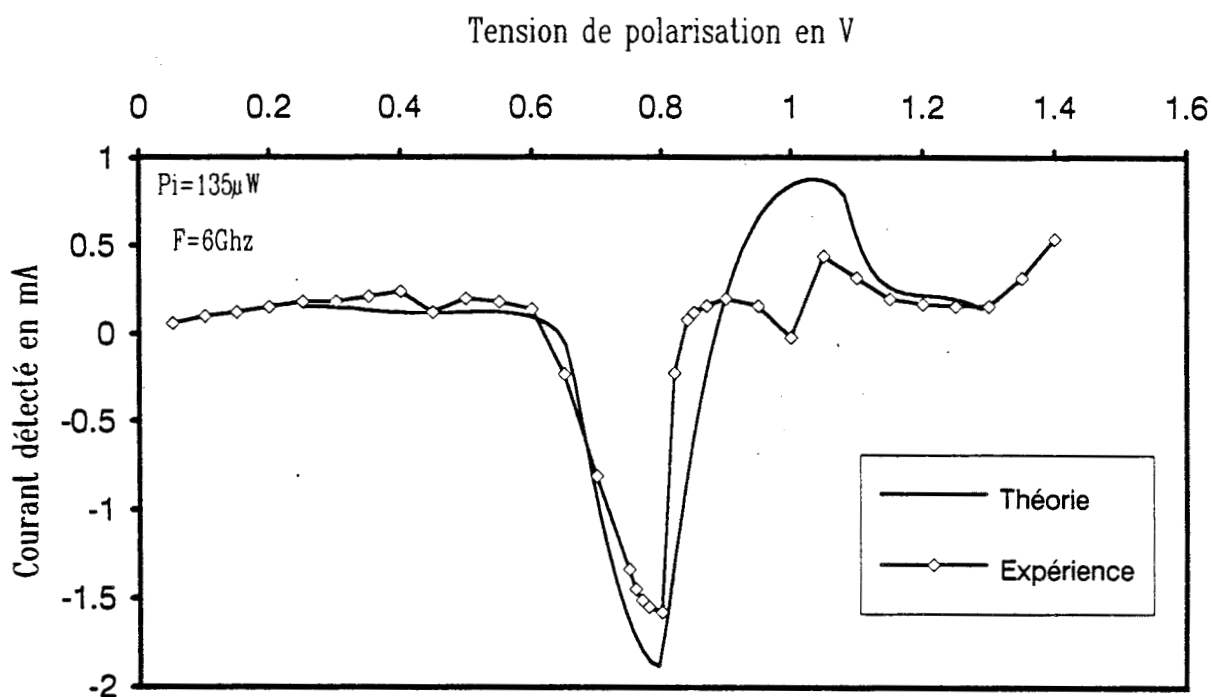


Figure 3.27 : Comparaison théorie-expérience du courant détecté en fonction de la tension de polarisation pour une analyse sinusoïdale et pour un échantillon GaAs/GaInAs/GaAlAs.

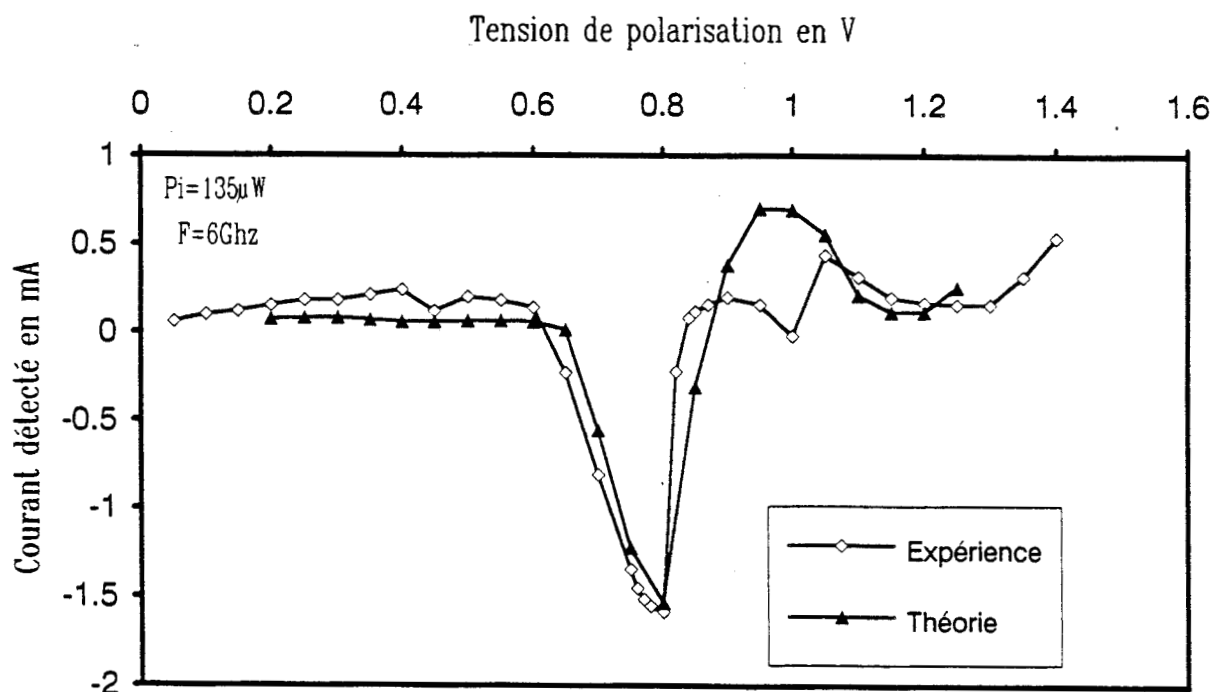


Figure 3.28 : Comparaison théorie expérience du courant détecté fonction de la tension de polarisation pour une analyse basée sur le modèle de Kerr et pour un échantillon GaAs/GaInAs/GaAlAs.



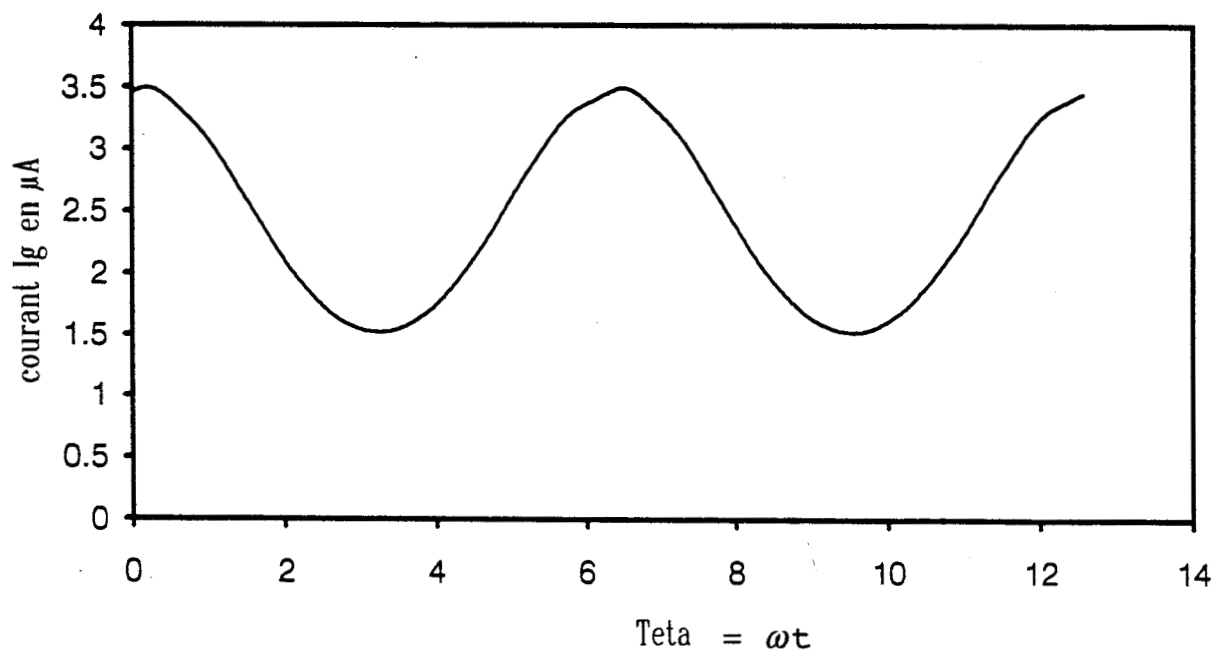
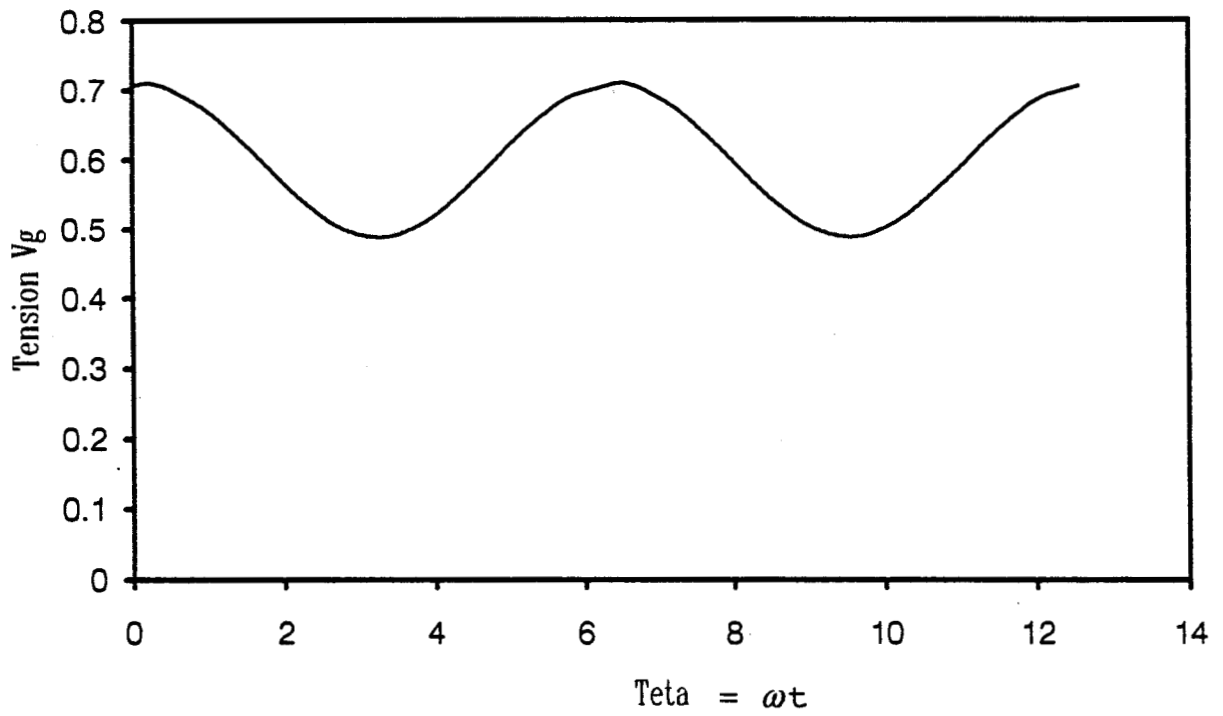


Figure 3.29 : Evolutions temporelles de la tension et du courant pour un échantillon GaAs/GaInAs/GaAlAs polarisé à  $V = 0,6$  V.

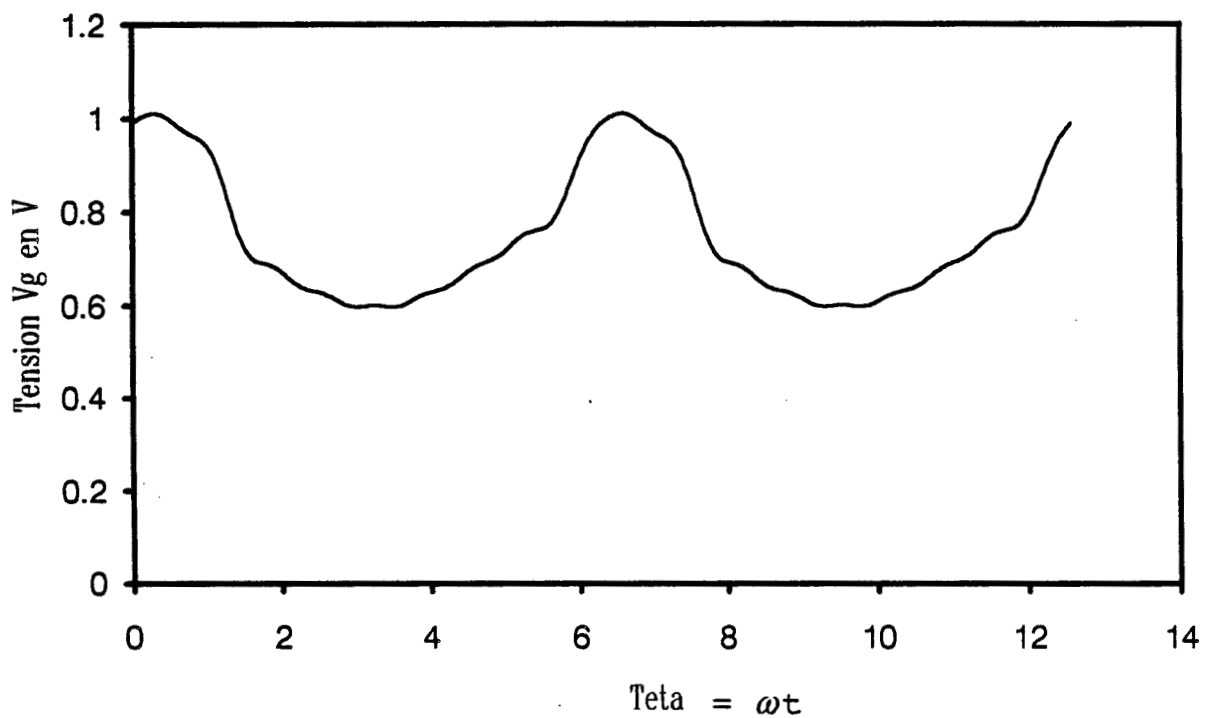


Figure 3.30 : Evolution temporelle de la tension pour une polarisation à  $V = 0,75$  V.

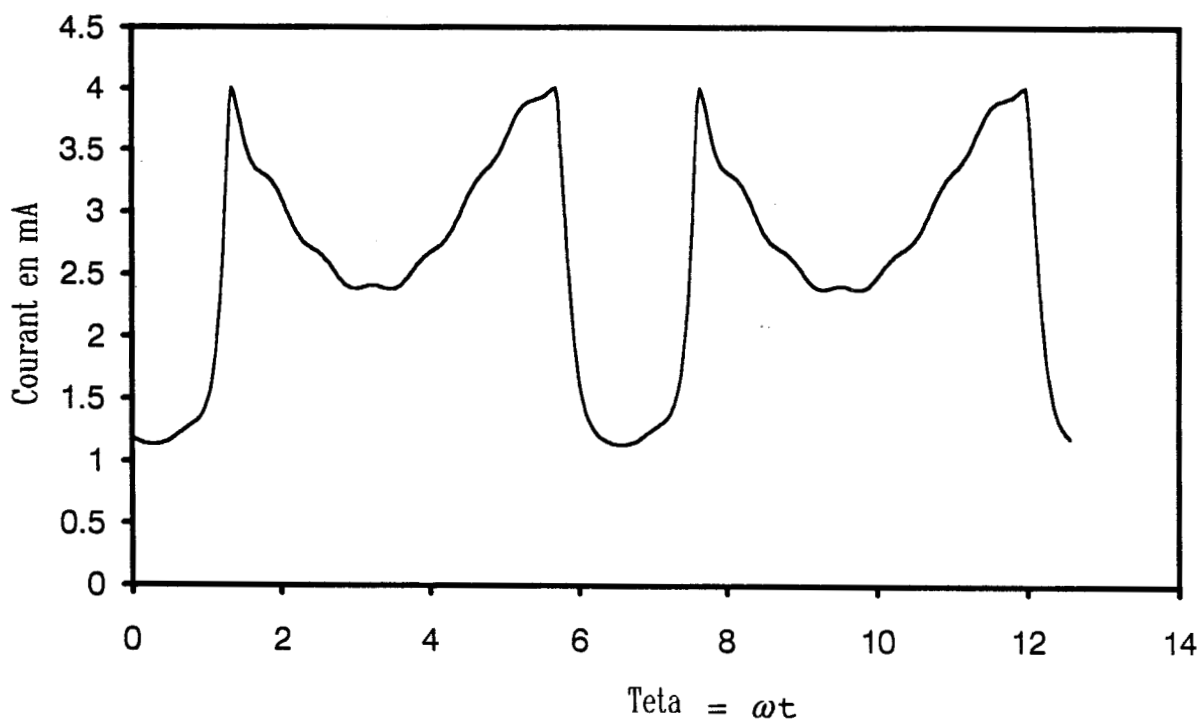


Figure 3.31 : Evolution temporelle du courant pour une polarisation à  $V = 0,75$  V.

courant sont élevées pouvant développer dans les éléments linéaires des tensions harmoniques non négligeables. La forme d'onde de la tension  $vg$  résultante n'est plus alors sinusoïdale comme nous le montre la figure 3.30. La forme d'onde du courant est quant à elle représentée sur la figure 3.31.

En guise de conclusion de cette confrontation théorie-expérience, nous retiendrons les points suivants.

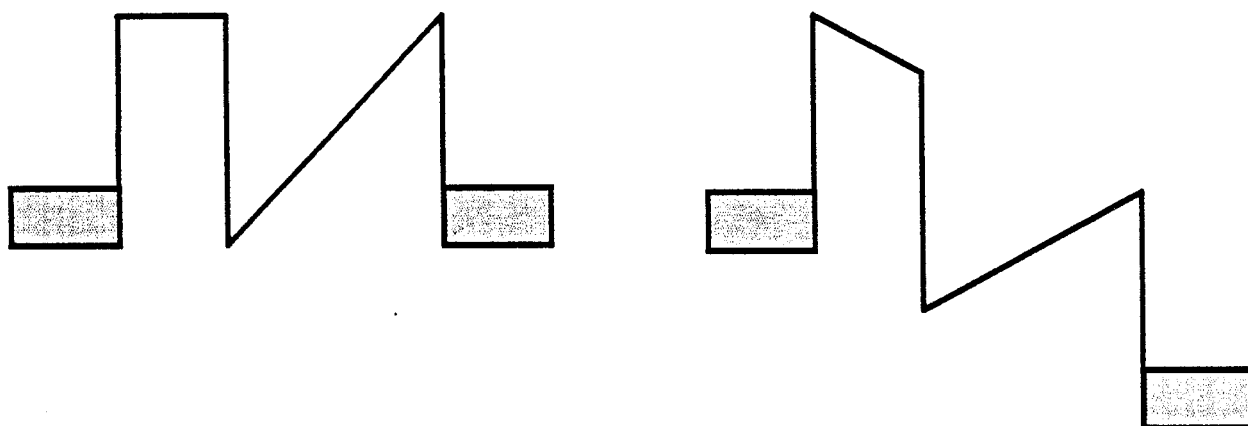
Pour des faibles niveaux de puissance, l'analyse de type première harmonique se révèle suffisante et ceci quelles que soient les densités de courant mises en jeu. Le modèle de Kerr est quant à lui plutôt réservé à des situations où l'on cherche à détecter des niveaux de puissance relativement élevés avec des composants à fortes densités de courant. Comme nous l'avons signalé dans l'introduction, le modèle d'équilibrage harmonique développé ici est tout-à-fait général et pourra être utilisé pour le traitement en multiplicateur ou en mélangeur.

### 3.6 Proposition d'une nouvelle structure

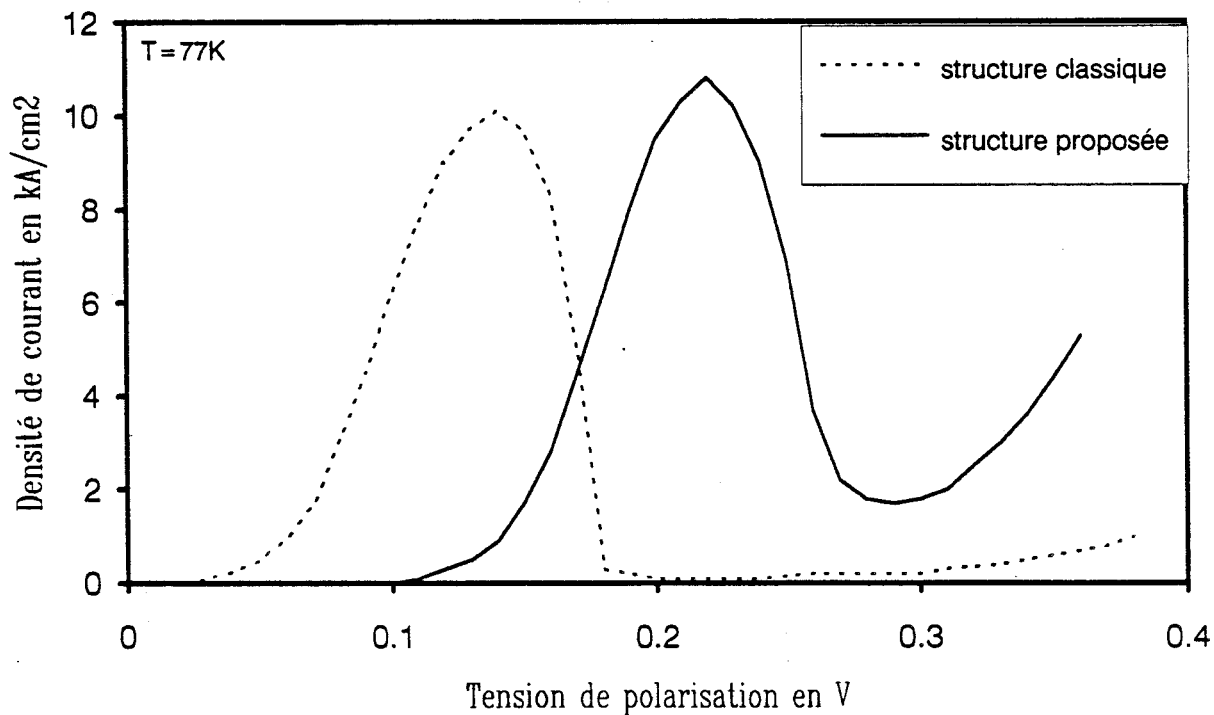
Nous proposons dans ce paragraphe, une idée nouvelle de structure qui pourrait présenter des caractéristiques plus favorables en détection. En effet, il apparaît tout au long de ce chapitre qu'un faible niveau d'impédance de la RDN facilite le développement d'oscillations parasites, dont il est difficile de s'affranchir. Cela peut constituer un handicap pour une utilisation en détecteur.

Par ailleurs, nous avons totalement éliminé les possibilités d'un détecteur purement réactif. Cette idée, relativement simple, repose sur des niveaux de conductance égaux de part et d'autre du courant pic. Là encore une diode à double barrière classique se révèle relativement inadaptée compte tenu des différences entre la montée et la chute du courant.

Fondamentalement, la rupture observée dans la caractéristique statique correspond, soit au passage du niveau quantique sous le bas de la bande de conduction (structure nue), soit au croisement entre ce même niveau et le niveau fondamental de la couche d'accumulation pour des composants avec des espaceurs.



**Figure 3.32 :** Profil de bande de conduction à l'équilibre et sous polarisation de la structure proposée.



**Figure 3.33 :** Caractéristique de conduction simulée à 77 ° K de la structure proposée.

Si l'on désire adoucir cette transition, il est nécessaire de jouer, soit sur la fonction d'alimentation, soit sur la fonction de transmission. C'est sur cette dernière grandeur que nous proposons d'agir, grâce à la structure schématisée sur la figure 3.32.

Celle-ci comporte une première barrière rectangulaire pour l'émetteur, alors que la barrière collecteur est de forme triangulaire. On dissymétrise ainsi fortement la structure et l'on peut espérer, par l'application d'une tension, estomper complètement la barrière collecteur pour obtenir une situation de simple barrière.

Pour valider cette idée, nous présentons sur la figure 3.33 un exemple de caractéristique calculée à partir des données usuelles des matériaux GaAs, GaAlAs. La première barrière a une largeur de 50 Å alors que la barrière collecteur présente une modulation linéaire du pourcentage d'Aluminium entre  $x = 0$  et  $x = 40$  % sur 100 Å. Ceci nous semble tout-à-fait possible puisque de telles transitions sont réalisées dans les lasers à puits quantiques de type GRINSCH [12].

La caractéristique présentée ici a été calculée à 77 K. On constate une augmentation de la zone de résistance différentielle négative qui s'étend sur plus de 80 mV. La seconde remarque, concerne les valeurs de la conductance de part et d'autre de  $V_p$ , ici décalé à 0.22 V, qui prennent des valeurs comparables. La structure proposée ici demanderait à être optimisée.

Avant de conclure sur cette étude en détection nous comparons sur le tableau 3.1 divers résultats expérimentaux tirés de la littérature. On peut noter que les performances de la diode à effet tunnel résonnant ne sont pas à l'heure actuelle supérieures à celle obtenues par les composants classiques.

### 3.7 Conclusion

Dans ce chapitre, nous nous sommes intéressés à la détection en polarisant les diodes au voisinage de la tension pic. Le premier problème rencontré concerne l'instabilité des composants qui interdit dans bien des cas de tirer pleinement parti de l'avantage des diodes à effet tunnel résonnant comparativement aux détecteurs plus classiques. Nous retrouvons en effet le compromis densité de courant, niveau d'impédance, largement traité au cours des chapitre précédents.

	$\beta_v$ en mV/mW	$\beta_i$ en $\mu\text{A}/\mu\text{W}$	T.S.S	Références
Diode Schottky Prépolarisée	1200 à 2000		-50 à -52 dBm	catalogue FEI Microwave, no 0288
Diode Schottky non prépolarisée	2000		-52 dBm	catalogue FEI Microwave no 0288
Diode Backward	700		-50dBm	catalogue FEI Microwave no 0288
Diode à effet tunnel résonnant				
GaAs/GaAlAs Bande X		15 $\mu\text{A}/\mu\text{W}$	-30dBm (60Mhz) -39dBm (1Mhz)	nos résultats
GaAs/GaAlAs Bande X		18 $\mu\text{A}/\mu\text{W}$	-31dBm	[7]
InAlAs/InGaAs Bande X Bande Ka Bande W	1900 1750		-46dBm -32dBm -20dBm	[13]

**Tableau 3.1:** Résultats expérimentaux en détection

Ici encore, le système de caractérisation sous pointes CASCADE, utilisé pour les structures intégrées, s'est révélé déterminant.

A titre d'exemple, des échantillons de  $5 \times 5 \mu m^2$  réalisés à partir d'épitaxies GaAs/GaAlAs ont présentés une sensibilité en courant d'environ  $15 \mu A / \mu W$ . La meilleure sensibilité tangentielle mesurée est de l'ordre de - 30 dB pour une bande passage de 60 MHz.

Pour les structures à puits enterré il a été difficile d'approcher la tension pic pour mesurer la T.S.S, compte tenu du niveau d'impédance présentée par la diode et de la droite de charge. En dépit de ce problème nous avons obtenu des valeurs de la sensibilité tangentielle du même ordre de grandeur que précédemment.

Une mesure préliminaire pour un échantillon GaAs/AlAs, de densité de courant élevée ( $140 \text{ kA/cm}^2$ ) a été effectuée à 92 GHz. Dans ce but, des échantillons de  $9 \mu m^2$  de section ont été montés dans une cellule guide d'onde et contactés par moustache.

Les problèmes de connectique sont ici particulièrement cruciaux. Electriquement, on retrouve les mêmes problèmes mis en évidence en bande X.

Théoriquement, nous avons cherché à analyser la composante basée sur les réflexions multiples de Kerr. Ce modèle très général permet de rendre compte d'éventuelles aberrations de la tension de pompe par les composantes harmoniques du courant.

Pour le cas plus spécifique de la détection, où les signaux alternatifs appliqués sont généralement faibles, une analyse de type sinusoïdal se révèle suffisante et en très bon accord avec les données expérimentales.

# Bibliographie

- [1] Y. ANAND, W.J. MORONEY  
Microwave mixer and detector diodes  
Proceedings of the IEEE, vol 59, n ° 8, august 1971, p 1182
- [2] M. Mc COLL, D.T. HODGES, V.A. GARBER  
Submillimeter wave detection with submicron size Schottky barrier diodes  
MTT 25, n ° 6, june 1977, p 463
- [3] R.E. NEIDERT, S.C. BIARI  
Millimeter wave planar InP Schotky diodes and their small signal equivalent circuit  
MTT 37, n ° 11, november 1989
- [4] T.C.L.G. SOLLNER, W.D. GOODHUE, P.E. TANNENWALD, C.D. PARTER,  
D.D. PECK  
Resonant tunneling trough quantum wells at frequencies up to 2,5 THz  
Appl. Phys. Lett. 43 (6), 1983, p 588
- [5] I. MEHDI  
Device applications of double barrier resonant tunneling structures  
Thèse de doctorat, Université de Michigan, 1990
- [6] I. MEHDI, C. KIDNER, J.R. EASI, G.J. HADDAD  
Millimeter wave detection using resonant tunneling diodes  
Microwave and optical technology letters, vol 3, N ° 1, january 1990, p 1
- [7] J.M. GERING, T.J. RUDNICK, P. COLEMAN  
Microwave detection using resonant tunneling diodes.  
MTT 36, n ° 7, July 1988



- [8] P. MOUNAIX  
Hétérostructures double barrière pour la réalisation de diodes et de transistors à effet tunnel résonnant.  
Thèse de doctorat, Université de Lille, 1992
- [9] R. BOUREGBA  
Etudes théorique et expérimentale des diodes à effet tunnel résonnant. Utilisation en oscillation et en multiplication. Thèse de doctorat, Lille 1991
- [10] A.R. KERR  
A technique for determining the local oscillations waveforms in a microwave mixer  
MTT, october 1975, p 828
- [11] H. LIANG, W. YUNYI, L. SIFAN  
Frequency domain non linear analysis of microwave circuits using frequency domain diode model  
Microwave and optical technology letters, vol 4, n ° 7, June 1991, p 266
- [12] T. WEIL  
Etude théorique du transport perpendiculaire aux couches dans les semiconducteurs III-V modulés suivant une dimension.  
Thèse de doctorat, Université Paris 6, 1987
- [13] I. MEHDI, J.R. EAST, G.I. HADDAD  
Characterisation of resonant tunneling diodes for microwave and millimeter wave detection  
MTT, Vol 39, n ° 11, november 1991

## CHAPITRE 4

### Mélange de signaux hyperfréquences

## Chapitre 4

# Mélange de signaux hyperfréquences

### 4.1 Introduction

Ce chapitre porte sur l'étude des potentialités de la diode à effet tunnel résonnant en tant que composant actif pour le mélange de fréquences.

Le rôle d'un mélangeur est de transposer un signal source (RF) de fréquence élevée, généralement de très faible puissance, dans une autre gamme de fréquences où l'information peut être plus facilement traitée. Citons par exemple, les études de spectres électromagnétiques provenant de l'espace en radioastronomie, où les fréquences étudiées sont effectivement élevées [1][2]. Pour ces systèmes et compte-tenu de la technologie actuellement disponible, il est nécessaire de disposer le mélangeur en tête de la chaîne de réception. Celui-ci est donc une pièce maîtresse et doit posséder de bonnes performances en termes de conversion mais également en bruit.

Les atouts dont dispose la diode à effet tunnel résonnant sont principalement la symétrie des caractéristiques de conduction et l'existence d'une résistance différentielle négative. Ceci va nous amener à considérer deux types de fonctions. La première application fait appel à un mélangeur en mode subharmonique alors que pour la seconde le signal de l'oscillateur est généré par la diode elle-même. Pour ces deux cas, nous adopterons le même schéma directeur, avec une analyse multifréquence basée sur le modèle proposé par Held et Kerr et des premières vérifications expérimentales en structures plaquées qui vont nous permettre de montrer la faisabilité du mélange de signaux mais

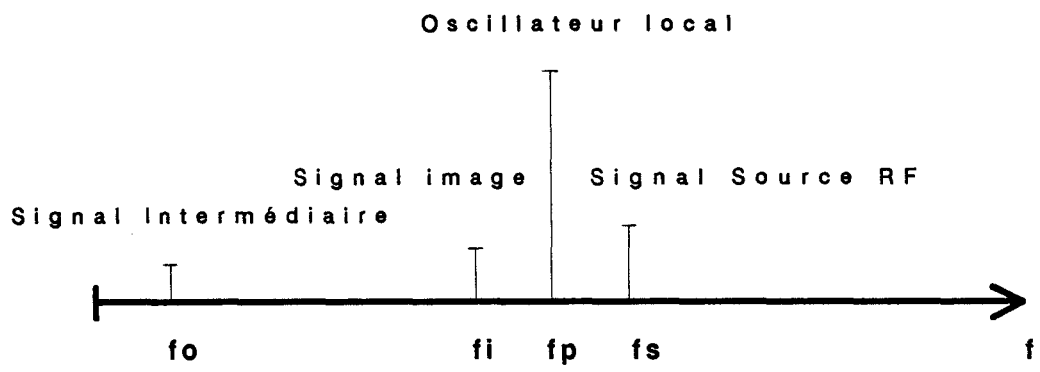


Figure 4.1 : Spectre des signaux générés par un mélangeur.

rappelons d'abord brièvement des notions de conversion de fréquence.

