

N° d'ordre : 2505

THESE

Présentée à

l'Université des Sciences et Technologies de Lille

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE
Spécialité: ELECTRONIQUE

par

Reynald HAVART



**Fonctions électroniques non linéaires pour les applications
spatiales au dessus de 100 GHz**

soutenue le 5 Mars 1999 devant la commission d'examen

Membres du jury :	M. Y. Crosnier	Président
	M. D. Lippens	Directeur de thèse
	M. D. Gasquet	Rapporteur
	M. R. Quéré	Rapporteur
	M. G. Beaudin	Examineur
	M. M. Chaubet	Examineur
	M. J.L. Thobel	Examineur
	M. M. Trier	Examineur

à Marie-Suzanne,

à mes parents.

Savoir ce que tout le monde sait, c'est ne rien savoir.

Rémy de Gourmont

REMERCIEMENTS

Ce travail a été effectué à l'Institut d'Electronique et de Microélectronique du Nord dirigé par Monsieur G. SALMER au sein du Département Hyperfréquences et Semiconducteurs.

Je remercie Monsieur Y. CROSNIER, professeur à l'Université des Sciences et Technologies de Lille, qui me fait l'honneur de présider cette commission d'examen.

Monsieur D. LIPPENS, directeur de recherche au C.N.R.S., a assuré l'encadrement de ce travail. Ses compétences scientifiques et son dynamisme m'ont permis de le mener à terme. Qu'il trouve ici l'expression de ma sincère gratitude.

Je suis particulièrement reconnaissant à Monsieur D. GASQUET, directeur de recherche au C.N.R.S. à l'Université de Montpellier II ainsi qu'à Monsieur R. QUÉRÉ, professeur à l'Université de Limoges, d'avoir accepté de juger ce travail et d'en être les rapporteurs.

Mes plus vifs remerciements s'adressent également à Monsieur G. BEAUDIN, ingénieur de recherche à l'Observatoire de Paris, à Monsieur M. CHAUBET, ingénieur de recherche au Centre National d'Etudes Spatiales et à Monsieur M. TRIER, ingénieur de recherche à Matra Marconi Space, pour avoir accepté tous trois de participer au jury de cette thèse.

La présence dans cette commission d'examen de J.-L. THOBEL, chargé de recherche au C.N.R.S., avec qui j'ai eu le plaisir de travailler sur les simulations Monte-Carlo me touche particulièrement. Je le remercie pour ses nombreux conseils et son entière disponibilité.

La réussite de ce travail doit par ailleurs beaucoup à Monsieur F. MOLLOT pour la croissance des couches épitaxiales présentées dans ce manuscrit ainsi qu'à Madame E. DELOS et Monsieur D. VANDERMOERE pour la caractérisation des composants. Je les remercie tous très sincèrement.

Mes remerciements vont également à Monsieur J.-P. DEHORTER pour la reproduction de ce mémoire.

Je voudrais maintenant remercier tout particulièrement Monsieur O. VANBÉSIEN pour l'aide précieuse qu'il m'a apportée tout au long de ces années passées à l'I.E.M.N. et ceci quelque soit l'objet de mes questions.

Enfin, je souhaite remercier tous les membres de l'équipe "composants quantiques et dispositifs terahertz" et plus particulièrement dans un ordre chronologique O. TANGUY, V. SADAUNE, P. SALZENSTEIN, E. LHEURETTE, L. BURGNIES, J. CARBONELL, X. MÉLIQUE, O. DUPUIS et J. DANGLLOT pour leur sympathie témoignée tout au long de ces années.

SOMMAIRE

SOMMAIRE

Introduction générale	1
Chapitre I : Instrumentation aux longueurs d'ondes millimétriques et submillimétriques	3
1 Contexte général	3
1.1 Le spectre millimétrique et submillimétrique	3
1.2 La détection hétérodyne	4
1.2.1 La fonction mélange	4
1.2.2 La fonction oscillateur local	6
2 Eléments de technologie des dispositifs à détection hétérodyne	7
2.1 Les structures fermées	7
2.2 Les structures ouvertes	9
3 Technologie des composants	10
3.1 La technologie nid d'abeille	10
3.2 La technologie planaire	11
4 Rappels sur les non linéarités	12
4.1 Non linéarité résistive	12
4.1.1 Pour le mélange	12
4.1.2 Pour la multiplication de fréquence	13
4.2 Non linéarité réactive	14
4.2.1 Pour le doublement	14
4.2.2 Pour les hauts rangs d'harmonique	15
5 Conclusion	15
Références bibliographiques	17
Chapitre II : Les Hétérostructures Simple Barrière Varactor	19
1 Introduction	19

2 Description des mécanismes de conduction particulière	20
2.1 Présentation générale	20
2.2 Courants tunnel et thermoïonique	21
2.3 Mécanisme de claquage par avalanche	24
3 Description des effets capacitifs	26
3.1 Effets de réaction de charge d'espace	26
3.2 Approximation quasi-statique	28
4 Application à l'Hétérostructure à Barrière Varactor	30
4.1 Choix d'un système de matériaux	30
4.2 Caractéristique de conduction à température ambiante	32
4.2.1 Intérêt de la structure InGaAs/InAlAs/AlAs	32
4.2.2 Effet tunnel résonnant à tensions modérées	34
4.2.3 Mécanisme de claquage par avalanche	36
4.3 Caractéristique Capacité-Tension	38
5 Etude en température	40
5.1 Dégradation des caractéristiques I-V	40
5.2 Energie d'activation	42
6 Ingénierie de structure de bande	43
6.1 Structure à dopage planaire	44
6.1.1 Caractéristique de conduction	44
6.1.2 Caractéristique Capacité-Tension	47
6.2 Structure prépuits-postpuits	48
6.2.1 Caractéristique Capacité-Tension	49
7 Bilan et perspectives	50
8 Conclusion	51
Références bibliographiques	52

Chapitre III : Contribution à la conception d'un multiplicateur de fréquence 3x80 GHz à diode DHBV	54
1 Introduction	54
2 Détermination des éléments intrinsèques	55
2.1 Technologie coaxiale	55
2.2 Application à une structure Simple Barrière Varactor empilée x2	57
2.2.1 Information sur la résistance série	60
2.2.2 Invariance de la caractéristique Capacité-Tension sur une large plage de fréquence	63
3 Détermination des éléments extrinsèques	64
3.1 Technologie coplanar waveguide (CPW)	64
3.2 Dépendance fréquentielle large bande	67
4 L'équilibrage harmonique	69
4.1 Le contexte	69
4.2 La méthode de calcul	70
5 Application au tripleur de fréquence 3x80 GHz	70
5.1 Objectif	70
5.2 Définition de la non linéarité capacitive	71
5.3 Influence de l'impédance de fermeture optimale	72
5.4 Condition de pompe de la non linéarité capacitive	74
5.5 Choix de la section optimale	75
5.6 Influence des éléments extrinsèques	77
5.7 Rôle de la résistance série	77
6 Conclusion	78
Références bibliographiques	80

Chapitre IV : Perspectives d'extension en gamme submillimétrique : limitations et solutions	82
1 Introduction	82
2 Limitations fondamentales des performances d'un multiplicateur de fréquence utilisant un composant varactor	82
2.1 Principe du phénomène de saturation en courant	83
2.2 Phénomène de dynamique non stationnaire	88
3 Etude d'une chaîne de multiplication de fréquence 83x3x3 GHz à l'aide de structures simple barrière varactor	101
3.1 Choix du composant pour le second étage	101
3.2 Définition de la section optimale	102
4 Phénomènes thermiques	104
4.1 Principe	104
4.2 Application au tripleur de fréquence 3x80 GHz	105
5 Critères d'intégration de composants	107
6 Etude d'un mélangeur subharmonique à 560 GHz	109
6.1 Utilisation d'une diode SBV à plans de dopage	109
6.2 Utilisation d'une diode Schottky	110
6.2.1 Modèle de la diode Schottky GaAs	110
6.2.2 Résultats	111
7 Conclusion	113
Références bibliographiques	115
Conclusion générale	117

INTRODUCTION GENERALE

A l'heure actuelle, de nombreuses applications spatiales tendent à étudier sur la base d'une tête de réception hétérodyne, le spectre millimétrique et submillimétrique. En effet, ce dispositif permet en intégrant les fonctions de mélange et d'oscillateur local, de transposer le signal à détecter RF de fréquence élevée et de faible puissance, dans une gamme de fréquence plus basse où l'information pourra être plus facilement traitée.

De façon évidente, les applications spatiales nécessitent de par leur environnement, l'emploi de récepteurs à faible consommation d'énergie, fiables et surtout légers. L'utilisation d'une source de puissance à l'état solide est par conséquent requise dans ce contexte pour assurer la fonction oscillateur local du dispositif hétérodyne.

A ce stade, deux cas de figure doivent être considérés au regard de la fréquence de l'oscillateur local. En effet, les composants à émission directe ne peuvent fournir des niveaux de puissance significatifs que jusqu'à des fréquences se situant autour de 100 GHz. Ainsi pour des fréquences supérieures à 200 GHz, on doit avoir nécessairement recours au principe de la multiplication de fréquence.

Les progrès des techniques d'épitaxie effectués ces dernières années ont permis le développement de structures à hétérojonctions. Les diodes n'échappent pas à cette évolution et le composant Simple Barrière Varactor (SBV) proposé en 1989 par E. Kollberg et A. Rydberg à l'université de Chalmers en Suède doit être considéré comme une alternative à l'utilisation de la diode Schottky.

Ainsi, le travail qui est présenté dans cette thèse concerne l'étude des fonctions non linéaires multiplication de fréquence et mélange sur la base des composants Simple Barrière Varactor et Schottky pour des applications spatiales aux longueurs d'ondes millimétriques et submillimétriques.

Au cours du premier chapitre, nous présenterons une analyse assez détaillée des fonctions multiplication de fréquence et mélange prenant place au sein d'une chaîne de détection hétérodyne. Des règles simples concernant ces deux applications non linéaires seront alors mises en évidence tant d'un point de vue conception que performances.

Dans le second chapitre, nous nous intéresserons aux mécanismes de conduction intrinsèques du composant SBV InGaAs/InAlAs/AlAs. Nous optimiserons alors sa structure en termes de variations de capacité afin de générer des harmoniques aux très hautes fréquences.

Le troisième chapitre sera consacré à l'étude sur la base de simulations en équilibre harmonique des potentialités d'un tripleur de fréquence 3x80 GHz utilisant une diode DHBV (intégration épitaxiale de deux motifs SBV élémentaires). Nous nous attacherons ici particulièrement à la détermination de la section du composant à utiliser pour des conditions d'adaptation d'impédance optimales.

Enfin, à l'occasion du quatrième chapitre, nous étudierons les limitations fondamentales inhérentes aux multiplicateurs de fréquence. Il s'agit du phénomène de saturation en courant et de l'effet thermique. Sur la base de ces travaux, nous envisagerons la possibilité de réaliser une chaîne de multiplication de fréquence 83x3x3 GHz à diode SBV prépuits-postpuits. Nous considérerons également dans ce chapitre les techniques d'intégration planaire et épitaxiale. Celles-ci permettent en effet d'augmenter sensiblement la puissance de sortie délivrée par un multiplicateur de fréquence. Enfin dans un contexte de tête de réception hétérodyne, nous étudierons sur la base de simulations en équilibre harmonique les potentialités d'un

mélangeur subharmonique à 560 GHz utilisant un dispositif antiparrallèle de diodes Schottky GaAs appairées.

CHAPITRE I :

***INSTRUMENTATION AUX LONGUEURS
D'ONDES MILLIMETRIQUES ET
SUBMILLIMETRIQUES***

1 Contexte général

1.1 Le spectre millimétrique et submillimétrique

L'analyse des rayonnements électromagnétiques aux longueurs d'ondes millimétriques et submillimétriques est l'objet de nombreux efforts de recherche. En effet, ce domaine spectral est extrêmement riche en information quant à l'étude de l'univers et l'analyse des atmosphères planétaires et de nombreux travaux y ont été menés. Ainsi récemment, des corrélations ont été mises en évidence entre la présence de molécules chlorées et le trou d'ozone dans l'atmosphère terrestre [1].

Toutefois, la radioastronomie millimétrique et submillimétrique souffre d'un inconvénient majeur. En effet, à l'exception de quelques fenêtres étroites, l'atmosphère terrestre constitue un écran opaque aux longueurs d'ondes considérées. Ce phénomène essentiellement dû à la vapeur d'eau et à l'oxygène est mis en évidence sur la figure I.1.

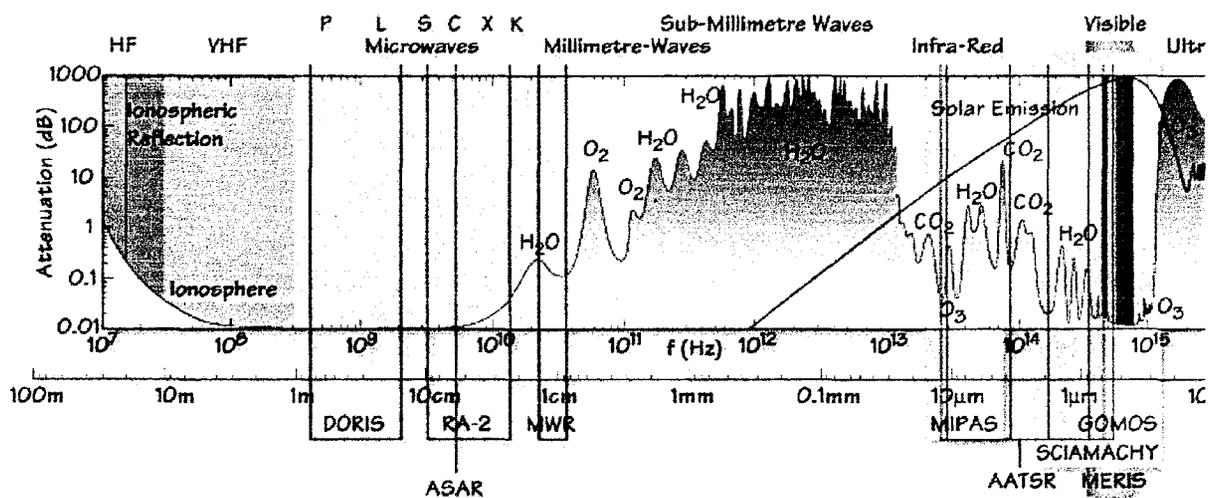


Figure I.1 : Spectre d'absorption de l'atmosphère terrestre.

Une solution naturelle pour s'affranchir de cette limitation consiste à effectuer des observations en altitude. La figure I.2 présente l'évolution de la transmission atmosphérique en fonction de la fréquence pour différents sites. On remarque ainsi que l'utilisation d'un ballon stratosphérique à des altitudes de plusieurs dizaines de kilomètres permet d'augmenter considérablement l'étendue des zones de transmission unitaire. Cependant, on observe sur ce même graphique que l'absorption atmosphérique à cette altitude empêche toujours l'étude de certaines raies.

De plus, la durée d'un vol en ballon étant typiquement de quelques dizaines d'heures, le temps d'observation est fortement limité. La solution permettant finalement de s'affranchir complètement de l'atténuation atmosphérique consiste donc à embarquer des récepteurs sur satellites. Les projets spatiaux FIRST (Far Infrared and Submillimeter Telescope), UARS (Upper Atmosphere Research Satellite) et EOS (Earth Observing System) s'inscrivent dans ce contexte.

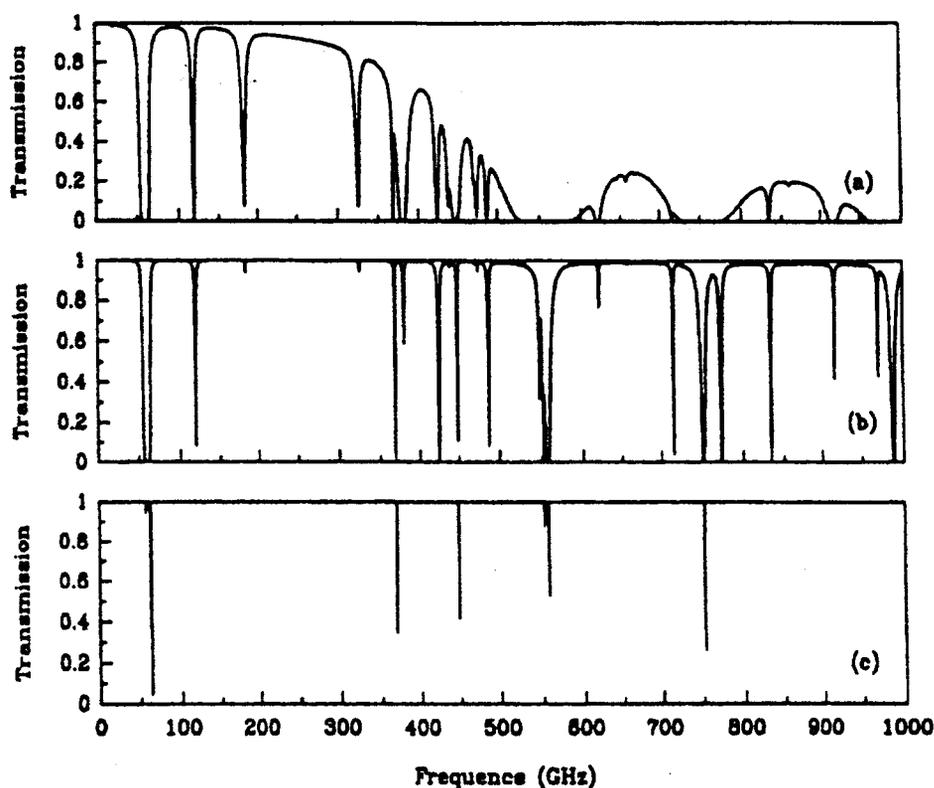


Figure I.2 : Transmission atmosphérique au zénith en fonction de la fréquence. (a) site de Mauna Kea (altitude : 4.2 Kms) ; (b) à bord du KAO (altitude : 12 Kms) ; (c) à bord d'un ballon stratosphérique (altitude : 37 Kms).

1.2 La détection hétérodyne

Pour étudier le spectre millimétrique et submillimétrique, on utilise principalement une chaîne de détection hétérodyne. En effet, celle-ci permet d'accéder aisément, contrairement à une détection directe, à une information fréquentielle. La figure I.3 présente le synoptique d'une telle chaîne de réception où apparaissent les fonctions "mélange" et "oscillateur local" réalisées à l'aide de composants présentant des caractéristiques fortement non linéaires, pour une application spatiale à 230 GHz. Il est à noter que ces fonctions sont utilisées aussi au sein d'applications grand public telles que les systèmes de communication mobile. La figure I.4 schématisant le principe d'un récepteur - émetteur sans fil met en évidence ce point.

Il s'agit donc d'un contexte général relatif à l'électronique non linéaire. Nous allons à présent nous intéresser aux fonctions clés que sont le mélange de fréquence et la génération de puissance.

1.2.1 La fonction mélange

Le rôle d'un mélangeur consiste à transposer un signal à détecter (RF) de fréquence élevée et de faible puissance, dans une autre gamme de fréquence où l'information pourra être plus facilement traitée.