## 4.2 Notions de conversion de fréquence

Comparativement à la détection que nous venons de présenter au chapitre précédent, le mélange de fréquences apporte beaucoup plus d'informations sur le signal que l'on désire identifier ou traiter. Il paraît en effet possible de tirer une information de fréquence, mais aussi de puissance dans la mesure où l'on connaît avec relativement de précision les pertes de conversion du mélangeur. Ceci n'est pas le cas avec un détecteur sensible à un large spectre de fréquences qui nécessite, pour obtenir une information fréquentielle, d'intercaler un système de filtrage.

Le mélange de fréquences est obtenu en modulant un élément non linéaire d'un dispositif électronique par un oscillateur local délivrant un signal de grande amplitude (de fréquence  $f_p$ ), et en appliquant simultanément sur cet élément le signal source RF (de fréquence  $f_s$ ). A ce stade, il est nécessaire de coupler ces deux signaux. Signalons qu'actuellement en gamme millimétrique, on cherche de plus en plus à faire appel aux techniques quasi-optiques [3][4]. Des mélangeurs ont été réalisés en combinant l'antenne de réception et l'élément actif sur un même substrat diélectrique planaire [5][6]. Le spectre fréquentiel généré par le mélangeur comporte les harmoniques de l'oscillateur local, les harmoniques du signal radio fréquence ainsi que toutes les raies produites par le mélange de ces divers signaux. A l'aide de filtres, on sélectionne le signal intermédiaire de fréquence  $f_o = |f_p - f_s|$  et l'on rejette les signaux indésirables. Une autre fréquence caractéristique est la fréquence image, produit du battement entre l'harmonique deux de l'oscillateur local et le signal source, ou encore entre le fondamental de l'oscillateur local et la fréquence intermédiaire. On obtient les deux possibilités pour le signal image de fréquence  $f_i$ :

$$f_i = |2f_p - f_s|$$

ou

$$f_i = |f_p - f_o|$$

Dans la plupart des cas, la fréquence image est également éliminée à l'aide d'un filtre réjecteur. Nous avons représenté à la figure 4.1 un exemple de spectre pouvant être généré par le mélange de deux signaux.

## 4.3 Mélangeur subharmonique

### 4.3.1 Principe et généralités

C'est en 1975 que le concept de mélangeur subharmonique a été proposé simultanément par Cohn [7] et Schneider [8]. Généralement, ce type de mélangeur est réalisé à partir de diodes Schottky appairées montées tête-bêche, afin que la conductance différentielle varie en fonction du temps avec une fréquence double du signal de pompe. Dans ce cas, la fréquence de l'oscillateur local ( $f_p$ ) assurant le mélange peut être environ la moitié de celle du signal source ou radio fréquence ( $f_s$ ).

Cet abaissement de la fréquence de pompe peut se révéler très intéressant dans les applications en gamme millimétrique où il est souvent difficile de trouver des sources haute fréquence délivrant des puissances relativement élevées avec un coût raisonnable.

Le mélangeur subharmonique offre d'autres avantages par rapport aux mélangeurs classiques fonctionnant en mode fondamental. L'écart de fréquence entre le signal source  $f_s$  et l'oscillateur local  $f_p$  facilite l'isolation entre les voies *RF* et *OL*. Les propriétés de bruit peuvent être également améliorées, grâce à la symétrie de la caractéristique.

Une analyse détaillée concernant ce dernier aspect est décrite dans la référence [9].

Sur ces études relatives aux diodes Schottky appairées, nous retiendrons que les performances en termes de bruit et de pertes de conversion sont comparables à celles des meilleurs mélangeurs utilisant une seule diode fonctionnant en mode fondamental [10][11].

En contrepartie, les diodes doivent posséder des caractéristiques très semblables, afin de pouvoir les appairer et ainsi obtenir un fonctionnement optimal. Il est difficile en pratique de réunir ces conditions avec des composants discrets et plus particulièrement lorsque les diodes sont contactées par une moustache. La solution adoptée dans la référence [6] consiste à intégrer côte à côte les deux diodes sur un même substrat. Une toute autre voie consiste à rechercher un composant non linéaire qui présente naturellement une caractéristique de conduction antisymétrique. C'est la démarche choisie par DIXON et MALIK en 1983 [12], qui ont proposé d'utiliser une diode à plan de dopage.

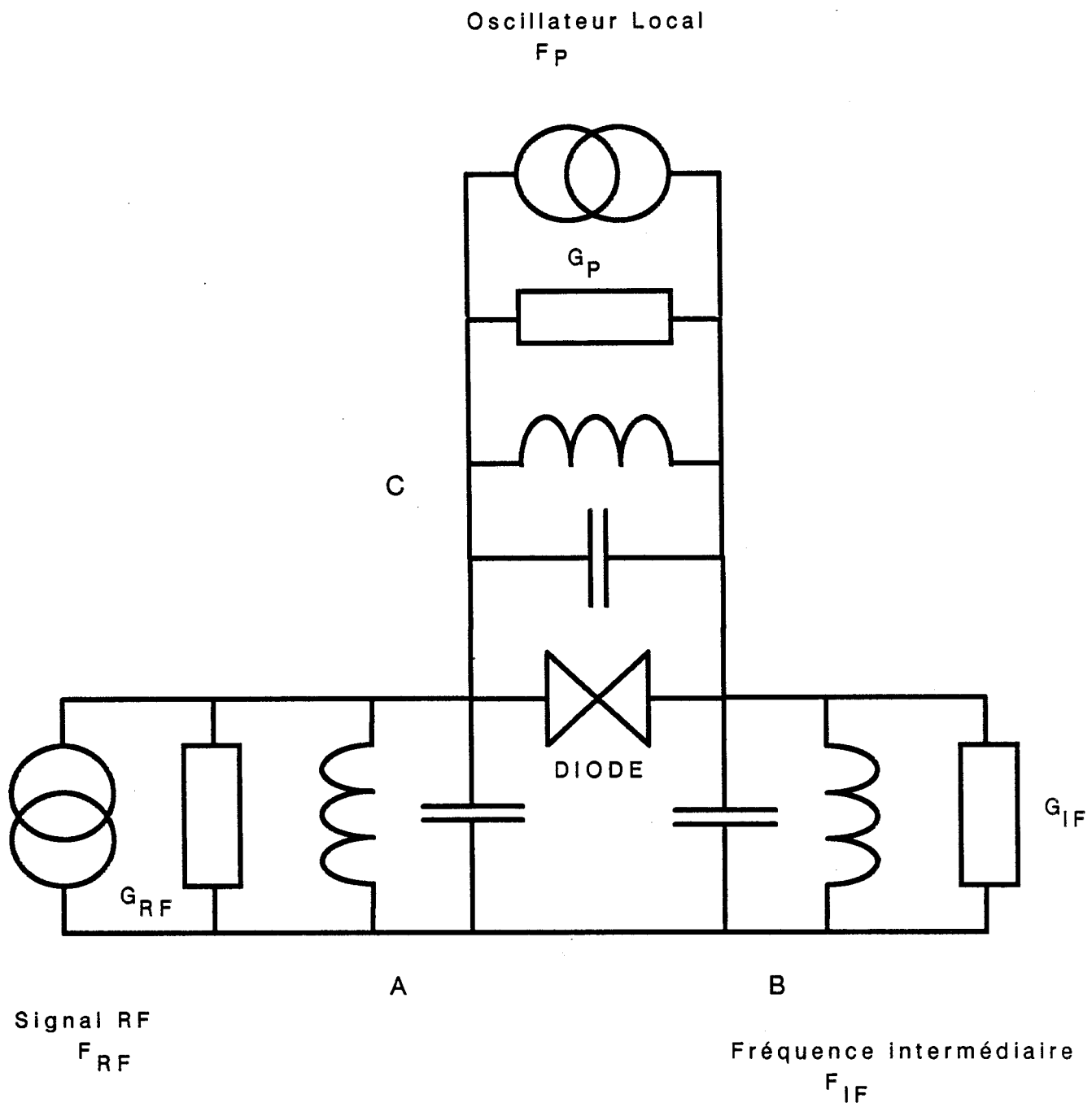


Figure 4.2 : Schéma de principe du mélangeur.

Cette diode appelée P.D.B. (pour Planar Doped Barrier) est une structure symétrique, constituée d'un plan de dopage. Sa caractéristique permet de n'utiliser qu'un seul composant. La diode à effet tunnel résonnant peut répondre aux différents critères que nous venons de développer. C'est un composant dont la caractéristique est non linéaire et que l'on peut rendre antisymétrique. Nous avons vu également au chapitre 2 que l'intégration d'une telle structure est bien maîtrisée au laboratoire.

### 4.3.2 Modèle simplifié

Il a été montré théoriquement dans les références [13] et [14] que l'utilisation d'une diode à effet tunnel résonnant pour la construction d'un mélangeur subharmonique peut conduire à des gains de conversion.

A partir du modèle simplifié de KRISNAMURTI, que nous allons maintenant développer, on peut également mettre en évidence un problème de stabilité susceptible d'apparaître. Jusqu'à maintenant en effet, nous n'avons considéré que les problèmes de stabilité résultant de l'aspect large bande de la résistance différentielle négative. Ceux-ci se traduisent par des oscillations parasites dans le circuit de polarisation.

#### 4.3.2.1 Gain de conversion

Pour dissocier les aspects liés au circuit concernant en particulier le filtrage de fréquence des aspects de mélange, nous adopterons le schéma de principe donné sur la figure 4.2. Les circuits bouchons A, B et C simulent des filtres tels que leurs admittances soient égales à zéro pour les fréquences de résonance correspondant à  $f_{RF}$  (signal),  $f_{IF}$  (fréquence intermédiaire) et  $f_p$  (fréquence de pompe) respectivement, et infinies pour des fréquences autres que leurs fréquences propres.

Les simplifications de ce modèle interviennent sur les trois points suivants.

- \* On suppose tout d'abord que seules les tensions sinusoïdales d'amplitude  $V_p, V_{RF}, V_{IF}$  de l'oscillateur local à la fréquence  $f_p$ , du signal radio fréquence à  $f_{RF}$  et du signal intermédiaire à  $f_{IF}$  peuvent se développer aux bornes de la diode.
- \* Le seul élément non linéaire du schéma équivalent que nous considérons est la conductance différentielle présentée par la diode.



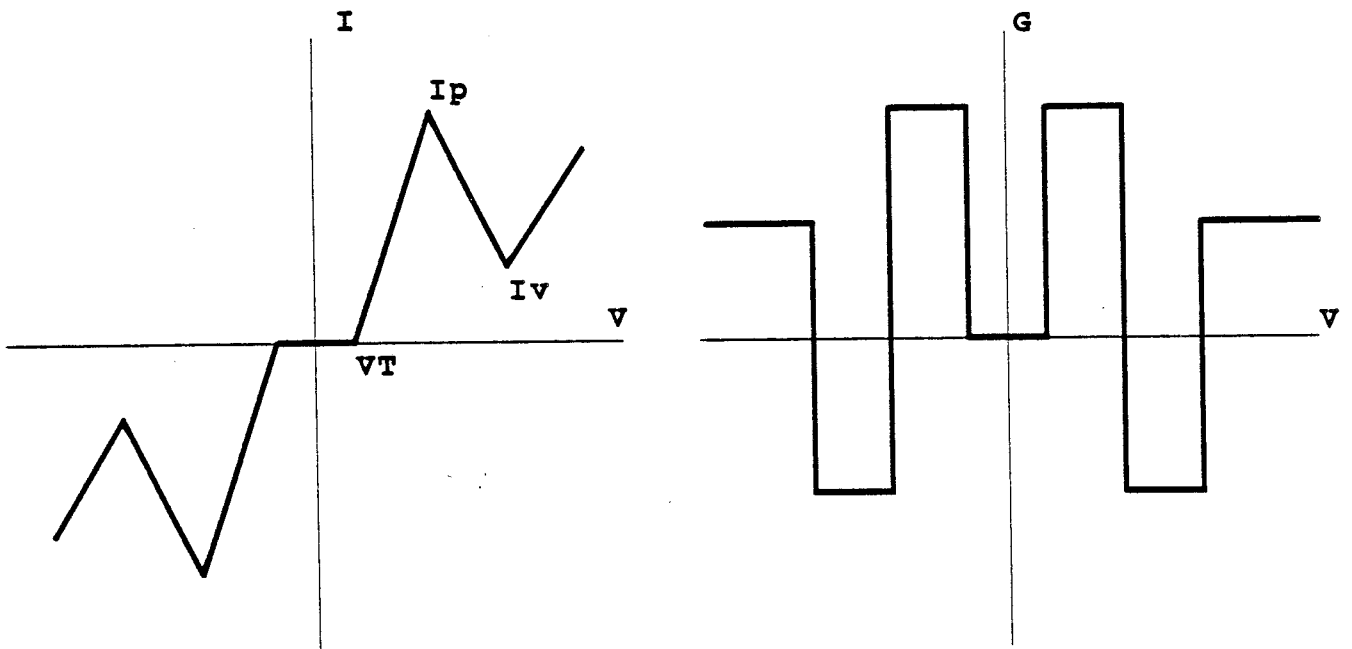


Figure 4.3 : Caractéristique statique simplifiée et sa conductance  $g = \frac{dI}{dV}$  associée.

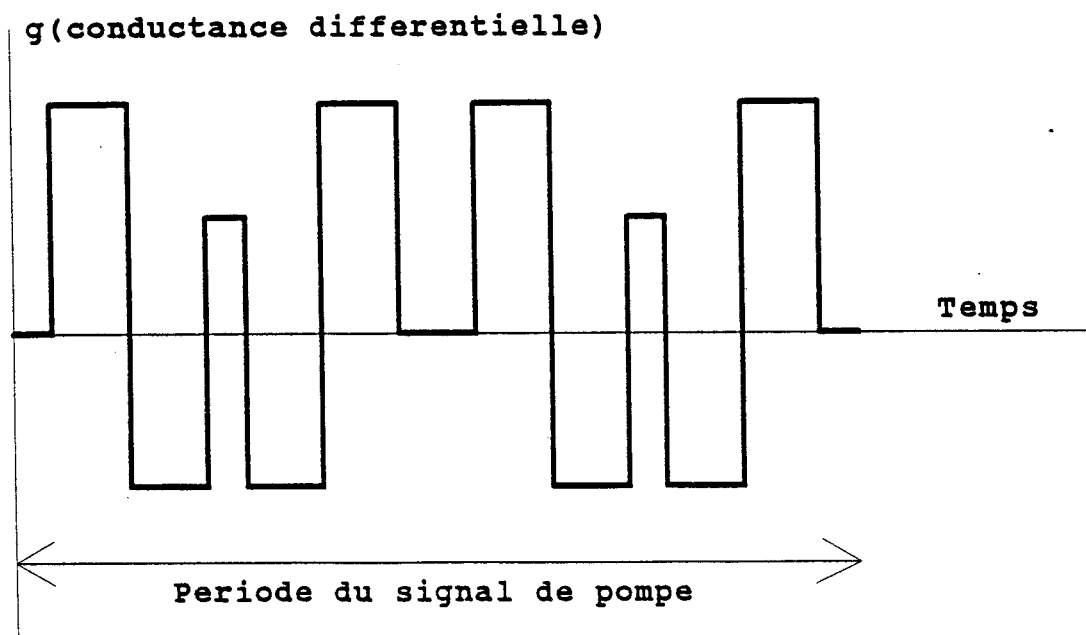


Figure 4.4 : Exemple de l'évolution temporelle de  $g$ .

\* La caractéristique statique est simplifiée à l'extrême. Nous la supposons linéaire par intervalle. Le courant est nul jusqu'à une tension de seuil  $V_T$ , faible devant la tension pic  $V_p$ . Il croît ensuite linéairement de  $V_T$  à  $V_p$ . La résistance différentielle négative est quant à elle comprise entre  $V_p$  et  $V_V$ .

On peut alors définir les grandeurs suivantes qui traduisent les niveaux de conductance :

$$G_p = \frac{I_p}{V_p} \quad (4.1)$$

$$G_D = \frac{I_p - I_V}{V_V - V_p} \quad (4.2)$$

La conductance, dérivée de la caractéristique statique, est alors constante par intervalle. La figure 4.3 donne un exemple d'une caractéristique statique et de la conductance petit signal qui lui est associée.

Nous remarquerons que la courbe  $I(V)$  est antisymétrique, alors que la courbe  $G(V)$  est symétrique par rapport à l'origine. Lorsqu'une tension sinusoïdale est appliquée sur la diode, la conductance différentielle  $g(t)$  varie périodiquement en fonction du temps.

La figure 4.4 donne un exemple d'une évolution temporelle possible de  $g(t)$ . Du fait de la symétrie évoquée précédemment, la période de  $g(t)$  est moitié de celle du signal de pompe. La décomposition en série de Fourier de  $g(t)$  ne comporte alors que des termes pairs. En négligeant  $V_T$  devant  $V_p$ , on montre que les coefficients  $G_0$  et  $G_2$  ont pour expression :

$$G_0 = \frac{-2}{\pi} G_D \operatorname{arc} \cos \left( \frac{V_p}{V_V} \right) + G_p \left[ 1 - \frac{2}{\pi} \operatorname{arc} \cos \left( \frac{V_p}{V_V} \right) \right] \quad (4.3)$$

$$G_2 = \frac{-1}{\pi} \left[ G_D \left( 2 \operatorname{arc} \cos \left( \frac{V_p}{V_V} \right) \right) + G_p \operatorname{arc} \cos \left( \frac{V_p}{V_V} \right) \right] \quad (4.4)$$

Les coefficients  $G_n$  d'ordre supérieur ( $n = 4, 6, 8...$ ) produisent des signaux à des fréquences autres que  $f_{IF}$  et  $f_{RF}$ . Ces termes seront négligés dans le cadre de nos hypothèses, où seules les fréquences  $f_{IF}, f_{RF}$  sont considérées. Cela équivaut à court-circuiter les autres fréquences.

Le comportement petit signal du mélangeur peut être alors décrit à partir de la relation matricielle suivante :

$$[I] = [Y] [V] \quad (4.5)$$

avec

$$[I] = \begin{bmatrix} I_{RF} \\ I_{IF} \end{bmatrix} \quad \text{et} \quad [V] = \begin{bmatrix} V_{RF} \\ V_{IF} \end{bmatrix}$$

$[Y]$  est la matrice de conversion

Dans le cas que nous étudions et avec les hypothèses formulées, celle ci s'écrit :

$$[Y] = \begin{bmatrix} Y_{11} & Y_{12} \\ Y_{21} & Y_{22} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} G_0 & G_2 \\ G_2 & G_0 \end{bmatrix} \quad (4.6)$$

Le gain de conversion est calculé à partir des éléments de cette matrice et des conductances de charge des voies  $IF(G_{IF})$  et  $RF(G_{RF})$ . Son expression est :

$$G = \frac{|V_{IF}|^2 G_{IF} / 2}{|I_g|^2 / 8 G_{RF}} = \frac{4 |Y_{21}|^2 G_{RF} \cdot G_{IF}}{\left| \frac{(G_{RF} + G_0)(G_{IF} + G_0)}{G_2^2} \right| G_2^2} \quad (4.7)$$

Avant de nous intéresser à l'ordre de grandeur du terme de gain, considérons à présent le problème de la stabilité qui lui est indissociable.

### 4.3.2.2 Stabilité du mélangeur

Dans l'analyse précédente nous avons représenté le mélangeur par un quadripôle dont l'entrée est la voie  $RF$  et la sortie la voie  $FI$ .

Les conditions inhérentes à la stabilité d'un quadripôle sont données par les relations suivantes [14] :

$$G_{11} > 0 \quad (4.8)$$

$$G_{22} > 0 \quad (4.9)$$

$$G_{11} G_{22} > \frac{1}{2} M(1 + \cos \alpha) \quad (4.10)$$

Dans ces expressions :

$$G_{11} = \operatorname{Re} (Y_{11}) \quad (4.11)$$

$$G_{22} = \operatorname{Re} (Y_{22}) \quad (4.12)$$

$M$  et  $\alpha$  sont respectivement le module et la phase du produit des termes croisés  $Y_{12}Y_{21} = M(\cos \alpha + j \sin \alpha)$ .

Dans le cas étudié, les conditions de stabilité deviennent :

$$G_0 > 0 \quad (4.13)$$

$$\frac{G_0^2}{G_2^2} > 1 \quad (4.14)$$

Pour les mélangeurs classiques utilisant des composants sans résistance différentielle négative, la conductance moyenne  $G_0$  et la conductance  $G_2$  sont toutes deux positives. L'inégalité  $G_2 < G_0$  est également vérifiée. Dans le cas d'un mélangeur subharmonique à diode à effet tunnel résonnant, la conductance  $G_2$  peut être négative et  $|G_2| > |G_0|$ . La condition 4.14 peut par conséquent ne pas être respectée. Le mélangeur est alors potentiellement instable. Des terminaisons appropriées peuvent cependant

résoudre ce problème. Avec la charge  $G_{IF}$  à la fréquence intermédiaire et  $G_{RF}$  à la fréquence source, les conditions de stabilité du mélangeur deviennent :

$$G_{IF} + G_0 > 0 \quad (4.15)$$

$$G_{RF} + G_0 > 0 \quad (4.16)$$

$$K = \frac{(G_0 + G_{RF})(G_0 + G_{IF})}{G_2^2} > 1 \quad (4.17)$$

Nous avons pris comme exemple d'application numérique les données déduites d'une caractéristique expérimentale d'une diode GaAs/GaAlAs que nous avons rendu symétrique.

Le courant pic est de 29 mA pour une tension  $V_{pic}$  de 0.65 V. Le courant vallée est de 15,3 mA pour une tension  $V_{vallee}$  de 0.83 V. Le calcul des coefficients de Fourier  $G_0$  et  $G_2$  donne respectivement - 4,66 mS et - 33,4 mS dans le cas d'une excursion de la tension pompe jusqu'à  $V_{pic}$ .

Nous supposons de plus que les charges  $G_{RF}$  et  $G_{IF}$  sont égales. Pour respecter le critère de stabilité, nous avons adopté la valeur de 50mS ( $K = 1,8$ ). On vérifie en effet que pour la charge classique  $G = 20mS$  ( $R = 50\Omega$ ) la stabilité n'est pas assurée.

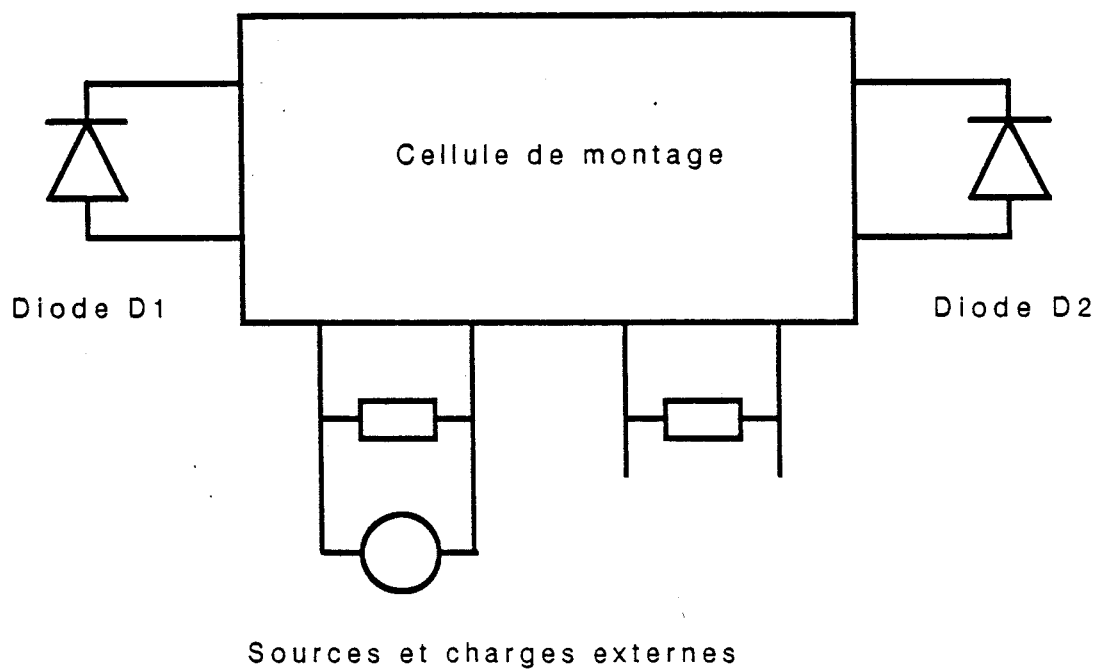
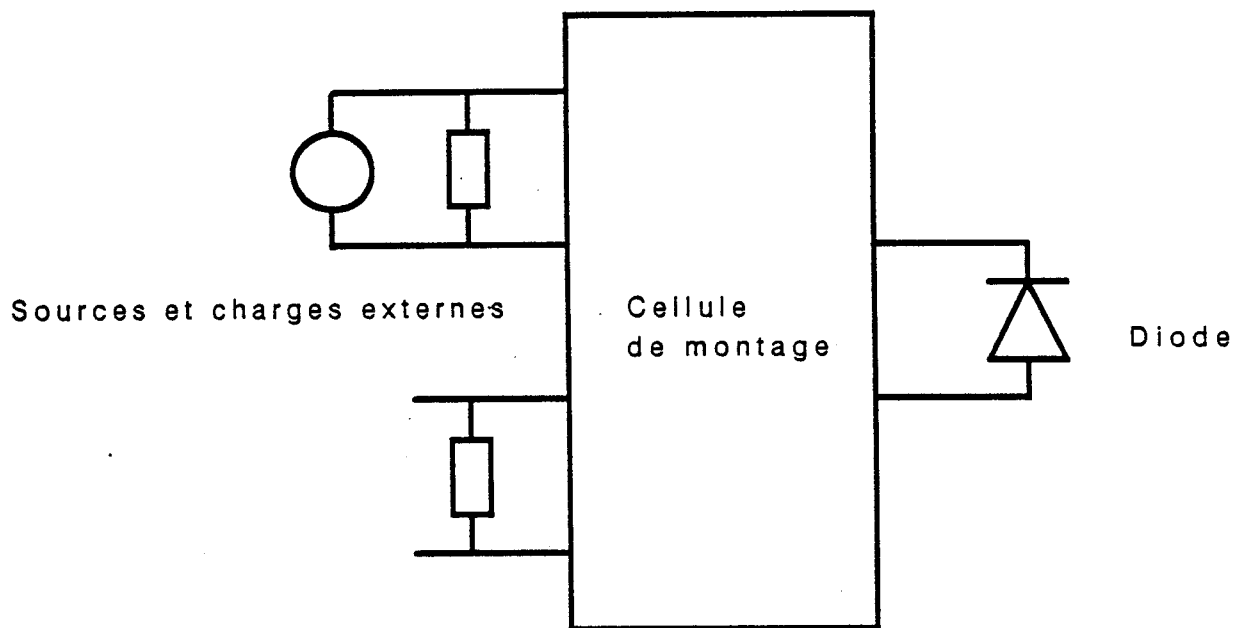
Nous obtenons dans ce cas un gain de conversion de plus de 17 dB.

Le modèle que nous venons de décrire est certes incomplet dans la mesure où l'on schématise à outrance les non linéarités mais également où l'on néglige les autres fréquences intervenant dans le mélange.

Il permet cependant de comprendre l'origine d'un gain de conversion et d'avoir une première estimation des performances. Pour une analyse plus précise, il faut développer un modèle multifréquence prenant en compte les éléments parasites et les fréquences latérales, notamment la fréquence image.

### 4.3.3 Modèle de Held et Kerr

L'analyse d'un mélangeur microonde est un problème complexe datant de plus d'une quarantaine d'années. Initialisés par les travaux fondamentaux de Torrey et



**Figure 4.5 :** Comparaison des schémas d'un mélangeur subharmonique dans le cas où deux diodes sont montées tête-bêche et dans le cas où un seul composant actif est utilisé.

Withney dès 1948 au M.I.T, de nombreuses études ont tenté par la suite d'améliorer ces travaux. Dans les années soixante, l'apparition de l'ordinateur a permis d'effectuer des analyses numériques plus complexes, prenant en compte les formes d'onde de la tension et du courant, la non linéarité de la capacité et les charges vues aux différentes fréquences latérales. Egami, Gwareck, Held et Kerr ont contribué à donner une solution satisfaisante au problème [15][16][17].

Dans ce travail, nous utilisons le modèle développé par Held et Kerr en 1978. [17]. Un autre modèle plus spécifique a été également proposé par ce dernier auteur pour l'étude de mélangeurs subharmoniques construits à partir de diodes Schottky appairées [18]. L'analyse se complique dans la mesure où il faut construire la matrice de conversion de chaque diode. La matrice de conversion de l'ensemble du mélangeur est obtenue alors à partir de celles-ci et des paramètres décrivant l'environnement des composants.

A titre d'exemple, nous avons reporté sur la figure 4.5 le schéma équivalent que l'on peut se donner du mélangeur subharmonique dans le cas où des diodes Schottky sont montées tête-bêche et celui où un seul composant actif est utilisé. Le schéma dans le second cas est beaucoup plus direct. Le passage de deux composants discrets à un seul facilite la connexion mais également l'analyse numérique.

#### 4.3.3.1 Analyse grand signal

Les propriétés de bruit et de pertes de conversion sont gouvernées par les formes d'onde produites par l'oscillateur local, aux bornes de l'élément actif.

L'analyse des performances d'un mélangeur se déroule en deux étapes. Une étude grand signal détermine d'abord les formes d'onde de la tension  $vd(t)$  et  $id(t)$ .

A partir de ces données, il est possible de calculer la forme d'onde de la conductance différentielle  $gd(t)$  et celle de la capacité intrinsèque  $Cd(t)$ . On suppose ici que la self de connexion, la résistance série et la capacité parasite varient de façon linéaire en fonction de la tension.  $gd(t)$  et  $Cd(t)$  peuvent être décomposées en série de Fourier :

$$gd(t) = \sum_{-\infty}^{+\infty} Gac_k \exp(jk\omega pt) \quad (4.18)$$

$$Cd(t) = \sum_{-\infty}^{+\infty} Cd_k \exp(jk\omega pt) \quad (4.19)$$

$$Gac_k = Gac_{-k}^* \quad \text{et} \quad Cd_{-k} = Cd_k^*$$

Cette analyse grand signal peut être effectuée à partir de l'équilibrage harmonique présenté dans le chapitre précédent.

### 4.3.3.2 Analyse petit signal

La deuxième étape consiste à décrire le comportement petit signal du mélangeur par une matrice de conversion  $Y$ .  $Y$  est une matrice admittance reliant les petits signaux de courant  $\delta Im$  et de tension  $\delta Vm$  pour les différentes fréquences latérales.

La notation avec l'indice  $m$  indique que la pulsation du signal  $\delta Im$  ou  $\delta Vm$  est égale à  $\omega_0 + m\omega p$ , où  $\omega_0$  est la fréquence intermédiaire et  $\omega p$  la fréquence de l'oscillateur local.

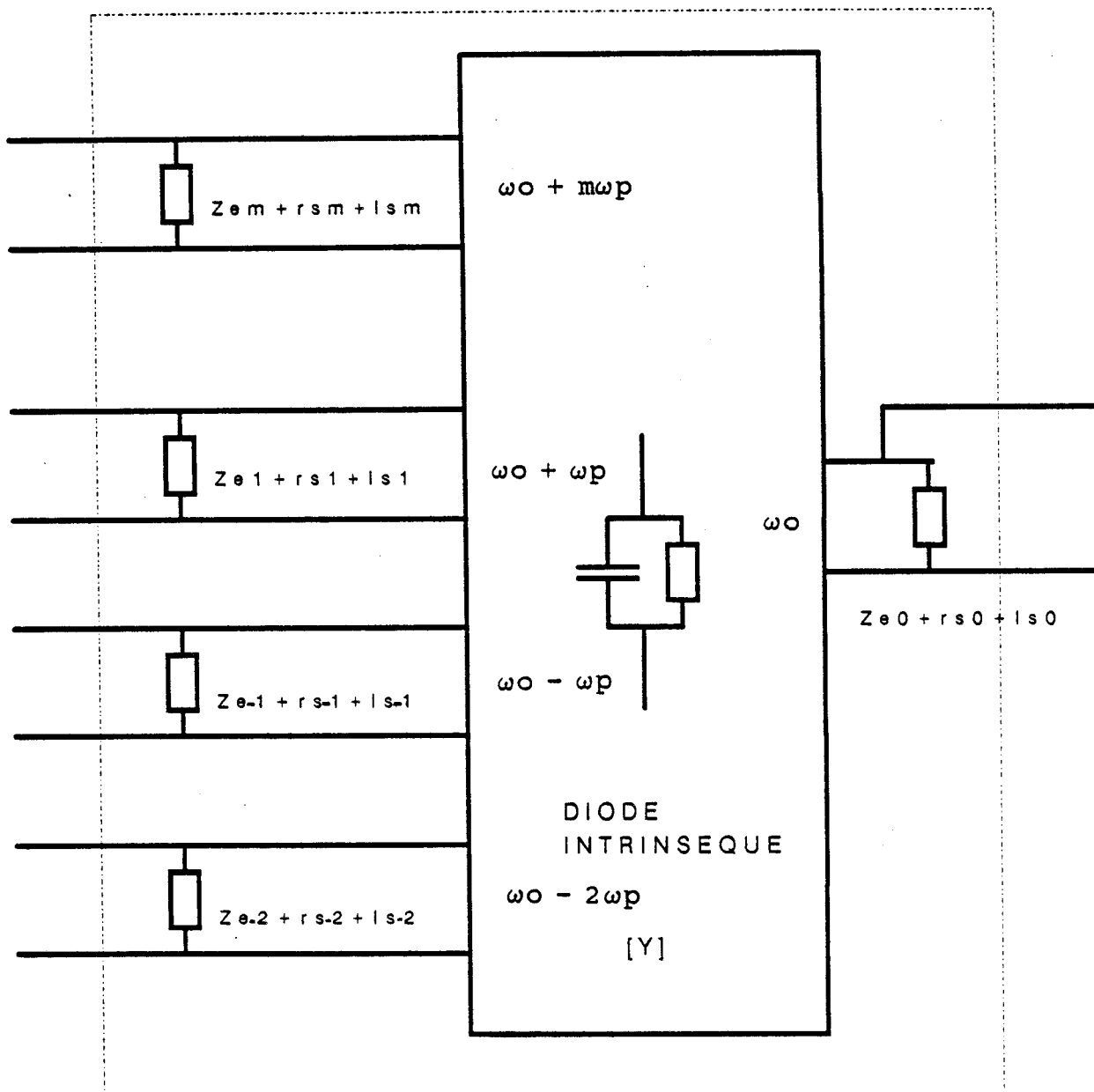
$Y$  est une matrice carrée définie par :

$$[\delta I] = [Y] [\delta V] \quad (4.20)$$

$$[\delta I] = \begin{bmatrix} \vdots \\ \delta I_1 \\ \delta I_0 \\ \delta I_{-1} \\ \vdots \end{bmatrix} \quad [\delta V] = \begin{bmatrix} \vdots \\ \delta V_1 \\ \delta V_0 \\ \delta V_{-1} \\ \vdots \end{bmatrix}$$

$$[Y] = \begin{bmatrix} \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ \cdots & Y_{11} & Y_{10} & Y_{1-1} & \cdots \\ \cdots & Y_{10} & Y_{00} & Y_{0-1} & \cdots \\ \cdots & Y_{-11} & Y_{-10} & Y_{-1-1} & \cdots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \end{bmatrix} \quad (4.21)$$





RESEAU ETENDU [Y']

Figure 4.6 : Multipôle étendu petit signal, représentant le mélangeur.

Les éléments  $Y_{mn}$  de la matrice sont donnés par l'expression :

$$Y_{mn} = G_{m-n} + j(\omega_0 + m\omega_p) C_{m-n}$$

Ainsi, l'association de la conductance et de la capacité non linéaire alimentée par une source locale à la fréquence  $f_p$ , peut être identifiée à un multipôle où chaque accès correspond à une fréquence latérale.

Afin de tenir compte des éléments parasites de la diode ( $r_s$ ,  $l_s$  et  $C_P$ ) ainsi que des charges  $Z_{em}$  présentées aux différentes fréquences, on construit une nouvelle matrice que l'on nomme matrice étendue  $[Y']$ .

Les sources de tension symbolisant les signaux aux fréquences latérales sont alors remplacées par leurs sources de courant équivalentes, mais ne sont pas incluses dans la nouvelle matrice.

Les accès du nouveau réseau constitué sont normalement en circuit ouvert. La nouvelle relation matricielle est :

$$[\delta I'] = [Y'] [\delta V'] \quad (4.22)$$

$$\text{où } [Y'] = [Y] + \text{diag} [1/(r_{sm} + j l_{sm} + Z_{em})] \quad (4.23)$$

L'inversion de cette matrice, nous définit la matrice impédance  $[Z']$ .

La figure 4.6 représente le multipôle étendu. Notons ici que les impédances de charge dépendent de la conception même du mélangeur.

Les pertes de conversion d'une fréquence latérale  $f_m$  à la fréquence intermédiaire  $f_o$  sont définies comme étant le rapport de la puissance du signal source ( $RF$ ) sur la puissance du signal converti.



Leurs expressions sont :

$$L_{01} = \frac{1}{4|Z'_{01}|^2} \times \frac{|Z_{eo} + rso|^2}{\text{Re}[Z_{eo}]} \times \frac{|Z_{e1} + rs_1|^2}{\text{Re}[Z_{e1}]} \quad (4.24)$$

Cette formule se généralise pour le cas d'une conversion d'une fréquence  $f_j$  à la fréquence  $f_i$

$$L_{ij} = \frac{1}{4|Z'_{ij}|^2} \times \frac{|Z_{ei} + rsi|^2}{\text{Re}[Z_{ei}]} \times \frac{|Z_{ej} + rs_j|^2}{\text{Re}[Z_{ej}]} \quad (4.25)$$

### 4.3.3.3 Résultats numériques

Dans ce paragraphe, nous présentons en premier lieu, les résultats théoriques de pertes de conversion obtenus avec le modèle de Held et Kerr que nous venons de décrire. Nous aborderons ensuite une étude numérique de la stabilité lorsque l'on considère le mélangeur comme un quadripôle dont l'entrée se fait à la fréquence source  $f_2$  (ou  $f_{RF}$ ) et la sortie à la fréquence intermédiaire  $f_o$  (ou  $f_{IF}$ ).

Pour le calcul des pertes de conversion, nous avons adopté les hypothèses suivantes :

- La matrice de conversion  $Y$  est limitée à l'ordre 9, ce qui nécessite un développement en série de Fourier de la conductance  $g(t)$  jusqu'à l'ordre 4.
- Les impédances de charge des voies source  $RF$  ( $2f_p + f_o$ ), fréquence intermédiaire  $IF(f_o)$  et fréquence image ( $2f_p - f_o$ ) sont prises égales en règle générale à  $50 \Omega$ . Les autres accès sont court-circuités. Nous n'avons pas cherché ici à faire l'optimisation de ces différentes charges.

Dans un souci de simplicité, nous considérons le signal de pompe, modulant la conductance non linéaire, sinusoïdal et la capacité indépendante de la tension. Cette dernière hypothèse équivaut, au niveau de la matrice  $Y$ , à ne prendre en compte que les termes capacitifs de la diagonale principale avec :

$$C_{mn} = Cd \text{ pour } m = n$$



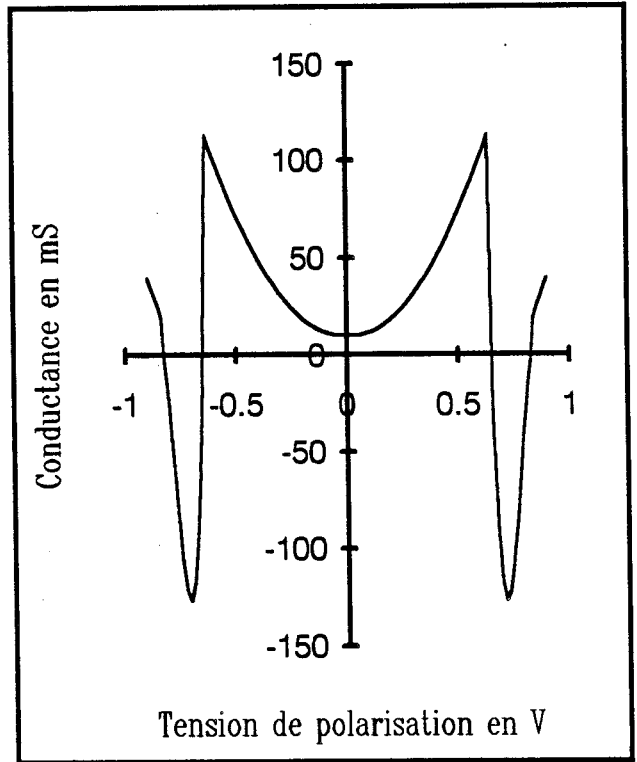
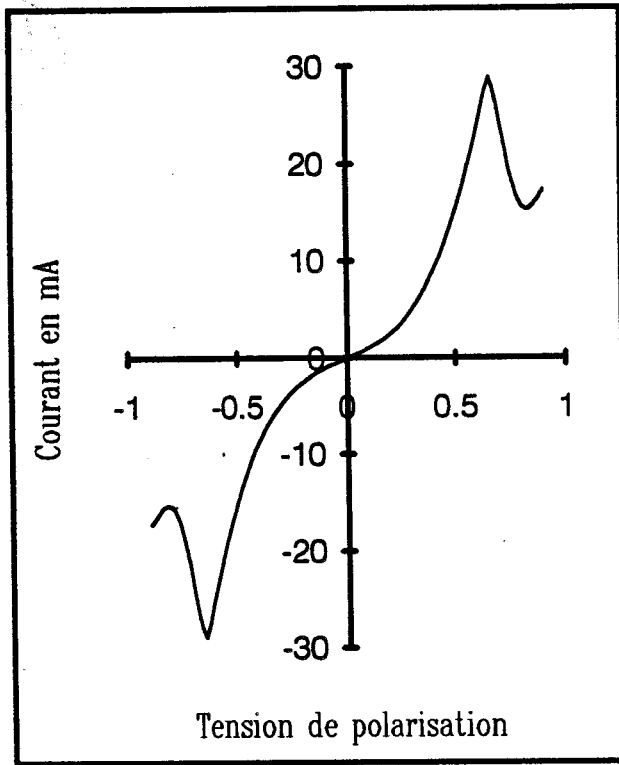


Figure 4.7 : Caractéristique statique utilisée pour les simulations.

Figure 4.8 : Conductance différentielle.

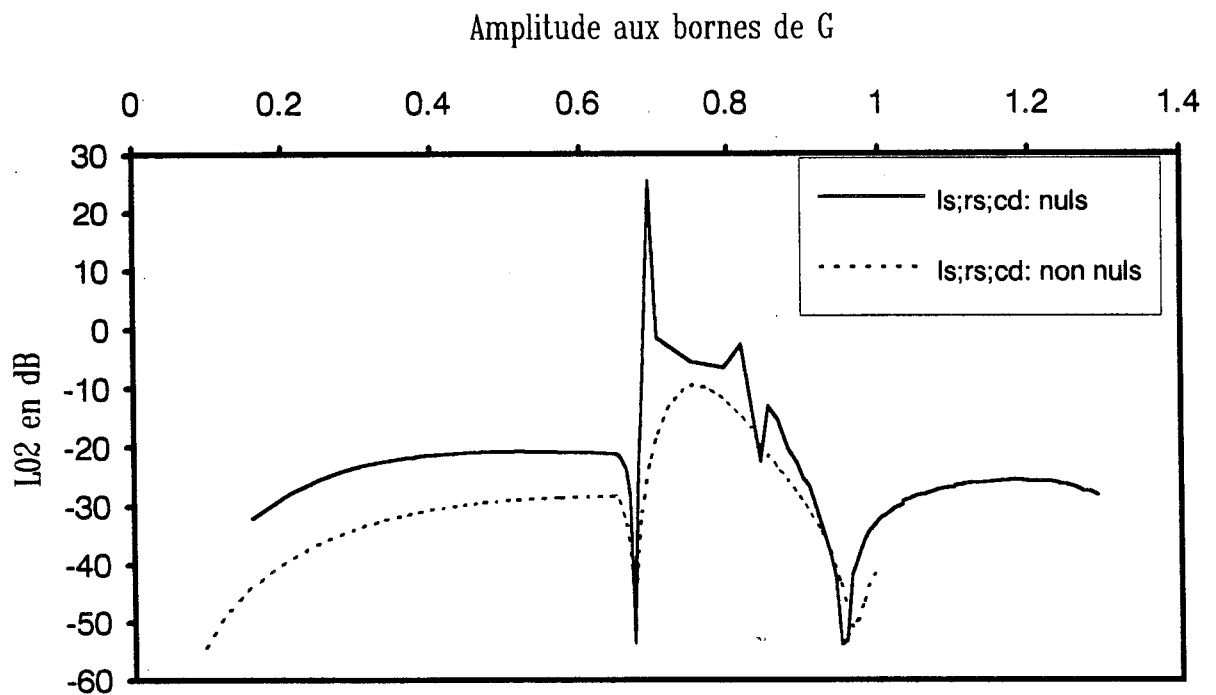


Figure 4.9 : Evolution des pertes de conversion  $L_{02}$  en fonction de l'amplitude  $V_g$  aux bornes de la conductance non linéaire.

$$C_{mn} = 0 \text{ pour } m \neq n$$

Pour les simulations, nous utilisons la caractéristique représentée sur la figure 4.7, dérivée d'un relevé expérimental d'une diode GaAs/GaAlAs. Pour s'affranchir des problèmes liés à la légère dissymétrie observée expérimentalement, nous avons pour cette étude théorique rendu le relevé  $I(V)$  impair en dupliquant le sens de polarisation direct. Comme pour l'étude en détection, la caractéristique  $I(V)$  est simulée par approximation polynômiale par intervalle. Le courant pic  $I_p$  vaut 29 mA, ce qui équivaut à une densité de courant de  $17 \text{ kA/cm}^2$  pour un échantillon de  $15 \mu\text{m}$  de diamètre.

La tension pic  $V_p$  est égale à 0,65 V. Le courant vallée  $I_V$  vaut 15,4 mA pour  $V_V = 0,83 \text{ V}$ . La conductance différentielle  $g(V)$  associée à cette caractéristique est reportée sur la figure 4.8 en fonction de la tension. Compte tenu de la duplication des valeurs de  $I$  en fonction de  $V$ ,  $g(V)$  est parfaitement symétrique par rapport à l'origine. Rappelons que cette propriété de symétrie permet d'utiliser une source de pompe de fréquence moitiée de celle du signal à détecter.

L'évolution des pertes de conversion  $L_{02}$  fonction de l'amplitude  $V_g$  aux bornes de la conductance non linéaire est représentée sur la figure 4.9. Cette figure compare les résultats numériques pour le cas où aucun élément parasite n'est considéré et le cas où les éléments  $r_s$  et  $l_s$  prennent les valeurs déduites de la caractérisation d'une diode GaAs/GaAlAs :  $r_s = 3,5 \Omega$   $l_s = 0,5 \text{ nH}$ .

Par ailleurs, nous avons pris la capacité intrinsèque de la diode égale à 0,6 pF.

La fréquence de pompe considérée est 10 GHz, celle du signal intermédiaire 0,1 GHz.

Lorsque les éléments parasites ne sont pas pris en compte, les pertes de conversion avoisinent - 20 dB pour des amplitudes  $V_g$  comprises entre 0,2 et 0,6 V.

Cette valeur est relativement peu favorable si l'on se limite à travailler en résistance différentielle positive. Il est certain que c'est ici la faible non linéarité de la montée de courant qui est responsable de ces pertes très importantes. Nous avons déjà

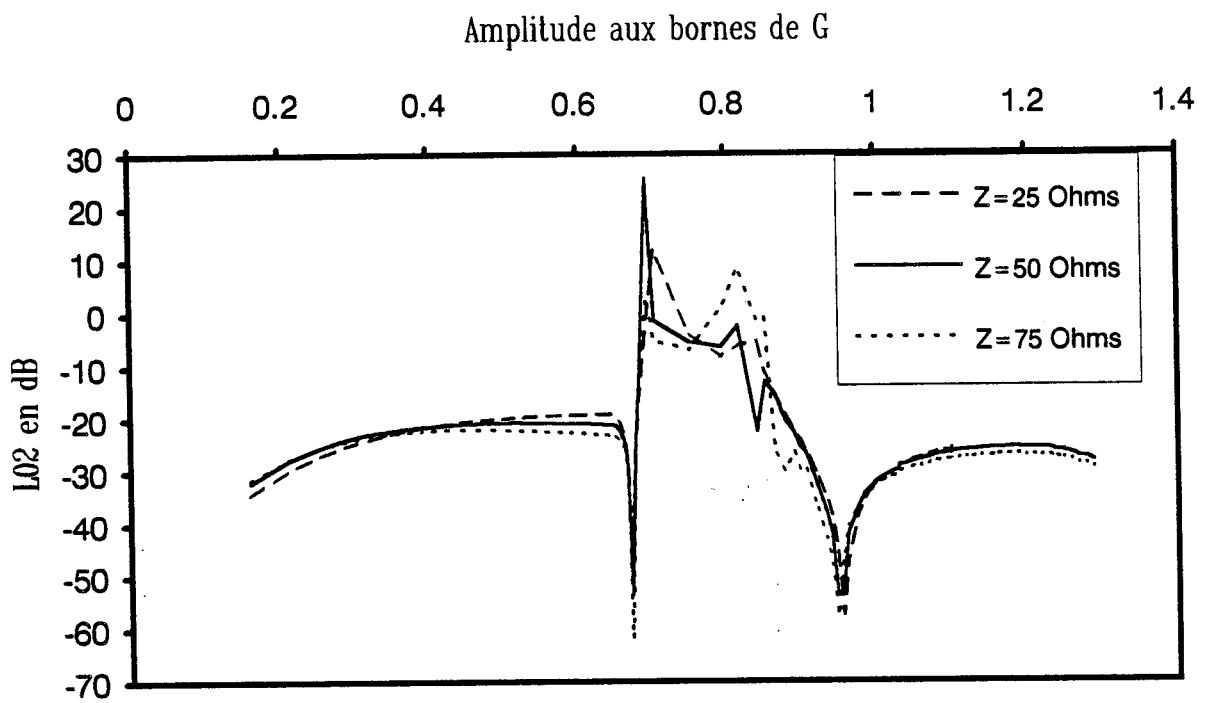


Figure 4.10 : Pertes de conversion  $L_{02}$  en fonction de  $V_g$  pour différentes impédances de charge.

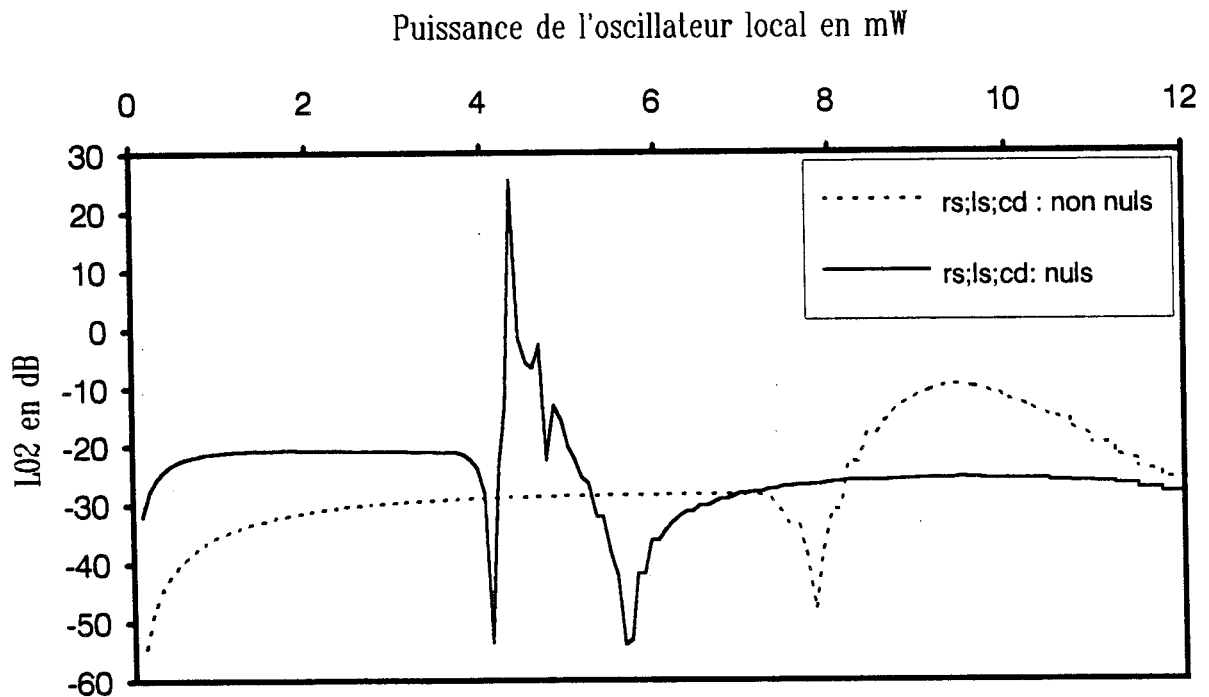


Figure 4.11 : Pertes de conversion  $L_{02}$  en fonction de la puissance de l'oscillateur local.

souligné cet handicap au niveau de la fonction détection. A l'avenir, il nous semble important d'optimiser la caractéristique statique pour obtenir un caractère non linéaire plus prononcé pour la fonction mélange. Lorsque  $V_g$  atteint la tension pic, on assiste d'abord à une chute brutale, puis à une remontée très rapide du terme  $L_{02}$  qui traduit la conversion de la puissance  $RF$  vers la fréquence intermédiaire. Au voisinage de la tension pic un gain de conversion est obtenu. Entre  $V_p = 0,65$  V et  $V_V = 0,83$ V, la forme de la courbe apparaît segmentaire, compte tenu du faible nombre de points, avec des rendements moyens compris entre - 10 dB et 0 dB.

Pour  $V_g > 0,83$ V, le terme  $L_{02}$  chute. Les meilleurs résultats se situent à - 30 dB. Les variations de  $L_{02}$  en fonction de  $V_g$  dépendent des impédances de charge des différentes voies, comme nous pouvons le constater sur la figure 4.10 où  $L_{02}$  a été calculé pour les différentes impédances suivantes :

$$Z_{IF} \text{ (intermédiaire)} = Z_i(\text{image}) = Z_{RF} \text{ (source)} = 25 ; 50 ; 75\Omega$$

Dans la cas où les éléments parasites sont pris en compte, on assiste globalement à une chute importante des pertes de conversion.

Pour une amplitude  $V_g$  inférieure à  $V_{pic}$  les valeurs optimales de  $L_{02}$  s'effondrent à - 30 dB.

Dans la zone de tension correspondant approximativement à la résistance différentielle négative, les variations de  $L_{02}$  prennent une forme en cloche et ne font plus apparaître de cassures. Les pertes de conversion minimales de - 10 dB sont atteintes pour une tension  $V_g$  voisine de 0,74 V.

Sur la figure 4.11, nous avons reporté les résultats des pertes de conversion non plus en fonction de la tension aux bornes de l'élément non linéaire mais en fonction de la puissance de l'oscillateur local, ce qui est plus proche de l'expérience. Nous avons supposé que l'on applique la puissance hyperfréquence à l'aide d'une ligne de propagation d'impédance caractéristique égale à  $50 \Omega$ . Dans le cas où les éléments parasites sont considérés, la puissance nécessaire afin d'être dans les conditions optimales est d'environ 9,5 mW. Cela peut constituer une contrainte dans l'utilisation de ces diodes en pratique.



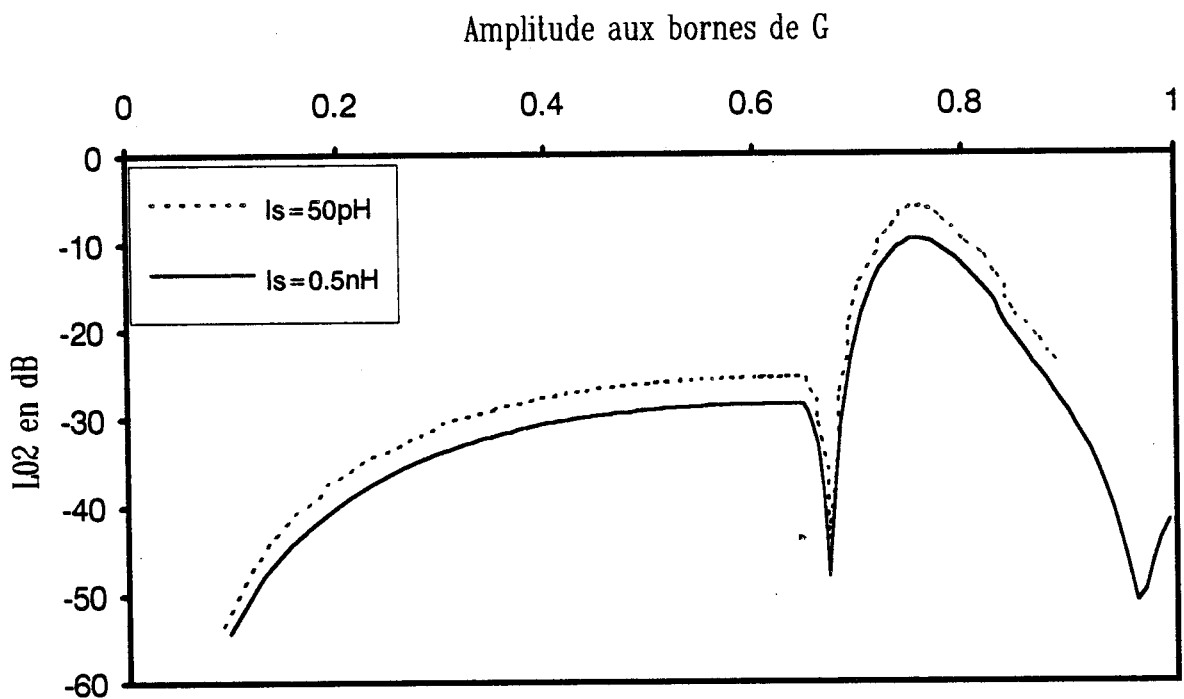


Figure 4.12 : Pertes de conversion  $L_{02}$  en fonction de  $V_g$  pour  $l_s = 0,5 \text{ nH}$  et  $l_s = 50 \text{ pH}$ .

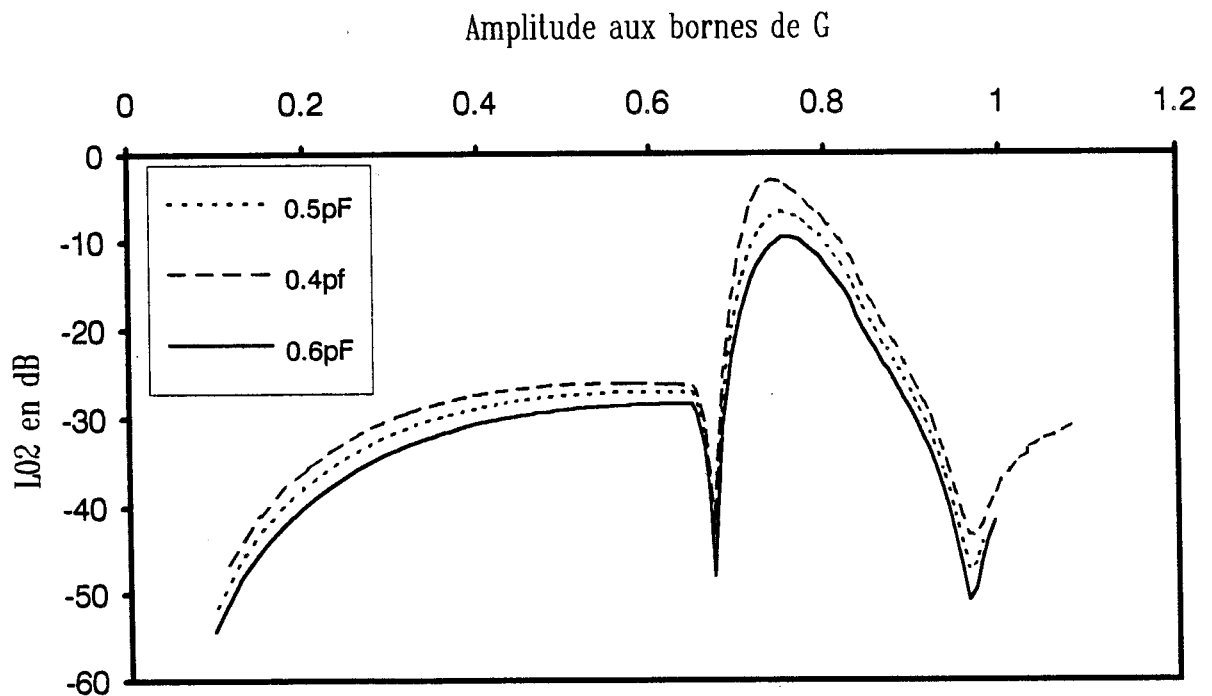


Figure 4.13 : Pertes de conversion  $L_{02}$  en fonction de  $V_g$  pour  $C_d = 0,4 \text{ pF}$ ;  $C_d = 0,5 \text{ pF}$  et  $C_d = 0,6 \text{ pF}$ .

Nous remarquerons également que c'est sur une faible plage de puissance que les pertes de conversion sont minimales. Il est important de prendre en compte les différents termes parasites qui, nous venons de le voir, peuvent interdire un mélange avec un gain de conversion. Néanmoins, la valeur de ces éléments n'est pas critique, comme on peut s'en rendre compte sur la figure 4.12 qui évalue les variations de  $L_{02}$  en fonction de  $V_g$  pour deux cas limites à savoir  $l_s = 0,5nH$ , qui représente la valeur typique d'une connexion de type filaire, et  $l_s = 50pH$  qui est caractéristique de celle obtenue pour des structures intégrées. Cette relative insensibilité de  $L_{02}$  aux éléments réactifs se retrouve lorsque l'on fait varier la valeur de la capacité intrinsèque dans les limites raisonnables comprises entre 0,4 pF et 0,6 pF. (figure 4.13)

Intéressons nous maintenant au critère de stabilité. Pour mener cette étude, nous avons conservé la même caractéristique  $I(V)$ , mais en lui associant des valeurs d'éléments parasites plus proches de celles que l'on obtiendrait pour une structure intégrée. Ces valeurs sont  $r_s = 3,5\Omega$ ,  $l_s = 50pH$ ,  $Cd = 50fF$ ,  $Cp = 50fF$ .

Pour pouvoir appliquer les conditions de stabilité que nous avons énoncées au paragraphe 4.3.2.2, nous utiliserons une matrice de conversion étendue d'ordre 3 que nous transformerons en vue d'obtenir la matrice admittance du mélangeur dans une configuration quadripôle. Dans ce cas, seules les fréquences image, source et intermédiaire sont considérées.

Soit la notation suivante pour définir la matrice de conversion étendue d'ordre 3.

$$\begin{pmatrix} \delta I'_2 \\ \delta I'_0 \\ \delta I'_{-2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Y_{11} & Y_{12} & Y_{13} \\ Y_{21} & Y_{22} & Y_{23} \\ Y_{31} & Y_{32} & Y_{33} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \delta V'_2 \\ \delta V'_0 \\ \delta V'_{-2} \end{pmatrix} \quad (4.26)$$

La matrice admittance  $Y_{ad}$  du quadripôle représenté sur la figure 4.14 s'écrit :

$$Y_{ad} = \begin{pmatrix} Y_{11eq} & Y_{12eq} \\ Y_{21eq} & Y_{22eq} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Y_{11} - \frac{Y_{13}Y_{31}}{Y_{33}} & Y_{12} - \frac{Y_{13}Y_{32}}{Y_{33}} \\ Y_{21} - \frac{Y_{23}Y_{31}}{Y_{33}} & Y_{22} - \frac{Y_{23}Y_{32}}{Y_{33}} \end{pmatrix}$$

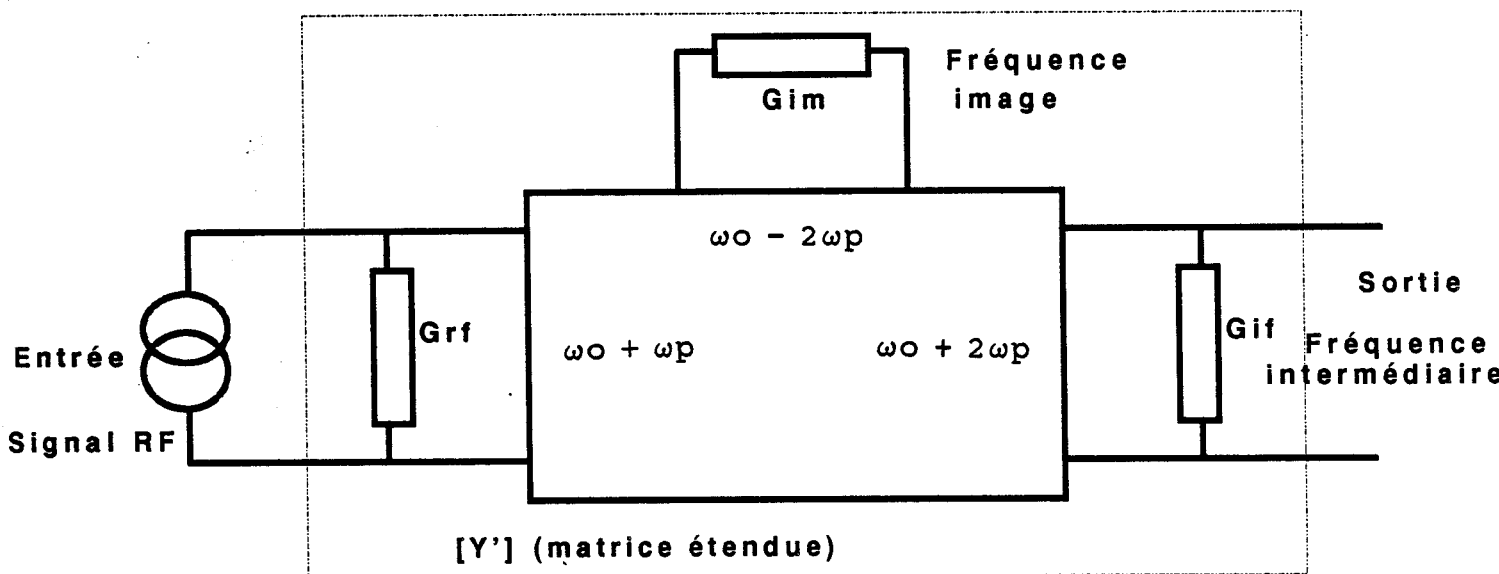


Figure 4.14: Mélangeur représenté sous la forme d'un quadripôle.