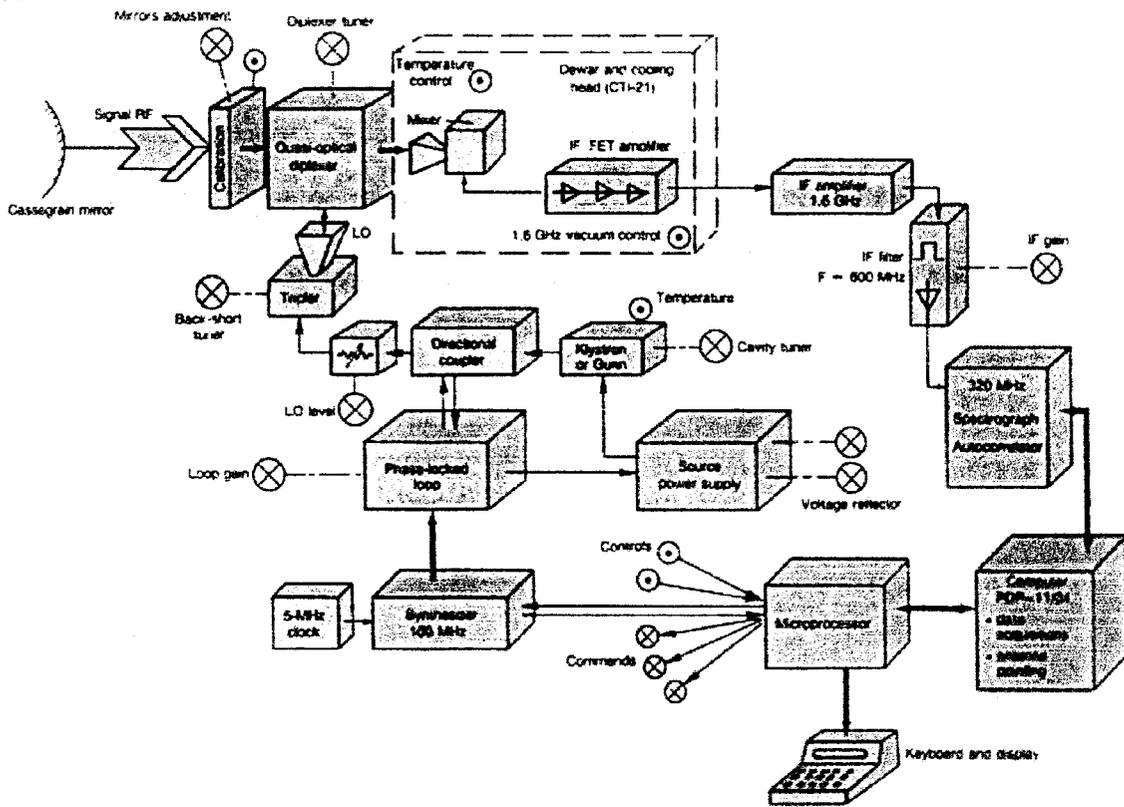


Figure I.3 : Principe d'une tête de réception spatiale.

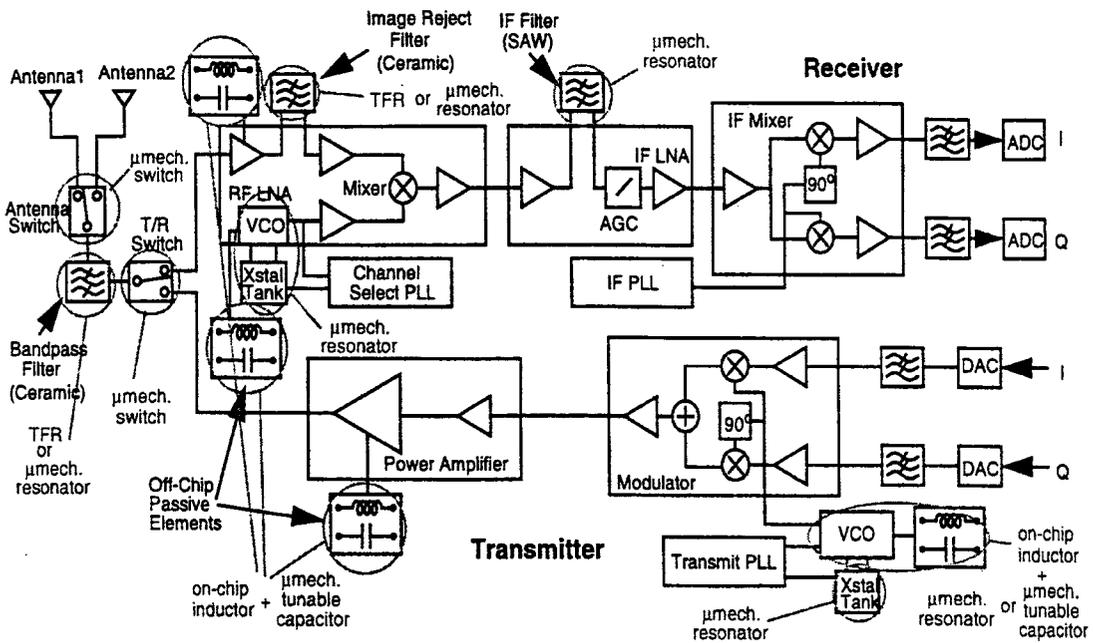


Figure I.4 : Principe d'un récepteur - émetteur sans fil.

Pour cela, on utilise un composant présentant une forte non linéarité de conduction, afin d'effectuer le battement entre le signal RF et un signal de pompe délivré par un oscillateur local (OL). Le signal résultant FI a une fréquence égale à la différence entre les fréquences OL et RF dans le cas général.

Ainsi, en choisissant une fréquence OL proche de la fréquence RF, il est possible de transposer le signal RF à observer, dans une plage de fréquences où l'on pourra utiliser les techniques classiques de traitement du signal.

Le gain de conversion d'un mélangeur dépend fortement du niveau de puissance généré par l'oscillateur local. Celui-ci doit être suffisamment élevé pour exciter la non linéarité résistive présentée par le composant. Or, nous verrons dans le paragraphe suivant que les performances des oscillateurs locaux se dégradent très fortement lorsqu'on monte en fréquence.

Ainsi, depuis quelques années, de nombreux efforts de recherche ont été effectués pour développer l'utilisation de diodes SIS en mélange. En effet, la puissance OL requise par cette structure est extrêmement faible, de l'ordre de quelques dizaines de microwatts. Toutefois, ce dispositif électronique présente deux inconvénients majeurs. En effet, à l'heure actuelle, seuls les supraconducteurs basse température (<10 K) peuvent être utilisés. La mise en œuvre de bancs cryogéniques à la température de l'hélium liquide (4 K) est donc nécessaire. Ceci a pour conséquence de limiter fortement l'utilisation de diode SIS pour les applications spatiales, les cryostats étant lourds et à durée de vie limitée. Le second inconvénient présenté par les jonctions SIS résulte du fait qu'à ce jour, elles ne fonctionnent pas à des fréquences supérieures au THz [2].

La diode Schottky reste donc le composant de base pour assurer la fonction mélange au sein d'une chaîne de détection hétérodyne à des fréquences élevées. Oldfield et al. [3] ont développé récemment un mélangeur en cellule guide d'onde à 2,5 THz. Ce dispositif présente respectivement des pertes de conversion et une température de bruit en double bande latérale de 13,4 dB et 7800 K. Toutefois, la puissance OL requise pour obtenir ces performances est de l'ordre d'une dizaine de milliwatts. Ce niveau de puissance n'a pu donc être obtenu qu'à l'aide d'une source laser.

Or, de par leur environnement, les applications spatiales requièrent l'utilisation de récepteurs à faible consommation d'énergie, fiables et surtout légers. Les tubes à vide tels que les klystrons ou carnotrons et les lasers ne peuvent donc pas être utilisés pour assurer la fonction oscillateur local de ces récepteurs hétérodynes. Ainsi, la génération à l'aide d'**une source à l'état solide d'un niveau de puissance suffisamment élevé** est l'un des objectifs principaux pour permettre l'étude du spectre millimétrique et submillimétrique.

1.2.2 La fonction oscillateur local

A l'heure actuelle, les composants à émission directe ne peuvent fournir des niveaux de puissance significatifs que jusqu'à des fréquences se situant autour de 100 GHz. A titre d'exemple, nous pouvons citer ici les résultats obtenus par Eisele et Haddad [4], une diode Gunn InP fournissant une puissance de 49 mW à 132 GHz en mode fondamental.

Ainsi pour des fréquences supérieures à 200 GHz, on a nécessairement recours au principe de la multiplication de fréquence qui consiste à transférer la puissance d'un signal de pompe, en totalité si possible, à une fréquence plus élevée. Pour cela, on excite un composant présentant une non linéarité capacitive avec une source hyperfréquence. On obtient ainsi la génération de puissance aux fréquences harmoniques du signal de pompe. Un système de filtrage placé en sortie sélectionne alors l'harmonique correspondant à la fréquence utile. C'est dans ce cadre que s'inscrit le projet E.S.A. "Réalisation d'un multiplicateur de fréquence à 250 GHz", étude que nous présenterons au chapitre III.

Il est à noter toutefois que les composants à émission directe gardent un rôle très important comme source fondamentale. En effet, on utilise ces structures afin de pouvoir appliquer aux dispositifs non linéaires un niveau de puissance le plus élevé possible. La diode Gunn est le composant le plus communément employé pour assurer cette fonction. En effet, cette source permet d'obtenir un niveau de puissance de l'ordre de 100 mW vers 100 GHz.

2 Eléments de technologie des dispositifs à détection hétérodyne

2.1 Les structures fermées

La réalisation de multiplicateurs de fréquence et de mélangeurs en gamme millimétrique s'effectue généralement à l'aide de structures guide d'ondes. En effet, cette technologie actuellement bien maîtrisée permet de guider l'énergie électromagnétique avec des pertes raisonnables.

La figure I.5 présente ainsi une vue éclatée d'une cellule de multiplication de fréquence mise au point à l'Observatoire de Paris. Il s'agit d'une configuration à guides d'entrée-sortie croisés qui permet de positionner les brides sur des faces à 90°.

Outre les structures de guidage de type rectangulaire, cette cellule comporte aussi un circuit de filtrage réalisé en technologie microstrip sur quartz. Le couplage de l'énergie électromagnétique au filtre passe-bas est obtenu ici à l'aide d'une transition de type plan E.

Il est à noter qu'en règle générale, le composant actif est monté dans le guide de sortie, les adaptations en entrée et en sortie aux impédances propres du composant étant effectuées à l'aide de pistons de court-circuit. Nous présenterons de façon très détaillée dans la suite de cet exposé l'influence des conditions d'adaptation sur les performances en multiplication de fréquence et mélange.

La figure I.6 présente le principe d'un mélangeur sub-harmonique en structure guide d'onde [5]. La philosophie est identique à celle décrite précédemment. On identifie ainsi les structures de filtrage et les pistons de court-circuit. Toutefois, on remarque que le composant actif est placé ici dans une position intermédiaire entre les deux guides qui sont parallèles. Cette configuration nécessite donc l'ajout d'un coude afin de pouvoir placer les brides sur des faces à 90°.

En ce qui concerne les applications multiplication de fréquence et mélange en gamme submillimétrique, on utilise principalement des structures ouvertes. En effet, la fabrication de guides d'onde pour des fréquences élevées est extrêmement difficile vu les faibles dimensions à réaliser.

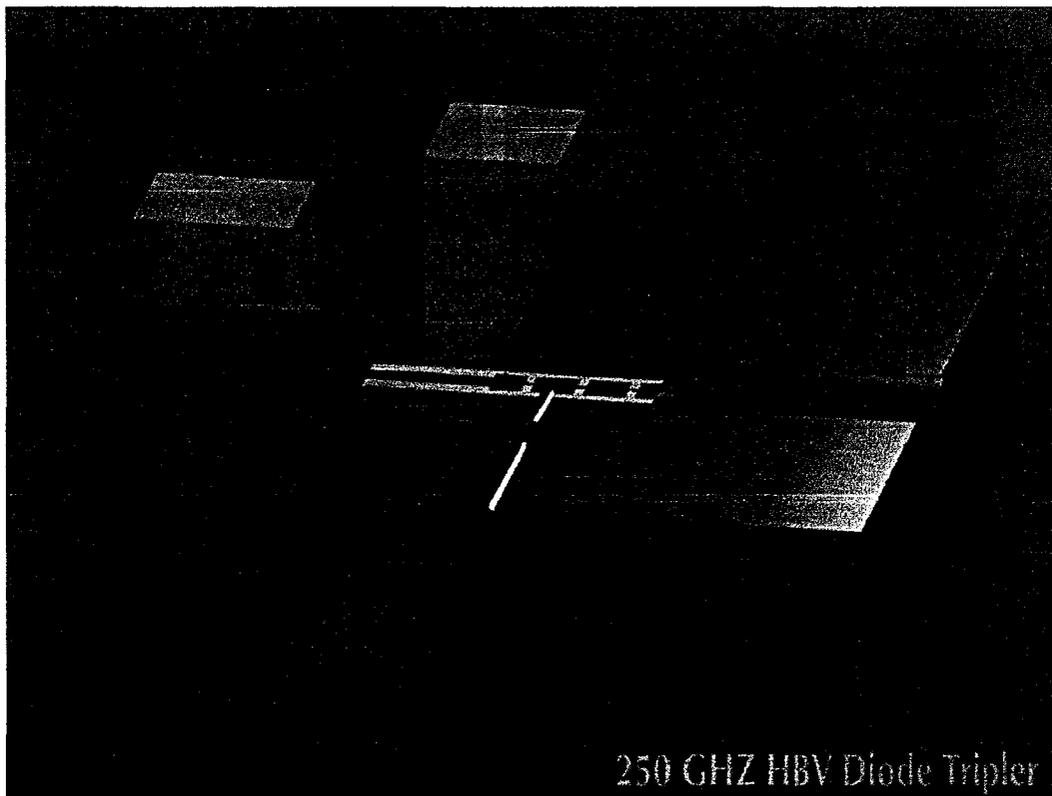


figure I.5 : Vue en coupe d'une cellule de multiplication de fréquence.

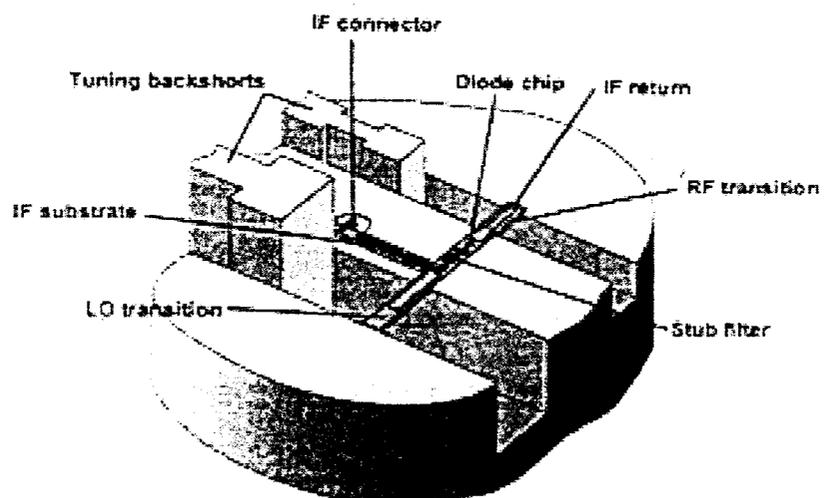


figure I.6 : Vue en coupe d'une cellule de mélange.

2.2 Les structures ouvertes

La notion de structure ouverte est associée au phénomène de propagation dans l'espace libre. Cette technologie requiert donc l'utilisation d'antennes. Ainsi, pour un multiplicateur de fréquence, celles-ci permettent d'une part, de coupler l'onde incidente au composant actif et d'autre part, d'émettre la composante harmonique utile dans l'espace libre. De nos jours, les antennes les plus communément employées sont les structures plaquées. En effet, celles-ci réalisées par simple métallisation sur un substrat peuvent être facilement associées au composant actif par des techniques d'intégration monolithique.

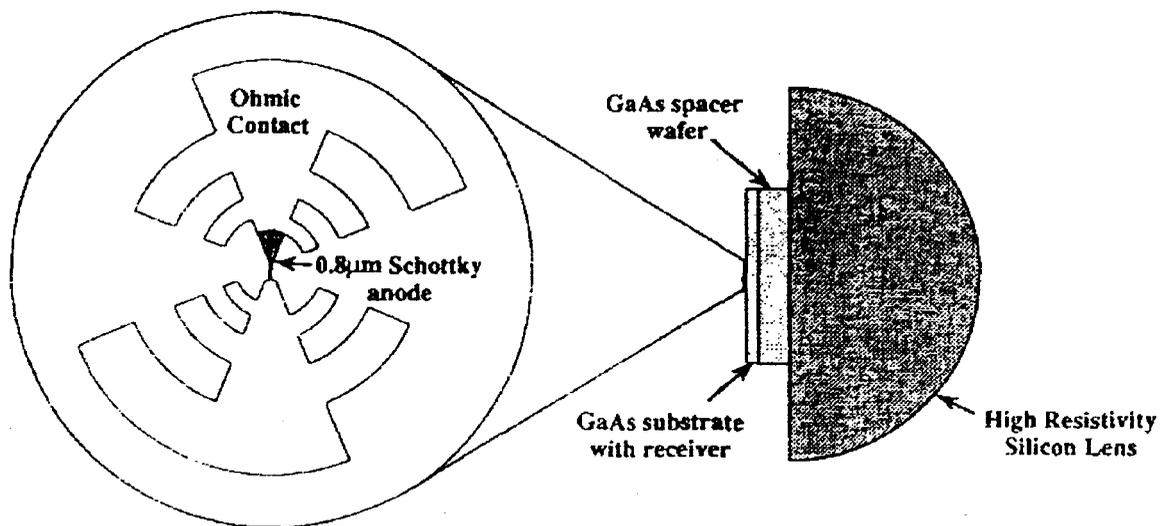


Figure I.7 : Principe d'un mélangeur en structure ouverte utilisant une lentille afin de minimiser les pertes dans le substrat.

Toutefois, les antennes plaquées présentent un inconvénient majeur. En effet, il y a dégradation de leurs performances lorsque le signal à coupler a une longueur d'onde comparable à l'épaisseur du substrat. Celle-ci vaut typiquement quelques centaines de microns. Ainsi, deux méthodes diamétralement opposées ont été développées afin de permettre l'utilisation de structures plaquées en gamme submillimétrique. La première consiste à utiliser un substrat diélectrique très épais que l'on usine pour former une lentille de forme hémisphérique ou cylindrique [6]. Le principe de cette méthode est schématisé sur la figure I.7. A l'opposé, la seconde solution consiste quant à elle à réduire l'épaisseur du substrat de façon à la rendre négligeable devant la longueur d'onde de travail. Actuellement, l'utilisation d'une technologie de type « membrane diélectrique » permet d'obtenir une épaisseur du support mécanique n'excédant pas $1 \mu\text{m}$ [7].

3 Technologie des composants

3.1 La technologie nid d'abeille

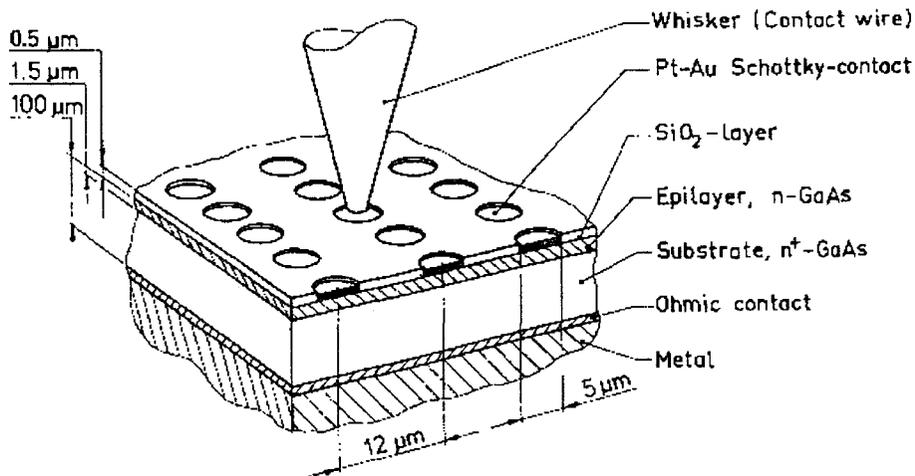


Figure I.8 : Connexion d'une diode Schottky par moustache [8].

Pendant très longtemps, le contact par moustache associé à une technologie nid d'abeille est resté l'unique solution pour connecter les composants. Le principe de cette technique appliquée à des structures Schottky est présenté sur la figure I.8. Il consiste ainsi à fabriquer des composants en matrice à partir d'un substrat n⁺. Pour cela, on amincit le substrat et on réalise un contact ohmique sur sa face inférieure. Des métallisations pratiquées sur la face supérieure du substrat permettent alors de définir les surfaces actives, la connexion au moyen de la moustache étant facilitée par le dépôt et la gravure d'un diélectrique. La figure I.9 présente une vue au microscope électronique à balayage d'une telle structure.

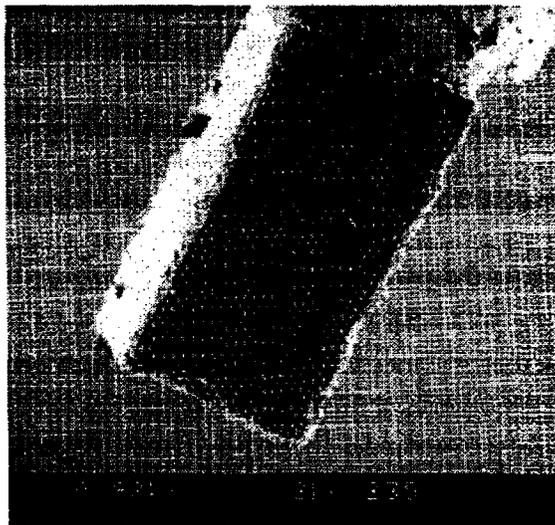


Figure I.9 : Matrice de diodes Schottky en technologie nid d'abeille [9].

Toutefois, il est à noter que le contact par moustache souffre de deux inconvénients majeurs. En effet, les multiplicateurs de fréquence et mélangeurs utilisant cette technique sont

peu fiables dans un environnement spatial, de par la nature même du contact. De plus, leur flexibilité est extrêmement réduite. Il est en effet presque impossible de monter plusieurs diodes dans un même circuit. C'est pourquoi, depuis quelques années, on assiste au développement de composants planaires.

3.2 La technologie planaire

A l'heure actuelle, il existe plusieurs possibilités pour intégrer les connexions d'un composant sur un même plan. On peut utiliser ainsi les techniques de dépôt diélectrique ou intégration par pont à air. L'emploi de la technologie de type pont à air a cependant été très vite privilégié car celle-ci permet de minimiser la valeur de la capacité parasite présentée par le composant.

Ce choix étant fait, il subsiste encore de nombreux degrés de libertés quant à l'implantation du pont proprement dit. Ainsi, l'Université de Virginia (UVA) a depuis de nombreuses années développé une technologie dénommée « surface channel » [10]. Celle-ci consiste à connecter l'élément actif à deux plots métallisés se faisant face, un pont métallique défini par usinage de surface permettant le contact électrique avec l'anode.

Les options choisies au sein de notre laboratoire concernent quant à elles la réalisation de plots métalliques sur substrat semi-isolant. On évite ainsi la fabrication de lignes de propagation, notamment de type « coplanar waveguide », sur du semi-conducteur dopé. Toutefois, il est à noter que ce processus technologique peut souffrir dans certains cas d'un dénivelé important pour la réalisation du pont [11].

A titre d'exemple, nous présentons sur la figure I.10 une vue au microscope électronique à balayage d'un composant intégré planairement par pont à air. La connexion de la puce semi-conductrice au sein d'une cellule, généralement à la structure de filtrage mentionnée précédemment s'effectue donc de manière hybride en collant ou soudant l'élément actif. Dans un contexte de montée en fréquence, ces techniques deviennent de plus en plus problématiques et des technologies de report sur substrat hôte de type quartz ou d'intégration monolithique sont actuellement à l'étude.



Figure I.10 : Diode intégrée planairement par pont à air.

4 Rappels sur les non linéarités

Les fonctions “ mélange ” et “ multiplication de fréquence ” inhérentes à une chaîne de détection hétérodyne sont réalisées à l’aide de composants présentant des caractéristiques fortement non linéaires. Le tableau I.1 présente les différents types de non linéarités susceptibles d’être utilisées pour assurer ces fonctions. A la base, celles-ci peuvent être résistives ou réactives. Nous présentons ainsi dans ce paragraphe les règles régissant l’emploi de ces non linéarités ainsi que les composants les plus communément utilisés.

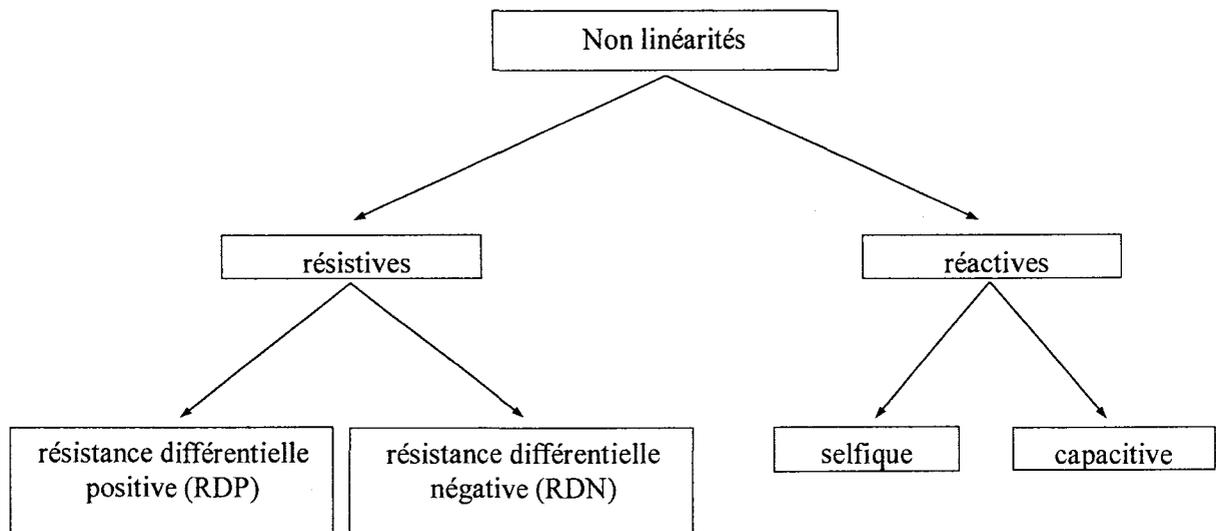


Tableau I.1 : Présentation des différents types de non linéarités susceptibles d’être utilisées pour assurer les fonctions mélange et multiplication de fréquence.

4.1 Non linéarité résistive

Un composant présente une non linéarité résistive si sa caractéristique courant-tension est non linéaire. Or, très souvent, le courant évolue exponentiellement avec la tension. On peut citer ici, par exemple, les processus de conduction tunnel et thermoïonique. De plus, il est à noter que la non linéarité résistive peut être positive ou négative. En effet, certains composants tels que la diode à effet tunnel résonnant présentent des effets de résistance différentielle négative [12].

4.1.1 Pour le mélange

La fonction mélange d’une chaîne de détection hétérodyne est assurée communément à l’aide de composants présentant des non linéarités résistives positives. En effet, les non linéarités de conduction sont associées à une variation exponentielle du courant en fonction de la tension. Elles sont donc toujours plus importantes que les non linéarités réactives et permettent ainsi d’obtenir des gains de conversion plus élevés.

La diode Schottky reste le composant le plus souvent utilisé pour assurer la fonction mélange. Sa caractéristique I-V est reportée sur la figure I.11. On utilise ainsi le comportement

non linéaire résistif positif présenté par la diode Schottky en régime de polarisation directe pour effectuer le battement de signaux.

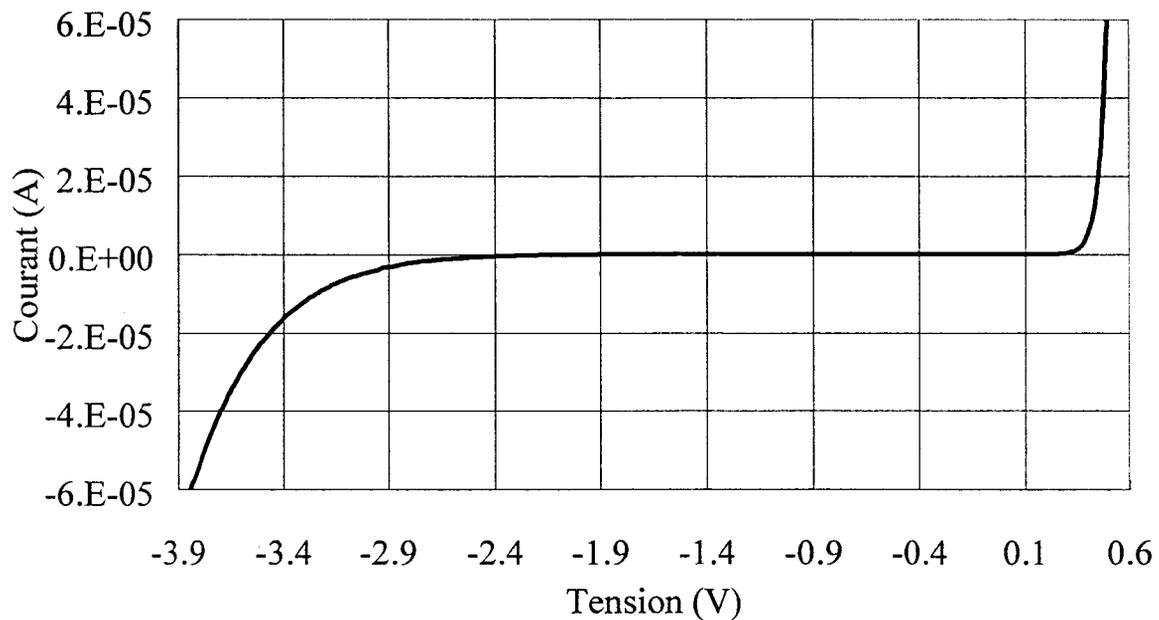


Figure I.11 : Caractéristique courant-tension d'une diode Schottky.

4.1.2 Pour la multiplication de fréquence

De nombreux auteurs ont étudié les potentialités en régime de multiplication de fréquence des composants à non linéarité résistive. Ainsi, dès 1956, Page [13] a montré qu'à partir d'une non linéarité résistive positive, le rendement de conversion en multiplication de fréquence ne peut pas dépasser la valeur limite $1/n^2$ où n est le rang d'harmonique considéré. Le rendement de conversion se dégrade donc très fortement dès que l'on considère des rangs d'harmoniques élevés. Ainsi, il ne peut pas dépasser 25 % pour une application en doubleur, 11 % en tripleur et 4 % en quintupleur.

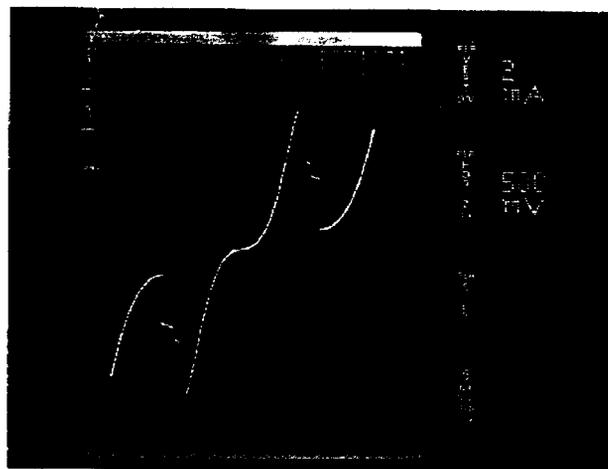


Figure I.12 : Caractéristique courant-tension d'une diode à effet tunnel résonnant.

Toutefois, Pantell [14] a montré que la valeur limite supérieure $1/n^2$ du rendement de conversion peut être surmontée en utilisant un composant présentant une résistance différentielle négative. Tanguy [15] a ainsi étudié les performances en multiplication de fréquence des diodes à effet tunnel résonnant dont la caractéristique I-V est présentée sur la figure I.12. Ses simulations numériques pour une application tripleur ont mis en évidence la difficulté de dépasser le seuil $1/n^2$ égal à 11 % dans ce cas. Ainsi, en utilisant une non linéarité résistive afin de générer de la puissance aux fréquences harmoniques d'un signal de pompe, on ne peut obtenir que de faibles rendements de conversion vu les pertes résistives liées à la non linéarité de conduction.

4.2 Non linéarité réactive

Afin de s'affranchir des pertes résistives inhérentes aux non linéarités de conduction, on privilégie pour les applications en multiplication de fréquence l'utilisation de non linéarités réactives. En effet, Manley-Rowe [16] ont montré qu'en utilisant une non linéarité réactive pure d'origine capacitive ou inductive, on peut transférer l'ensemble de la puissance de la source à la fréquence harmonique désirée et ainsi obtenir un rendement de conversion égal à 1. Il est à noter toutefois qu'il s'agit de rendements théoriques, tout composant ayant une résistance série R_s dissipant de la puissance par effet Joule. La valeur de la résistance série apparaît donc comme un des critères principaux afin d'obtenir des rendements de conversion optimaux.

4.2.1 Pour le doublement

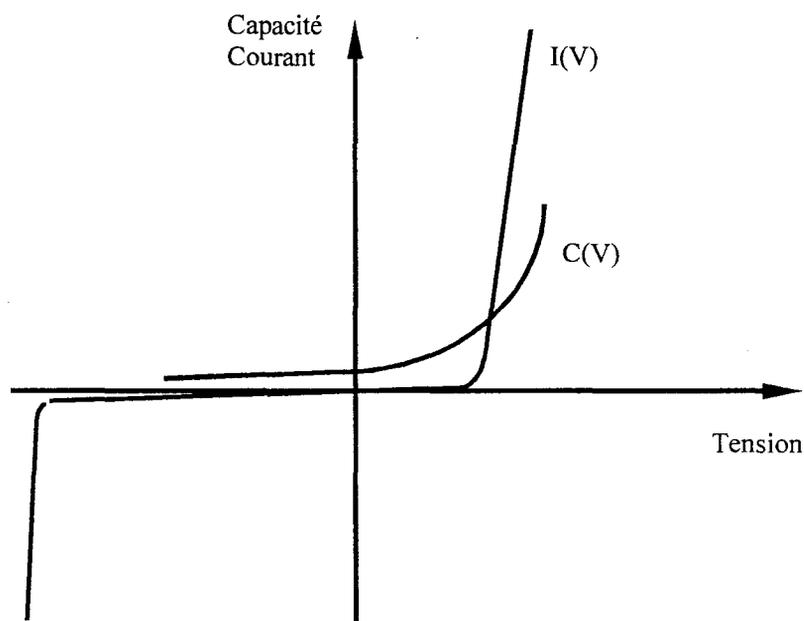


Figure I.13 : Variations typiques du courant et de la capacité d'une diode Schottky en fonction de la tension de polarisation.

A ce jour, la diode Schottky Varactor est le composant le plus communément employé en bande millimétrique et submillimétrique pour la réalisation de multiplicateurs de fréquence. Toutefois, au vu de la figure I.13 reportant les variations typiques du courant et de la capacité d'une diode Schottky en fonction de la tension de polarisation, on remarque que cette structure présente un inconvénient majeur pour les applications à haut rang d'harmonique.

En effet, lorsqu'on soumet une diode Schottky à une excitation hyperfréquence, il y a génération de toutes les fréquences harmoniques du signal de pompe, sa caractéristique capacité - tension ne bénéficiant d'aucune symétrie. De ce fait, un multiplicateur de fréquence à diode Schottky de rang élevé requiert forcément un nombre important de circuits oisifs, ce qui a pour conséquence de compliquer fortement la réalisation du circuit. La diode Schottky est donc utilisée principalement en multiplication de fréquence pour des applications « doubleur » visant à générer de la puissance au second harmonique du signal d'excitation.

4.2.2 Pour les hauts rangs d'harmonique

Afin de limiter le nombre de circuits oisifs, on privilégie pour la réalisation de multiplicateurs de fréquence à haut rang d'harmonique, l'utilisation de la diode Simple Barrière Varactor. La structure proposée initialement par Kollberg et Rydberg en 1989 [17] consiste en un matériau semiconducteur de grande bande interdite entouré par deux couches semi-conductrices identiques, dopées n et de plus petit gap.

Etant donné la symétrie de sa couche épitaxiale, la diode SBV présente une caractéristique capacité - tension paire. De ce fait, lorsqu'on lui applique un signal de pompe, il n'y a génération que des harmoniques impaires. La conception d'un quintupleur de fréquence nécessite donc qu'un seul accord oisif, contrairement à 3 si on utilise une diode Schottky. La réalisation du circuit est ainsi fortement facilitée. Le principe de fonctionnement de la diode Simple Barrière Varactor sera présenté de façon détaillée dans le chapitre suivant.

5 Conclusion

Ce chapitre propose un aperçu des fonctions mélange et oscillateur local inhérentes à une tête de réception hétérodyne utilisée par les applications spatiales pour l'étude du spectre millimétrique et submillimétrique. Ainsi dans un premier temps, nous nous sommes intéressés aux structures guidées et ouvertes rencontrées communément dans la littérature. L'objet de notre étude s'est ensuite porté sur les différentes possibilités d'intégration du composant dans la chaîne de détection. Il s'agit des contacts moustache et "flip chip". Ceux-ci requièrent respectivement une fabrication du composant en technologie nid d'abeille et planaire. Enfin dans un troisième temps, nous avons effectué un rappel des principales règles régissant l'utilisation des non linéarités résistives et réactives pour les fonctions mélange et multiplication de fréquence.

Ce travail préliminaire a permis d'orienter nos recherches en mettant en évidence tout d'abord, le fait qu'un gros effort technologique doit être effectué pour intégrer planairement les composants au sein des récepteurs hétérodynes. En effet, le contact moustache contrairement au contact "flip chip" ne permet pas de monter plusieurs diodes dans un même circuit.

Le second point présenté dans ce travail concerne l'utilisation exclusive d'une structure Varactor pour obtenir un rendement de conversion maximal en multiplication de fréquence. Ce dernier est en effet fortement limité lorsqu'on a recours à une non linéarité résistive ($\eta \leq 1/n^2$).