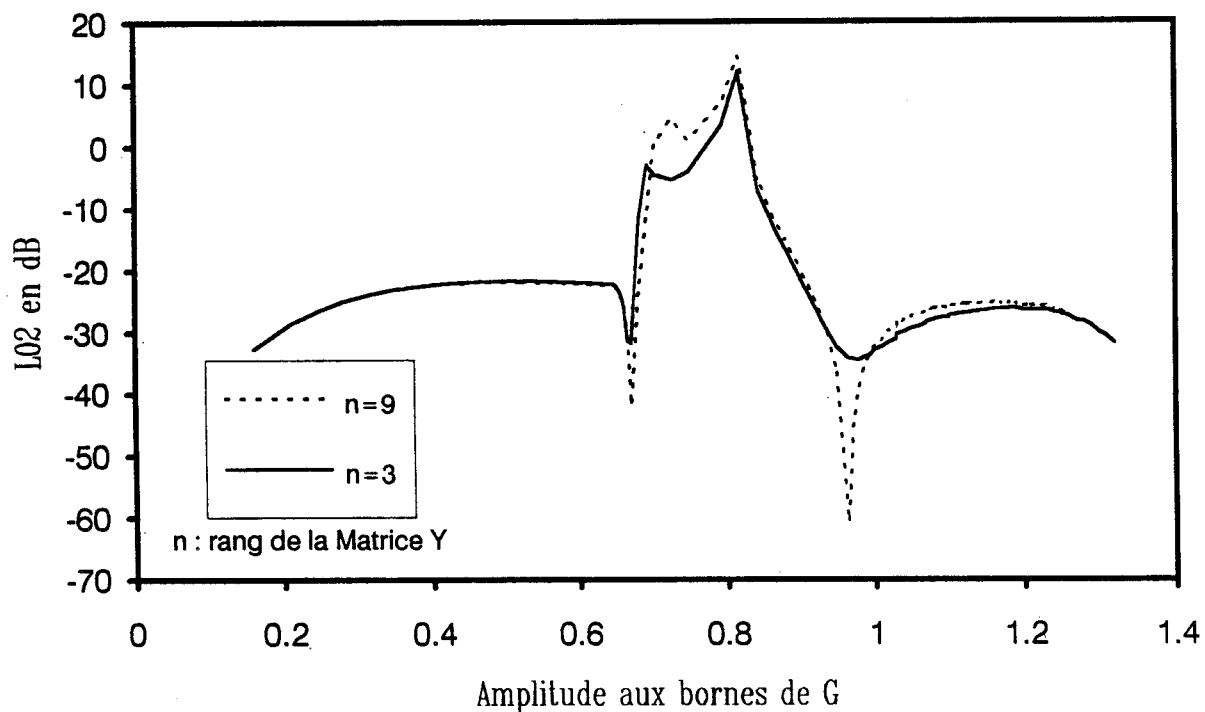


Figure 4.15 : Comparaison des pertes de conversion  $L_{02}$  obtenues avec une matrice étendue d'ordre 9 et une matrice d'ordre 3.

Ce quadripôle sera stable si les inégalités suivantes sont vérifiées :

$$\operatorname{Re}(Y_{11eq}) > 0 \quad (4.27)$$

$$\operatorname{Re}(Y_{22eq}) > 0 \quad (4.28)$$

$$\operatorname{Re}(Y_{11eq}) \operatorname{Re}(Y_{22eq}) > \frac{1}{2} M (1 + \cos \alpha) \quad (4.29)$$

$$\text{avec } Y_{21eq} Y_{12eq} = M (\cos \alpha + j \sin \alpha)$$

La figure 4.15 compare les résultats numériques des pertes de conversion obtenues avec une matrice étendue d'ordre 9 et une matrice étendue d'ordre 3, avec les nouvelles valeurs d'éléments parasites. Les résultats présentent des évolutions semblables. Dans les deux cas la courbe présente une singularité entre 0,71V et 0,82V. Notons également que la diminution des éléments parasites permet d'obtenir des gains de conversion de plus de 10 dB. Si l'on se réfère maintenant à la figure 4.16, où nous avons reporté les termes  $A1 = \operatorname{Re}(Y_{11eq}) \operatorname{Re}(Y_{22eq})$  et  $A2 = \frac{1}{2} M (1 + \cos \alpha)$  qui figurent dans le critère de stabilité, nous remarquons que l'inégalité  $A1 > A2$  n'est pas vérifiée dans le cas particulier où l'amplitude est comprise entre 0,71 V et 0,82 V. On constate que cette plage de tension correspond à celle où nous avons observé une rupture dans l'évolution du facteur de conversion. Les parties réelles de  $Y_{11eq}$  et de  $Y_{22eq}$  sont quant à elles supérieures à 0 quelle que soit l'amplitude  $vg$ , vérifiant les premières conditions de stabilité.

#### 4.3.3.4 Faisabilité

Pour clôturer ces études sur le mélange subharmonique nous présentons des résultats expérimentaux préliminaires. La diode utilisée lors de ces essais est de type GaAs/GaAlAs. Son diamètre est de 15  $\mu m$ . Elle est montée dans un boîtier BMH60. Sa caractéristique statique est reportée sur la figure 4.17. Nous remarquons qu'elle est dissymétrique. Les simulations numériques précédentes ont été effectuées à partir de cette caractéristique. Le montage expérimental est présenté sur la figure 4.18. Un coupleur 3 dB permet d'alimenter la diode par deux générateurs. L'un jouant le rôle d'oscillateur local l'autre de source. Un coupleur 10 dB permet la visualisation des raies du mélange sur un analyseur de spectre. Comparativement à l'étude théorique effectuée

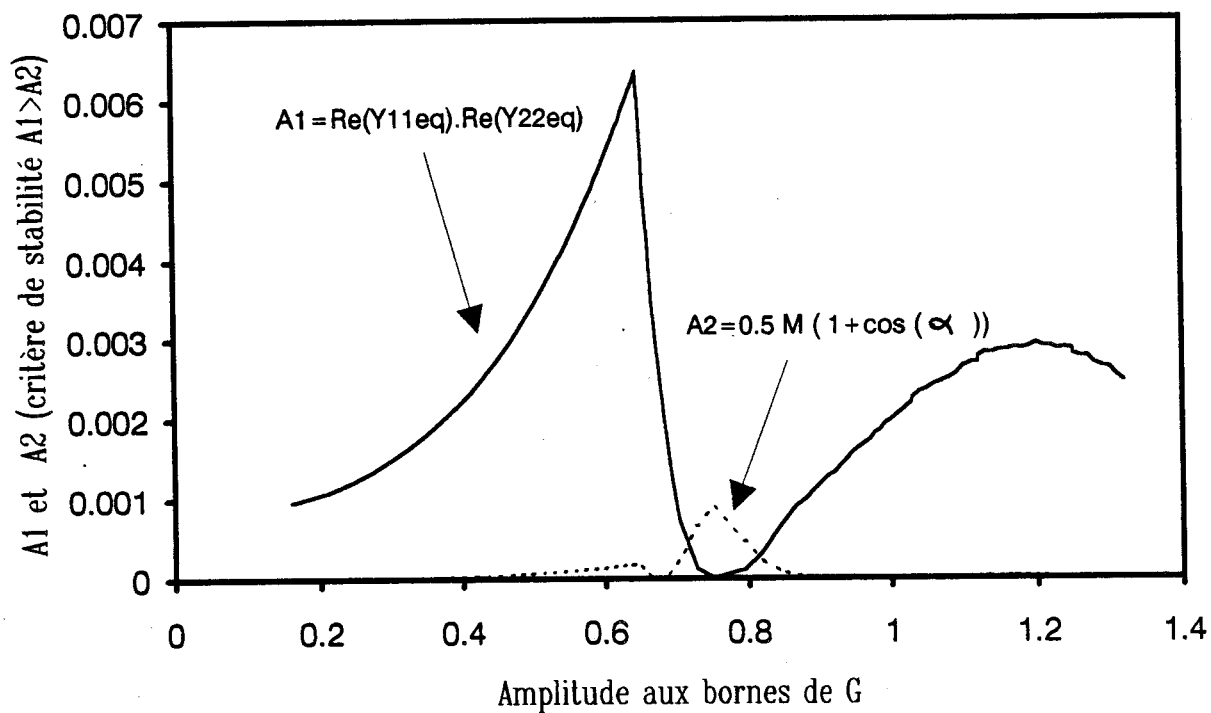


Figure 4.16 : Critère de stabilité  $\text{Re}(Y_{11 eq})\text{Re}(Y_{22 eq}) > \frac{1}{2}M(1 + \cos\alpha)$ .

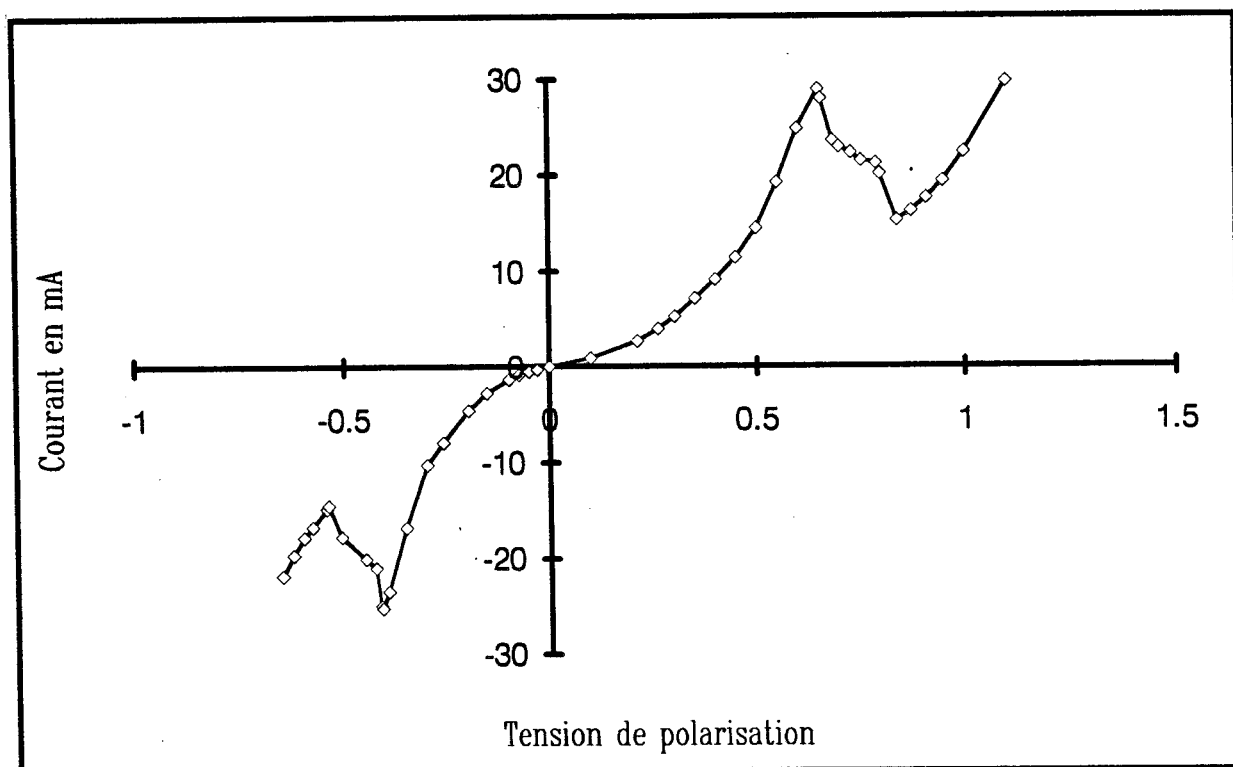


Figure 4.17 : Caractéristique statique expérimentale de la diode GaAs/GaAlAs.

pour un transfert de puissance entre 20,1 GHz et 0,1 GHz à partir d'un signal de pompe à 10 GHz, nous avons limité les fréquences au voisinage de quelques GHz pour satisfaire la bande passante du coupleur. Sur la figure 4.19, nous donnons la visualisation directe du spectre fréquentiel pour un signal de pompe à  $f_p = 6$  GHz et un signal de source à 7 GHz. Une raie à 5 GHz, issue du mélange subharmonique ( $2f_p - f_2$ ) est clairement visible à gauche du cliché. D'un point de vue du niveau de puissance, on peut estimer les pertes de conversion à environ - 20 dB.

## 4.4 Auto-mélangeur

### 4.4.1 Position du sujet

Le principe d'un auto-mélangeur (self-oscillating mixer) consiste à combiner la fonction d'oscillateur local et de mélangeur. Cela est possible avec des composants présentant un effet de résistance négative. Ainsi, on trouve dans la littérature plusieurs exemples d'auto-mélangeurs réalisés à partir de diodes tunnel classiques de type Esaki, de diodes GUNN, ou de diodes BARITT [19][20]. Intrinsèquement, la diode à effet tunnel résonnant est un composant attractif pour cette application, comme nous avons pu le voir au cours de ce travail.

Compte tenu de la nouveauté du sujet, on relève dans la littérature très peu de publications traitant de l'utilisation des diodes à effet tunnel résonnant en auto-mélangeur. A notre connaissance, seules les références [21][22][23] ont étudié expérimentalement cette possibilité.

En pratique, on réalise une telle fonction en insérant un échantillon dans une cavité, afin de générer une oscillation, et en lui injectant simultanément le signal source *RF* de faible niveau de puissance. A titre d'exemple, nous avons représenté sur la figure 4.20 le montage utilisé par l'équipe de LEEDS [21].

Le signal radio fréquence issu d'un générateur est couplé à la cavité résonnante via un circulateur. Un stub permet l'optimisation du rendement de conversion. Enfin, le signal intermédiaire est extrait du circuit de polarisation. Pour ce montage la fréquence d'oscillation, de l'ordre de 11 GHz, est contrôlé dans une faible bande de fréquence par la tension de polarisation. Avec ce système, les auteurs de la référence [21] ont obtenu

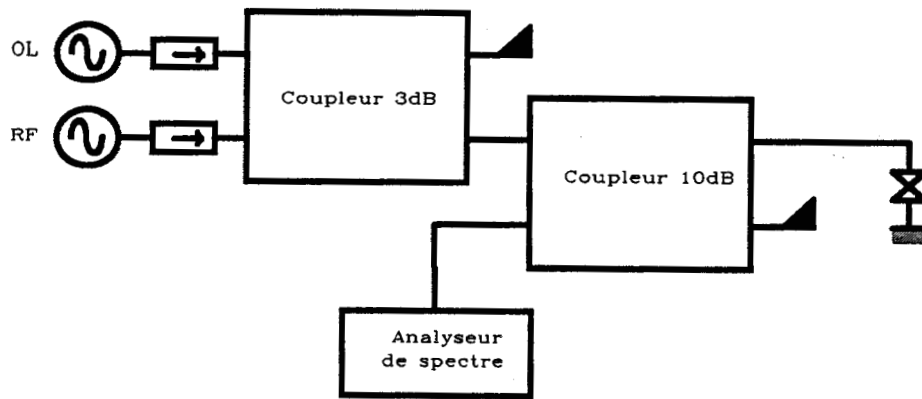


Figure 4.18 : Montage expérimental utilisé pour le mélange.

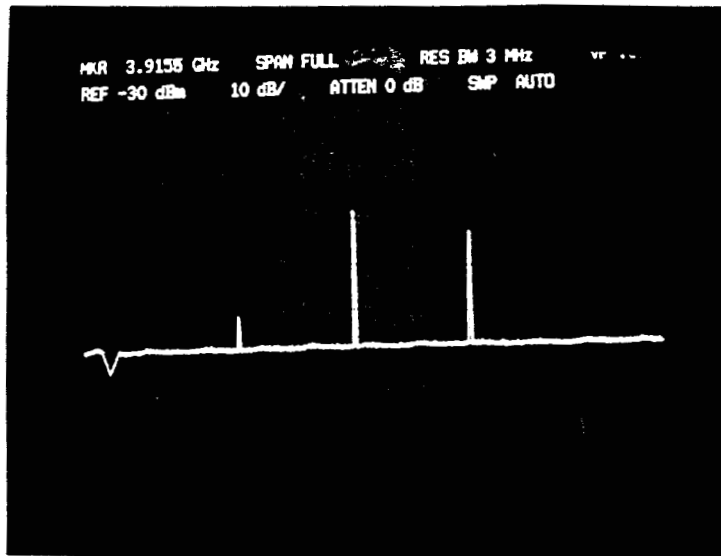


Figure 4.19 : Visualisation du spectre fréquentiel à l'analyseur de spectre.

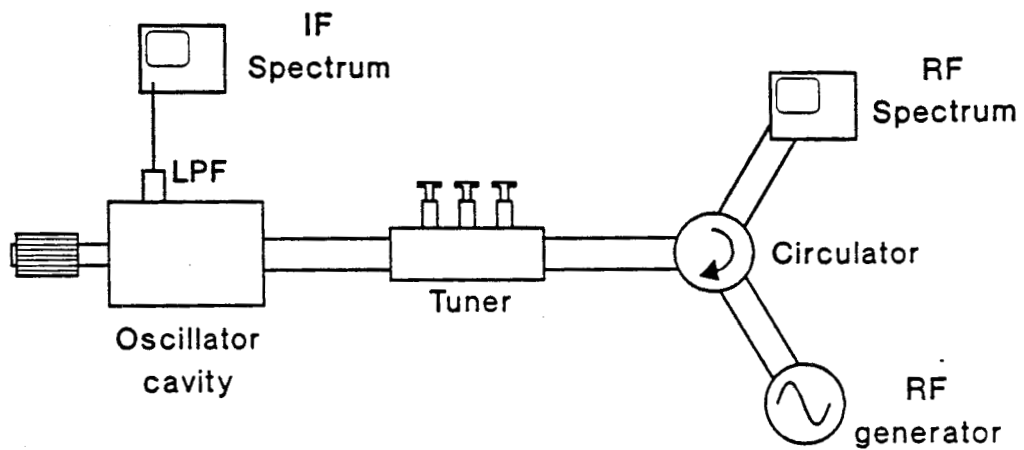


Figure 4.20 : Exemple de montage expérimental réf. [21].

un gain de conversion en mode fondamental maximum de 10 dB pour fréquence intermédiaire de 50 MHz.

Nous proposons ici d'étudier dans quelles conditions, on peut obtenir un gain de conversion en prenant en compte l'ensemble du schéma équivalent. Dans ce but, des simulations numériques sont effectuées à partir du modèle de Held et Kerr.

#### 4.4.2 Résultats numériques

Nous avons retenu pour ces calculs de pertes de conversion en mode fondamental les mêmes hypothèses que précédemment, c'est à dire une tension sinusoïdale aux bornes de l'élément non linéaire et une capacité constante.

L'impédance de la diode est d'abord déterminée pour la fréquence d'oscillation désirée (ou fréquence de pompe  $f_p$ ) et pour une amplitude  $vg$  donnée. Nous supposons que les charges aux fréquences image et source sont égales à l'impédance conjuguées de la diode.

La charge à la fréquence intermédiaire est prise égale à  $50 \Omega$ .

Nous avons reporté sur la figure 4.21 l'évolution des pertes de conversion  $L_{01}$  en mode fondamental, en fonction de l'amplitude  $vg$  développée aux bornes de la conductance non linéaire.

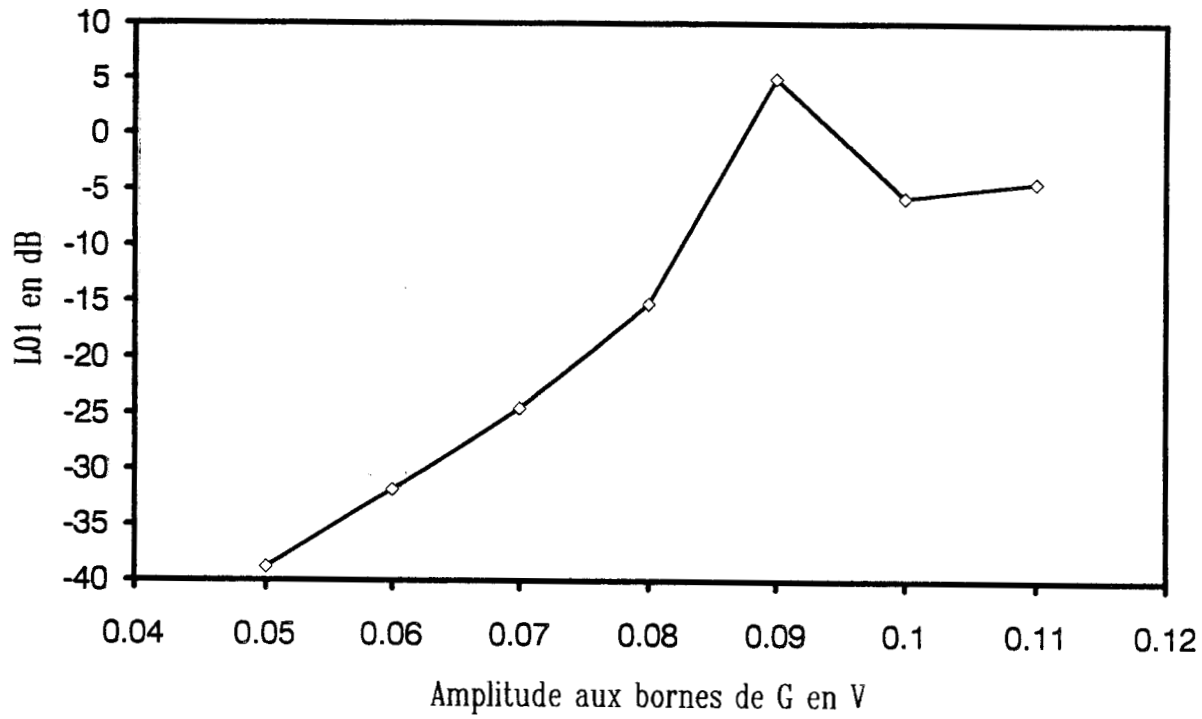
La fréquence d'oscillation est prise égale à 10 GHz et la fréquence intermédiaire à 0.1 GHz. La caractéristique employée est celle de la figure 4.7 avec les éléments localisés du schéma équivalent suivants :

$$r_s = 3,5\Omega, \quad l_s = 50pH, \quad C_p = 50fF, \quad C_d = 50fF$$

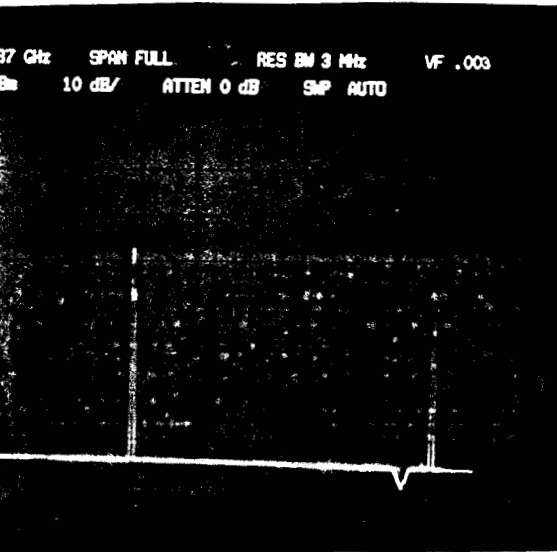
Le point de polarisation considéré est de 0,74 V et correspond au point situé au milieu de la R.D.N.

Pour des faibles amplitudes  $vg$ , les non-linéarités ne sont pas suffisamment prononcées entraînant des pertes de conversion importantes (- 40 dB pour  $V_g = 40$  mV). Elles s'atténuent avec l'augmentation de  $vg$  pour atteindre un gain de 5 dB à  $V_g = 90$  mV.

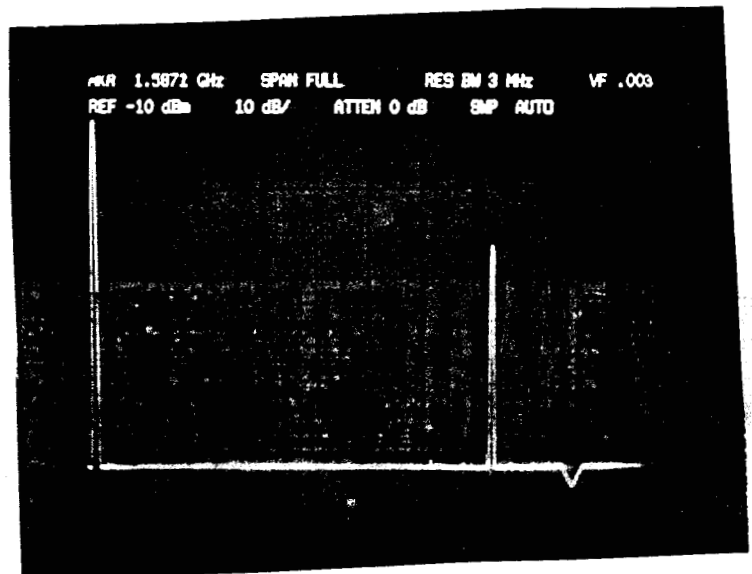




**Figure 4.21:** Evolution des pertes de conversion  $L_{O1}$  en fonction de  $V_g$  pour un fonctionnement en auto mélangeur.



**Figure 4.22:** Visualisation du signal de pompe à 2,6 GHz et du signal à 3,93 GHz.



**Figure 4.23:** Visualisation du signal intermédiaire à 1,28 GHz.

Cette valeur correspond à  $\frac{V_p - V_V}{2}$ . Le signal excursionne pour cette valeur toute la R.D.N.

Cette étude préliminaire montre donc la possibilité d'obtenir des gains de conversion de quelques dB dans un fonctionnement en auto-mélangeur. On retrouve les mêmes critères d'optimisation de l'oscillateur, en particulier l'existence d'une résistance différentielle sur une large plage. Toutefois, il ne faut pas sacrifier la non-linéarité.

Une structure conventionnelle présente souvent dans des conditions de stabilité prouvées une zone de R.D.N relativement linéaire. Ici encore, il faut donc chercher à optimiser l'hétérostructure pour pallier à ce problème. De façon complémentaire, nous nous proposons de montrer la faisabilité de cette application auto-mélangeur.

#### 4.4.3 Faisabilité

Les résultats expérimentaux que nous présentons ont été obtenus avec le montage expérimental de la figure 4.18. Soulignons que nous n'étudions donc pas un véritable auto-mélangeur. La diode est polarisée au milieu de la R.D.N à  $V_a = 0,74$  V.

Précisons que nous sommes dans des conditions extrêmement difficiles dans la mesure où nous ne disposons pas de cavité. On retrouve alors tous les problèmes de l'oscillateur libre et nous avons observé en pratique le passage d'un spectre continu à l'apparition d'une raie pour un signal de "pompe" de fréquence et de niveau de puissance précis.

La figure 4.22 visualise la raie du signal de pompe à 2,6 GHz et la raie du signal à 3,93 GHz générée par la diode. Le signal intermédiaire de fréquence  $f_{FI} = 1,28$  GHz est quant à lui visualisé sur la figure 4.23.

Le niveau de puissance du signal de pompe, que l'on pourrait considérer ici comme le signal  $RF$ , est comparable au niveau de puissance  $FI$ , ce qui indique des faibles pertes de conversion. Il est certain qu'une expérimentation en guide d'onde serait préférable.

## 4.5 Conclusion

Dans ce chapitre essentiellement prospectif, nous avons montré l'intérêt d'utiliser la diode à effet tunnel résonnant pour le mélange de fréquence.

La symétrie de la caractéristique statique et l'existence de la résistance différentielle négative sont les propriétés principalement exploitées pour le mélange subharmonique. Les simulations effectuées à partir du modèle de Kerr et des hypothèses simplificatrices indiquent la possibilité d'obtenir des gains de conversion lorsque le signal de pompe de l'oscillateur local excursions la R.D.N.

Ces gains ne pourront être obtenus qu'à la condition de travailler avec des structures présentant les éléments parasites les plus faibles possibles.

Par ailleurs, nous avons également remarqué la faible non linéarité dans la montée en courant qui peut être préjudiciable à l'obtention de bonnes performances. Un effort d'optimisation des structures pour casser ce caractère linéaire de la montée du courant pourrait être entrepris.

Un autre point important également mis en évidence dans ce chapitre, est le problème de la stabilité susceptible d'apparaître pour un fonctionnement en régime de gain.

A l'avenir, il serait intéressant de compléter le modèle par une prise en compte des déformations de la tension aux bornes de l'élément non linéaire.

La non linéarité de la capacité intrinsèque devrait être également introduite.

Expérimentalement, nous avons pu montrer la faisabilité d'un mélange subharmonique. Ces résultats préliminaires ont cependant fait apparaître des pertes de conversion élevées.

# Bibliographie

- [1] J.W. ARCHER  
Low noise heterodyne receivers for near-millimeter wave radio astronomy  
Proceedings of the IEEE, vol 73, n ° 1, january 1985, p 109
  
- [2] O. PERRIN, C. ROBERT, P. FEAUTIER, F. FEBVRE, G. BEAUDIN,  
P. ENCRENAZ, M. GHEUDIN, J. LACROIX, G. MONTIGNAC  
380 Ghz receiver front end for balloon-borne radio astronomical experiment  
Pronaos  
Second international symposium on space terahertz technology.
  
- [3] G. BEAUDIN, P. ENCRENAZ, P. FEBVRE, M. GHEUDIN, O. PERRIN,  
C. ROBERT  
Expérience de radioastronomie embarquée sur ballon. Récepteur à 380 GHz pour  
le projet Pronaos.
  
- [4] K.D. STEPHAN, N. CAMILLERIE, T. ITHO  
A quasi optical polarization - duplexed balanced mixer for millimeter wave appli-  
cations  
MTT 31, n ° 2, february 1983, p 164
  
- [5] K.D. STEPHAN, T. ITHO  
A planar quasi optical subharmonically pumped mixer characterized by isotropic  
conversion loss  
MTT 32, n ° 1, january 1984, p 97
  
- [6] B.K. KORMANYES, C.C. LING, G.M. REBEIZ  
A planar wideband millimeter wave subharmonic receiver  
MTT - S - Digest 1991, p 213

- [7] M. COHN, J.E. DEGENFORD, B.A. NEWMAN  
Harmonic mixing with an antiparallel diode pair.  
MTT 23, n ° 8, august 1975, p 667
- [8] M. SCHNEIDER, W.W. SNELL  
Harmonically pumped stripline down converter  
MTT 23, n ° 3, march 1975, p 271
- [9] P.S. HENDY, B.S. GLANCE, M.V. SCHNEIDER  
Local oscillator noise conelation in the subharmonically pumped down converter  
MTT 24, n ° 5, may 1976, p 254
- [10] T.F. Mc MASTER, M.V. SCHNEIDER, W.W. SNELL  
Millimeter wave receivers with subharmonic pump  
MTT 24, n ° 12, december 1976, p 948
- [11] E. CARLSON, M.V. SCHNEIDER, T.F. Mc MASTER  
Subharmonically pumped millimeter wave mixers  
MTT 26, n ° 10, october 1978, p 706
- [12] S. DIXON, R.J. MALIK  
Subharmonic planar doped barrier mixer conversion low characteristics  
MTT 31, n ° 2, february 1983
- [13] P.M. SMITH, D.R. CONN  
The limits of resonant tunneling diode subharmonic mixer performance  
J. Appl. Phys. 66 (3), 1 august 1989
- [14] K. KRISHNAMURTHI, D.R. CONN  
Conversion gain and stability of a resonant tunneling diode harmonic mixer  
Microwave and optical technology letters, vol 4, n ° 5, april 1991, p 212
- [15] S. EGAMI  
Non linear analysis and computer aided design of resistive mixer  
MTT 22, n ° 3, march 1973, p 270
- [16] P.H. SIEGEL  
Computer analysis of microwave and millimeter-wave mixers  
MTT 28, n ° 3, march 1980

- [17] A. KERR  
Conversion loss and noise of microwave and millimeter wave mixers:  
Part 1, Theory, p 49,  
Part 2, experiment, p 55  
MTT 26, n ° 2, february 1978
- [18] A. KERR  
Noise and loss in balanced and subharmonically pumped mixers :  
Part 1; Theory, p 938  
Part 2, Application, p 944  
MTT 27, n ° 12, december 1979.
- [19] C. TOKER  
Self-oscillating tunnel-diode mixer having conversion Gain.  
MTT, September 1972, p. 616.
- [20] M. CLAASSEN, U. GÜTTICH  
Conversion Matrix and Gain of Self-Oscillating Mixers.  
MTT, vol. 39, n ° 1, January 1991.
- [21] G. MILLINGTON, R.E. MILES, R.D. POLLARD, D.P. STEENSON,  
J.M. CHAMBERLAIN  
A resonant tunneling diode self-oscillating mixer with conversion gain.  
IEEE Microwave and guided wave letters, November 1991.
- [22] M.R. ROBERTSON, J.C.G. LESURF  
Self-oscillating mixing in a QW double barrier diode at W-Band.  
International Journal of Infrared and Millimeter Waves,  
Vol. 12, n ° 12, 1991, p. 1379.
- [23] I. MEHDI  
Device Applications of double barrier resonant tunneling structures.  
Thèse de doctorat, Université de Michigan 1990.

## CHAPITRE 5

Photodétecteur à avalanche faible bruit à  
multipuits quantique

## Chapitre 5

# Photodétecteur à avalanche faible bruit à multipuits quantique

### 5.1 Base de l'étude et motivations

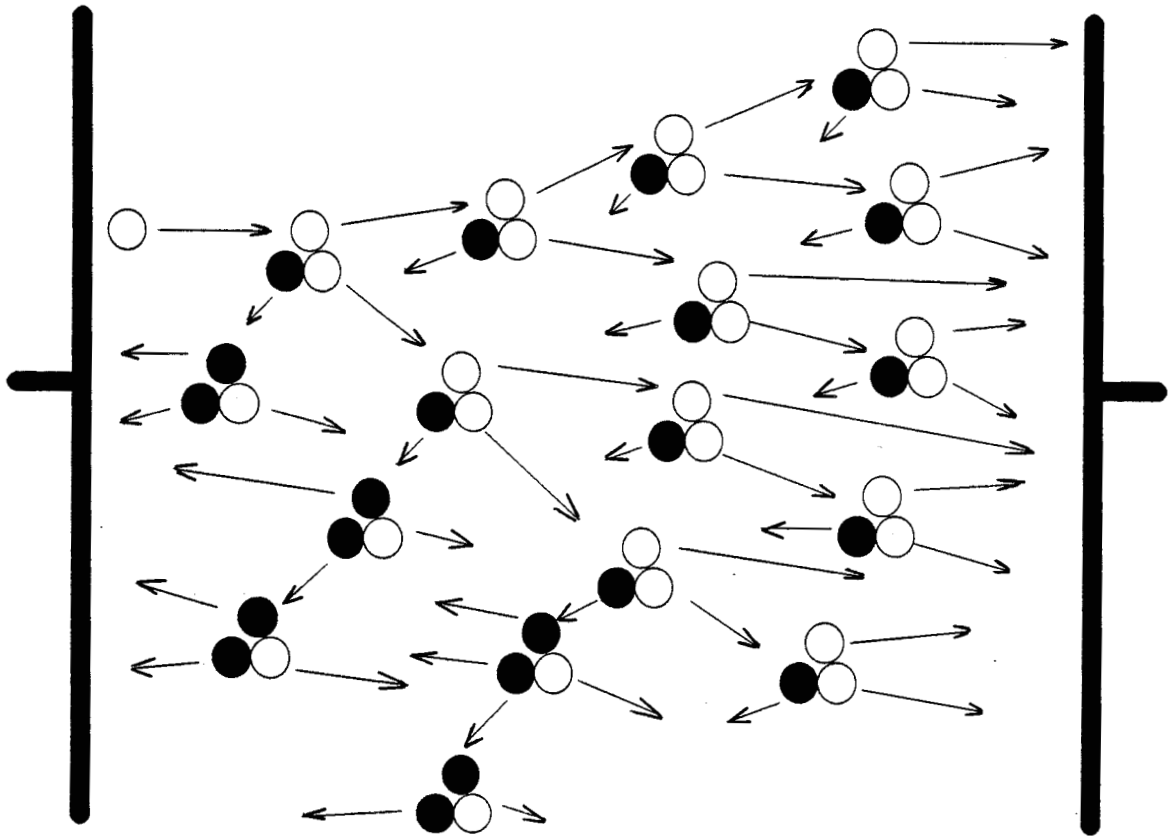
Nous présentons dans ce chapitre, une étude sur l'ionisation par choc dans les hétérostructures multiples, qui vise à aider à la conception de photorécepteurs faible bruit.

En effet, du fait du processus aléatoire de l'ionisation par impact, les photodiodes à avalanche présentent, pour des matériaux possédant des coefficients d'ionisation voisins, un bruit blanc élevé. Or la plupart des semiconducteurs III-V se trouvent dans ce cas défavorable. C'est pourquoi l'idée de favoriser l'ionisation par un type de porteur, grâce à la différence des discontinuités de la bande de conduction et de la bande de valence d'hétérostructures multiples, à été proposée [1].

Avant d'approfondir ce principe, nous rappelons dans un premier temps, les notions de multiplication et de facteur d'excès de bruit propres aux photodiodes à avalanche. Elles seront utiles lors de la caractérisation en bruit des composants.

L'ensemble des travaux décrits ici, concerne les hétérostructures GaAs/GaAlAs





○ Trous  
● Electrons

Figure 5.1 : Diagramme schématique du processus d'ionisation par impact

pour lesquelles les technologies de fabrication sont bien maîtrisées au Centre Hyperfréquences et Semiconducteurs.

Nous étudierons ici deux types de photodiodes intégrant des multipuits quantiques.

Les diodes du premier type fabriquées sur substrat  $N^+$  comportent un contact Schottky semi transparent, alors que celles du second type sont réalisées sur substrat  $P^+$  avec un contact ohmique sur la face avant du méso. Un paragraphe est par ailleurs consacré aux caractéristiques de conduction à l'obscurité et sous éclairage.

Enfin, nous terminerons cette étude par une caractérisation du bruit de multiplication sous éclairage. Celle-ci vise à donner un ordre de grandeur du rapport  $k$  des taux d'ionisation.

En dernière remarque, précisons que cette étude sur les photodétecteurs se démarque des travaux précédents, exclusivement consacrés à la diode à effet tunnel résonnant, dans la mesure où le transport des porteurs de charge se fait majoritairement en champ électrique très élevé. Il en résulte que les barrières sont franchies par injection thermoionique. Cependant, nous verrons que dans certains cas les effets de quantification et de passage par effet tunnel jouent encore un rôle non négligeable.

### 5.1.1 Photodétecteur à avalanche conventionnel

#### 5.1.1.1 Facteur de multiplication

Comparativement aux photodétecteurs de type PIN ou aux photoconducteurs, les photodiodes à avalanche possèdent un gain interne grâce au processus d'ionisation par impact. La figure 5.1 schématise un tel processus dans une zone où le champ électrique est élevé. Les porteurs acquièrent suffisamment d'énergie pour générer des paires électron-trou au cours de collisions avec les atomes du réseau cristallin. Ces nouveaux porteurs peuvent participer ensuite à ce même processus. On parle alors de phénomène d'avalanche. Le gain en courant ainsi obtenu peut être calculé à partir des coefficients d'ionisation  $\alpha_n(F)$  pour les électrons et  $\beta_p(F)$  pour les trous. Ces coefficients, exprimés en  $cm^{-1}$ , correspondent au nombre de paires électron-trou créées par unité de longueur. Ils sont fonction du matériau et du champ électrique appliqué  $F$ .

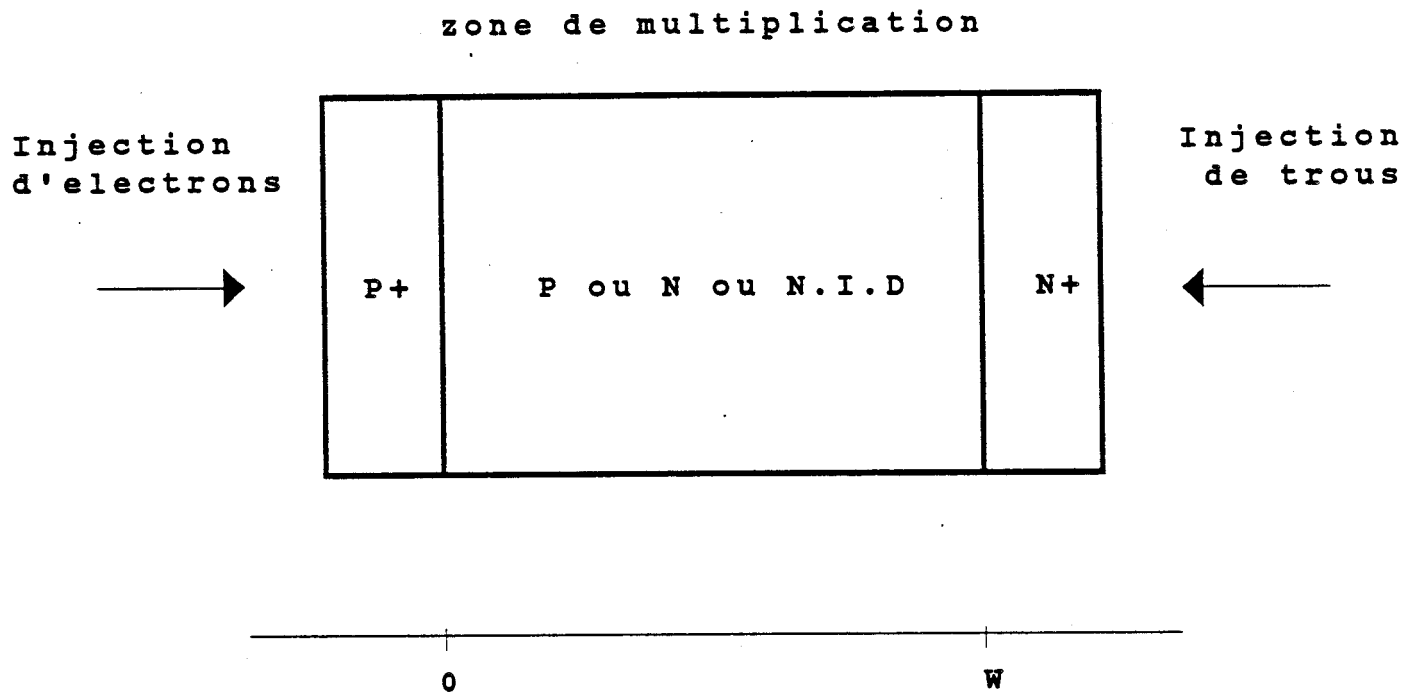


Figure 5.2 : Schéma d'une photodiode à avalanche de type  $P^+NN^+$  ou  $P^+PN^+$

Sur la figure 5.2 est schématisée la structure d'une photodiode classique. Elle est constituée d'une couche semiconductrice d'épaisseur  $W$  faiblement dopée  $N$  ou  $P$ , comprise entre deux couches fortement dopées, l'une de type  $N$ , l'autre de type  $P$ . Sous polarisation inverse, telle que le champ électrique interne soit intense, le phénomène d'avalanche prend naissance dans la zone de charge d'espace, que nous prendrons d'épaisseur  $W$ .

Nous supposons ici que la zone d'absorption est différente de la zone de multiplication, c'est-à-dire que la génération de porteurs libres se fait par éclairage lumineux de la zone  $N^+$  ou de la zone  $P^+$ . Les photoporteurs créés, du fait du faible champ électrique dans ces zones, atteignent par diffusion la zone d'avalanche, ou zone de multiplication.

On parlera d'injection pure d'électrons, lorsque l'on illumine la zone  $P^+$  et d'injection pure de trous pour une illumination côté  $N^+$ .

Dans la zone désertée, si l'on néglige les phénomènes de diffusion et de recombinaison, les équations de continuité du courant s'écrivent :

$$\frac{dJ_n}{dx} = \alpha_n(x)J_n(x) + \beta_p(x)J_p(x) \quad (5.1)$$

$$-\frac{dJ_p}{dx} = \alpha_n(x)J_n(x) + \beta_p(x)J_p(x) \quad (5.2)$$

$$J = J_n + J_p \quad (5.3)$$

$J_n$  et  $J_p$  représentent respectivement la densité de courant à l'abscisse  $x$ , pour les électrons et pour les trous.  $J$  est la densité de courant totale traversant la structure.

A partir de ce système d'équations, il est possible de calculer les coefficients de multiplication  $M_n$  et  $M_p$  pour une injection pure d'électrons ou de trous.

- Dans le cas d'une injection pure d'électrons en  $x = 0$  :

$$M_n = \frac{J}{J_n(0)} = \frac{1}{1 - \int_0^W \alpha_n \exp\left(-\int_0^x (\alpha_n - \beta_p) dx'\right) dx} \quad (5.4)$$

- Dans le cas d'une injection pure de trous en  $x = W$

$$M_p = \frac{J}{J_p(W)} = \frac{1}{1 - \int_0^W \beta_p \exp\left(\int_x^W (\alpha_n - \beta_p) dx'\right) dx} \quad (5.5)$$

La détermination des coefficients d'ionisation  $\alpha_n$  et  $\beta_p$ , quoique peu aisée, est possible à partir de mesures de photomultiplication [2].

Ces mesures sont d'autant plus précises que les conditions suivantes sont vérifiées [3].

- Une injection pure d'électrons et de trous doit être obtenue sur la même jonction et non sur des structures complémentaires, ceci afin de mesurer les coefficients de multiplication  $M_n$  et  $M_p$  dans les mêmes conditions.
- Le photocourant primaire, qui traduit la conduction avant multiplication, doit pouvoir être déterminé très précisément en particulier dans le cas où l'injection des porteurs dans la zone de multiplication dépend de la tension inverse appliquée. Des faibles erreurs dans la détermination du photocourant peuvent causer des erreurs plus significatives sur les coefficients  $M_n$  et  $M_p$ .
- Le profil du champ électrique doit être parfaitement connu.
- Le gain d'avalanche doit être uniforme sur toute la surface de la structure. Notamment, on doit éviter toute inhomogénéité latérale de champ électrique.

A titre d'exemple, pour une structure de type PIN, c'est-à-dire pour une zone de multiplication non intentionnellement dopée, répondant aux conditions précédentes, les expressions des coefficients  $\alpha_n$  et  $\beta_p$  sont :

$$\alpha_n(F) = \frac{1}{W} \left[ \frac{M_n(V) - 1}{M_n(V) - M_p(V)} \right] \ln \left( \frac{M_n(V)}{M_p(V)} \right) \quad (5.6)$$

$$\beta_p(F) = \frac{1}{W} \left[ \frac{M_p(V) - 1}{M_p(V) - M_n(V)} \right] \ln \left( \frac{M_p(V)}{M_n(V)} \right) \quad (5.7)$$

### 5.1.1.2 Facteur d'excès de bruit

Pour des homojonctions, l'ionisation par impact est un mécanisme purement aléatoire. Le coefficient de multiplication  $M$  présente de ce fait des fluctuations, qui sont à l'origine d'un excès de bruit.

Dans le cas d'une photodiode à avalanche avec un facteur de multiplication idéal, c'est-à-dire un processus d'ionisation déterministe, le bruit blanc résultant serait le bruit Schottky multiplié, et aurait pour expression :

$$S_i = 2q(I_{obs} + I_{pho})M^2 \quad (5.8)$$

où  $I_{obs}$  est le courant obscurité

$I_{pho}$  est le photocourant primaire

En réalité la densité spectrale de bruit est donnée par l'expression suivante, où  $F$  est le facteur d'excès de bruit caractérisant la nature aléatoire du processus d'avalanche et de multiplication :

$$S_i = 2q(I_{obs} + I_{pho}) \langle M \rangle^2 F \quad (5.9)$$

avec

$$F = \frac{\langle M^2 \rangle}{\langle M \rangle^2} \quad (5.10)$$

L'expression du facteur d'excès de bruit  $F$  a été déterminé par Mc Intyre [4].

$F$  est un facteur fortement dépendant du facteur de multiplication, donc implicitement des coefficients d'ionisation.

L'expression analytique du facteur d'excès de bruit dans l'hypothèse d'un rapport  $k = \frac{\beta_p}{\alpha_n}$  constant à travers la zone d'avalanche s'écrit :

- dans le cas d'une injection pure d'électrons

$$F_n = M_n \left[ 1 - (1 - k) \left( \frac{M_n - 1}{M_n} \right)^2 \right] \quad (5.11)$$

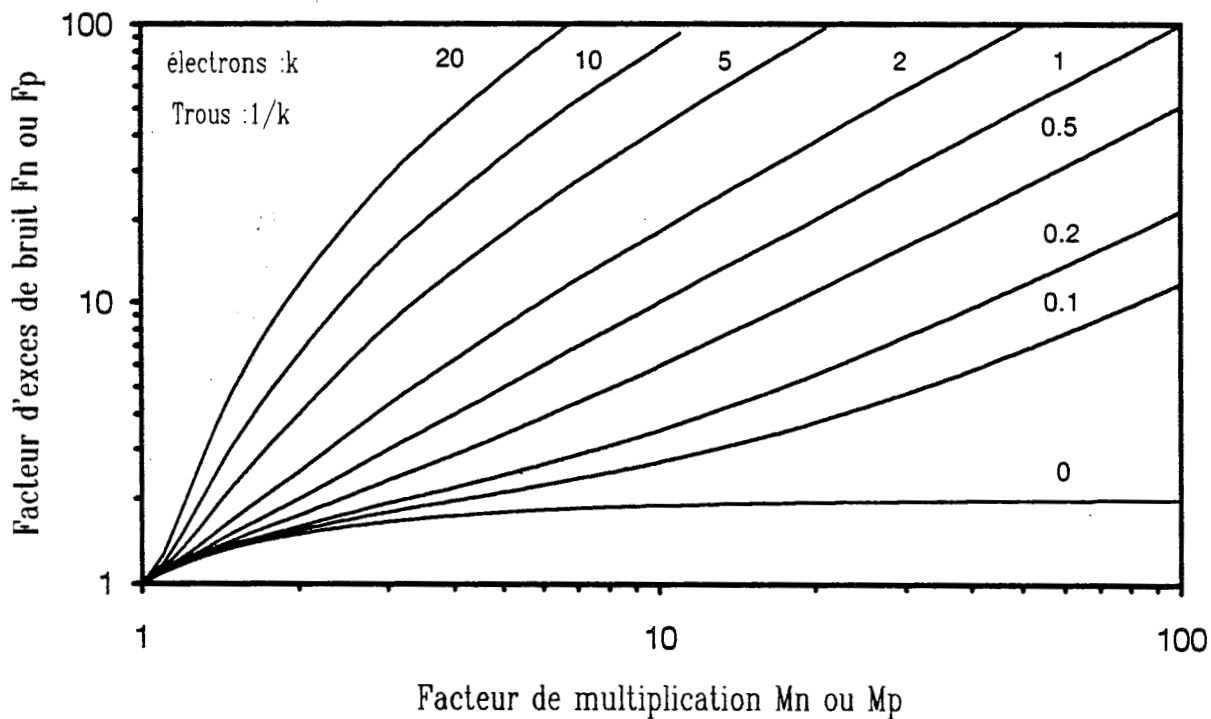


Figure 5.3 : Facteur d'excès de bruit fonction du coefficient de multiplication, pour différentes valeurs du rapport  $k = \frac{\beta_p}{\alpha_n}$  des taux d'ionisation

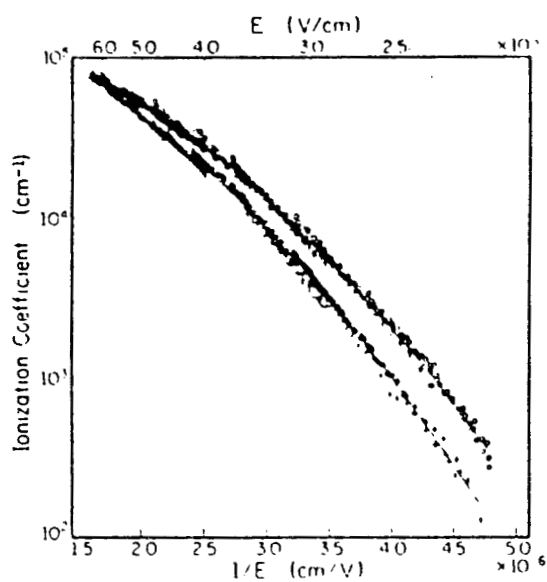


Figure 5.4 : Coefficients expérimentaux d'ionisation  $\alpha_n$  et  $\beta_p$  pour du GaAs massif orienté  $\langle 100 \rangle$ . ( référence [2])

- dans le cas d'une injection pure de trous

$$F_p = M_p \left[ 1 + \frac{(1-k)}{k} \left( \frac{M_p - 1}{M_p} \right)^2 \right] \quad (5.12)$$

La figure 5.3 représente le facteur d'excès de bruit calculé en fonction du facteur de multiplication pour différentes valeurs du rapport  $k$ . L'analyse des résultats obtenus par Mc Intyre montre que le bruit est minimisé lorsque l'on sépare la zone d'absorption de la zone de multiplication, ce qui permet une injection pure, et que l'on initialise l'avalanche par les porteurs qui possèdent le coefficient d'ionisation le plus élevé. Nous constatons également que, pour le cas le plus favorable, le facteur d'excès de bruit est égal à 2.

Nous verrons ultérieurement qu'une détermination expérimentale du rapport  $k$  est possible par une mesure de bruit, mais qu'il sera nécessaire d'approcher le plus possible d'une situation d'injection pure.

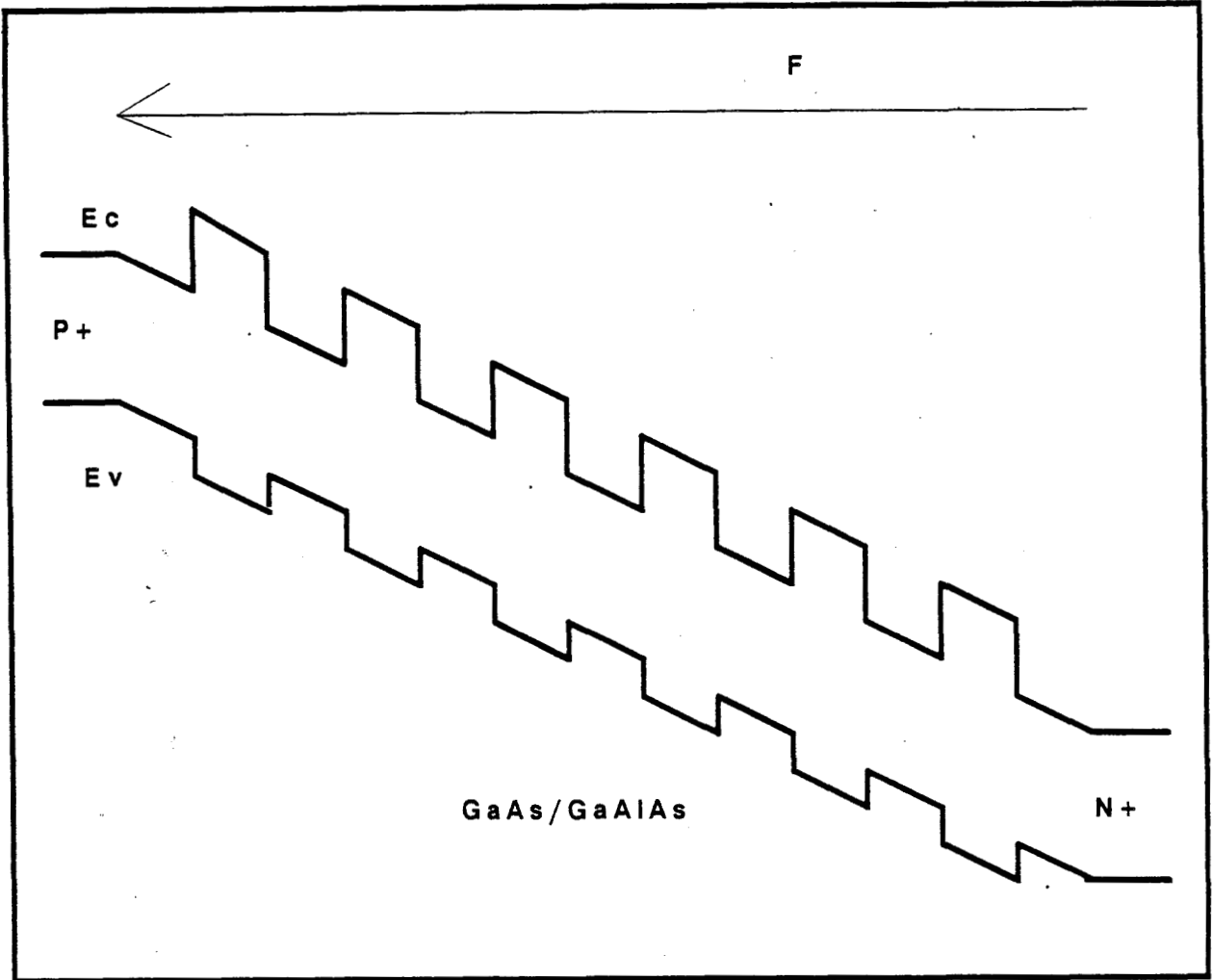
### 5.1.2 Pourquoi une structure multipuits quantique ?

Pour comprendre l'intérêt que peuvent avoir les hétérostructures, il faut revenir aux données volumiques des matériaux constitutifs. Précisons tout d'abord, que bien qu'un effort relativement important se fasse sur les hétérostructures  $Si/Ge$ , seuls les composés III-V sont suffisamment maîtrisés pour que l'on puisse les utiliser dans les photodétecteurs incorporant des hétérojonctions.

Si l'on s'intéresse plus particulièrement aux propriétés du GaAs, on obtient les données expérimentales des coefficients  $\alpha_n$  et  $\beta_p$  reportées sur la figure 5.4 et tirées de la référence [2] pour un échantillon volumique orienté  $\langle 100 \rangle$ .

Le rapport  $\alpha_n/\beta_p$  passe de la valeur 2,4 pour un champ électrique de 220 kV/cm à une valeur unitaire pour  $F = 625$  kV/cm. On se trouve donc dans un cas extrêmement défavorable pour le facteur d'excès de bruit, d'autant plus que dans la plupart des applications on cherchera à limiter la zone d'avalanche, ce qui entraîne des champs électriques élevés.





**Figure 5.5 :** Diagramme de bande d'une photodiode à avalanche intégrant un multipuits quantique de type GaAs/GaAlAs, sous polarisation inverse

### 5.1.2.1 L'aide à l'ionisation

Chin et al [1] ont été les premiers à proposer l'utilisation d'hétérostructures multiples pour la fabrication de photodiodes à avalanche en vue d'améliorer le rapport  $k$  des taux d'ionisation pour des matériaux de type III-V.

Nous avons reporté schématiquement sur la figure 5.5, le diagramme de bande d'une photodiode à avalanche intégrant une structure à multipuits quantique de type GaAs/GaAlAs sous polarisation inverse. Le multipuits quantique est constitué d'une alternance de couches de GaAs et de GaAlAs de faible épaisseur (quelques centaines d'Angstroms) non intentionnellement dopées.

Pour ces matériaux, la discontinuité de la bande de conduction  $\Delta E_c$  est supérieure à la discontinuité de la bande de valence  $\Delta E_v$ . L'importance relative des reports de discontinuité de valence est maintenant bien connue pour ce type de matériau. On table actuellement sur une répartition de 60/40 au profit de la bande de conduction.

En fonction du pourcentage d'Aluminium  $x$  et selon les travaux d'Adachi [5], "l'offset" de bande interdite suit une loi de type :

$$\Delta E_g = 1,155x + 0,37x^2 \quad (5.13)$$

Pour  $x = 0,37$ , nous obtenons  $\Delta E_c = 285$  meV et  $\Delta E_v = 190$  meV.

Avant de décrire le principe d'une photodiode à multipuits quantique, rappelons que les coefficients  $\alpha_n$  et  $\beta_n$  dans un matériau massif dépendent exponentiellement de l'énergie d'ionisation.

Ainsi pour le modèle de Schockley qui est le plus simple,  $\alpha_n(F)$  s'écrit [6] :

$$\alpha_n(F) = \frac{qF}{E_i} \exp \left( \frac{-E_i}{qF\lambda} \right) \quad (5.14)$$

$F$  : champ électrique

$E_i$  : énergie d'ionisation

$\lambda$  : libre parcours moyen

A titre indicatif, l'énergie d'ionisation dans le GaAs pour les électrons est d'environ  $E_{ie} = 2eV$  (dans la direction (100)).

Considérons maintenant un électron chaud accéléré par un champ électrique intense dans une barrière d'AlGaAs. En franchissant l'interface GaAlAs/GaAs, il gagne subitement une énergie égale à la discontinuité de la bande de conduction  $\Delta E_c$ .

Etant donnée la nature abrupte de l'interface, le gain en énergie se fait quasi instantanément.

Une augmentation des taux d'ionisation dans la GaAs est prévisible dans la mesure où la distance moyenne nécessaire pour atteindre l'énergie d'ionisation est réduite. Par ces gains en énergie, on tend à faciliter l'acquisition de l'énergie d'ionisation qui met en jeu des processus d'accélération dans le champ électrique et de perte d'énergie par interactions sur phonons [7].

Le fait que  $\Delta E_c > \Delta E_V$  favorise de toute évidence les électrons. En première analyse on pourrait s'attendre à un gain relativement modeste pour le système de matériau GaAs/GaAlAs au vu des écarts peu importants entre  $\Delta E_c$  et  $\Delta E_V$ .

En fait, il n'en est rien car les répercussions d'égales énergies se font de manière exponentielle au niveau des coefficients d'ionisation. Il est sur, cependant, que tout autre matériau où les différences de discontinuités seraient importantes, se révélerait encore plus favorable à la réalisation de photodétecteurs faible bruit.

Une autre façon d'exprimer le concept d'ionisation assisté par discontinuité est de dire que lorsqu'un électron pénètre dans un puits de GaAs, il voit une énergie d'ionisation réduite de  $\Delta E_C$ .

Nous avons vu précédemment que  $\alpha_n$  dépend exponentiellement de  $-E_i$ . Cette réduction artificielle de l'énergie d'ionisation permet d'augmenter notablement  $\alpha_n$  par rapport au taux d'ionisation du matériau massif.

Par rapport à cette situation quasi-idéale, il nous faut préciser deux choses. D'une part, on introduit dans la structure des zones inactives d'un point de vue de l'ionisation,

en l'occurrence les régions de GaAlAs. Dans ces zones, en effet, l'énergie d'ionisation est très élevée et par ailleurs le porteur vient de transformer une partie de son énergie cinétique en énergie potentielle. D'autre part, il ne faut pas oublier que le processus est de nature stochastique. Lorsque l'électron traverse un interface GaAs/GaAlAs, il gagne certes une énergie  $\Delta E_C$ , mais il est possible qu'il n'ait pas acquis suffisamment d'énergie dans le champ électrique pour atteindre l'énergie du seuil d'ionisation.

On peut alors s'attendre à ce que l'acquisition de l'énergie d'ionisation se fasse sur plusieurs motifs de l'hétérostructure GaAs/GaAlAs. En fait, ce n'est que pour les structures à très fortes discontinuités  $\Delta E_C$ , égales à l'énergie d'ionisation, dans le cas idéal que l'on peut s'attendre à ioniser à coup sûr à chaque passage d'interface.

Ces études théoriques ont été confirmées expérimentalement pour la première fois par CAPASSO [8] avec une structure multipuits quantique GaAs/GaAlAs. La concentration en Aluminium est de 0,45. Les couches de GaAs ont une dimension de 450 Å et les couches de GaAlAs de 500 Å .

Les coefficients d'ionisation  $\alpha_n$  et  $\beta_p$  ont été déterminés par la mesure des facteurs de multiplication.

Ainsi, pour un champ électrique égale à 250 kV/cm, ces auteurs trouvent un coefficient  $\frac{1}{k} = \frac{\alpha_n}{\beta_p} = 8$  pour un facteur de multiplication égal à 10.

## 5.2 Caractéristiques des composants

### 5.2.1 Structures épitaxiales et technologies

Les structures que nous étudions dans ce travail ont toutes été réalisées par épitaxies par jets moléculaires au Centre Hyperfréquences et Semiconducteurs dans un bâti 2300 RIBER. L'essentiel des résultats présentés concerne des structures à multipuits quantique (MQW)  $GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs$  avec des largeurs de puits et de barrières s'échelonnant entre 100 Å et 500 Å. Les composants fabriqués diffèrent par la nature du substrat (de type N ou de type P) et du contact supérieur de type Schottky ou ohmique.

GaAs	500Å	$10^{16}\text{cm}^{-3}$	] *10
GaAs	100Å	$10^{16}\text{cm}^{-3}$	
GaAlAs	100Å	$x=0.37$	
GaAs	1µm	$10^{18}\text{cm}^{-3}$	
GaAs	Substrat n+		

Figure 5.6 : Séquence de croissance des structures épitaxiées sur substrat  $N^+$

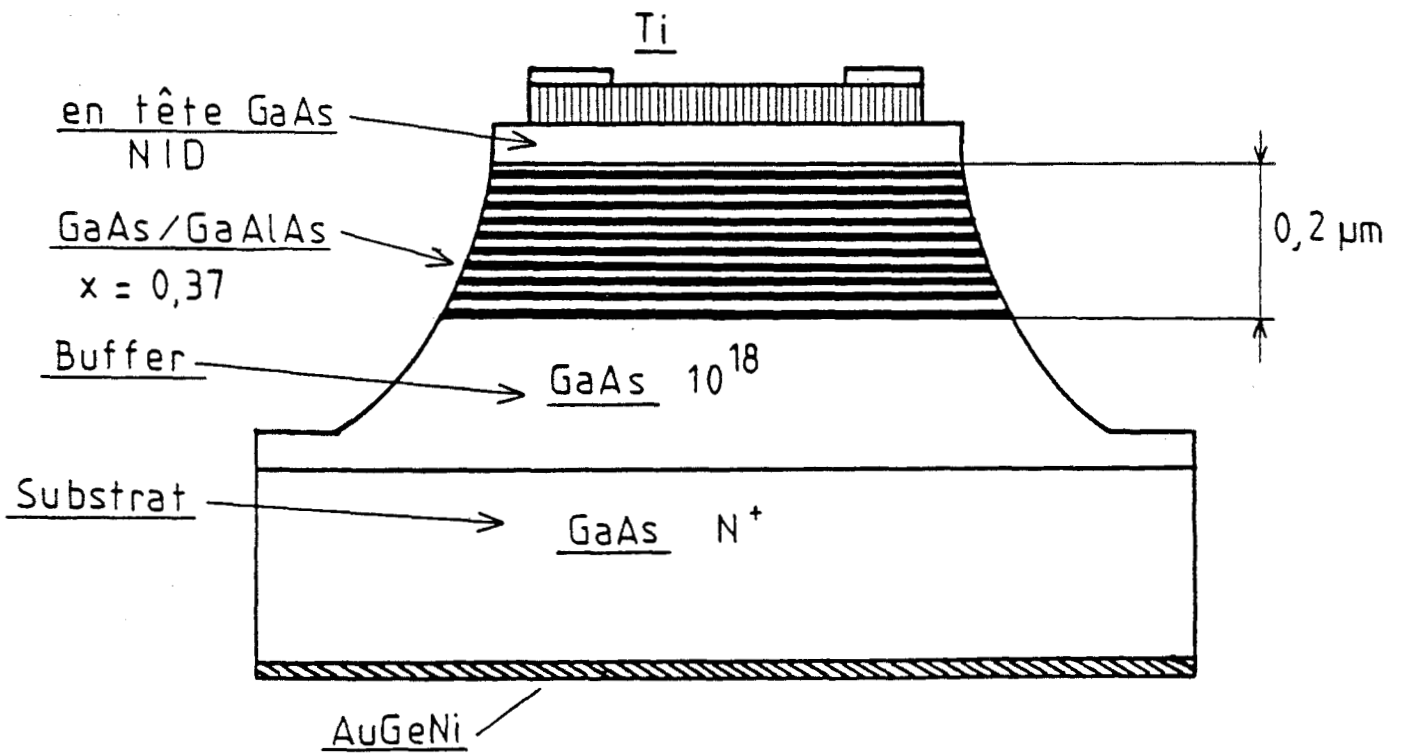


Figure 5.7 : Représentation schématique d'un composant de type Schottky

### 5.2.1.1 Composants sur substrat $n^+$

La séquence de croissance des structures épitaxiées sur substrat  $n^+$  est présentée sur la figure 5.6. Le substrat, à faible taux de dislocation (Sumitmo), est dopé à plus de  $10^{18} \text{cm}^{-3}$ . Il est suivi d'une couche tampon de GaAs également dopée à des valeurs voisines de  $10^{18} \text{cm}^{-3}$ . Son épaisseur est de  $1 \mu\text{m}$ . Le multipuits quantique est ensuite réalisé en déposant alternativement des couches de GaAs et des couches de GaAlAs de même épaisseur. La zone active est constituée par dix motifs de GaAs/GaAlAs. La valeur de la concentration en Aluminium a été choisie égale à  $x = 0.37$ .