Enfin, cette étude a permis de montrer que la diode Simple Barrière Varactor, de par la symétrie de sa structure épitaxiale, est une solution prometteuse pour remplacer la diode Schottky pour les multiplicateurs de fréquence de rang élevé, le nombre d'accords oisifs requis étant restreint dans ce cas.

Références bibliographiques

- [1] J.W. Waters
"Submillimeter heterodyne remote sensing of upper atmospheric gases"
Microwave and optical technology letters, Vol. 4, No 1, p. 2, january 1991.
- [2] E. L. Kollberg
"Superconducting mixers for submillimeter wavelengths"
New directions in terahertz technology, NATO ASI Series E, Vol. 334, p. 97, 1997
- [3] M.L. Oldfield, C.M. Mann, B.N. Ellison, D.N. Matheson, B.P. Moyna, J.J. Spencer, D.S. Wilsher and B.J. Maddison
"Recent results for a 2.5 THz waveguide mixer"
Proceedings of 2nd ESA workshop, p. 260, may 1998.
- [4] H. Eisele, G. I. Haddad
"D-band InP gunn devices with second-harmonic power extraction up to 290 GHz"
Electronics Letters, Vol. 30, No 23, p. 1950, 1994.
- [5] V. S. Möttönen, P. V. Piironen, J. Zhang, J. T. Louhi and A. V. Räisänen
"Development of millimeter and submillimeter wave quasi-vertical Schottky diode mixers"
Proceedings of 2nd ESA workshop, p. 254, may 1998.
- [6] S. S. Gearhart, J. Hesler, W. L. Bishop, T. W. Crowe and G. M. Rebeiz
"A wide-band 760 GHz planar integrated Schottky receiver"
IEEE Microwave and Guided Wave Letters, Vol. 3, No 7, p. 205, 1993.
- [7] P. Salzenstein
"Technologie des composants à hétérostructures pour les têtes de réception par satellite aux longueurs d'ondes millimétriques"
Thèse de l'Université de Lille I, novembre 1996.
- [8] A. V. Räisänen
"Frequency multipliers for millimeter and submillimeter wavelengths"
Proceedings of the IEEE, Vol. 80, No 11, p. 1842, 1992.
- [9] C. M. Mann
"Integrated waveguides and mixers"
New directions in terahertz technology, NATO ASI Series E, Vol. 334, p. 175, 1997.

- [10] W.L. Bishop, K. McKinney, R.J. Mattauch, T.W. Crowe and G. Green
"A novel whiskerless Schottky diode for millimeter and submillimeter wave application"
IEEE MTT-S, p. 607, 1987.

- [11] E. Lheurette
"Fabrication de composants non linéaires à hétérostructures pour les longueurs d'ondes millimétriques et submillimétriques"
Thèse de l'Université de Lille I, décembre 1996.

- [12] L.L. Chang, L. Esaki and R. Tsu
"Resonant tunneling in semiconductor double barriers"
Applied Physics Letters, Vol. 24, No 12, p. 593, 1974.

- [13] C.H. Page
"Frequency conversion with positive non linear resistor"
Journal of research of the national bureau of standard, Vol. 56, No 4, april 1956.

- [14] R.H. Pantell
"General power relationships for positive and negative non linear resistive elements"
Proceedings of the I.R.E., p. 1910, december 1958.

- [15] O. Tanguy
"Multiplicateurs de fréquence à hétérostructures III-V aux longueurs d'ondes millimétrique et submillimétrique"
Thèse de l'Université de Lille I, juin 1995.

- [16] J.M. Manley and H.E. Rowe
"Some general properties of non linear elements Part I. General energy relations"
Proceedings of the I.R.E., p. 904, july 1956.

- [17] E.L. Kollberg and A. Rydberg
"Quantum barrier varactor diodes for high efficiency millimeter wave multipliers"
Electronics Letters, Vol. 25, No 25, p. 1696, december 1989.

CHAPITRE II :

***LES HETEROSTRUCTURES SIMPLE
BARRIERE VARACTOR***

1 Introduction

Depuis de nombreuses années, on sait que les performances d'un multiplicateur de fréquence utilisant un composant à effet Varactor dépendent fortement du courant de fuite présenté par la structure employée. Ainsi, de nombreux efforts de recherche ont été effectués pour minimiser le courant de saturation des diodes Schottky en polarisation inverse. Ce problème est à présent maîtrisé.

Par contre, certains composants tels que les hétérostructures Simple Barrière Varactor (SBV) souffrent encore d'un courant de fuite trop élevé. Ce point constitue donc un obstacle majeur au développement et à l'utilisation de ces nouvelles structures. Nous pouvons citer ici à titre d'exemple les diodes SBV à base d'arséniure de gallium pour lesquelles les différents mécanismes de conduction via les vallées satellites de type X entraînent une dégradation très rapide de l'isolation assurée par la barrière.

Concrètement, ces structures sont donc limitées en tension par des mécanismes de conduction parasite au lieu d'un processus d'ionisation par choc qui est traditionnellement le facteur limitatif. On conçoit alors facilement que, pour les processus d'injection thermoïonique ou d'effet tunnel assisté thermiquement, le courant de fuite est d'autant plus important que la température de fonctionnement du composant augmente.

Pour pallier ces inconvénients, un certain nombre de voies nouvelles peuvent être explorées telle que l'utilisation d'hétérojonctions présentant de grandes discontinuités en bande de conduction et minimisant autant que possible les effets de transfert de charge par vallées satellites.

Fondamentalement, les matériaux épitaxiés sur substrat InP se prêtent bien à cette ingénierie de structure de bande. En effet, en tirant parti de procédés de croissance pseudomorphique, on peut obtenir grâce à l'alternance InGaAs/AlAs une discontinuité de bande de conduction de l'ordre de 1 eV. De plus, sous certaines conditions d'épaisseur et de composition, il est possible de maintenir un gap direct.

Nous nous proposons dans ce chapitre d'explicitier en détail la démarche effectuée sur cette base qui nous a conduit à obtenir à notre connaissance les meilleurs résultats en termes de courant de fuite, tenue en tension et non linéarité de capacité.

Dans ce but, nous nous intéresserons tout d'abord aux différentes composantes de courant au sein d'une structure SBV. Il s'agit principalement de contributions de type tunnel et thermoïonique. Le formalisme utilisé relativement général est basé sur l'évaluation des probabilités de transmission et d'occupation des niveaux d'énergie.

Nous décrirons ensuite les mécanismes d'ionisation par impact. Un bref rappel des énergies de seuil et des équations intégrales définissant la condition d'avalanche sera alors proposé.

Nous nous intéresserons par ailleurs à la description des effets capacitifs. Nous montrerons en particulier que ceux-ci sont en relation directe avec la détermination des effets de réaction de charge d'espace résultant de l'accumulation et la désertion de charges au sein des zones actives.

Ces différents aspects visant à la description des mécanismes de conduction et de stockage des charges seront ensuite appliqués à une structure de test InGaAs/InAlAs/AlAs.

Les performances de ce composant que nous avons caractérisé et fabriqué au sein de notre laboratoire, se sont révélées particulièrement prometteuses avec un contraste de capacité égal à 5, une tenue en tension de l'ordre de 6 Volts limitée par le mécanisme d'avalanche et un niveau de capacité à l'équilibre $C_{max} = 2 \text{ fF}/\mu\text{m}^2$ compatible avec des fonctionnements à hautes fréquences [1]. L'origine de ces très bonnes performances sera explicitée de façon expérimentale à l'aide d'une étude en température.

Enfin sur la base de ces premiers travaux, nous nous interrogerons sur les possibilités d'amélioration de ces résultats par l'utilisation de matériaux à très faible gap (InAs) insérés sous forme de perturbation locale ou en association avec des barrières de type AlSb.

2 Description des mécanismes de conduction particulière

2.1 Présentation générale

Pour comprendre l'origine des courants de fuite d'une diode Simple Barrière Varactor, nous avons schématisé sur la figure II.1 les différents mécanismes de conduction susceptibles d'exister au sein d'une structure SBV.

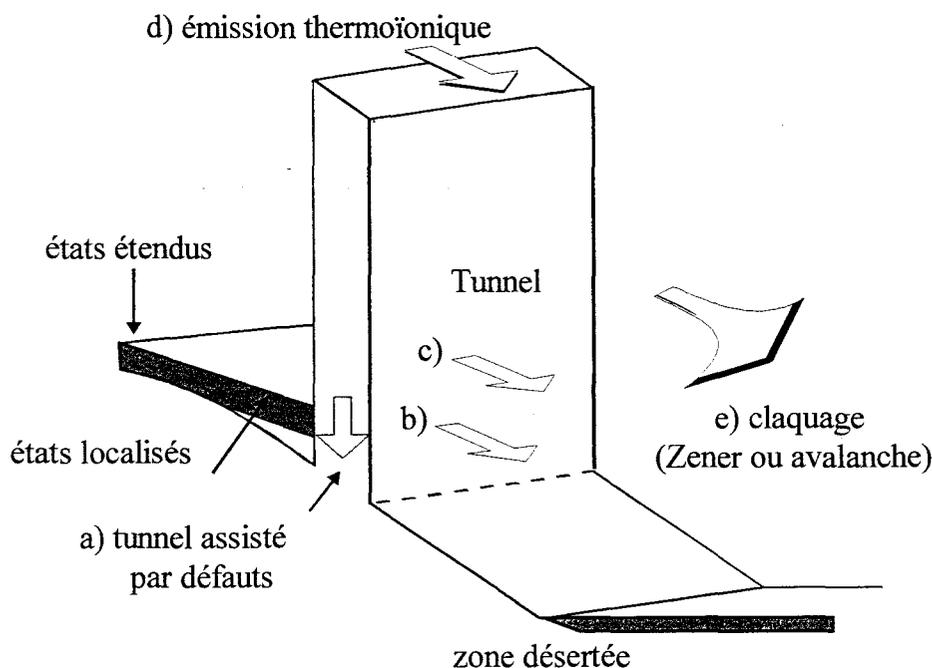


Figure II.1 : Représentation schématique des différents mécanismes de conduction susceptibles d'exister au sein d'une structure Simple Barrière Varactor.

- a) tunnel assisté par défauts
- b) tunnel pur
- c) tunnel assisté thermiquement
- d) thermoionique
- e) claquage (Zener ou avalanche)

Les chemins a, b et c présentent les trois possibilités de franchissement d'une barrière par effet tunnel. Il s'agit respectivement :

- d'une contribution assistée par défaut,
- d'une composante pure correspondant au passage à travers la barrière des électrons se situant sous le niveau de Fermi
- enfin d'une conduction assistée thermiquement mettant en jeu les porteurs ayant bénéficié d'une augmentation de leur énergie.

L'émission thermoïonique représentée par le chemin d constitue une autre solution pour franchir une barrière de potentiel. Ce mode de transmission contrairement aux précédents ne concerne que les électrons d'énergie supérieure à la hauteur de barrière.

Enfin, notre structure peut présenter aussi des phénomènes de claquage. Ceux-ci peuvent être de deux types : Zener ou avalanche. Ils sont associés respectivement à un mécanisme de conduction tunnel interbande et à un processus d'ionisation par choc des atomes du cristal.

Intéressons nous à présent à la façon de décrire théoriquement ces différentes composantes de courant.

2.2 Courants tunnel et thermoïonique

Plusieurs formalismes sont disponibles pour évaluer la caractéristique courant - tension d'une structure Simple Barrière Varactor. Celui que nous utilisons est illustré sur la figure II.2. Son principal intérêt réside dans le fait qu'il permet de déterminer quantitativement et conjointement les contributions des composantes tunnel et thermoïonique au courant global.

Ce modèle implique de calculer d'une part, la transmission $T(E)$ de la structure et d'autre part, la densité des états électroniques peuplés dans l'émetteur et vides dans le collecteur. La probabilité de transmission quantique correspond au rapport des probabilités de présence des électrons en aval et en amont de la barrière. Le deuxième terme relatif aux états électroniques est décrit par la fonction d'alimentation $F(E)$ qui est définie de la façon suivante :

$$F(E) = \text{Ln} \left[\frac{1 + \exp\left(\frac{E - E_F}{kT}\right)}{1 + \exp\left(\frac{E - E_F - qV}{kT}\right)} \right] \quad (2.1)$$

où E_F est l'énergie de Fermi côté émetteur, V la tension de polarisation, T la température et k la constante de Boltzman.

Ainsi, chaque intervalle d'énergie $[E, E+dE]$ donne un élément de courant dJ qui est directement proportionnel au produit $F(E)*T(E)$. Le courant global de la structure à une tension de polarisation V est donc déterminé en intégrant sur l'ensemble des valeurs d'énergie accessibles aux électrons.

$$J = \int_E dJ = \frac{q m^* kT}{2 \pi^2 \hbar^3} \int_0^\infty T(E) F(E) dE \quad (2.2)$$

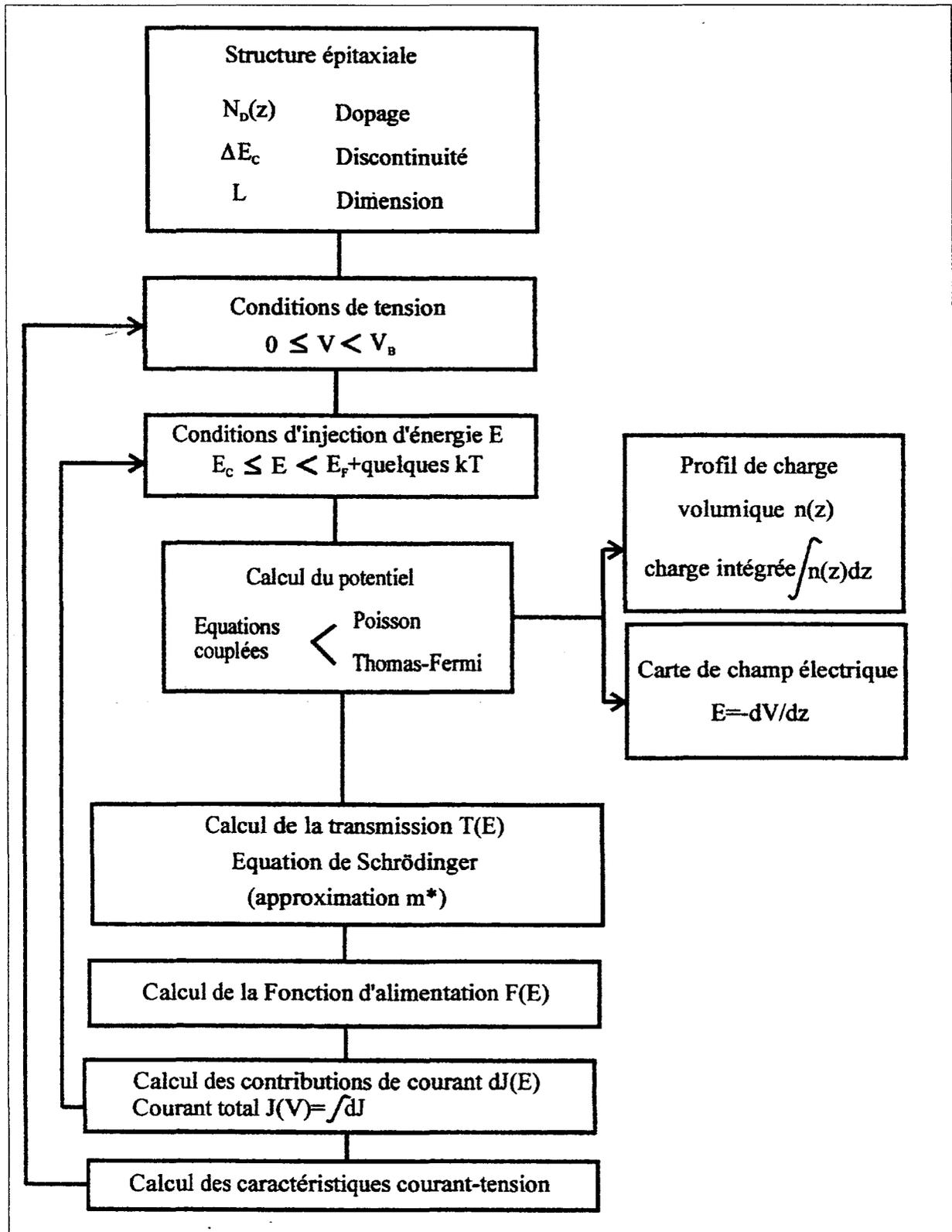


Figure II.2 : Méthode de calcul utilisée pour déterminer la caractéristique courant – tension d'une structure SBV. Résolution auto-cohérente des équations de Poisson et de Schrödinger.

L'application de ce formalisme est relativement direct dans l'hypothèse d'un profil de potentiel plat. En effet dans ce cas, les solutions peuvent être déduites analytiquement. Il est à noter que sous polarisation, ces méthodes peuvent être encore mises en œuvre en substituant au potentiel réel un profil en marche d'escalier.

Toutefois, cette situation est trop simplifiée pour des structures réelles où le blocage des porteurs par la barrière induit une zone d'accumulation très prononcée synonyme de courbure de bande. Il est donc impératif de rendre compte des effets de réactions de charge d'espace afin de déduire un profil de potentiel réaliste dans les zones adjacentes à la barrière bloquante.

Idéalement, il est nécessaire pour décrire ces phénomènes de résoudre de manière auto-cohérente les équations de Schrödinger (localisation des porteurs) et de Poisson (effets de charge d'espace). La principale difficulté de cette démarche est de rendre compte conjointement des états étendus et des états localisés.

Face à ce problème, il s'avère possible d'introduire l'approximation de Thomas-Fermi couplée à l'équation de Poisson. Dans ce cas, on dérive la densité de charge à l'aide des équations valables pour un système purement tridimensionnel en supposant l'absence de courant. Bien qu'à première vue extrêmement simpliste, cette approximation se révèle en pratique d'une très grande utilité en réduisant sensiblement la complexité du problème. Il a été montré en particulier que les profils de potentiel obtenus suivant les deux modèles (Schrödinger - Poisson ou Thomas-Fermi - Poisson) sont tout à fait comparables [2]. Nous reviendrons cependant par la suite sur les divergences pouvant être observées au niveau des profils de capacité.

A ce stade, il nous est possible de calculer la caractéristique courant - tension d'une structure suivant l'organigramme détaillé sur la figure II.2.

La première étape consiste à décrire la séquence de croissance épitaxiale du composant à étudier en termes de niveaux de dopage, dimensions caractéristiques et propriétés des matériaux constitutifs. L'algorithme étant suffisamment robuste, les niveaux de dopage peuvent être quelconques et permettent ainsi de rendre compte de structures à plans de dopage.

Par ailleurs, une difficulté majeure concerne la définition des valeurs des discontinuités de bande de conduction et des masses effectives. Comme il s'agit d'un modèle monovallée, nous avons de manière générale opté pour les discontinuités correspondant aux vallées centrales, le choix de la masse effective restant une question ouverte.

Après avoir établi les conditions de fonctionnement et notamment la plage de tension étudiée, sa valeur limite devant être inférieure à la tension de claquage, nous définissons la fenêtre d'énergie correspondant aux états occupés dans l'émetteur. Ce calcul nous permettra par la suite de borner l'intégrale du courant sur l'énergie (équation 2.2).

La deuxième étape de l'algorithme consiste à dériver le profil de potentiel en tout point de la structure. Dans ce but, nous effectuons pour une tension de polarisation la résolution couplée comme nous l'avons souligné auparavant des équations de Poisson et de Thomas-Fermi.

La probabilité de transmission est alors déterminée pour chaque niveau d'énergie en résolvant l'équation de Schrödinger, indépendante du temps, unidimensionnelle, dans

l'approximation de la masse effective. Le calcul de la fonction d'alimentation (équation 2.1) et l'évaluation de l'incrément de courant dJ (équation 2.2) complète cette boucle sur l'énergie.

A ce stade, on accède facilement à la densité de courant de la structure pour la polarisation étudiée. L'ensemble de la caractéristique courant – tension est donc obtenu en réitérant ce processus pour chaque tension de polarisation. On trouvera dans la référence [3] les algorithmes de discrétisation mis en œuvre ainsi que les modalités pratiques de résolution.

L'organigramme que nous venons de décrire succinctement permet également d'accéder à partir du calcul du potentiel au profil volumique de charge $n(z)$ et par conséquent à la charge piégée dans la zone d'accumulation. Ceci sera à la base de la détermination de la capacité sur laquelle nous reviendrons. Dans l'immédiat, intéressons tout d'abord au mécanisme de claquage par avalanche.

2.3 Mécanisme de claquage par avalanche

Un composant subit un phénomène d'ionisation par impact lorsque son champ électrique interne peut fournir à un électron (trou) de la bande de conduction (de la bande de valence) une énergie suffisante pour lui permettre, grâce à un choc avec un atome du cristal, de créer une paire électron - trou. Sous l'influence du champ électrique intense, ces porteurs créés peuvent acquérir à leur tour suffisamment d'énergie pour générer une nouvelle paire électron - trou. Il en résulte ainsi un processus en chaîne schématisé sur la figure II.3 appelé effet d'avalanche.

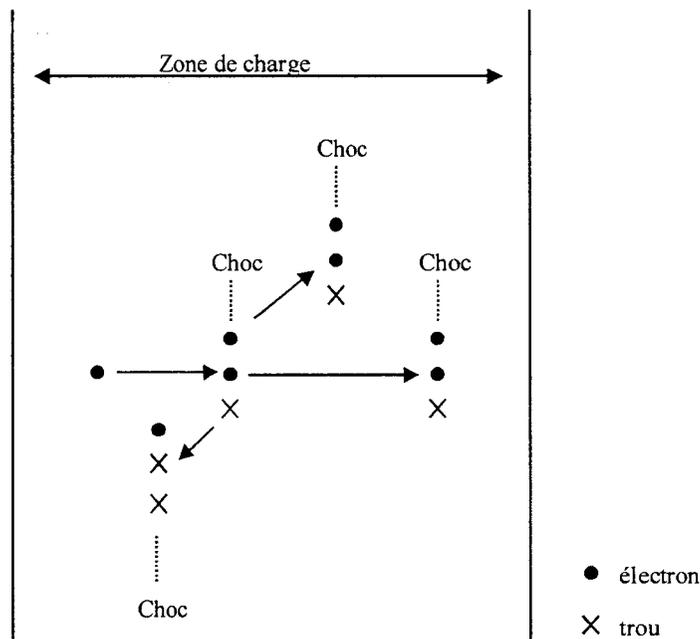


Figure II.3 : Illustration des mécanismes de multiplication à l'origine du claquage par avalanche.

Par conséquent, un porteur doit avoir nécessairement une énergie supérieure ou égale à l'énergie de la bande interdite pour pouvoir ioniser par choc un atome du cristal. Cette énergie minimale est appelée énergie de seuil d'ionisation. Elle est déterminée en minimisant l'énergie

totale du système et en respectant la conservation de la quantité de mouvement et de l'énergie [4]. Ainsi, l'étude du cas de deux bandes d'énergie paraboliques conduit aux résultats suivants :

$$E_{i,e} = E_g \left(1 + \frac{m_e}{m_e + m_h} \right) \quad (2.3)$$

$$E_{i,h} = E_g \left(1 + \frac{m_h}{m_e + m_h} \right) \quad (2.4)$$

où $E_{i,e}$ et $E_{i,h}$ sont respectivement les énergies de seuil d'ionisation pour les électrons et les trous et m_e et m_h leurs masses effectives respectives.

Ces équations permettent de retrouver la règle de Wolff. En effet, lorsque les masses effectives des électrons et des trous sont identiques, l'énergie de seuil d'ionisation est égale à 3/2 de l'énergie de la bande interdite.

Nous avons mis en évidence précédemment le fait qu'un processus d'avalanche nécessite obligatoirement un champ électrique élevé. Toutefois, cette condition n'est pas suffisante. En effet, les électrons et les trous doivent aussi bénéficier d'une distance suffisamment importante pour pouvoir acquérir sous l'effet du champ électrique une énergie supérieure à l'énergie de seuil d'ionisation et ainsi déclencher le mécanisme d'ionisation par impact.

Le régime d'avalanche est obtenu lorsqu'un des courants (trous ou électrons) tend vers l'infini. On montre que cette condition d'avalanche est obtenue mathématiquement lorsque les égalités suivantes sont satisfaites :

$$\int_{x_1}^{x_2} \alpha_n(x) \exp \left[- \int_{x_1}^x (\alpha_n(x') - \alpha_p(x')) dx' \right] dx = 1 \quad \text{injection d'électrons} \quad (2.5)$$

$$\int_{x_1}^{x_2} \alpha_p(x) \exp \left[\int_x^{x_2} (\alpha_n(x') - \alpha_p(x')) dx' \right] dx = 1 \quad \text{injection de trous} \quad (2.6)$$

Dans ces expressions, α_n et α_p exprimés en cm^{-1} correspondent respectivement aux coefficients d'ionisation des électrons et des trous. x_1 et x_2 sont les limites de la région de charge d'espace.

Un certain nombre de difficultés se font jour à l'utilisation de cette expression. En effet, nous avons souligné en particulier la nécessité pour les électrons de disposer d'une certaine distance pour ioniser. Cet effet décrit dans la littérature sous le terme « d'espace noir » n'intervient en aucune façon dans la dérivation des équations mentionnées précédemment.

Outre cette première difficulté, il apparaît également extrêmement difficile d'établir les relations $\alpha_n(E)$ et $\alpha_p(E)$ aux valeurs de champ électrique auxquelles nous sommes confrontés.

Rappelons en effet qu'expérimentalement, les coefficients d'ionisation sont mesurés dans des structures où règne un champ électrique uniforme. Cette condition n'est satisfaite que pour des structures à faible dopage. Ainsi, pour augmenter le champ électrique au sein de la structure, il faut réduire les dimensions de la zone active. Il en résulte, compte tenu des limitations technologiques, que seules des valeurs modérées de champ électrique peuvent être obtenues.

En ce qui nous concerne, la situation est différente avec des niveaux de dopage suffisamment élevés pour engendrer des gradients de champ électrique très importants aux interfaces, de l'ordre de plusieurs centaines de kV/cm. Aucune valeur expérimentale de α_n et α_p n'étant disponible pour ces seuils de champ électrique, nous avons, face à ce problème, extrapolé les évolutions $\alpha_n(E)$ et $\alpha_p(E)$ trouvées dans la littérature. Ceci sous-entend bien entendu l'invariance des mécanismes mis en jeu.

Pour terminer ce paragraphe, il reste un point qui mérite d'être souligné relatif à la variable de référence, dans la plupart des cas le champ électrique. En effet, nous avons montré dans l'analyse physique décrite succinctement auparavant que l'énergie acquise par les porteurs est l'élément déterminant de ce mécanisme. La variable de référence devrait donc être non pas le champ électrique mais l'énergie.

Les conséquences de ce changement de variable dépasse le cadre de cette thèse avec notamment des effets de dynamique non stationnaire sur lesquels nous reviendrons lors de l'étude de la modulation de capacité. Signalons toutefois que l'injection des porteurs dans la zone active des structures que nous étudierons s'effectue pour des valeurs d'énergie relativement élevées. Cette injection de porteurs chauds tend donc à compliquer la réalité des mécanismes physiques.

Toutes ces remarques nous amènent à en déduire que les valeurs théoriques des tensions d'avalanche que nous déterminerons ne doivent être considérées que comme des estimations et non pas comme des valeurs de référence.

Nous décrirons de façon détaillée dans la suite de ce chapitre la méthode numérique que nous avons utilisée pour évaluer les tensions de claquage de différentes structures Simple Barrière Varactor.

3 Description des effets capacitifs

3.1 Effets de réaction de charge d'espace

Par définition, la capacité d'un composant traduit la variation des charges accumulées positives ou négatives au voisinage de ses électrodes en fonction de la tension de polarisation. Par conséquent, toute information de capacité nécessite la résolution des effets de réaction de charge d'espace comme nous l'avons déjà souligné. Ceux-ci sont illustrés sur la figure II.4 pour une hétérostructure à Barrière Varactor. Sur cette figure, deux situations sont modélisées avec d'une part, celle correspondant à l'équilibre (niveau de Fermi uniforme sur l'ensemble de la structure) et d'autre part, celle obtenue sous polarisation (désalignement des niveaux de Fermi de la quantité eV).

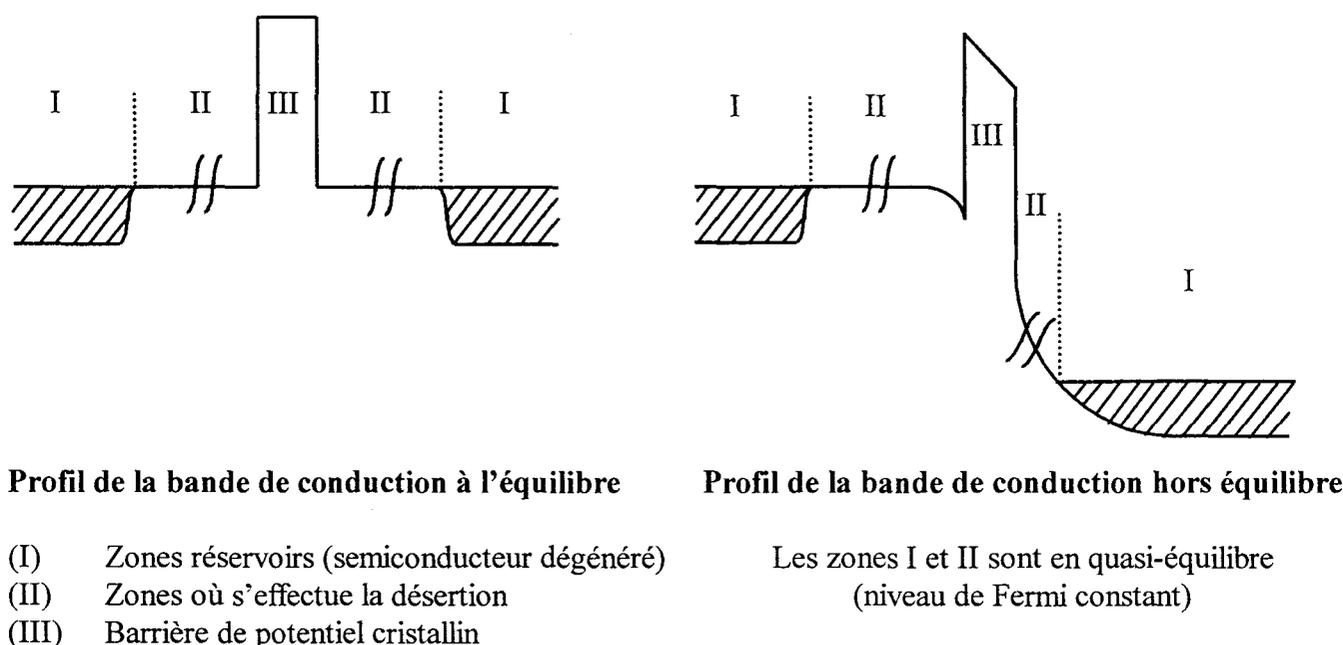


Figure II.4 : Mise en évidence des effets de réaction de charge d'espace à l'origine des effets capacitifs.

En considérant la figure II.4a où nous avons différencié les zones dégénérées (I), les régions modérément dopées (II) et la barrière de potentiel cristallin (III), on constate que la modulation de dopage introduite dans les zones adjacentes à la barrière est associée à un potentiel de diffusion.

En ce qui concerne le cas où la structure est polarisée (figure II.4b), les électrons s'accumulent en amont de la barrière et créent ainsi un puits triangulaire. De façon réciproque, une charge image se développe en aval correspondant à la désertion progressive de la zone (II) présentée précédemment.

La variation des charges en fonction de la tension de polarisation peut donc être calculée suivant la règle d'électro-neutralité dans l'un de ces deux régimes. Nous avons choisi d'utiliser en pratique la zone d'accumulation.

Il est à noter par ailleurs que le puits triangulaire en amont de la barrière a un évasement pouvant être référencé par rapport au niveau de Fermi comparable à la longueur d'onde de De Broglie. Il en résulte ainsi des effets de quantification marqués qui sont illustrés sur la figure II.5. Sur ce graphique, nous nous sommes focalisés sur la zone de barrière en traçant la fonction d'onde relative au niveau fondamental du puits.

Pour accéder à l'information de capacité, nous devons en pratique estimer la charge piégée dans la zone d'accumulation à partir de la probabilité de présence des porteurs, la densité d'état bidimensionnelle et la statistique d'occupation. Il s'agit par conséquent d'un problème relativement analogue à celui rencontré dans les hétérostructures à modulation de dopage où les profils de potentiel sont quasi - triangulaires.

Toutefois, il s'avère ici encore que l'approximation semi-classique de Thomas-Fermi permet de rendre compte avec un effort de modélisation moindre des variations de capacité en fonction de la tension de polarisation de façon tout à fait acceptable.

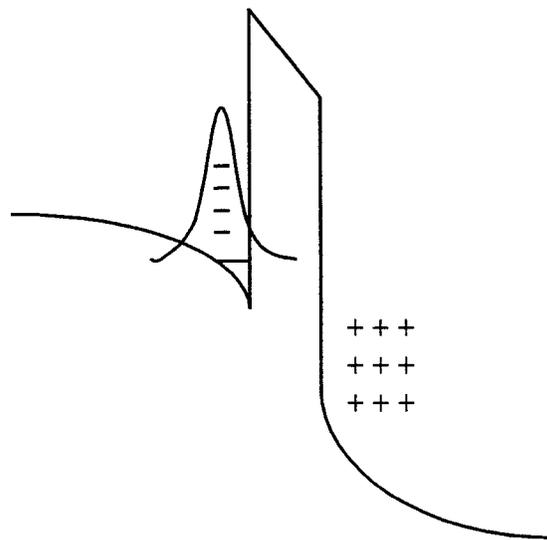


Figure II.5 : Effet de quantification dans la zone d'accumulation en amont de la barrière : niveau quantique et fonction d'onde associée. Effet de désertion en aval.

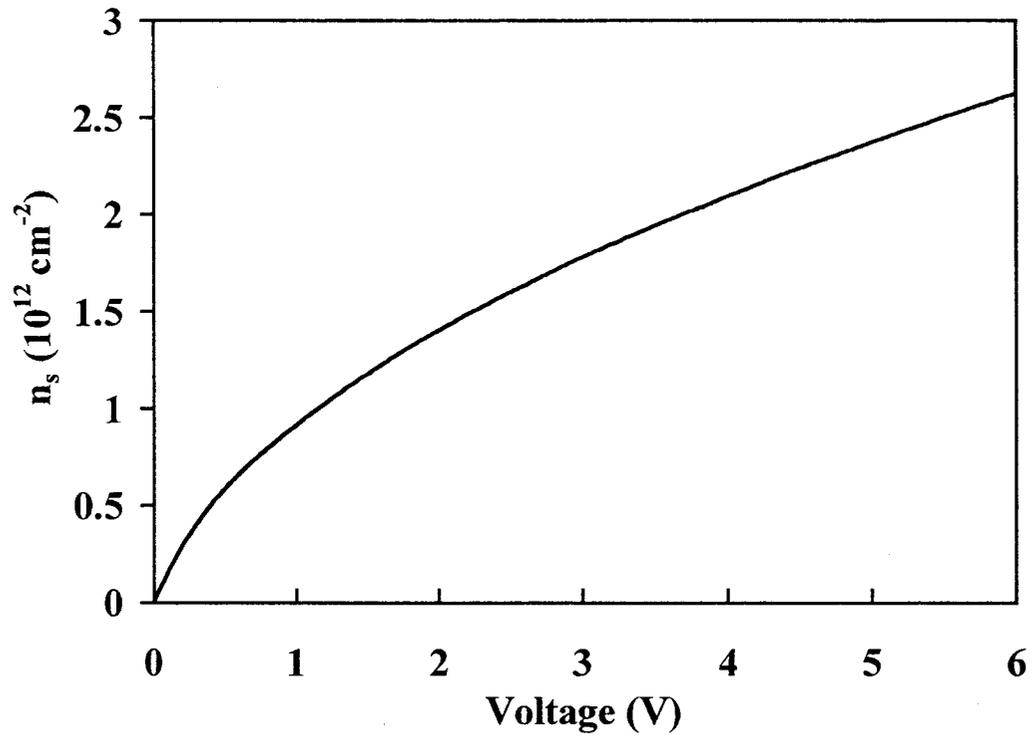
3.2 Approximation quasi - statique

En toute rigueur, le calcul de la capacité nécessite de considérer une excitation alternative autour d'un point de polarisation. Cependant, l'étude des effets de réaction de charge d'espace en régime quasi - statique permet de décrire de façon tout à fait réaliste les caractéristiques capacité - tension.

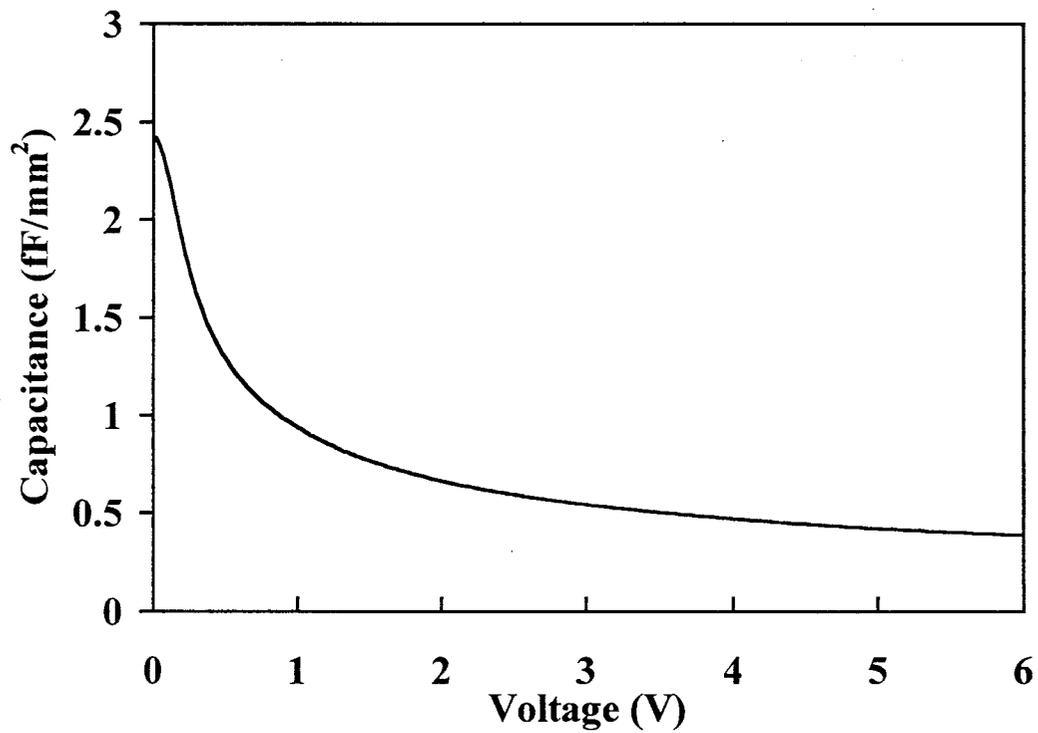
En effet, nous avons mis en évidence précédemment que la dérivation des courbures de bande dans l'approximation Thomas - Fermi rend compte de l'accumulation de charges en amont de la barrière. On peut donc en intégrant $n(z)$ sur la zone d'accumulation, $n(z)$ correspondant à la concentration locale de charges sur l'ensemble de la structure, définir n_s la densité surfacique de la charge piégée en amont de la barrière de potentiel. L'information de capacité est alors obtenue en dérivant les variations de n_s en fonction de la tension de polarisation [5].

$$C = q \frac{\partial n_s}{\partial V} \quad (2.7)$$

La figure II.6 présente l'évolution en fonction de la tension de polarisation, de la charge piégée dans la couche d'accumulation d'une Hétérostructure à Barrière Varactor ainsi que la caractéristique capacité - tension associée. On constate que les variations sont très marquées près de 0 V pour ensuite tendre vers un comportement quasi - linéaire.



a)



b)

Figure II.6 : Variation de la densité surfacique de charge n_s en fonction de la tension appliquée (a) et capacité associée (b).