Nous avons volontairement limité cette concentration à une valeur voisine de 0,4 pour s'affranchir des incertitudes liées à la transition gap direct gap indirect. Le dopage des couches actives de GaAs est égal à  $10^{16} \text{at}/\text{cm}^3$ . Le niveau de dopage dans les couches de GaAlAs est inférieur à cette dernière valeur compte tenu des cinétiques de croissance différentes entre le GaAs et le GaAlAs. Enfin une couche en tête de faible épaisseur de GaAs également peu dopée termine la séquence de croissance. La figure 5.7 schématise la structure d'un composant de ce type. Un dépôt métallique Titane de très faible épaisseur ( $\sim 200 \text{\AA}$ ) permet de réaliser un contact Schottky semi-transparent.

Un épaulement annulaire permet la connexion sur la face avant. La face arrière comporte un contact ohmique AuGeNi allié. Le méso est réalisé par une attaque chimique  $\text{NH}_4\text{OH} : 1/\text{H}_2\text{O}_2 : 1/\text{H}_2\text{O} : 200$ ; le diamètre moyen est de  $300 \mu\text{m}$ .

La figure 5.8 montre l'image au microscope optique d'un composant photodétecteur ainsi réalisé de type Schottky. On identifie principalement la surface photosensible au centre ainsi que l'anneau d'épaulement. La figure 5.9 donne une vue du bord du méso d'un échantillon  $500 - 500 \text{\AA}$ . On peut visualiser l'empilement des différentes couches GaAs-GaAlAs, grâce aux différences d'attaque chimique entre les deux matériaux. Par ailleurs, on peut noter que les différents dépôts métalliques sont en retrait du bord du méso.

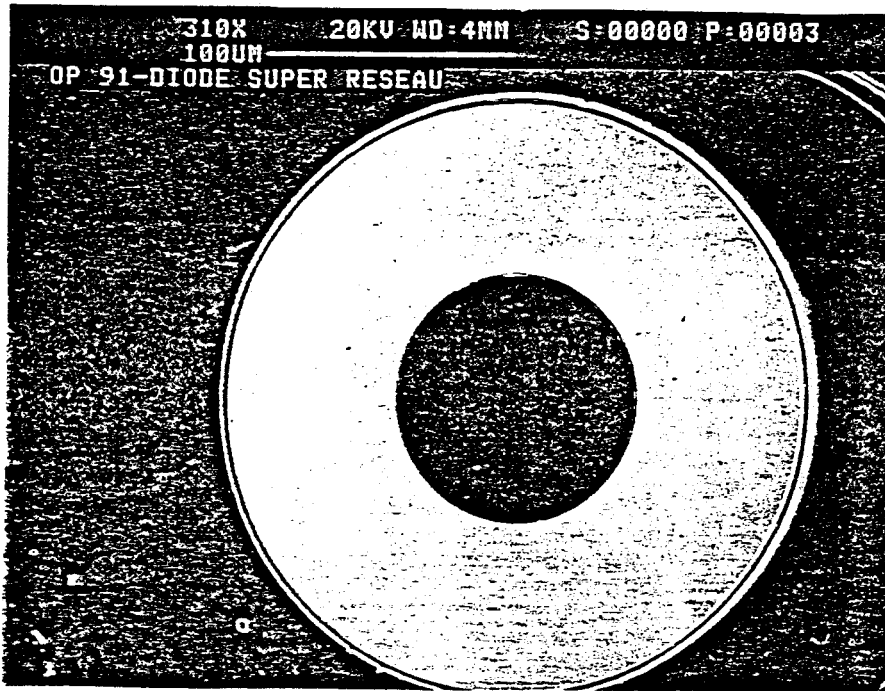


Figure 5.8 : Image au microscope optique d'un composant

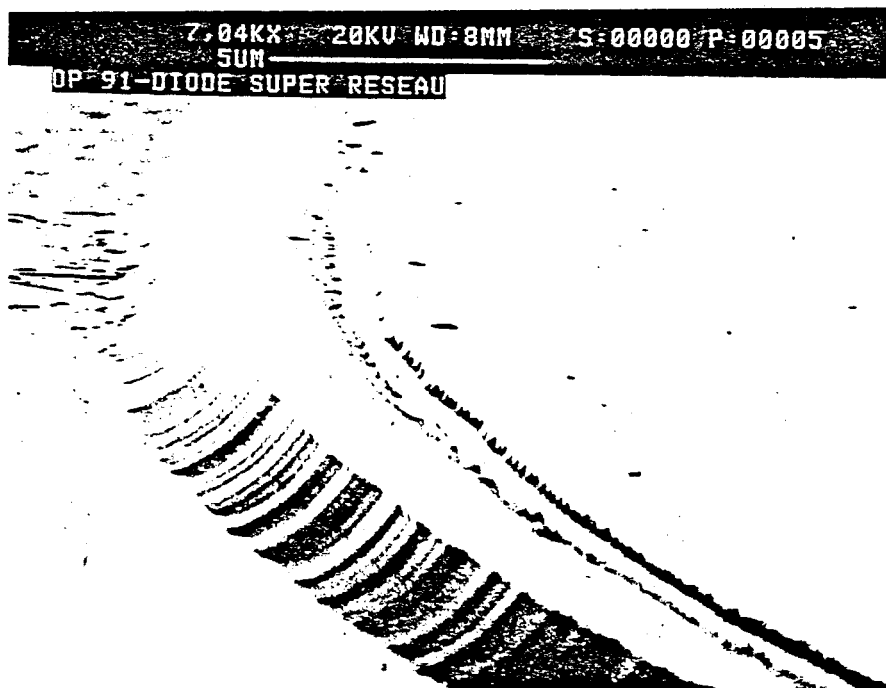


Figure 5.9 : Image au microscope à balayage électronique du bord de méso d'un échantillon 500 - 500 Å

GasAs	2 $\mu\text{m}$	$10^{18}\text{cm}^{-3}$
GaAs	100 $\text{\AA}$	$5 \cdot 10^{15}\text{cm}^{-3}$
GaAlAs	100 $\text{\AA}$	$x=0.4$
GaAs	5000 $\text{\AA}$	$10^{18}\text{cm}^{-3}$
GaAs	Substrat p+	

] \*25

Figure 5.10 : Séquence de croissance des structures épitaxiées sur substrat  $P^+$

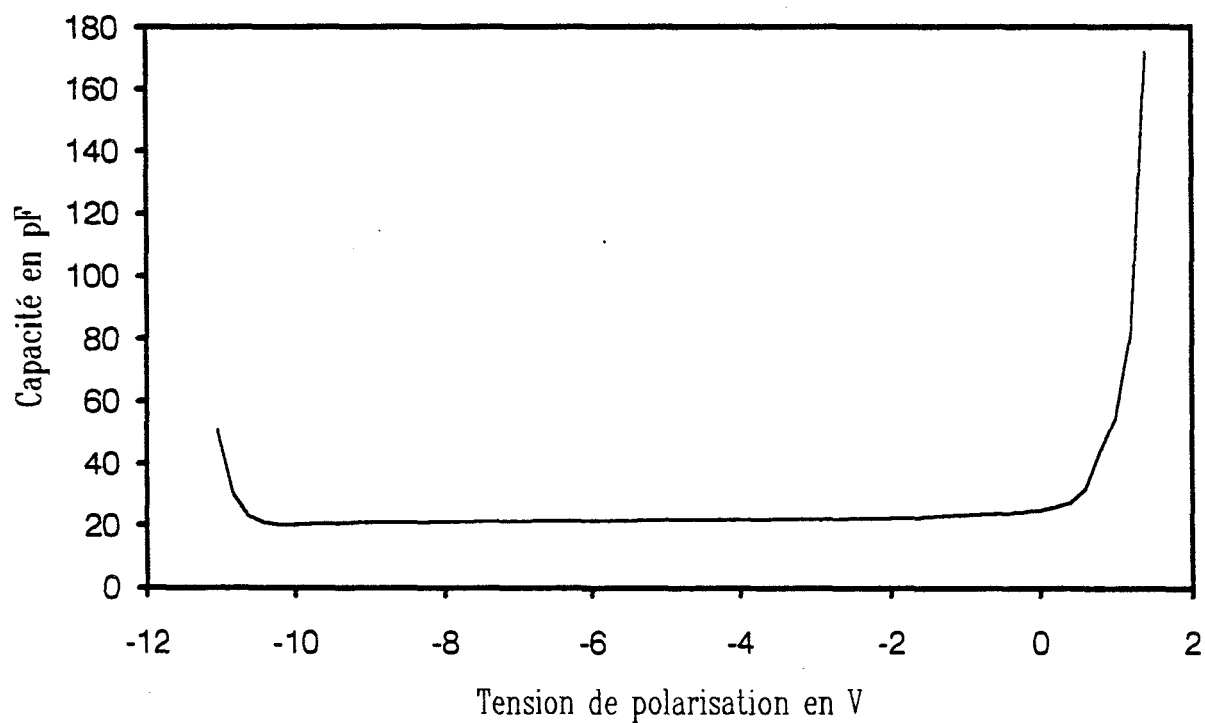


Figure 5.11 : Evolution de la capacité en fonction de la tension inverse pour un échantillon MQW 100 - 100  $\text{\AA}$  commandé par Schottky



### 5.2.1.2 Composants sur substrat $p^+$

La séquence de croissance des structures épitaxiées sur substrat  $p^+$  est présentée sur la figure 5.10.

Les composants diffèrent des composants précédents par une couche en tête relativement épaisse ( $2\mu m$ ) et fortement dopée ( $2.10^{18} cm^{-3}$ ) servant de zone d'absorption lors des mesures de photocourants.

La présence de cette zone va nous permettre grâce à un éclaircissement à la longueur d'onde  $\lambda = 0,62\mu m$  de réaliser une injection pure de trous. Ceci n'est pas le cas pour les structures de type Schottky dans la mesure où elle ne dispose pas de fenêtre d'éclaircissement du côté substrat  $N^+$ . L'injection est alors dans ce dernier cas mélangée.

La couche buffer, limité à  $5000 \text{ \AA}$ , est non intentionnellement dopée. La concentration en Aluminium  $x$  est choisie égale à 0.4 et le dopage des couches de GaAs à  $5.10^{18} cm^{-3}$ .

Cette valeur est légèrement plus faible que celle retenue pour les composants Schottky et va de pair avec une augmentation sensible de la dimension de la zone active, obtenue par multiplication des motifs élémentaires. Ainsi, le nombre de motifs GaAs/GaAlAs est porté à 25 pour une longueur de puits et de barrière de  $100 \text{ \AA}$ . Le contact ohmique sur substrat  $p^+$  a été réalisé par dépôt métallique AuZn. Les aspects relatifs à ce contact sont décrits dans la référence [9].

La connexion de ces composants se fait donc par deux contacts ohmiques, l'un face avant, l'autre face arrière.

### 5.2.1.3 Validation des technologies

Cette caractérisation concerne les variations de capacité en fonction de la tension et permet d'obtenir un bon ordre de grandeur des valeurs de dopage moyen dans la couche active.

La figure 5.11 représente l'évolution de la capacité en fonction de la tension inverse appliquée pour un échantillon MQW  $100 - 100 \text{ \AA}$  commandé par Schottky . La

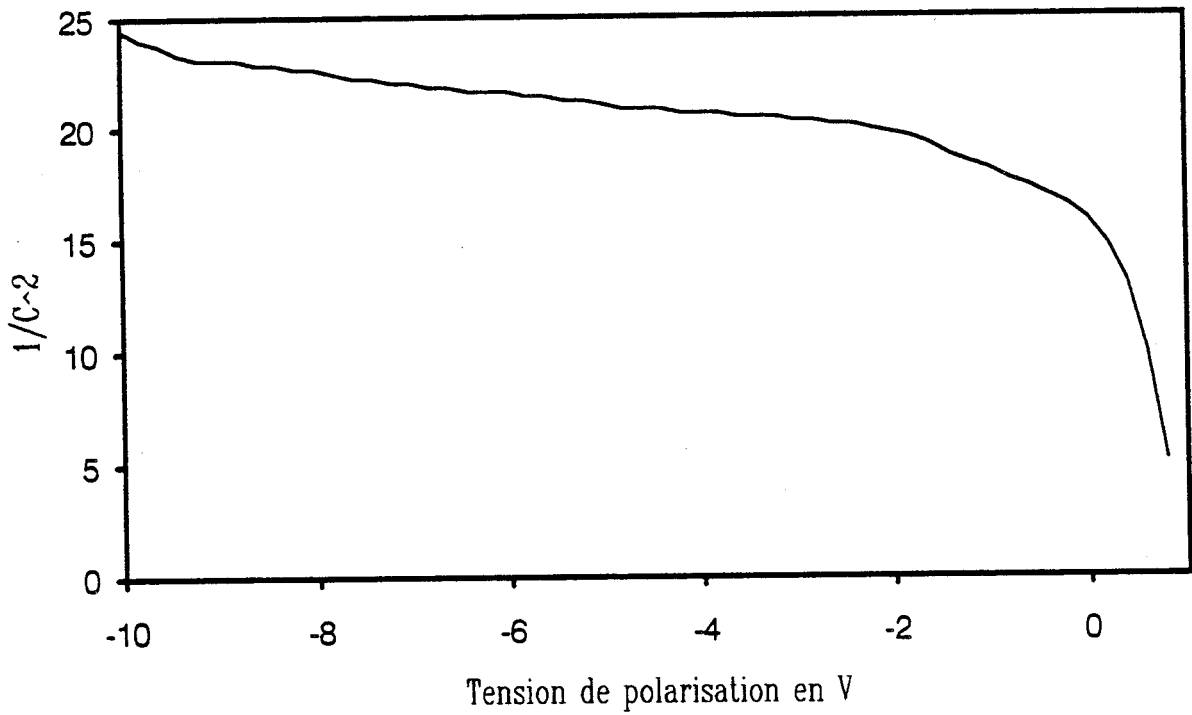


Figure 5.12: Evolution de  $C^{-2}$  en fonction de la tension inverse

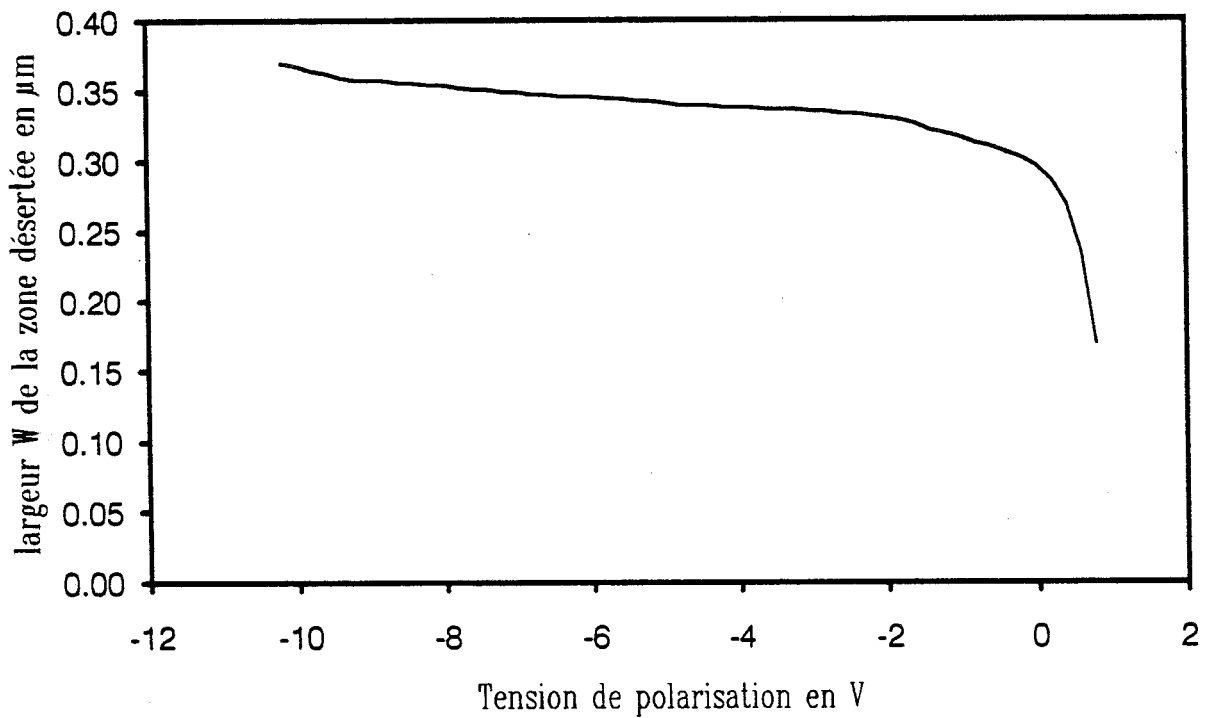


Figure 5.13 : Variation de la largeur de la zone désertée  $W$  en fonction de la tension inverse

mesure a été effectuée sur un pont réflectométrique à la fréquence de 10 MHz. Sur la figure 5.11, nous distinguons trois zones. Entre - 10 et 0,8 V, la capacité est quasi constante, les variations entraînées par la pénétration du champ électrique dans la zone fortement dopée sont en effet très faibles. Pour des tensions excédant -10 V, le phénomène d'avalanche intervient, ce qui interdit l'exploitation des mesures. En polarisation directe, il est possible de diminuer l'extension de la zone désertée et donc d'observer une augmentation de la valeur de capacité.

Afin de déduire la concentration de dopage dans les différentes régions, nous avons tracé sur la figure 5.12, la caractéristique  $C^{-2} = f(V)$ . Si l'on considère que la structure est de type métal, semiconducteur dopé  $Nd_1$ , semiconducteur dopé  $Nd_2$ , ( $Nd_2 > Nd_1$ ) la valeur de la capacité s'exprime :

$$C = \frac{\epsilon \cdot S}{W} \quad (5.15)$$

avec  $W$  extension de la zone de charge d'espace qui prend la valeur

$$W = \sqrt{\frac{2\epsilon}{qNd_1}(V_b - V_a)} \text{ pour } V_a \text{ telle que } W < L$$

et  $W = \sqrt{\frac{2\epsilon}{qNd_2}(V_b - V_a) + (1 - \frac{Nd_1}{Nd_2}) \cdot L^2}$  pour  $V_a$  telle que  $W > L$

$L$  étant la largeur de la couche dopée  $Nd_1$

La dérivée  $\frac{d(1/Cd^2)}{dV}$  nous permet d'évaluer les concentrations de dopage dans les différentes zones et qui s'expriment dans les deux cas :

$$Nd_1 \text{ ou } 2 = \frac{-2}{q\epsilon S^2} \times \frac{1}{\left(\frac{d(1/Cd^2)}{dV}\right)} \quad (5.16)$$

Nous obtenons à partir des données de la figure 5.12 un dopage moyen du multipuits quantique égal à  $1,3 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ . Le dopage des couches de transition entre la couche active et la couche buffer fortement dopée est compris entre  $1,35 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  et  $7,2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ . La concentration dans la zone active déduite de ces mesures électrostatiques et en bon accord avec celle visée lors de la croissance épitaxiale.

En ce qui concerne la transition zone peu et fortement dopée, elle peut faire apparaître des paliers avec des niveaux de dopage voisin de  $1,2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ .

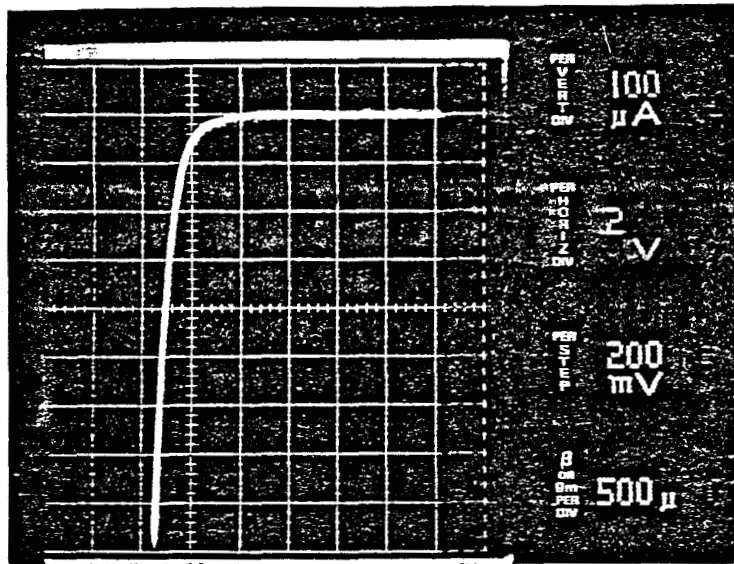


Figure 5.14 : Exemple de caractéristique I-V pour un échantillon à contact Schottky

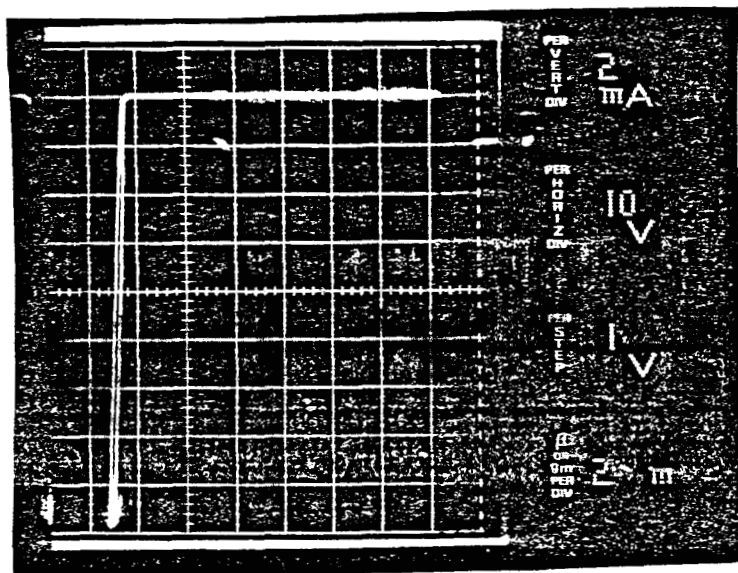


Figure 5.15 : Caractérisation sous pointes d'une diode de type  $P^+ N N^+$

C'est vraisemblablement les effets d'inertie inhérents au changement de température de la cellule de Silicium lors de la croissance par épitaxie par jets moléculaires, qui expliquent ces variations vers le niveau de dopage de  $10^{18} \text{cm}^{-3}$  de la couche buffer.

Nous avons reporté sur la figure 5.13, les variations de la zone désertée  $W$  en fonction de la tension appliquée. Pour une tension de  $-10 \text{ V}$ , la zone de charge d'espace s'étend jusqu'à  $0,37 \mu\text{m}$ .

A l'équilibre,  $W$  est de l'ordre de  $0,3 \mu\text{m}$ . La zone désertée tend vers zéro pour une tension de  $1 \text{ V}$  dans le cas présent.

## 5.3 Caractéristiques de conduction

### 5.3.1 En obscurité

#### Caractérisation sous pointe

En mesure préliminaire, les diodes processées sont caractérisées au traceur. La figure 5.14 donne l'exemple de caractéristique d'une diode de type Schottky et la figure 5.15 celle d'une diode de type  $PNN^+$ .

On constate, dans le premier cas, que le claquage par avalanche est peu brutal. Ceci révèle la présence d'un courant de saturation important.

Dans le second cas, le fait marquant observé, comparativement à la caractéristique de conduction précédente est la faible valeur du courant de saturation. L'avalanche est extrêmement abrupte et se produit pour des tensions de l'ordre de  $60 \text{ V}$  pour des structures  $500 - 500 \text{ \AA}$ . Elle n'est plus que de  $-30 \text{ V}$  pour une structure  $100 - 100 \text{ \AA}$ .

L'évolution du courant d'obscurité  $I_{obs}$  en fonction de la tension appliquée en polarisation directe est représentée en échelle logarithmique sur la figure 5.16 pour un échantillon de type Schottky et sur la figure 5.17 pour un échantillon  $P^+NN^+$ . Les structures considérées ici ont une largeur de puits et de barrière de  $100 \text{ \AA}$ .

En exprimant le courant  $I_{obs}$  sous la forme :

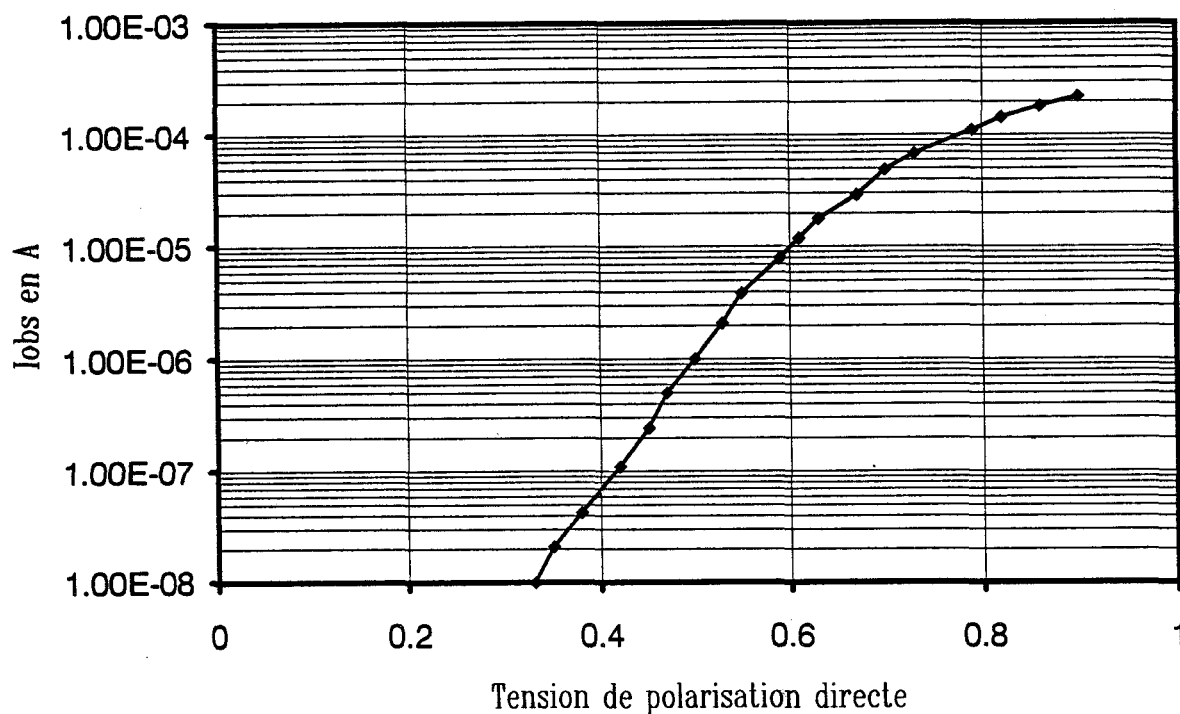


Figure 5.16 : Evolution du courant en direct et à l'obscurité pour un échantillon de type Schottky  $L_B = L_W = 100 \text{ \AA}$

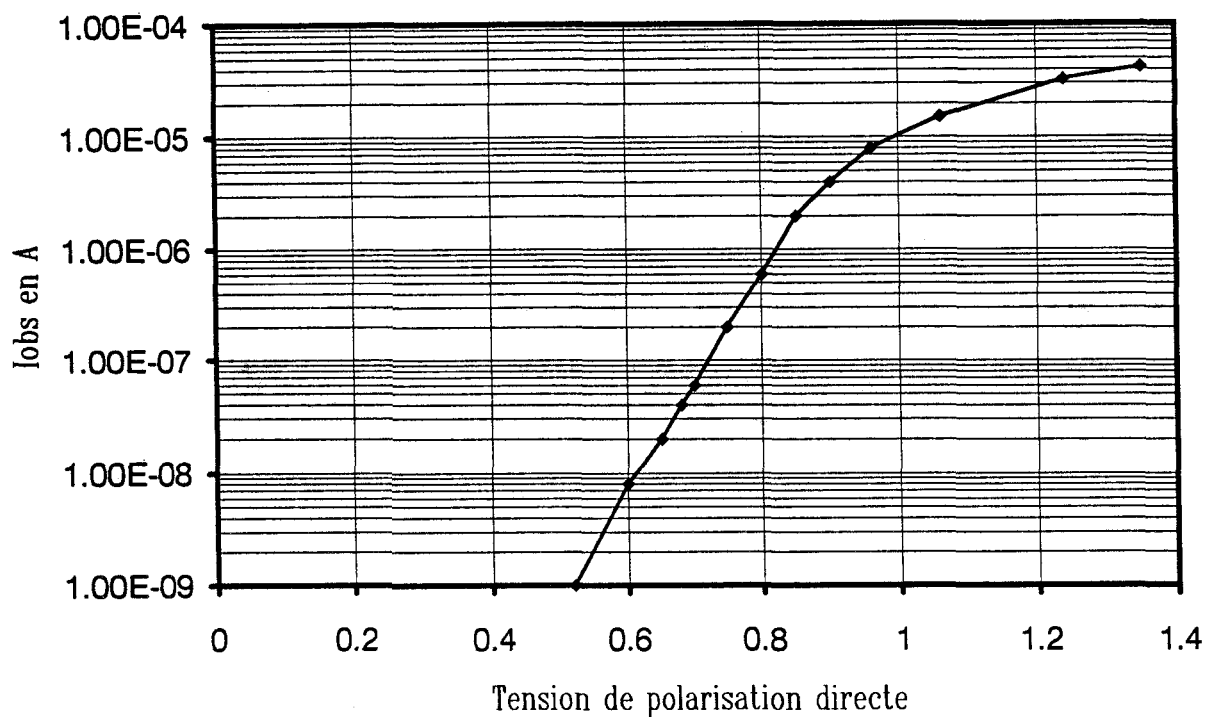


Figure 5.17 : Evolution du courant en direct et à l'obscurité pour un échantillon de type  $P^+NN^+$   $L_B = L_W = 100 \text{ \AA}$

$$I_{obs} = I_s \exp \left( \frac{q(V_a - R_s I)}{nkT} \right) \quad (5.17)$$

pour les deux types de structure, nous déduisons les valeurs du facteur d'idéalité  $n$  et de la résistance série  $R_s$ .

Nous obtenons les valeurs  $n = 1.45$ ,  $R_s = 900\Omega$  pour la diode Schottky. Comparativement à des diodes Schottky réalisées sur des matériaux homogènes, ces deux valeurs peuvent apparaître élevées. En fait, il faut bien voir que le multipuits quantique joue un rôle, non seulement dans les processus de conduction inverse, mais aussi en direct. Ceci est particulièrement vrai, lorsque l'on se place dans des situations où le champ a des valeurs très faibles. C'est en particulier le cas lorsque l'on fait respirer la zone de charge d'espace en polarisation directe. En effet, dans la zone non désertée, la structure alternée s'oppose au passage du courant.

Rappelons qu'au départ le MQW est assimilable à une succession de puits isolés. Dans ce cas le transfert de charge interpuits n'est possible que par sauts que l'on décrit par un mécanisme de "hopping". Ce dernier point a été très bien mis en évidence dans la référence [9] qui présente une étude plus approfondie des composants considérés ici.

Les valeurs concernant la structure de type  $P^+NN^+$  sont :

$$n = 1.85 \quad R_s = 9.8k\Omega$$

Un exemple de caractéristique  $I(V)$  en inverse et à l'obscurité est donné sur la figure 5.18 pour un échantillon Schottky 100 - 100 Å. On note l'existence d'un courant de saturation très important.