4 Application à l'Hétérostructure à Barrière Varactor

4.1 Choix d'un système de matériaux

Intuitivement, les deux critères à respecter afin de minimiser les courants de fuite d'origine tunnel et thermoïonique d'une hétérostructure à Barrière Varactor sont l'utilisation de barrières de potentiel larges et/ou élevées.

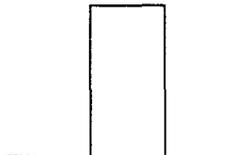
Configuration simple barrière 	Système de matériaux	Type de croissance épitaxiale
	$\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$	Adaptation de maille sur substrat GaAs
	$\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}/\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$	Adaptation de maille sur substrat InP
	$\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{AlAs}/\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$	Croissance pseudomorphique sur substrat InP
	$\text{InAs}/\text{AlSb}/\text{InAs}$	Croissance métamorphique sur substrat GaAs

Tableau II.1 : Systèmes de matériaux permettant la réalisation de structures en configuration simple barrière

Dans le tableau II.1, nous avons regroupé un certain nombre de configurations épitaxiales soit sur substrat GaAs ou InP en précisant le type de croissance. Jusqu'à présent, une des structures les plus communément fabriquée est dérivée du système de matériaux GaAs/AlGaAs qui présente l'avantage incontestable d'être en adaptation de maille.

Cependant d'un point de vue pratique, il faut impérativement introduire une très forte concentration d'Aluminium afin de minimiser autant que possible les courants de fuite conformément à la remarque précédente. En effet, lorsqu'on se limite à une concentration classique telle que 30 %, la discontinuité de bande de conduction au niveau de l'interface GaAs/Al_{0,3}Ga_{0,7}As est inférieure à 300 meV. Dans ces conditions, toute application de tension aussi faible soit elle se traduit par un effet tunnel de type Fowler Nordheim à travers la barrière triangularisée.

Pour pallier cet inconvénient, on choisit généralement une concentration d'Aluminium égale à 70 %. On peut citer ici à titre d'exemple les résultats obtenus à l'Université de Virginia (UVA) [6]. Rappelons toutefois que dans ce cas, nous sommes au dessus de la concentration correspondant au cross-over synonyme de gap indirect. De plus au plan de l'épitaxie, la croissance des matériaux à forte concentration d'Aluminium est loin d'être triviale comme en atteste la collaboration entre le Naval Research Laboratory à Washington et UVA.

Intéressons nous à présent aux technologies sur InP en considérant le système de matériaux InGaAs/InAlAs pour lequel on bénéficie d'une adaptation de maille au substrat lorsque la concentration d'Indium est de 53 % pour le composé InGaAs et de 52 % pour le composé InAlAs. Dans ce cas, la discontinuité de bande de conduction est de l'ordre de 500 meV. Il est à noter par ailleurs que d'un point de vue épitaxie, il est également crucial de maîtriser durant toute la séquence de croissance la concentration d'Indium aux valeurs nominales.

Hormis ces schémas d'adaptation en maille, il est possible de choisir des couples de matériaux initialement désadaptés en utilisant des croissances de type pseudomorphique ou métamorphique.

La croissance pseudomorphique consiste à contraindre un matériau à l'adaptation de maille. Elle peut être en compression ou en extension et sous-entend bien entendu de respecter une épaisseur critique au risque de développer des dislocations. La valeur de cette épaisseur critique dépend de la désadaptation et constitue très souvent une contrainte sévère dans l'utilisation de cette technique d'épitaxie.

Abstraction faite de cette limitation, on peut fabriquer en croissance pseudomorphique non seulement des barrières de potentiel contraintes mais également des puits de potentiel. Nous reviendrons plus en détail sur cette dernière situation dans le cadre de l'étude d'ingénierie de structure. Pour le sujet qui nous intéresse ici relatif à la configuration simple barrière, on a recours à la croissance pseudomorphique afin d'insérer une barrière d'AlAs en contrainte de maille (extension) entre deux zones d' $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$.

En ce qui concerne la croissance métamorphique, celle-ci consiste à faire croître des matériaux fortement désadaptés. On préserve alors la qualité cristalline de la couche active en l'isolant du substrat par une couche dite tampon (buffer layer). Celle-ci assure la transition entre le substrat et la zone active en relaxant les contraintes.

Simple dans son principe, ce type de croissance rencontre concrètement un certain nombre de difficultés notamment en essayant de localiser les dislocations au niveau de la zone tampon. Toutefois, il est à noter que des structures InAs/AlSb ont été récemment épitaxiées avec succès sur substrat GaAs en croissance métamorphique [7]. Nous reviendrons sur ce système de matériaux que nous ne pouvons pas fabriquer au sein de notre laboratoire mais qui nous semble particulièrement prometteur pour fonctionner à des fréquences de l'ordre du terahertz.

Sur la base de cette première analyse, nous allons à présent nous intéresser à une structure épitaxiée en technologie InP qui combine les matériaux InGaAs et InAlAs en adaptation de maille à l'AlAs en croissance pseudomorphique. L'intérêt principal de cette structure tri-couche résulte du fait qu'elle permet d'obtenir une barrière large et élevée.

Ainsi, nous présenterons dans le paragraphe suivant une comparaison à température ambiante des caractéristiques $I(V)$ expérimentale et théorique de cette structure ainsi que les résultats d'une étude en température dont l'importance a déjà été soulignée en introduction.

4.2 Caractéristique de conduction à température ambiante

4.2.1 Intérêt de la structure InGaAs/InAlAs/AlAs

La figure II.7a présente la séquence de croissance épitaxiale de l'hétérostructure InGaAs/InAlAs/AlAs fabriquée au sein de notre laboratoire. La forme de la barrière ainsi obtenue est schématisée sur la figure II.7b. Pour comprendre l'intérêt de cette structure, nous avons représenté sur la figure II.8 sa caractéristique densité de courant – tension calculée à l'aide du formalisme décrit dans le paragraphe 2.2 ainsi que celle obtenue pour une barrière homogène AlInAs d'épaisseur équivalente 130 Å. Ces calculs ont été effectués à 300 K.

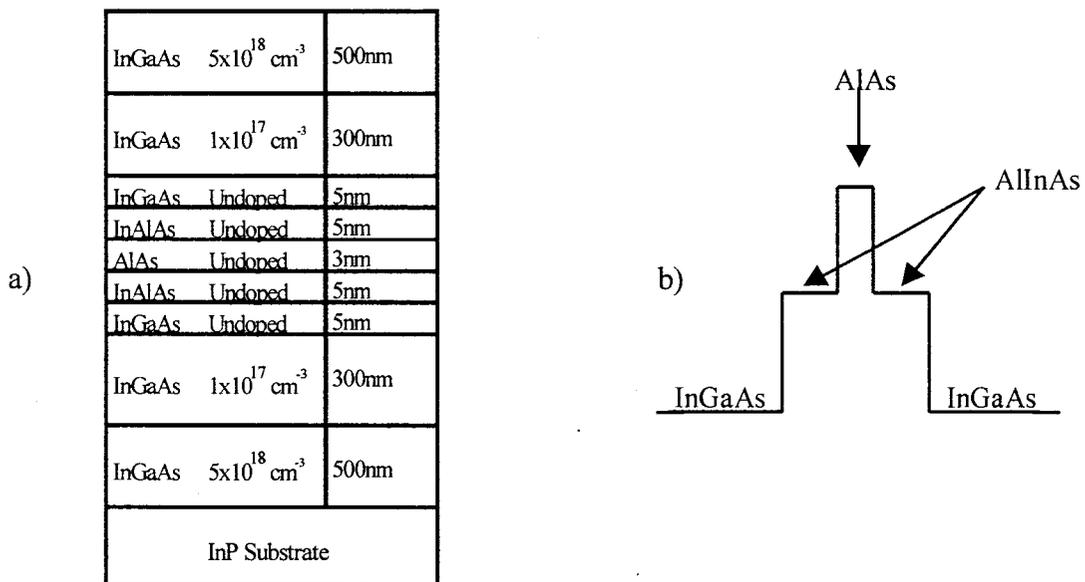


Figure II.7 : Séquence de croissance épitaxiale des structures Simple Barrière Varactor (a) en configuration marche d'escalier (b).

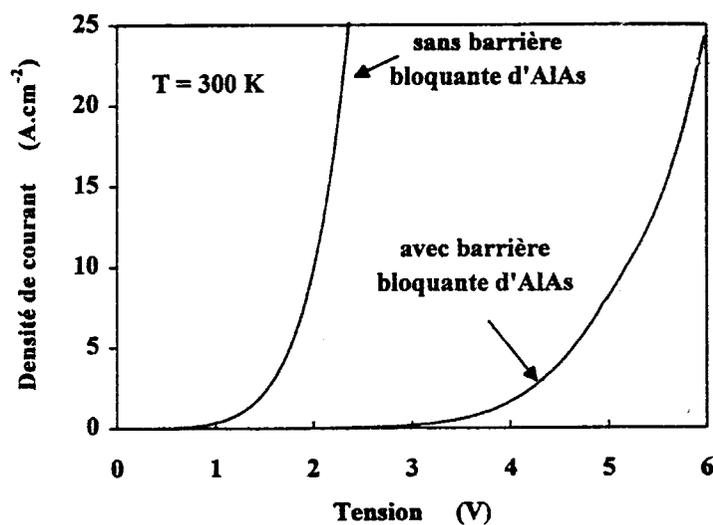


Figure II.8 : Evolutions des caractéristiques I(V) théoriques pour les structures Simple Barrière Varactor InGaAs/AlInAs et InGaAs/AlInAs/AlAs à température ambiante.

Nous constatons que l'insertion d'une barrière d'AlAs permet d'augmenter d'un facteur 3 la tenue en tension, cet aspect étant fondamental dans un contexte de multiplication de fréquence comme nous le verrons dans le chapitre III. De plus, on peut noter que la tension correspondant à une densité de courant de 10 A/cm^2 , valeur prise comme référence dans ce travail, n'est que de 2 V pour une structure sans barrière bloquante alors qu'elle est supérieure à 5 V lorsqu'une couche d'AlAs est insérée.

La comparaison à température ambiante des évolutions des densités de courant théorique et expérimentale en fonction de la tension de polarisation est reportée sur la figure II.9. L'accord obtenu pour les états de faible conduction est excellent. Par ailleurs, il est important de noter que cet accord est vérifié sur plus de 4 ordres de grandeur. Ce point mérite d'être souligné, le processus de conduction étant extrêmement sensible aux conditions de polarisation et à la morphologie de la barrière.

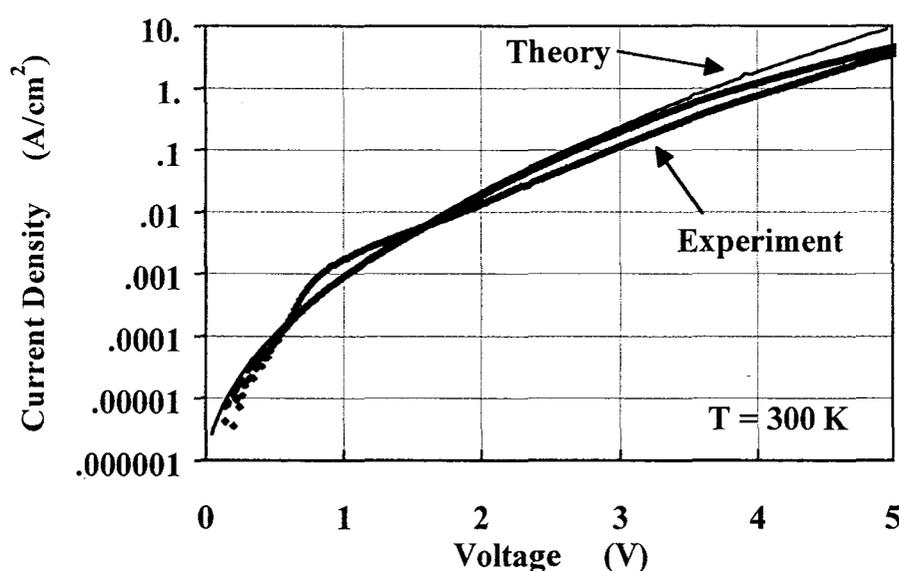


Figure II.9 : Comparaison à température ambiante des évolutions des densités de courant théorique et expérimentale d'une diode SBV InGaAs/AlInAs/AlAs en fonction de la tension de polarisation.

Concernant ce dernier aspect, on note également que les caractéristiques $I(V)$ directe et inverse présentent des évolutions tout à fait similaires hormis un épaulement au voisinage de 1 V. Par conséquent sur la base de ces différentes remarques, nous pensons que les phénomènes de transport sont relativement purs et qu'en d'autres termes, la composante de courant notée a sur la figure II.1 apparaît comme minoritaire.

A plus forte tension, on constate un écart entre les évolutions théorique et expérimentale. Celui-ci pourrait s'expliquer par des mécanismes de transport multivallées que nous ne prenons pas en compte dans notre simulation.

En conclusion partielle, la structure tri-couche que nous avons proposée permet d'augmenter de façon importante la tenue en tension des composants Simple Barrière Varactor. Nous allons à présent essayer de comprendre l'origine de cette amélioration.

4.2.2 Effet tunnel résonnant à tensions modérées

Dans le cadre de cette étude, il nous semble important dans un premier temps de quantifier les contributions au courant global des composantes d'origine tunnel au sens large (contributions b et c figure II.1) et thermoïonique. Pour ce faire, nous avons évalué l'intégrale de courant pour les intervalles $[E_c ; E_c + \Delta E_c]$ (composante tunnel) et $[E_c + \Delta E_c ; +\infty]$ (composante thermoïonique). E_c correspond à l'énergie du bas de la bande de conduction.

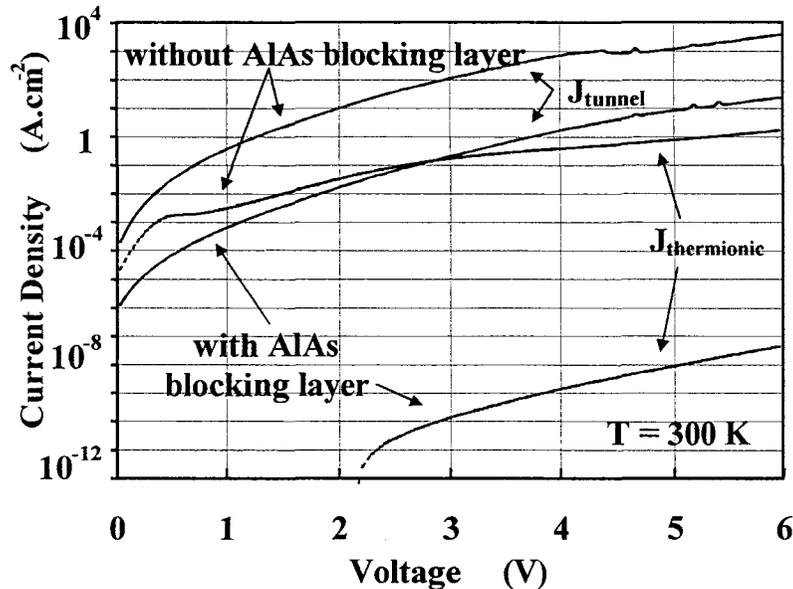


Figure II.10 : Evolution de la contribution du courant thermoïonique au courant global en fonction de la tension de polarisation. Mise en évidence d'un processus de conduction de type tunnel.

La figure II.10 présente les résultats de ces calculs effectués pour les deux structures introduites précédemment en fonction de la tension de polarisation. On constate que quelque soit la configuration de la barrière, le courant thermoïonique tracé en pointillés est négligeable devant la contribution tunnel. Par conséquent, on peut en conclure que le courant de fuite de ces structures est d'origine tunnel.

Dans ce qui suit, nous allons montrer et ceci pour la première fois à notre connaissance que le processus de conduction de type tunnel d'une hétérostructure Simple Barrière Varactor InGaAs/InAlAs/AlAs est **résonnant** [8]. Pour cela, considérons la figure II.11 qui présente l'évolution en fonction de l'énergie de l'incrément de courant dJ (équation 2.2). Cette courbe étant caractérisée par un pic relativement marqué, on en déduit qu'il existe une énergie privilégiée à la traversée de la structure bloquante. Cet aspect est corroboré sur la figure II.12 qui reporte le spectre de transmission en fonction de l'énergie. En effet, cette courbe présentant un maximum, il y a signature d'un effet tunnel résonnant.

De prime abord, ce résultat peut paraître surprenant pour un dispositif simple barrière. En effet, l'effet tunnel résonnant s'observe généralement pour des structures de type double barrière - puits dont l'exemple le plus représentatif est la diode à effet tunnel résonnant. Les électrons subissent alors des effets de localisation dans le puits et de transfert de charge par évanescente de leurs fonctions d'onde dans les barrières.

Toutefois, ces effets de localisation résultant des réflexions multiples des fonctions d'onde sur les parois peuvent intervenir également, avec une amplitude moindre, aux hétérointerfaces pour des valeurs d'énergie supérieures à la hauteur de barrière [9]. Ainsi, dans le cas de figure qui nous intéresse, l'effet de localisation se manifeste entre les interfaces InGaAs/InAlAs et InAlAs/AlAs. Ce point est illustré sur la figure II.13.

En conclusion, la barrière AlAs permet d'une part, de s'affranchir d'une conduction d'origine thermoïonique et d'autre part, d'avoir des contributions tunnel à des énergies élevées.

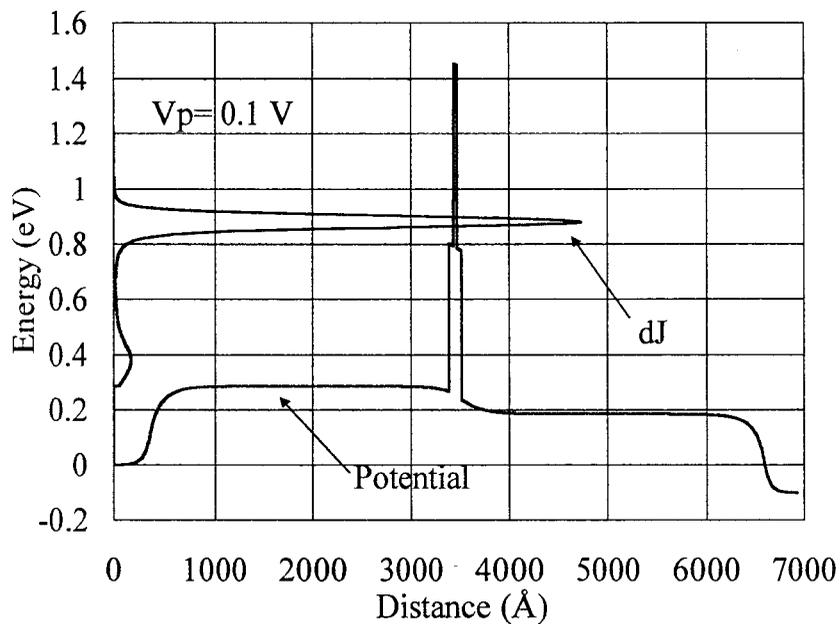


Figure II.11 : Mise en évidence d'un effet tunnel résonnant.

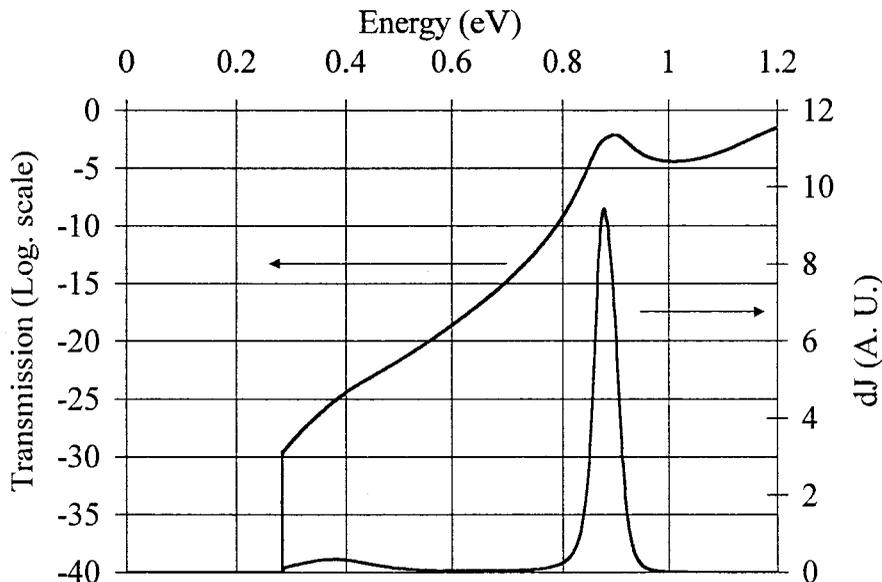


Figure II.12 : Variations de la transmission et de l'incrément de courant dJ en fonction de la tension de polarisation.

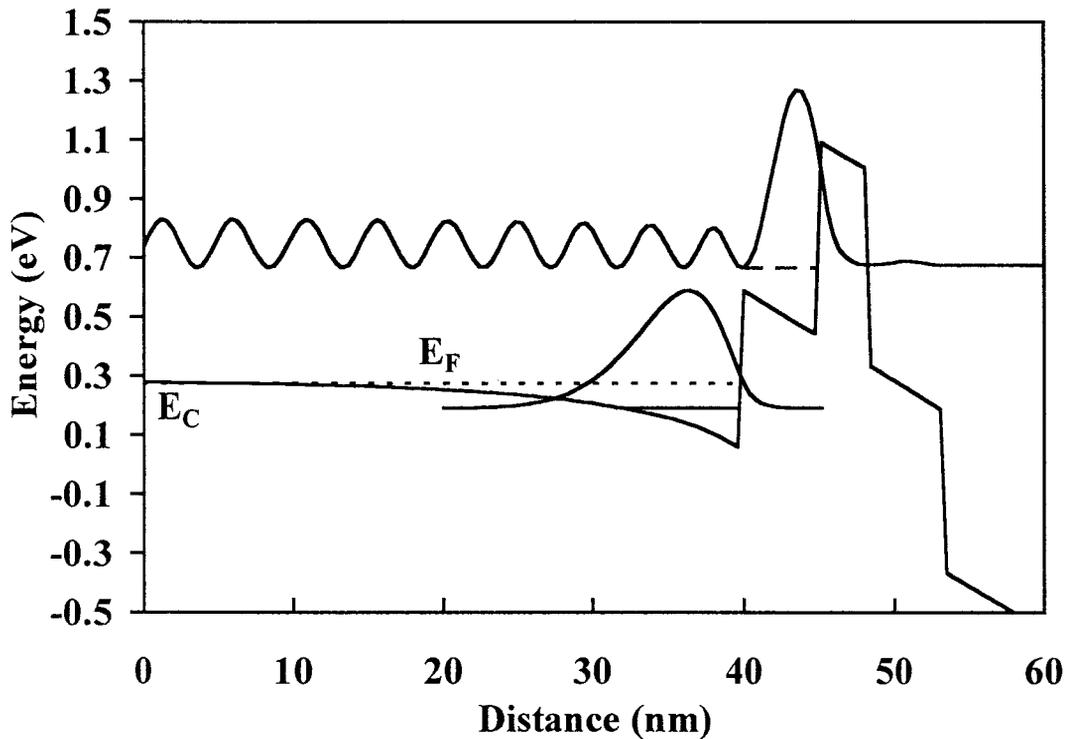


Figure II.13 : Illustration de l'effet de localisation entre les interfaces InGaAs/AlInAs et AlInAs/AlAs.

4.2.3 Mécanisme de claquage par avalanche

L'hétérostructure Simple Barrière Varactor InGaAs/AlInAs/AlAs présente une incertitude à propos des mécanismes de conduction mis en oeuvre aux tensions de polarisation proches de V_{br} , la tension de seuil à la conduction. Or, le matériau InGaAs ayant une faible bande interdite est un semi-conducteur très sensible du point de vue de l'ionisation par impact. On peut donc supposer que la tension de seuil à la conduction de notre structure soit associée à un tel mécanisme. Afin de vérifier cette hypothèse, nous déterminons dans ce paragraphe théoriquement V_a , la tension de claquage de notre hétérostructure. Pour cela, nous calculons la tension de polarisation qui vérifie la condition d'avalanche définie au paragraphe 2.3. En pratique, la procédure de calcul peut être décomposée en trois étapes :

Dans un premier temps, nous calculons pour une tension de polarisation V_p le profil de potentiel de notre structure, dont un exemple est présenté sur la figure II.11, qui après dérivation permet de déterminer sa carte de champ électrique. La procédure de calcul du profil de potentiel est analogue à celle décrite précédemment.

La seconde étape consiste à déduire à partir de la carte de champ électrique, l'évolution de $\alpha_n(x)$ et $\alpha_p(x)$ en utilisant les variations $\alpha_n(E)$ et $\alpha_p(E)$ correspondantes, référencées dans la littérature. Nous rappelons que des incertitudes subsistent quant à ses évolutions à champ électrique élevé et que très souvent nous devons avoir recours à des extrapolations.

Enfin $\alpha_n(x)$ et $\alpha_p(x)$ ayant été déterminés, nous calculons la condition d'avalanche. Si celle-ci est vérifiée, la tension de claquage par avalanche de notre structure est égale à la tension de polarisation V_p choisie.

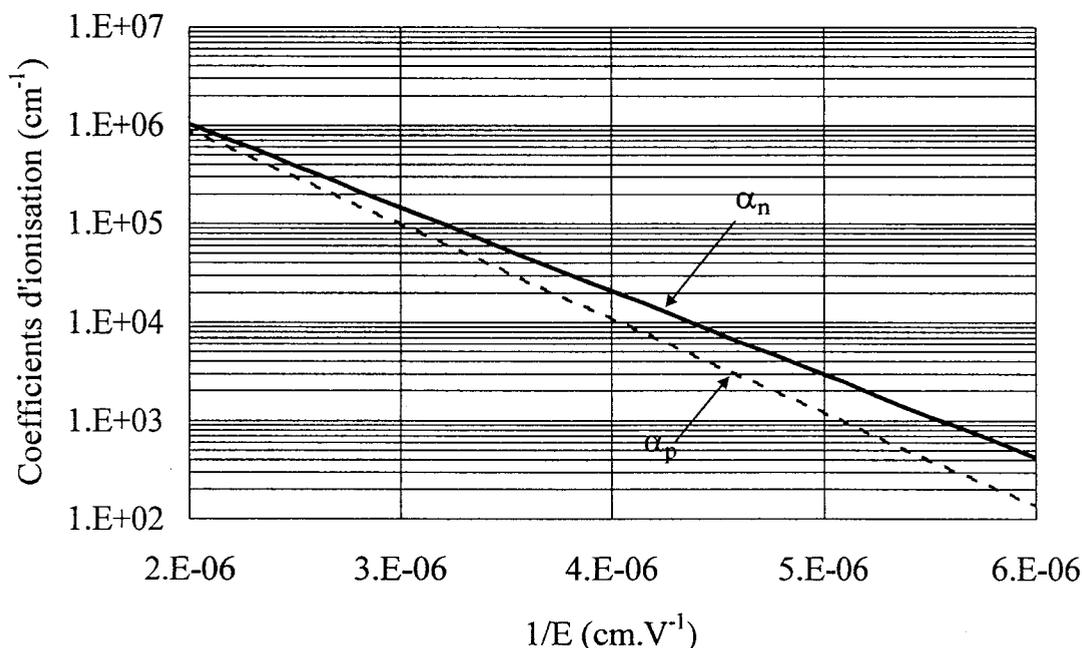


Figure II.14 : Evolutions à température ambiante des coefficients d'ionisation du matériau InGaAs en fonction de l'inverse du champ électrique.

Pour effectuer cette étude théorique, nous avons utilisé les variations établies par Pearsall des coefficients d'ionisation en fonction du champ électrique pour le matériau InGaAs [10]. Celles-ci sont reportées sur la figure II.14.

La figure II.15 présente l'évolution en fonction de la distance dans la zone de charge d'espace de l'intégrale d'ionisation calculée respectivement pour les tensions de polarisation 5.5, 6 et 6.2 V. Sur ce graphique, nous avons représenté également le profil du champ électrique obtenu pour $V_p = 6.2$ V. On constate ainsi d'une part, que le champ électrique à l'interface des matériaux InAlAs et InGaAs est très élevé, supérieur à 350 kV/cm et d'autre part, que la zone de déplétion est de l'ordre de 3000 Å ce qui correspond à l'épaisseur de la couche InGaAs.

Le calcul de la condition d'avalanche montre que celle-ci est vérifiée, c'est à dire que l'intégrale d'ionisation est égale à 1, pour une tension de polarisation égale à 6.2 V ce qui est sensiblement comparable à la tension de seuil à la conduction de notre structure.

Ce résultat peut également être confronté à la tension de claquage calculée analytiquement à partir de la formule de Sze et Gibbons établie pour des homojonctions PN abruptes en Silicium, Germanium et matériaux binaires tels que GaAs et GaP [11].

$$V_a = 60 \left(\frac{E_g}{1.1} \right)^{\frac{3}{2}} \left(\frac{N_d}{10^{16}} \right)^{-\frac{3}{4}}$$

où E_g est le gap du matériau en eV et N_d la quantité d'espèces dopantes en cm^{-3} .

Cette expression analytique donne la tension de claquage par avalanche d'un matériau en fonction de sa largeur de bande interdite et de son dopage. On obtient ainsi pour le ternaire InGaAs adapté en maille sur InP dopé 10^{17} cm^{-3} une tension de claquage égale à 5.9 V. Ce résultat est très proche de celui que nous avons obtenu numériquement.

Pour conclure, nous avons montré que les mécanismes de conduction d'une hétérostructure Simple Barrière Varactor InGaAs/AlInAs/AlAs pour les tensions de polarisation proches de la tension de seuil à la conduction peuvent être associés à un processus d'ionisation par impact [5].

Par ailleurs, on remarque que pour la tension de seuil à l'avalanche les paramètres de dopage et d'épaisseur des couches où s'effectue la modulation de capacité apparaissent relativement optimaux avec en particulier la désertion complète de la zone dopée 10^{17} cm^{-3} . Il est par conséquent inutile d'augmenter l'épaisseur de la barrière de notre structure. Cette condition généralement référencée sous le terme « punch through » permet en outre d'un point de vue pratique de s'affranchir des pertes résistives dans les zones non désertées.

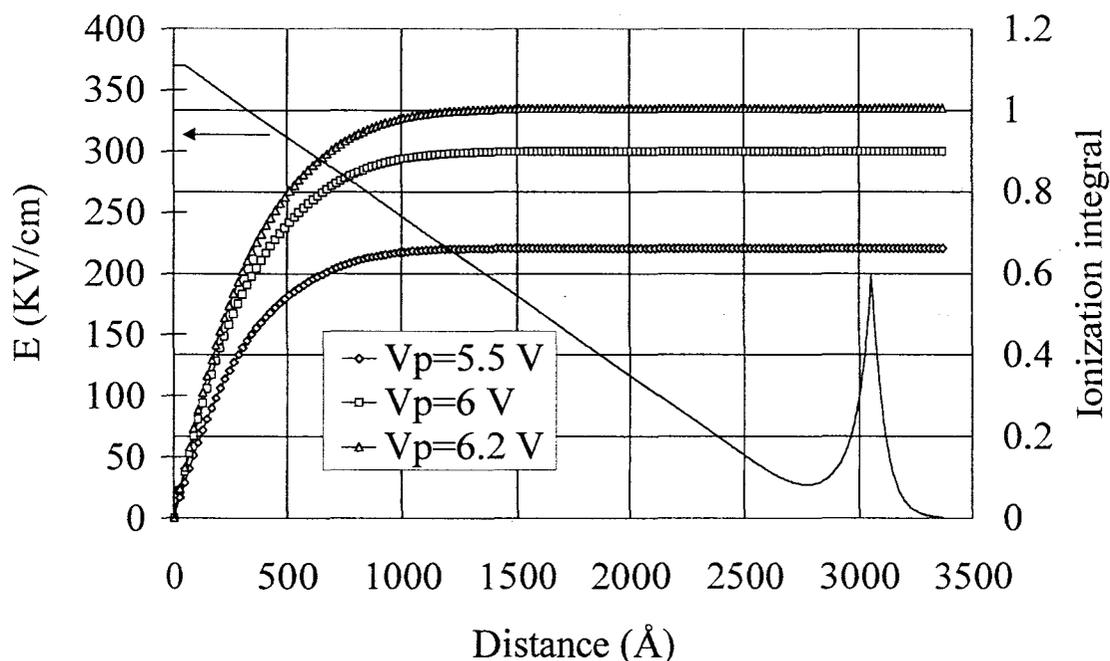


Figure II.15 : Evolution en fonction de la distance dans la zone de charge d'espace de l'intégrale d'ionisation calculée respectivement pour les tensions de polarisation 5.5, 6 et 6.2 V. Représentation du profil du champ électrique obtenu pour $V_p = 6.2 \text{ V}$.

4.3 Caractéristique Capacité - Tension

La figure II.16 présente une comparaison des évolutions théorique et expérimentale de la capacité d'une hétérostructure Simple Barrière Varactor InGaAs/AlInAs/AlAs. On constate que notre simulation est satisfaisante sur l'ensemble de la caractéristique hormis pour la valeur C_{max} de la capacité à l'équilibre. Cette différence résulte du fait que notre modèle, basé sur l'approximation Thomas – Fermi, ne tient pas compte de l'effet répulsif de la barrière de potentiel. Ce phénomène est illustré sur la figure II.5. En effet, dans l'approximation de

Thomas - Fermi, la densité volumique de charges est maximale à l'interface InGaAs/InAlAs. Ceci est contraire en toute rigueur à la mécanique quantique qui permet la pénétration de la fonction d'onde dans une barrière de potentiel. Par conséquent, il ne peut pas y avoir de discontinuité de la densité volumique de charges comme c'est le cas dans l'approximation de Thomas - Fermi.

La capacité de notre structure est caractérisée par une valeur C_{max} à l'équilibre de $2 \text{ fF}/\mu\text{m}^2$ et un contraste C_{max}/C_{min} égal à 5.

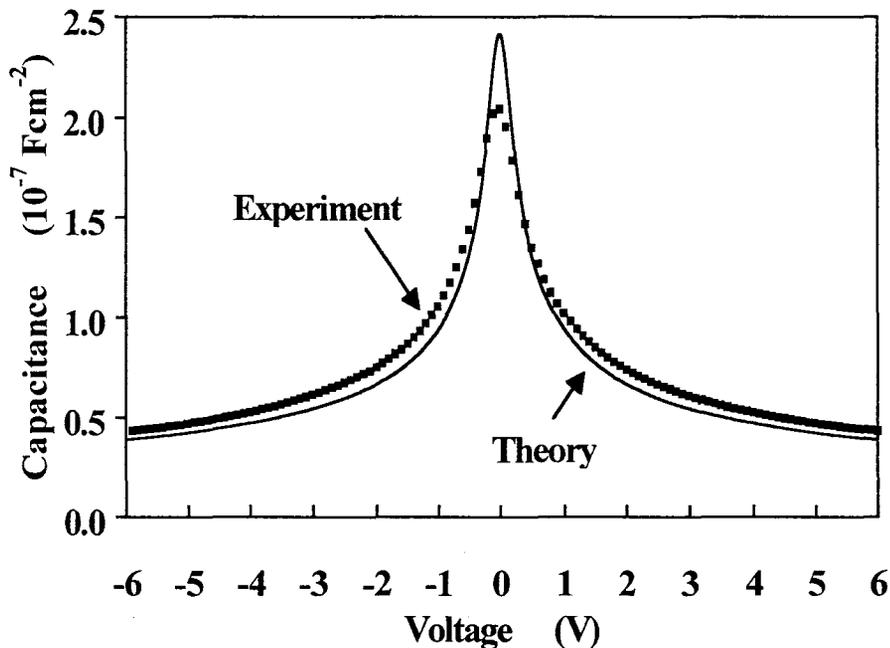


Figure II.16 : Comparaison des évolutions théorique et expérimentale de la capacité d'une hétérostructure Simple Barrière Varactor InGaAs/AlInAs/AlAs en fonction de la tension de polarisation.

Nous montrerons dans la suite de cet exposé que les performances en multiplication de fréquence d'un composant Simple Barrière Varactor dépendent fortement de la valeur de son contraste en capacité. Ainsi, un gros effort de recherche doit être effectué pour pouvoir l'améliorer. Deux solutions s'offrent à nous : augmenter C_{max} et/ou diminuer C_{min} .

Dans le paragraphe précédent, nous avons mis en évidence que notre structure est en condition de punch-through (désertion totale de la couche InGaAs) pour la tension de seuil à la conduction. Dans ces conditions, la marge d'optimisation de C_{min} est relativement faible. L'amélioration du contraste en capacité sera donc conditionné par l'augmentation de C_{max} . Dans une approche de type condensateur plan, ce paramètre peut être évalué à l'aide de l'expression suivante :

$$C_{max} = \frac{\epsilon}{L_b + 2L_s} \quad (2.8)$$

où L_b correspond à l'épaisseur de la barrière et L_s est la longueur d'écrantage.