Les variations sont exponentielles pour des valeurs de tension comprises entre -6 et -10 V. Le claquage par avalanche se produit entre -10 et -12 V.

Les mécanismes de conduction qui sont à l'origine de ce courant peuvent être de plusieurs types : courant thermoionique, courant tunnel à travers la barrière de potentiel.

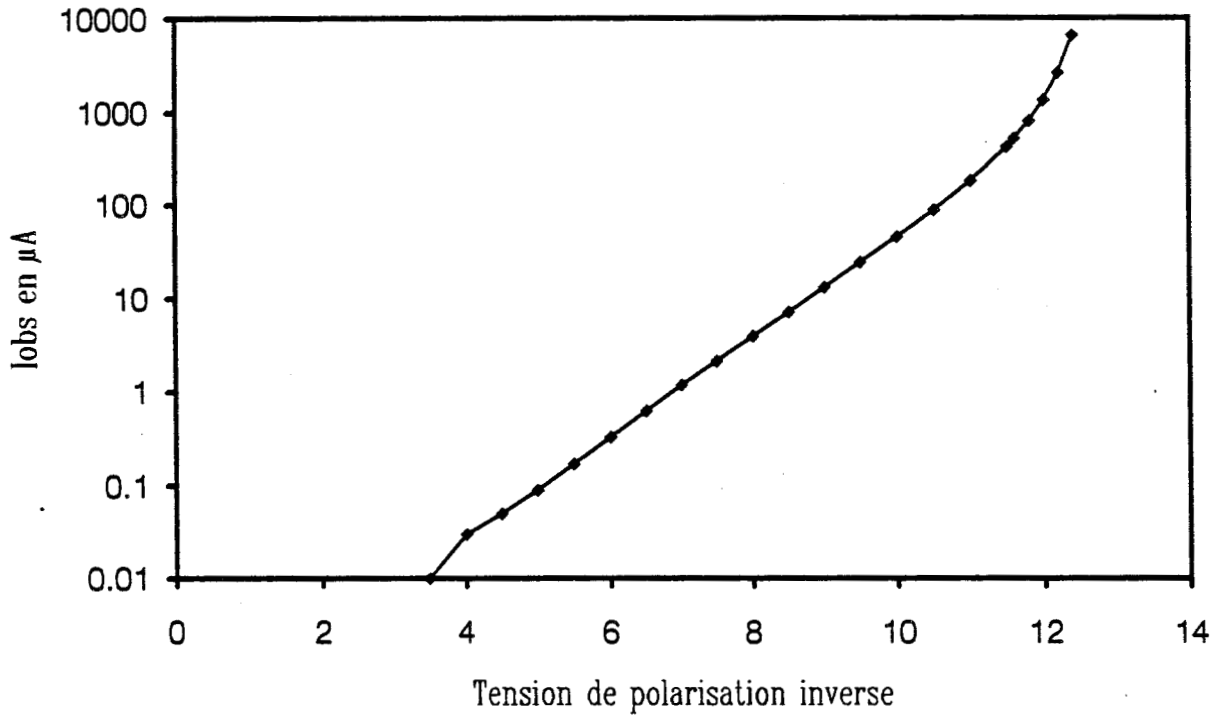


Figure 5.18 : Caractéristique I (V) en inverse et à l'obscurité d'un échantillon Schottky 100 - 100 Å.

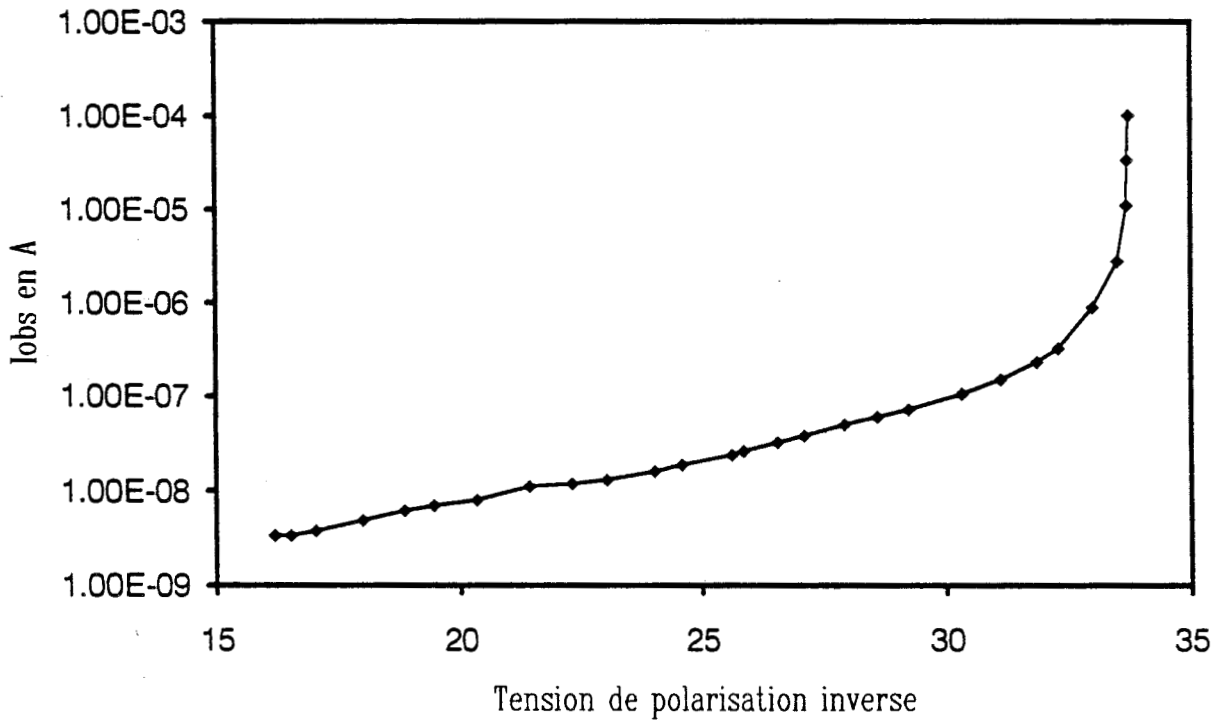


Figure 5.19 : Caractéristique I (V) en inverse et à l'obscurité d'une structure  $P^+NN^+$



La caractéristique inverse à l'obscurité d'une structure  $P^+NN^+$  est donnée sur la figure 5.19. On remarque que le courant de saturation est beaucoup plus faible.

La tension de claquage se situe aux environs de 33,8 V pour l'exemple présenté.

Les mécanismes de conduction intervenant sont de deux types: courant de génération-recombinaison et de pièges.

En fait, on s'aperçoit que c'est la réduction extrêmement importante des valeurs de courant de saturation pour les structures de type  $P^+NN^+$ , qui est ici le plus remarquable.

Ceci va nous permettre de travailler sous éclairage avec des composantes de courant primaire mieux maîtrisées. Cependant, dans les deux cas, les variations souvent assimilables à des évolutions exponentielles, sont difficilement interprétables à partir des mécanismes des homojonctions. Ainsi le courant de génération-recombinaison est théoriquement indépendant de la tension à partir d'un certain niveau de polarisation. Ce n'est pas ce que l'on observe expérimentalement sur la figure 5.19 où l'on note une augmentation quasi continue des valeurs de courant initialisant le processus d'avalanche. Ici encore, il ne faut pas oublier que nous étudions des hétérostructures multiples faisant intervenir un grand nombre d'interfaces, on peut alors raisonnablement penser que ces interfaces font intervenir un grand nombre de pièges et ainsi expliquer les valeurs de courant de saturation.

### 5.3.2 Sous éclairage

#### Uniformité du champ électrique interne

La figure 5.20 illustre les résultats d'uniformité de champ électrique en décrivant les variations du photocourant en fonction de la position du spot lumineux sur l'échantillon. Le faisceau laser hélium-néon ( $\lambda = 0,63\mu m$ ) est focalisé à l'aide d'un objectif de microscope à grande distance focale. On peut estimer la dimension nominale de la tâche lumineuse à  $20\mu m$ . En pratique ceci permet de tester l'homogénéité latérale de la réponse des composants sous excitation lumineuse. A la vue des résultats, on constate que sur la surface centrale notée A.B., les valeurs de photocourant sont relativement constantes avec des effets de bord peu marqués. Sur la région BC qui correspond au plot

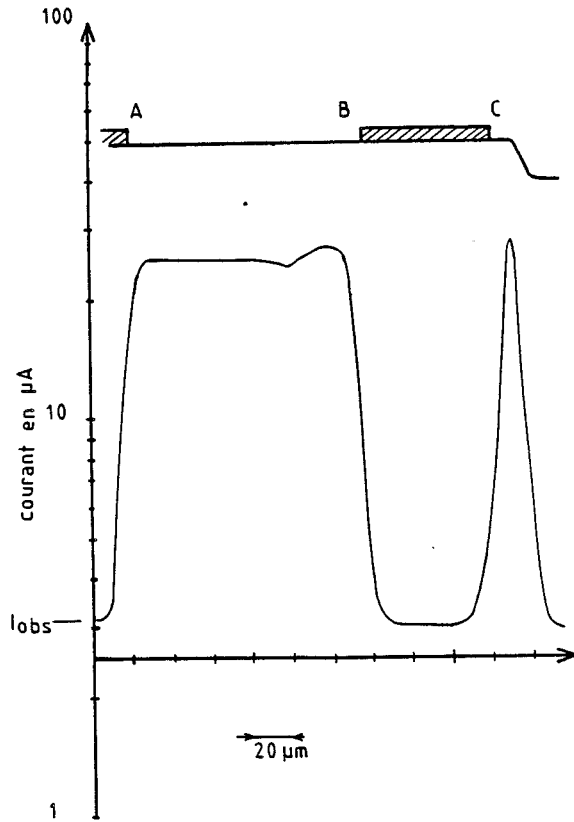


Figure 5.20 : Illustration de l'uniformité du champ électrique interne par relevé du photocourant en fonction de la position du spot lumineux

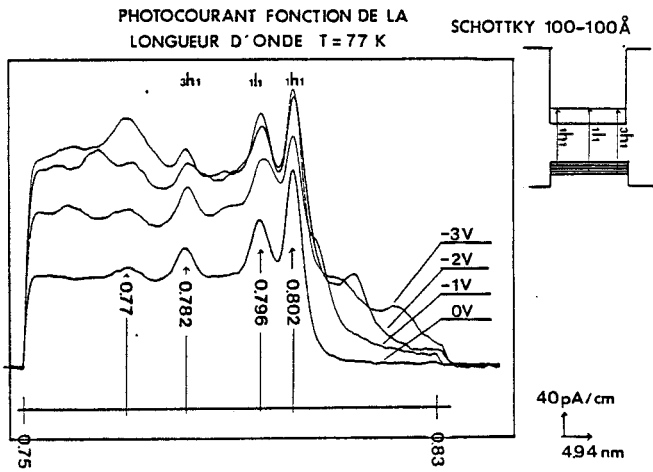


Figure 5.21 :

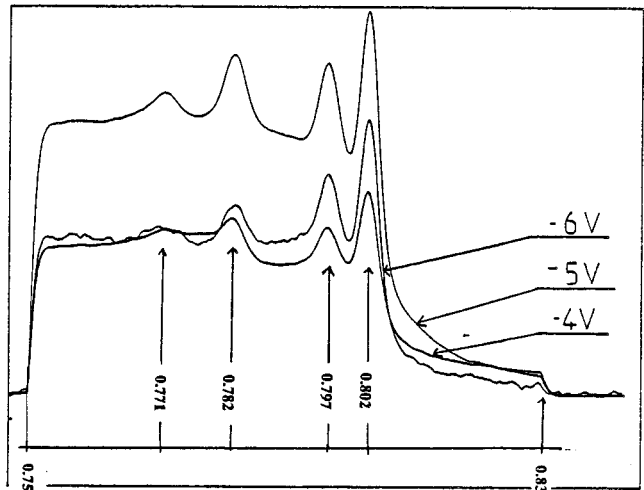


Figure 5.22 :

Spectre du photocourant à 77 K pour une diode de type Schottky 100 - 100 Å

d'épaississement l'intensité mesurée est égale au courant d'obscurité. Sur la zone DC qui correspond au flanc du méssa, on observe un pic dans le photocourant qui s'explique principalement par le fait que les masques de métallisation ont des diamètres inférieurs à ceux des mésas.

### Réponse spectrale

Sur les figures 5.21 et 5.22, nous avons reporté le spectre du photocourant mesuré à 77 K pour une diode de type Schottky 100 - 100 Å au C.N.E.T. Bagnoux. La réponse spectrale montre des maxima de sensibilité pour des longueurs d'onde comprises entre  $0,75\mu m$  et  $0,8\mu m$  pour différentes valeurs de tension appliquée.

Le premier maximum situé à  $0,802\mu m$  correspond à la transition du premier niveau quantique des trous lourds avec le premier niveau d'énergie quantifiée des électrons. Le deuxième maximum à  $\lambda = 0,796\mu m$  est associé à la transition trous légers-électrons occupant les niveaux fondamentaux. Les transitions faisant intervenir les niveaux excités sont plus difficilement interprétables. Le troisième maximum doit correspondre à la transition électrons quantifiés sur le premier niveau, trous lourds sur le troisième niveau. On constate également qu'à tension croissante il apparaît d'autres pics tant aux faibles valeurs de longueur d'onde proche de  $0,77\mu m$ , qu'aux valeurs élevées voisines de  $0,83\mu m$ . Il semble que ceci soit directement la conséquence de l'application du champ électrique interne qui déforme la fonction d'onde et tend ainsi à coupler des porteurs situés sur des niveaux de parité différente.

Nous avons ici, l'évidence expérimentale d'effets quantiques relativement marqués pour ces structures qui ont une période de 200 Å. ( $L_W = L_B = 100\text{Å}$ ).

Il nous semble utile de préciser cependant plusieurs aspects. En fait l'information de quantification est obtenue soit à l'équilibre, soit pour différentes conditions de polarisation.

En ce qui concerne la première courbe, la valeur de tension est limitée à - 3 V, elle s'échelonne entre - 4 et - 6 V pour la seconde figure. On constate pour ces deux figures que, pour les trois pics aisément identifiables 1h1, 1l1, 3h1, le positionnement en longueur d'onde reste inchangé. Ce résultat est un peu surprenant, car l'on devrait

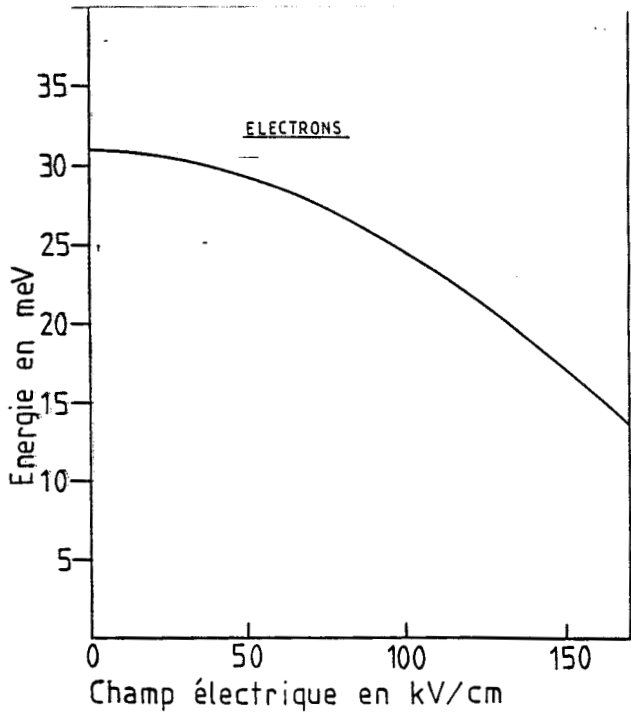


Figure 5.23 :

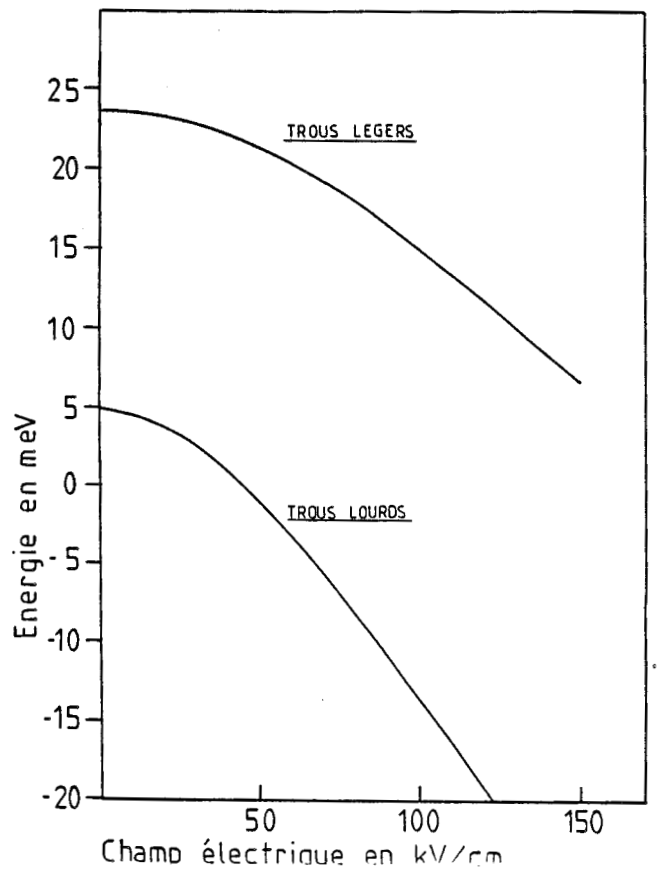


Figure 5.24 :

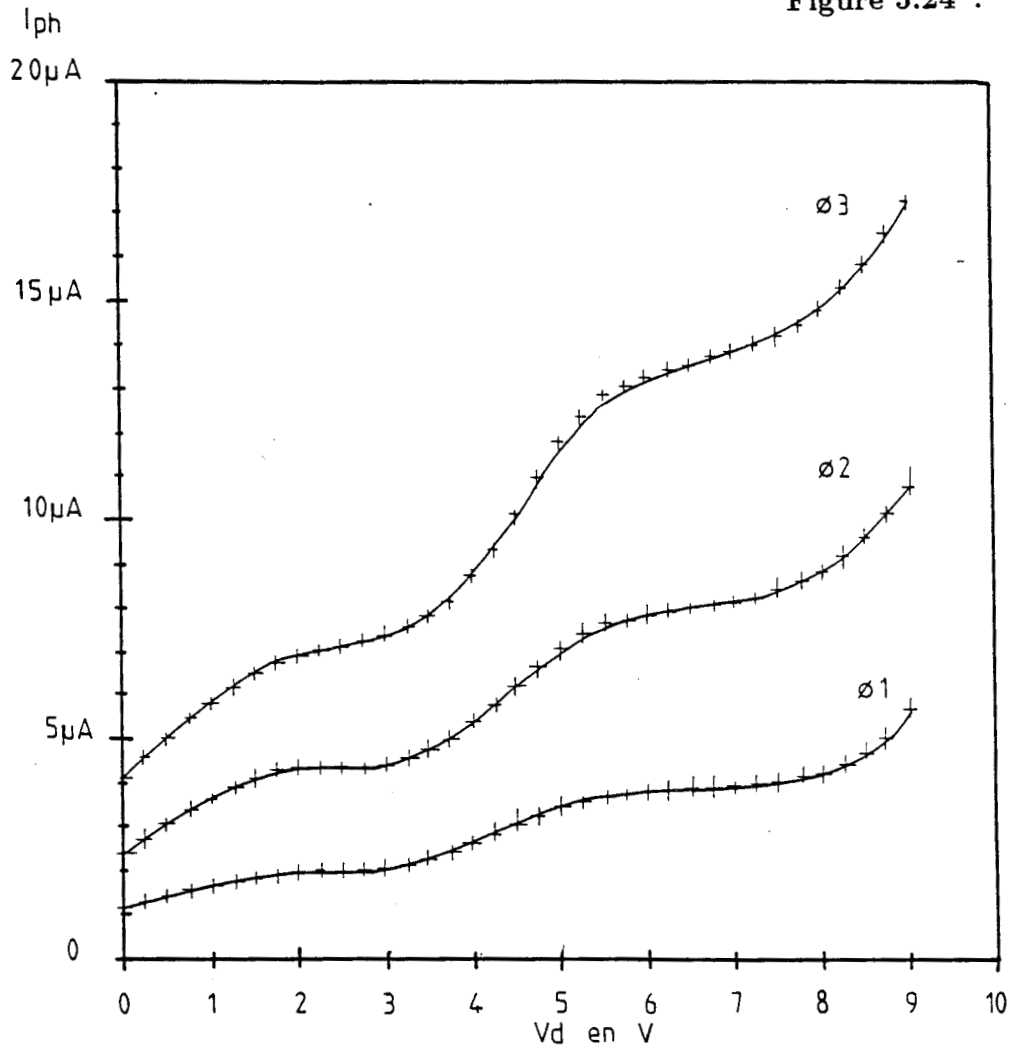


Figure 5.25 : Caractéristiques courant tension sous éclairnement laser à  $\lambda = 0,63 \mu m$ , d'un échantillon de type Schottky 100 - 100 Å, pour différentes puissance lumineuses

observer un décalage en énergie non négligeable des niveaux avec le champ électrique.

On peut parfaitement le comprendre en déterminant les variations des niveaux quantiques dans un puits de hauteur finie soumis à un champ électrique uniforme. Les techniques numériques décrites et utilisées au chapitre 1, permettent de suivre les variations des énergies résonantes, donc des niveaux quantiques, quelle que soit la tension de polarisation.

Un exemple de résultat est donné sur les figures 5.23 et 5.24, concernant respectivement les électrons et les trous pour une structure 100 - 100 Å, lorsque l'on fait varier le champ électrique interne de 0 à 150 k V/cm. Initialement le niveau fondamental pour les électrons est situé à 32 meV. Il varie ensuite de plus de 7 meV lorsque le champ électrique atteint 100 kV/cm. Il faut bien voir que l'effet de triangularisation du puits est ici pris en compte.

Pour lever l'ambiguïté concernant le décalage des pics d'absorption, il faudrait à l'avenir compléter les mesures précédentes.

### Possibilité d'observer le tunnel séquentiel

La figure 5.25 représente l'évolution du photocourant mesuré en fonction de la tension inverse pour une diode de type Schottky 100 - 100 Å sous éclairage hélium-néon. La mesure est ici faite à 300 K en focalisant le faisceau au centre de la diode. Le fait marquant est l'observation de paliers.

Deux processus sont impliqués, respectivement le phénomène d'absorption optique et le transport. En ce qui concerne l'absorption optique, rappelons que nous travaillons avec un laser rouge de longueur d'onde  $\lambda = 0,6328\mu m$  pour laquelle très peu d'informations sont accessibles. Cette excitation à très haute énergie nous laisse supposer que d'un point de vue optique, les microstructures sont comparables à un matériau homogène proche du GaAs. D'un point de vue transport électronique, l'existence de paliers a été mise en évidence par Capasso [11] sur des structures AlInAs/GaInAs à très basses températures, environ 9 K. On peut comprendre le rôle joué par les hétérostructures dans les mécanismes de transport à partir de la figure 5.26. Pour certains niveaux de tension, les porteurs peuvent augmenter sensiblement leur probabilité de passage à

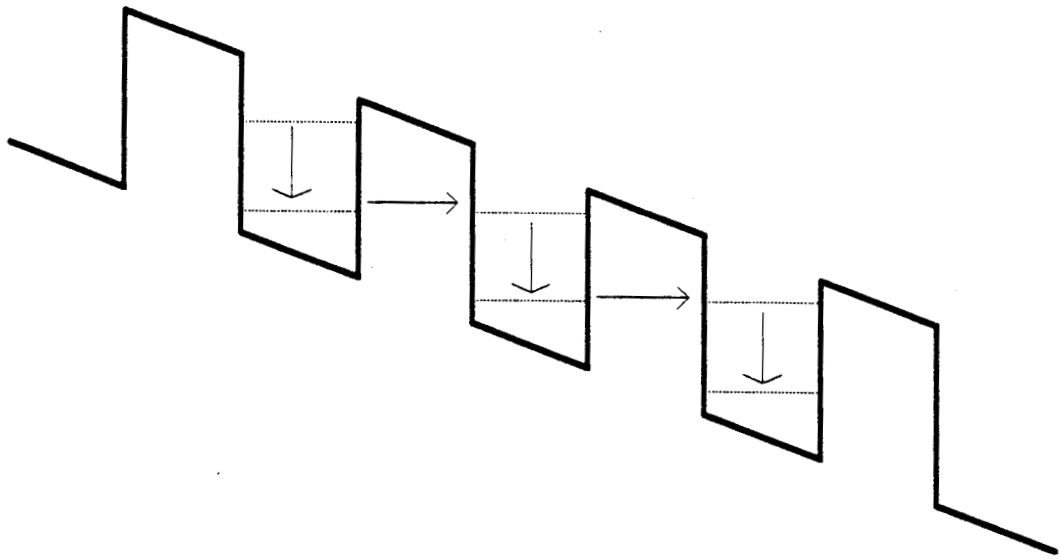


Figure 5.26 : Structure de bande sous polarisation. Les niveaux quantifiés de deux puits adjacents coïncident

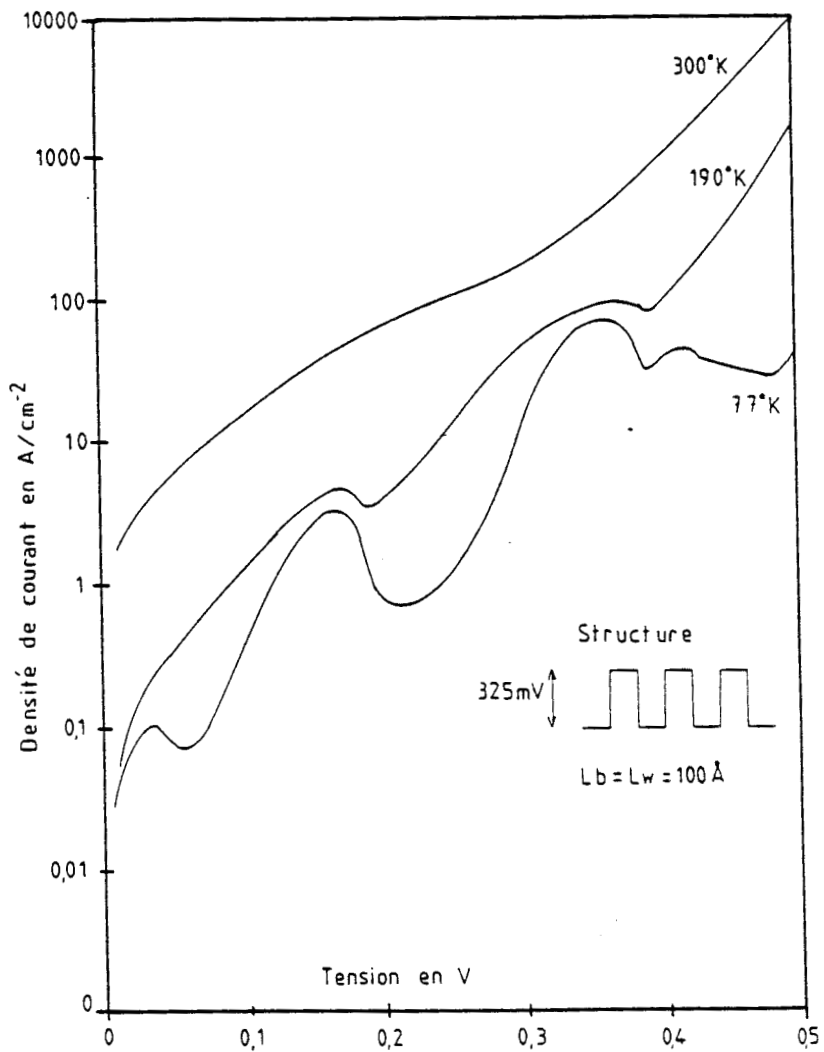


Figure 5.27 : Résultats par simulation des caractéristiques de conduction d'une structure double puits ( $L_B = L_W = 100\text{\AA}$ )

travers les barrières par effet tunnel dans la mesure où deux niveaux quantifiés de deux puits adjacents coïncident.

Les porteurs relaxent alors du niveau excité vers le niveau fondamental, puis s'échappent du puits par effet tunnel. C'est cette augmentation des probabilités de passage qui provoque les accidents de conduction dans la caractéristique  $I(V)$ . Théoriquement ce phénomène est tout à fait comparable à l'effet tunnel qui, rappelons le, se traduit par une résistance différentielle négative au niveau de la caractéristique courant tension.

Le fait de travailler à température ambiante a pour conséquence de gommer la décroissance du courant. Pour illustrer ce fait, nous avons représenté sur la figure 5.27 les variations de la densité de courant en fonction de la tension appliquée sur une structure double puits en GaAs/GaAlAs avec  $x = 0,4$  et  $L_W = L_B = 100 \text{ \AA}$ . Ce calcul utilise le même algorithme de type Runge-Kutta que nous avons développé au chapitre 1.

On constate sur la figure 5.27, qu'une augmentation de température a pour effet de transformer les pics de courant en marches d'escaliers ce qui est plus proche de la réalité expérimentale.

### Photocourant dans les structures de type $P^+NN^+$

Nous avons reporté sur la figure 5.28 l'évolution du photocourant détecté en fonction de la tension inverse pour une diode de type  $P^+NN^+$  dans les mêmes conditions expérimentales que précédemment.

La courbe visualisée par les losanges correspond au cas d'un éclairage au centre de la diode, ce qui permet une injection pure de trous.

Celle repérée par les triangles correspond au cas d'un éclairage au pied du méso. Néanmoins, nous ne pouvons affirmer avec certitude que nous ferions une injection pure de porteurs de charge car le spot lumineux n'est pas purement ponctuel, et il est difficile de lever l'ambiguïté sur un éclairage éventuel du bord du méso. Si, pour éviter ce problème, on s'écarte notablement du pied du méso, on tend alors à diminuer très fortement les valeurs de photocourant qui deviennent alors difficilement

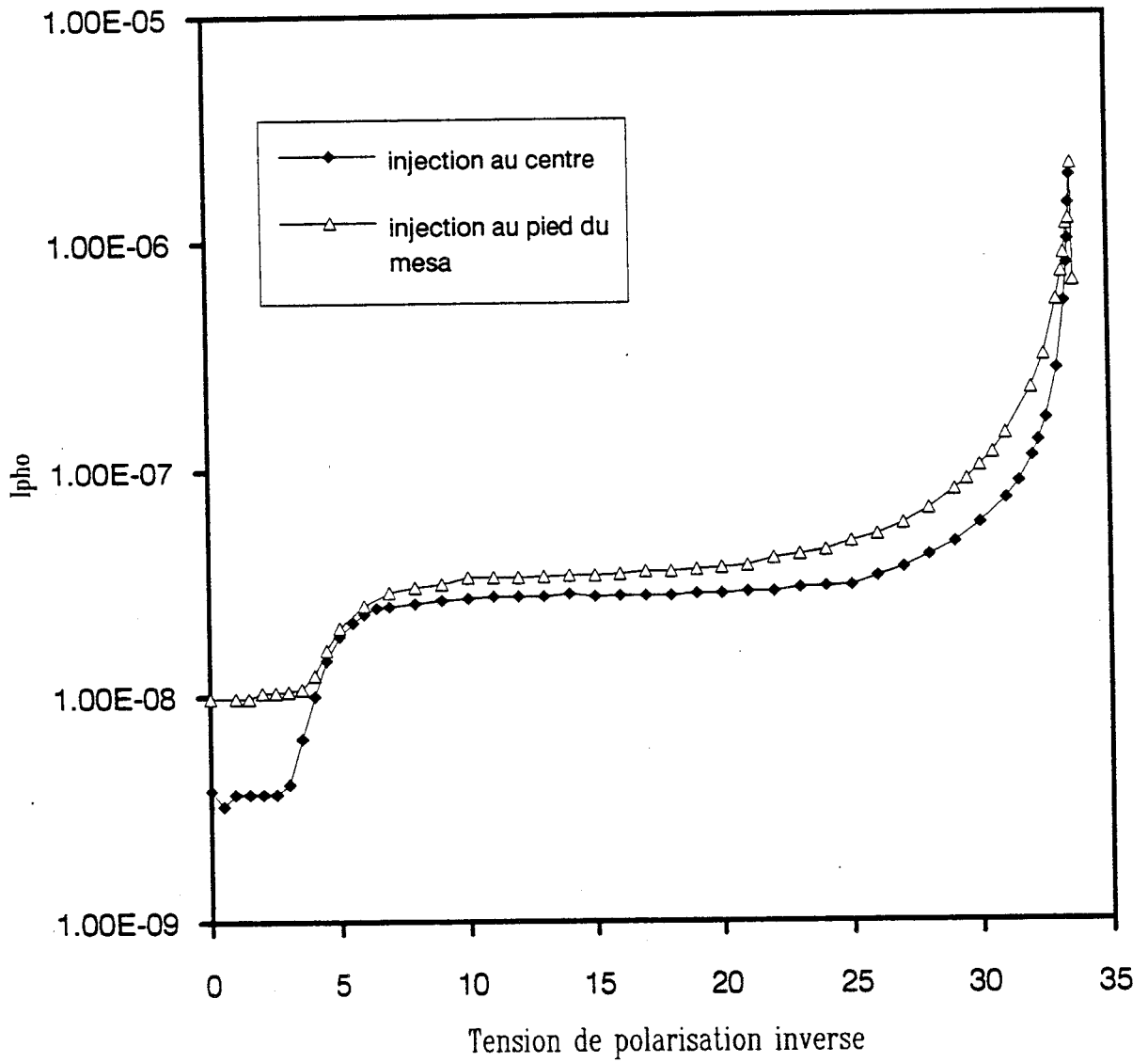


Figure 5.28 : Caractéristiques I (V) sous éclairage d'un échantillon de type  $P^+NN^+$



mesurables. Précisons également que les valeurs comparables des photocourants sont dues à des conditions de puissance lumineuse très différentes. On s'aperçoit au vu des résultats de la figure 5.28 que la valeur du courant primaire est constante sur une plage relativement importante de la tension de polarisation inverse, permettant ainsi de définir les courants initialisant les processus d'avalanche. En outre, ceci nous permet de calculer le coefficient de multiplication  $M_p$  pour lequel on est sur de notre injection

On obtient une évolution du coefficient  $M_p$  en fonction de la tension extrêmement correcte avec une valeur maximale atteignant 40.

L'effet d'escalier observé pour une tension voisine de 3 V peut s'expliquer par l'extension de la zone désertée pour les faibles tensions. En effet, une étude détaillée du champ électrique nous indique qu'à l'équilibre le multipuits quantique n'est pas complètement déserté.

## 5.4 Caractérisation en bruit

Nous avons vu au paragraphe 5.1.1.2 qu'il est possible d'exprimer la densité spectrale de bruit en fonction du facteur de multiplication  $M$  et du facteur d'excès de bruit  $F$ .

Le photocourant primaire  $I_{pho}$  étant décorrélé du courant d'obscurité, la densité spectrale du photocourant  $S_{iph}$  s'écrit :

$$S_{iph} = 2qI_{pho}M_{pho}^2F \quad (5.18)$$

$$\text{avec } M_{pho} = \frac{I_{pho}(V)}{I_{phoinj}} \text{ facteur de multiplication}$$

Une détermination expérimentale du facteur d'excès de bruit  $F$  est donc possible par une mesure de bruit.

En reportant les résultats obtenus dans un réseau d'abaques dû au formalisme de McIntyre [4], il sera possible d'évaluer l'ordre de grandeur du rapport  $k$  des coefficients d'ionisation.

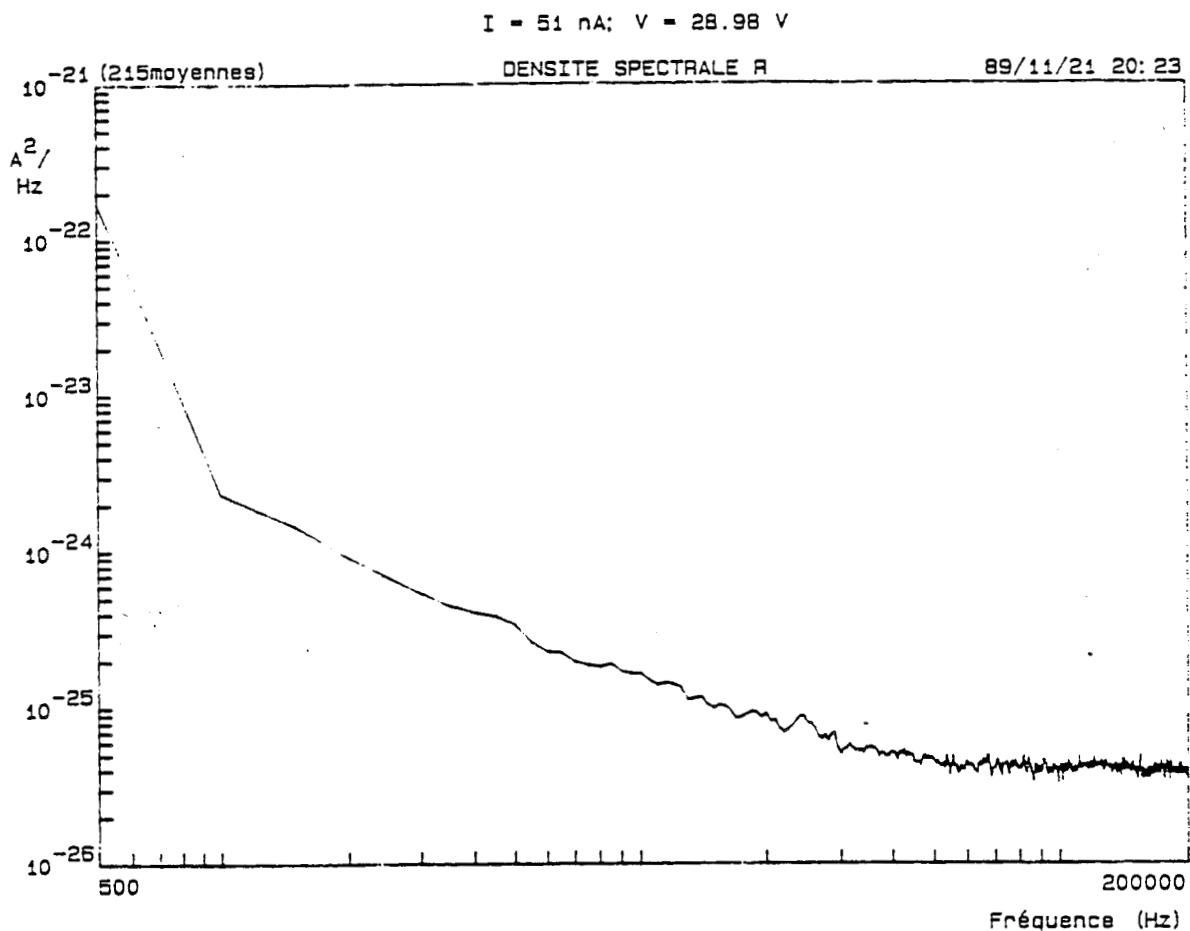


Figure 5.29 : Spectre de bruit basses fréquences. Ces mesures ont été réalisées au CEM de Montpellier (échantillon 100 - 100 Å)

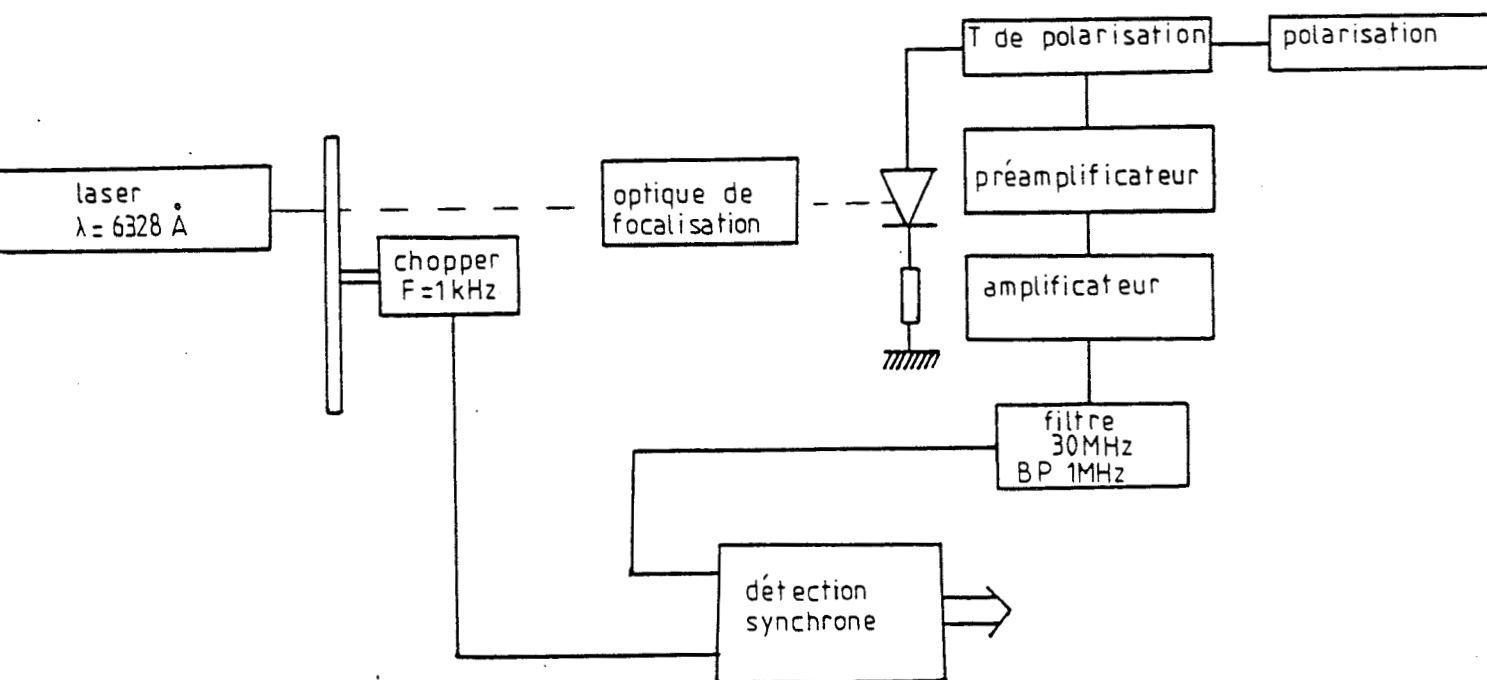


Figure 5.30 : Schéma du banc de mesure utilisé pour la caractérisation en bruit

Le bruit, dont il est question depuis le début de ce chapitre, concerne le bruit blanc ou le bruit Schottky. Signalons cependant l'existence d'un bruit basse fréquence en  $1/f$ . Une analyse détaillée de ce bruit a été effectuée en obscurité sur les échantillons Schottky 100 - 100 Å et les structures de type  $P^+NN^+$  au Centre d'Electronique de Montpellier, que l'on trouvera à la référence [10]. Un exemple de résultat de ces caractérisations est donné sur la figure 5.29. Il s'agit d'une hétérostructure 100 - 100 Å de type  $P^+NN^+$ . La tension appliquée est voisine de - 29 V pour un courant de 51 mA.

La densité spectrale de bruit est mesurée jusqu'à une fréquence de 200 kHz. On constate que le bruit en  $1/f$  s'étend jusqu'à une fréquence de 50 kHz et qu'il est blanc au delà. Ces mesures attestent de la bonne qualité des échantillons dans la mesure où le bruit en  $1/f$  est corrélé à la densité de défauts d'interfaces.

#### 5.4.1 Techniques de mesure de bruit

Le schéma synoptique du banc de mesure utilisé au laboratoire est donné sur la figure 5.30.

la technique utilisée repose sur la modulation en basse fréquence du photocourant qui initialise le processus de multiplication. La mesure de la densité spectrale de bruit est faite à la fréquence de 30 MHz pour s'affranchir du bruit basse fréquence. La structure est illuminée par un faisceau laser dont l'intensité est modulée en tout ou rien à la fréquence de 1 kHz. Le faisceau est focalisé à l'aide d'un objectif de microscope. La tension inverse est appliquée à travers un Té de polarisation. Le signal de bruit est ensuite amplifié, puis filtré dans une bande passante d'environ 1 MHz. Le signal ainsi obtenu est alors appliqué à la détection synchrone. L'information en tension recueillie, nous permet de déterminer la puissance de bruit à partir de la relation :

$$NdBm = -136 + 10 \log(V\mu V) \quad (5.19)$$

Cette expression a été obtenue après calibration du banc de mesure. Pour cela le photodétecteur a été remplacé par un synthétiseur étalonné en puissance [12].

Pour la mesure du photocourant, on relève la tension aux bornes de la résistance sur un oscilloscope.

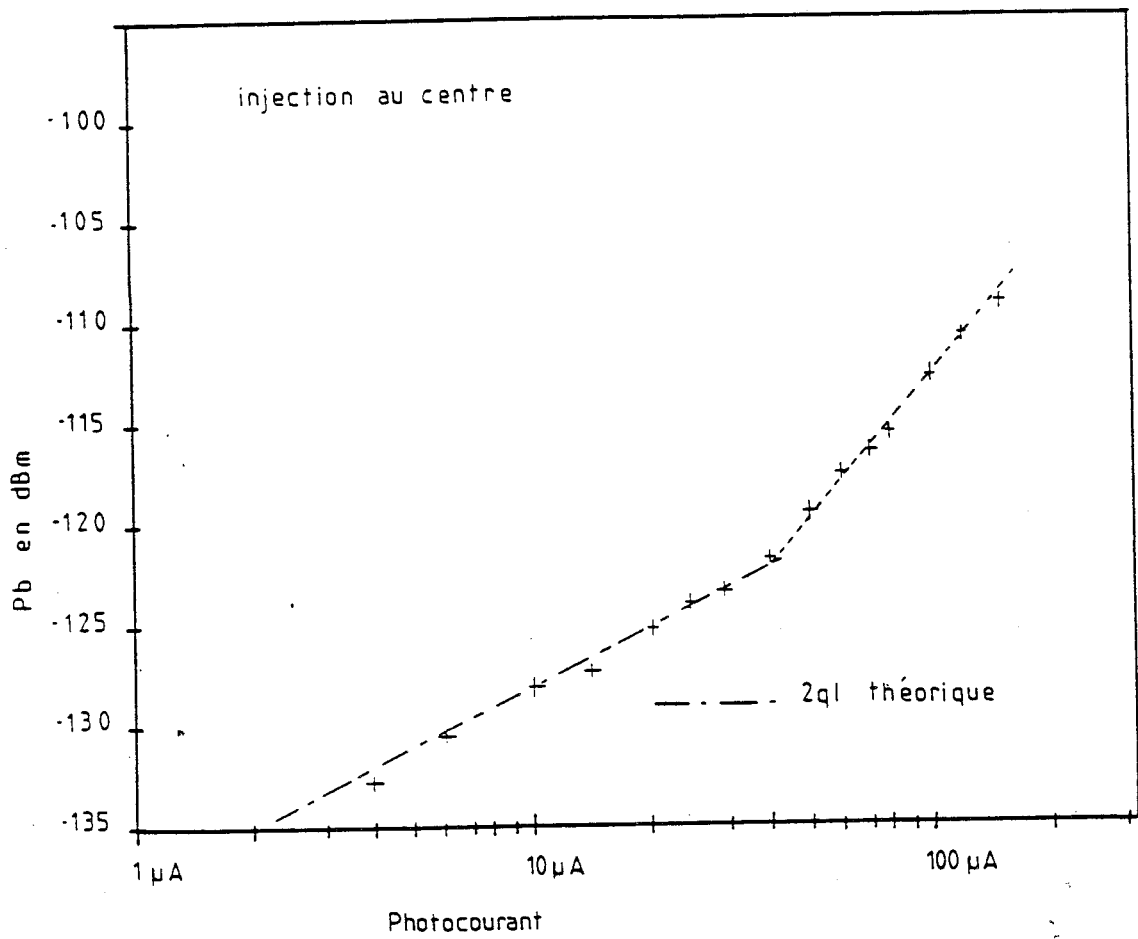


Figure 5.31 : Puissance de bruit mesurée en fonction du photocourant pour un composant de type Schottky 100 - 100 Å

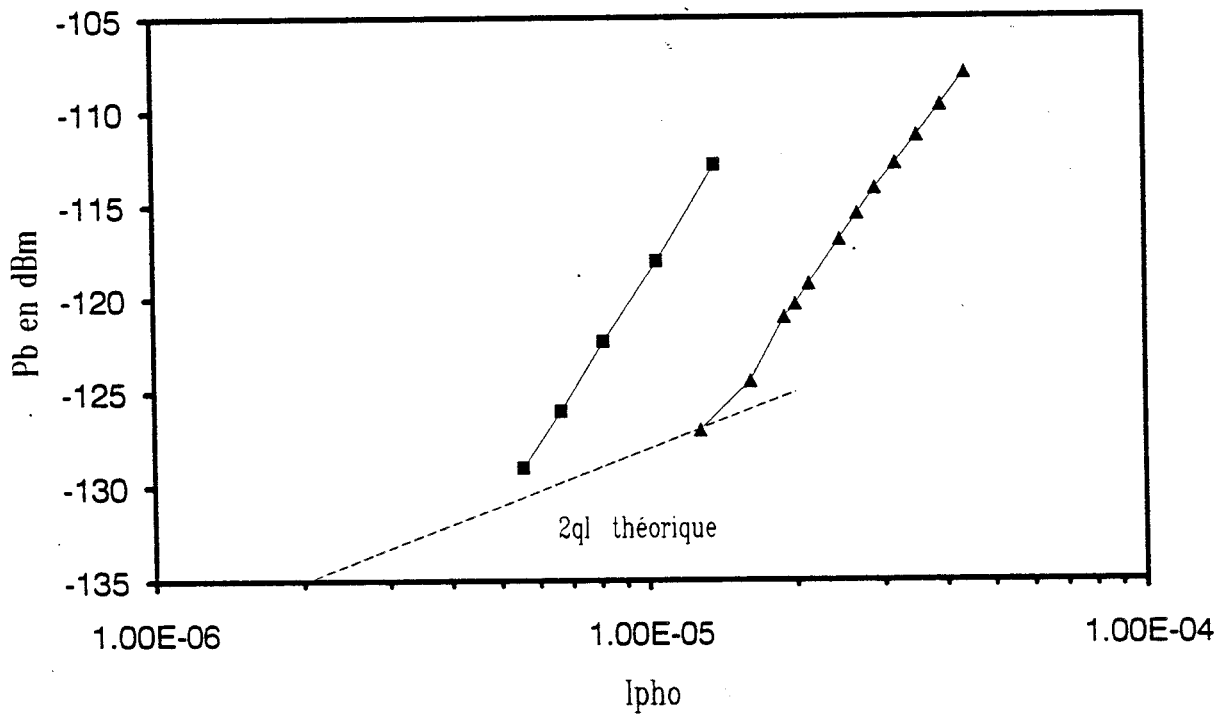


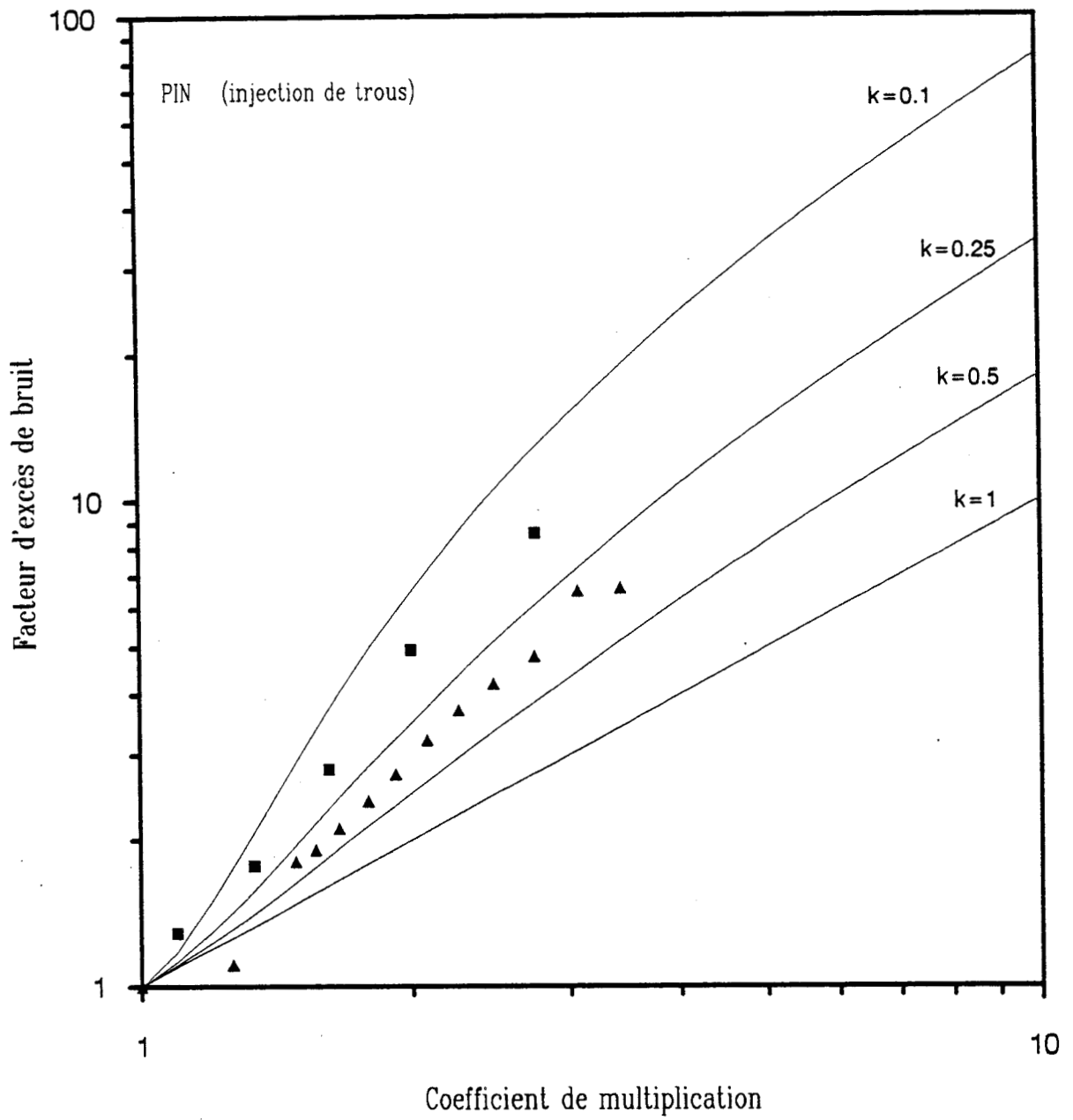
Figure 5.32 : Puissance de bruit mesurée en fonction du photocourant pour un composant de type  $P^+NN^+$  100 - 100 Å

### 5.4.2 Bruit de multiplication

Pour ces mesures de bruit nous nous heurtons à deux problèmes. D'une part il nous faut une transition franche entre le bruit de grenaille et le bruit de multiplication, d'autre part il nous faut éviter autant que possible l'initialisation du processus de multiplication par les deux types de porteurs. Concernant le premier aspect, de nombreux composants de type Schottky présentent une transition abrupte entre le bruit de grenaille et le bruit en excès généré par le processus de multiplication. Un exemple est reporté sur la figure 5.31, qui donne l'évolution de la puissance de bruit en dBm en fonction de l'intensité du photocourant pour un échantillon de type Schottky. La puissance de bruit, mesurées entre  $4\mu A$  et  $40\mu A$ , suit l'évolution théorique de type 2 qI. Pour cette dernière valeur de photocourant, on observe un changement de pente qui traduit l'excès de bruit résultant de la multiplication. Quantitativement, ces données sont cependant difficilement exploitables car pour les diodes de type Schottky il est difficile de maîtriser la nature des courants primaires compte tenu des conditions d'éclairement (injection mélangée).

En revanche, on peut s'assurer d'une injection pure de trous pour une structure de type PIN. Les évolutions de la puissance de bruit dans ce dernier cas pour une structure 100 - 100 Å sont données sur la figure 5.32, pour deux puissances lumineuses différentes. Le facteur d'excès de bruit en fonction du coefficient de multiplication est déterminé à partir de ces mesures. Nous avons reporté ces données dans un réseau d'abaques  $F(M)$  dû au formalisme de Mc Intyre sur la figure 5.33. On note que les points suivent une évolution moyenne caractérisée par un rapport  $k = 0,25$ , la limite la plus favorable étant de  $k = 0,2$ . On obtient donc comparativement au matériau en volume une amélioration. Il faut cependant préciser que pour des raisons technologiques (qualité de croissance), nous avons dû interposer entre le substrat et le multipuits quantique une zone de GaAs volumique qui tend à minimiser l'influence réelle de la structure alternée.

Ceci n'est pas le cas pour les diodes Schottky. Ces derniers composants ont été caractérisés en bruit à Montpellier. Ces mesures font apparaître clairement que le rapport  $k$  des taux d'ionisation peut atteindre 8.



**Figure 5.33** : Evolution du facteur d'excès de bruit reporté dans le réseau de Mc Intyre

## 5.5 Conclusion

En résumé, le multipuits quantique permet de réduire le facteur d'excès de bruit. La plupart des caractérisations ont été effectuées sur des structures 100 - 100 Å, dans la mesure où nous voulions nous démarquer des études précédemment publiées par Capasso, et introduire des effets de quantification d'autant plus importants que le pas de l'hétérostructure est faible.

En fait, nous constatons que c'est à faible polarisation que ces effets quantiques sont le plus flagrant et que pour des conditions de multiplication, donc de champ électrique élevé, ils tendent à devenir des phénomènes de second ordre.

Enfin, il est sûr, compte tenu de la discontinuité relativement modeste de la bande de conduction, que le processus d'aide à l'ionisation se fasse sur plusieurs motifs pour des structures 100 - 100 Å.

# Bibliographie

- [1] R. CHIN, N. HOLONYAK, G.E. STILLMAN, J.Y. TANG, K. HESS  
Impact ionization in multilayered heterojunction structures  
Electronics Letters, 5th june 1980, vol 16, N ° 12, p 467
- [2] G.E. BULMAN, V.M. ROBBINS, G.E. STILLMAN  
The determination of Impact Ionization coefficient in (100) Gallium Arsenide using avalanche noise and photocurrent multiplication measurements.  
IEEE Transactions on Electron Devices, vol 32, N ° 11, november 1985, p. 2454
- [3] G.E. STILLMAN, C.M. WOLFE  
Avalanche photodiodes
- [4] R.J. Mc INTYRE  
Multiplication noise in Uniform avalanche diodes  
IEEE Transaction on Electron Devices, vol 13, N ° 1, january 1966, p 164
- [5] S. ADACHI  
GaAs, Al<sub>x</sub>As, and Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As, material parameters for use in research and devices applications.  
J.A.P. 58 (3) 1 august 1985
- [6] F. CAPASSO  
Physics of avalanche photodiodes  
Semiconductors and semimetals, vol 22, part D  
Academic Press 1985.
- [7] D. LIPPENS, O. VANBESIEN, B. LAMBERT  
Multiquantum well GaAs/AlGaAs structures applied to 3rd international conference on modulated semiconductor structures  
Journal de physique, Tome 48, Novembre 1987, p 487



- [8] F. CAPASSO, W.T. TSANG, A.L. HUTCHISON, G.F. WILLIAMS  
Enhancement of electron impact ionization in a superlattice: A new avalanche photodiode with a large ionization rate ratio.  
A.P.L., vol 47, p. 972-974, 1985
- [9] H. LEROUX  
Conduction dans les hétéroépitaxies multicouches à contact redresseur.  
DEA, Lille 1989
- [10] S. KIBEYA  
Etude électrique et analyse du bruit électronique des photodétecteurs à multipuits quantiques GaAs/GaAlAs  
Thèse de doctorat, Montpellier 1992.
- [11] F. CAPASSO, M. KHALID, A. CHO  
Sequential resonant tunneling through a multiquantum well superlattice  
Appl. Phys. Lett. 48, 7, 1986
- [12] J.P. GOUY  
Etude comparative de la photodiode à avalanche et du photocourant et du photocourant sur matériau III-V  
Thèse de doctorat, Lille

## Conclusion générale

Au terme de ce travail traitant essentiellement des non-linéarités de conduction dans les hétérostructures à effet tunnel résonnant, il nous semble avoir démontré que ces composants peuvent être utilisés dans des fonctions non-linéaires très hautes fréquences. Les conditions d'utilisation pratique des échantillons sont l'obtention d'une part de densités de courant élevées et d'autre part d'effets de résistance différentielle négative marqués à température ambiante.

De ce point de vue, l'objectif est atteint puisque sur la base de simulations numériques permettant d'optimiser les paramètres de structures, nous avons pu obtenir expérimentalement des densités de courant de  $40 \text{ kA/cm}^2$  associées à des rapports  $J_p/J_v$  de 4,3 et dans quelques cas des densités de courant pics supérieures à  $100 \text{ kA/cm}^2$ . Avec de telles valeurs de courant, le temps de piégeage sur les niveaux quantiques ainsi que la constante de temps RC sont suffisamment faibles pour que les composants puissent fonctionner à des fréquences supérieures à 100 GHz.

Si la plupart des structures ont été élaborées dans le système GaAs/GaAlAs, nous avons également fabriqué et caractérisé des échantillons réalisés à partir d'épitaxies contraintes GaInAs/GaAs.

De manière générale, les structures faisant appel à l'Indium semblent très prometteuses, car elles permettent de profiter à la fois d'allègement de masse déterminant dans les processus d'effet tunnel, et d'une hauteur de barrière élevée.

La réalisation de doubles barrières GaInAs/AlInAs et GaInAs/AlAs toutes deux épitaxiées sur substrat InP sont deux voies d'avenir possibles.

Nous avons cerné l'importance des zones d'accès dans les processus d'alimentation de la double barrière, ainsi que l'optimisation de la zone quantique.

Pour une structure conventionnelle, la distribution en énergie des porteurs dans l'émetteur est responsable d'une montée quasi-linéaire des valeurs de courant qui s'avère préjudiciable dans les applications envisagées. L'idée qu'il conviendrait de développer serait de moduler cette distribution.

La formation d'une barrière électrostatique qui scinde la population initiale en une composante tridimensionnelle et une composante bidimensionnelle est un premier élément de réponse. Il conviendrait par la suite d'échantillonner encore plus franchement la distribution énergétique des porteurs incidents. Des structures de type pré-puits ou à superréseau sont des solutions possibles.

Dès que l'on aborde la caractérisation, nous nous heurtons au problème de la stabilité des composants, problème d'autant plus crucial que l'on fonctionne à densité de courant élevé. Nous avons choisi pour résoudre en partie ce problème de travailler avec des structures de faible section. L'augmentation du niveau d'impédance qui en découle assure la stabilité. Des composants intégrés verticalement ont été caractérisés. La valeur de l'élément selfique de connexion est alors d'un ordre de grandeur inférieur à celle relevée pour des composants montés en boîtier. Outre des mesures d'impédance jusqu'à 26 GHz, nous avons également présenté des mesures de bruit.

Pour les études en détection, les transferts de puissance hyperfréquence au niveau de la résistance non-linéaire résultent de l'effet tunnel résonnant. Nous avons pu obtenir un très bon accord entre les composantes de courant détectées et calculées. Néanmoins, en terme de sensibilité les performances apparaissent moindres comparativement aux détecteurs Schottky conventionnels. L'effort futur devrait porter sur la conception de nouvelles structures visant en particulier à la réalisation d'un détecteur purement réactif.

Pour tout ce qui a trait à la détection optique à partir d'hétérostructures superréseau, nous constatons que des effets quantiques peuvent être significatifs à faible champ électrique. En revanche, en régime de multiplication, les électrons accélérés dans le champ électrique intense échappent à la localisation, leur permettant de tirer parti des discontinuités de bande et ainsi de diminuer le facteur d'excès de bruit.

Les études des composants à effet tunnel résonnant dans la fonction mélange ne sont encore qu'à leurs débuts. La diode à effet tunnel étant destinée à des applications en très hautes fréquences, une utilisation en mélangeur subharmonique apparaît prometteuse. Par ailleurs, la réalisation d'auto-mélangeurs peut être envisagée en combinant l'aspect génération et mélange.

L'étude menée concernant ces aspects a été essentiellement théorique. Ces travaux ont montré la possibilité de convertir les signaux avec des pertes faibles voire du gain pour des plages de fonctionnement critiques.

De façon plus globale, le travail présenté ici pourrait se poursuivre par un développement des techniques d'intégration avec l'objectif de réaliser des composants de  $1 \mu m^2$  insérés avec leurs éléments d'accord dans un guide d'onde ou dans une structure quasi-optique.

## Résumé

Ce travail traite des applications possibles en détection et en mélange de la diode à effet tunnel résonnant, ainsi que de l'utilisation de multipuits quantiques pour la réalisation de photodiodes à avalanche faible bruit. Les potentialités en analogique mais également en logique de la diode à effet tunnel résonnant sont liées à l'existence d'une résistance différentielle négative dans la caractéristique de conduction, associée à des temps de réponse extrêmement courts. Nous présentons d'abord les mécanismes physiques intervenant dans le fonctionnement d'une diode à effet tunnel résonnant, ainsi que les outils de modélisation. Nous donnons également des indications en vue d'une optimisation des structures pour les applications en hyperfréquence. Nous abordons ensuite la caractérisation de divers échantillons par des mesures d'impédance, de capacité et de bruit. Le problème central alors rencontré est l'instabilité des échantillons. Tous les composants présentés sont réalisés par épitaxie par jets moléculaires soit sur substrat n+ ou soit sur substrat semi-isolant (structures intégrées). Seuls des composants en technologie intégrée de faibles sections ont présenté des caractéristiques stables. Pour la détection, nous avons effectué des mesures sur des structures intégrées et des structures montées en guide d'onde. Les résultats expérimentaux des courants détectés sont en bon accord avec les résultats théoriques. Nous nous intéressons ensuite aux possibilités de mélange de fréquence de la diode à effet tunnel résonnant. Deux types de mélangeurs sont envisagés : le mélangeur subharmonique et l'auto-mélangeur. Les résultats numériques montrent que l'on peut obtenir dans les deux cas des gains de conversion. Enfin, nous présentons une étude sur l'ionisation par impact dans les multipuits quantiques en vue de réaliser des photodiodes à avalanche faible bruit. Dans ce cas, ce sont les discontinuités des bandes de conduction et de valence qui sont mises à profit pour favoriser l'ionisation par impact d'un type de porteur.

Mots clés :

Effet tunnel résonnant - Résistance différentielle négative - Multipuits quantique - Ionisation par impact - Photodiode à avalanche - Détection - Mélangeur - Mélangeur subharmonique - auto-mélangeur