Deux possibilités sont donc envisageables pour optimiser C_{max} . La première consiste à diminuer L_b . Cette solution logique dans le principe n'est toutefois pas réaliste car ceci augmenterait notablement la transparence de la barrière et par conséquent le courant de fuite. Il n'existe donc qu'une solution pour augmenter la capacité à l'équilibre de notre structure, réduire les longueurs d'écrantage L_s . Ceci peut être obtenu en localisant les charges près de la barrière. Les structures à plans de dopage et prépuits - postpuits que nous présenterons dans le paragraphe 6 vérifient cette condition.

Pour conclure, il est important de noter qu'on peut déterminer expérimentalement le niveau de dopage des zones adjacentes à la barrière bloquante à partir de la dérivée de la grandeur $1/C^2$ en fonction de la tension de polarisation [12]. La figure II.17 illustre ce point. Nous avons pu ainsi vérifier que le niveau de dopage des zones d'espaceur situées en amont et en aval de la barrière est bien de l'ordre de $1.10^{17} \text{ cm}^{-3}$.

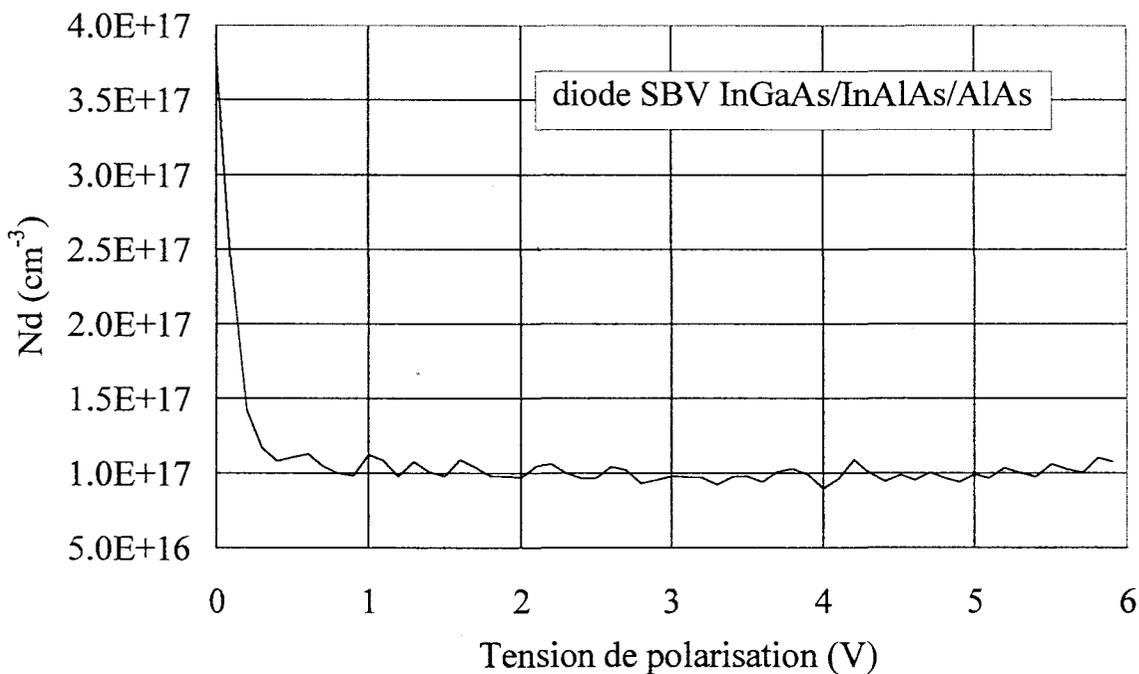
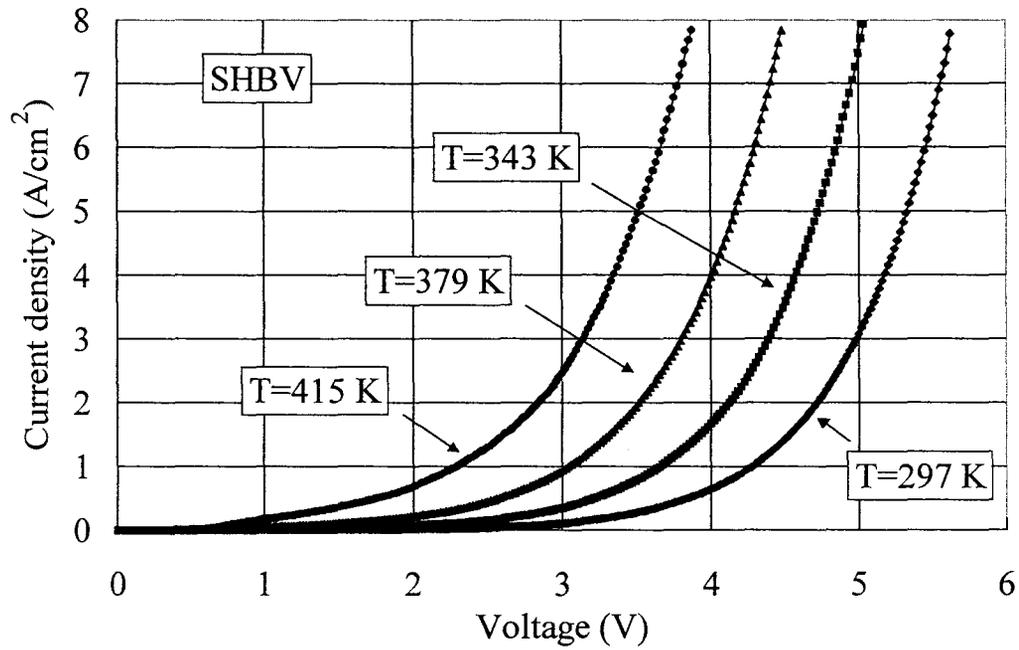


Figure II.17 : Evolution du niveau de dopage des zones d'espaceur d'une structure SBV InGaAs/InAlAs/AlAs en fonction de la tension de polarisation.

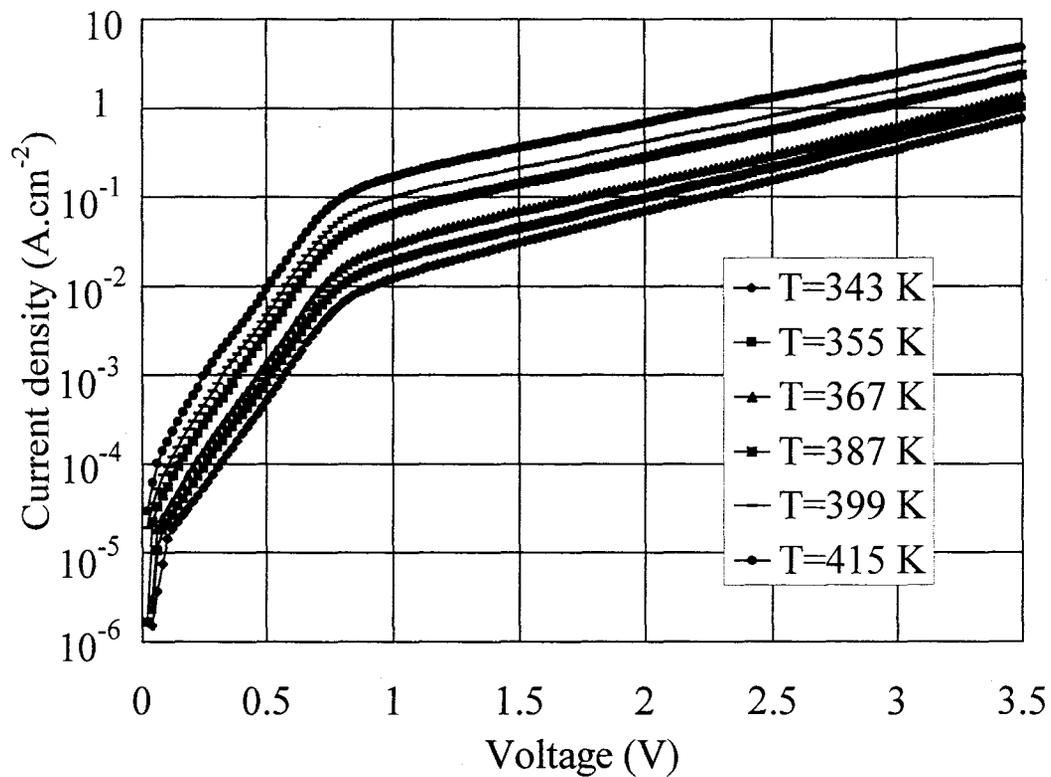
5 Etude en température

5.1 Dégradation des caractéristiques I-V

La figure II.18a présente les caractéristiques densité de courant – tension d'une hétérostructure Simple Barrière Varactor InGaAs/InAlAs/AlAs mesurées à différentes températures. Comme attendu, notre structure présente un courant de fuite plus important lorsque la température augmente. Ceci résulte de l'étalement de la queue de distribution des porteurs.



a)



b)

Figure II.18 : Caractéristiques densité de courant – tension d'une diode simple barrière varactor InGaAs/InAlAs/AlAs mesurées à différentes températures.

Quantitativement, on constate que pour $T = 415\text{ K}$ la conduction apparaît dès que la tension dépasse 1 V. D'un point de vue application une telle augmentation de la température,

de plus de 100 K au dessus de la température ambiante, peut s'expliquer par la dissipation thermique au niveau de la jonction (en ce qui nous concerne la simple barrière). En effet, nous verrons dans le chapitre III que la conversion de puissance aux fréquences très élevées s'effectue typiquement avec un rendement d'une dizaine de pourcent. L'énergie non convertie étant dissipée sous forme de chaleur, ceci induit une élévation de la température interne du composant.

Pour plus d'informations sur la dégradation de la tenue en tension de notre structure, considérons la figure II.18b. Cette représentation en échelle logarithmique permet de mettre en évidence à tension de polarisation fixée un accroissement des valeurs de densité de courant de plus d'un ordre de grandeur lorsque la température passe de 297 à 415 K. Nous analyserons en détail dans le chapitre IV les conséquences de la dégradation du courant de fuite de notre structure en fonction de la température sur ses performances en multiplication de fréquence.

5.2 Energie d'activation

Nous avons montré dans le paragraphe 4.2.2 que le processus de conduction de type tunnel d'une hétérostructure Simple Barrière Varactor InGaAs/InAlAs/AlAs est résonnant. Or, en se référant à la figure II.11, on constate d'un point de vue théorique que l'énergie préférentielle à la traversée de la structure bloquante se situe à plus de 600 meV au dessus du bas de la bande de conduction pour la tension de polarisation $V_p = 0.1$ V. Par conséquent l'énergie de résonance étant très élevée par rapport à l'énergie de Fermi, le courant de fuite de notre structure est gouverné par l'augmentation de la probabilité de transmission associée à l'effet résonnant comparativement à la distribution des états occupés dans l'émetteur.

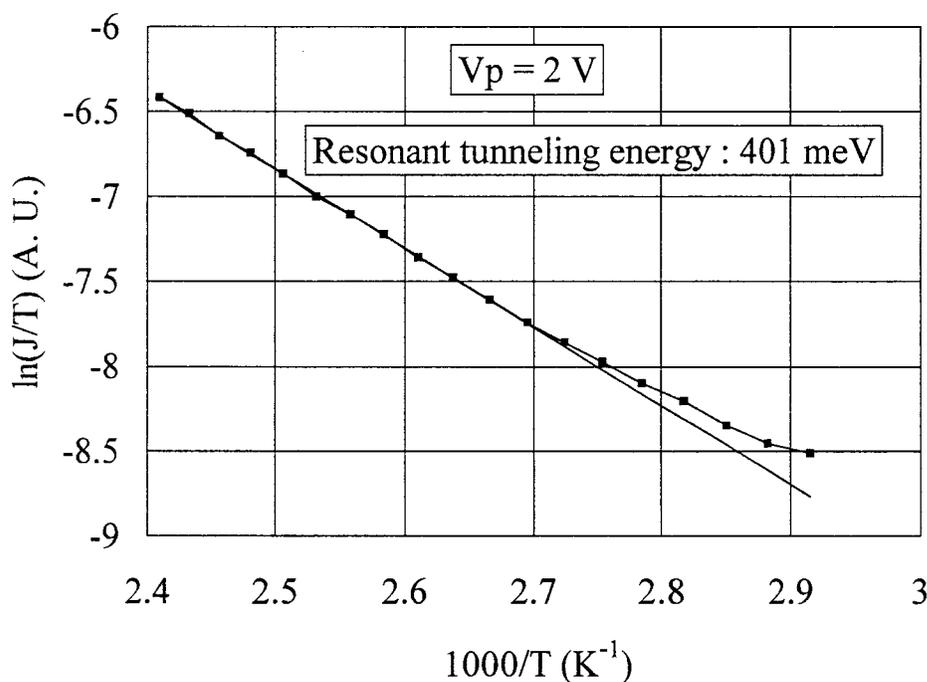


Figure II.19 : Détermination de l'énergie d'activation pour $V_p = 2$ V.

Cependant, la température joue un rôle moteur au sein de ce processus de conduction et une étude fine en température doit permettre de mesurer l'énergie d'activation E_{rt} de ce mécanisme. Cette grandeur caractéristique d'un processus de conduction tunnel résonnant correspond à une hauteur de barrière tunnel apparente [13]. Ainsi, pour chaque tension de polarisation, l'énergie d'activation est déduite de la variation du rapport de la densité de courant sur la température en fonction de $1/T$. La figure II.19 illustre un exemple typique des résultats que nous avons obtenus pour $V_p = 2$ V.

La comparaison des évolutions théorique et expérimentale de l'énergie d'activation de notre structure est présentée sur la figure II.20. Pour chaque tension de polarisation, la hauteur de barrière tunnel théorique a été définie en calculant le profil de la bande de conduction, le niveau quantique fondamental dans la zone d'accumulation et enfin l'énergie privilégiée associée au processus de conduction tunnel résonnant. On constate que l'accord théorie - expérience est relativement bon sur l'ensemble de la plage de tension étudiée.

A l'équilibre, notre structure présente une hauteur de barrière tunnel apparente de l'ordre de 600 meV. Comme prévu, la valeur de E_{rt} décroît lorsque la tension augmente. Ainsi, notre composant a une énergie d'activation égale à 300 meV pour $V_p = 3.5$ V.

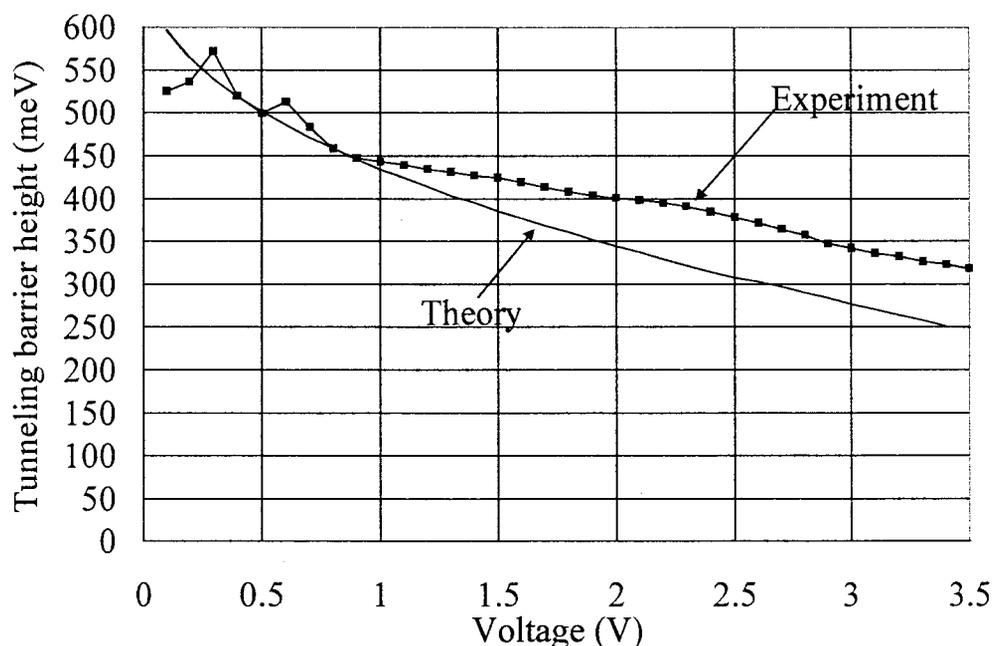


Figure II.20 : Comparaison des évolutions théorique et expérimentale de l'énergie d'activation en fonction de la tension de polarisation.

6 Ingénierie de structure de bande

La structure de test InGaAs/InAlAs/AlAs que nous venons d'étudier a révélé un grand nombre d'améliorations au niveau principalement de la tenue en tension et de façon corrélée des variations de capacité. Par conséquent, nous garderons ce type de barrière en marche d'escalier afin d'introduire deux nouvelles idées basées sur l'adjonction de plans de dopage et puits quantiques de part et d'autre de la barrière générique.

6.1 Structure à dopage planaire

Dans le paragraphe 4.3, nous avons mis en évidence que la capacité à l'équilibre C_{max} d'une structure SBV est minorée par l'extension de ses zones d'écrantage de part et d'autre de la barrière. On conçoit facilement que ces zones d'écrantage sont d'autant plus faibles que le niveau de dopage est important. Toutefois, il est à noter qu'un choix de dopage trop élevé restreint énormément les variations de capacité. Ainsi, la solution à ce compromis passe par l'utilisation d'une modulation de dopage.

Par ailleurs, afin de préserver l'opacité de la barrière, il faut éviter autant que possible de doper celle-ci. Or, durant le processus de croissance, les espèces dopantes en l'occurrence le silicium ont tendance à migrer en surface (ségrégation du Silicium). Tout niveau de dopage élevé doit donc être assuré en retrait de la barrière. Une des solutions possibles que nous allons à présent considérer consiste à utiliser des plans de dopage.

La séquence de croissance épitaxiale de la structure à plans de dopage fabriquée au sein de notre laboratoire est présentée sur la figure II.21. Il s'agit de la structure Simple Barrière Varactor InGaAs/InAlAs/AlAs décrite précédemment pour laquelle deux plans de dopage ont été placés de part et d'autre de la barrière bloquante [14]. La charge équivalente par unité de surface est de $2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$.

InGaAs $5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	500 nm	
InGaAs $1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$	300 nm	
InGaAs u - d	5 nm	$\delta : 2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$
InGaAs u - d	5 nm	
InAlAs u - d	5 nm	
AlAs u - d	5 nm	
InAlAs u - d	5 nm	
InGaAs u - d	5 nm	$\delta : 2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$
InGaAs u - d	5 nm	
InGaAs $1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$	300 nm	
InGaAs $5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	300 nm	
InP $5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	500 nm	
InP Substrate		

Figure II.21 : Séquence de croissance épitaxiale de l'hétérostructure simple barrière varactor à plans de dopage.

6.1.1 Caractéristique de conduction

La figure II.22 présente la caractéristique courant - tension mesurée à température ambiante pour une diode à plans de dopage de section $1256 \mu\text{m}^2$. On remarque que ce

composant a une tension de seuil à la conduction inférieure à 1 V. Cette valeur est très inférieure à celle présentée par une hétérostructure Simple Barrière Varactor traditionnelle.

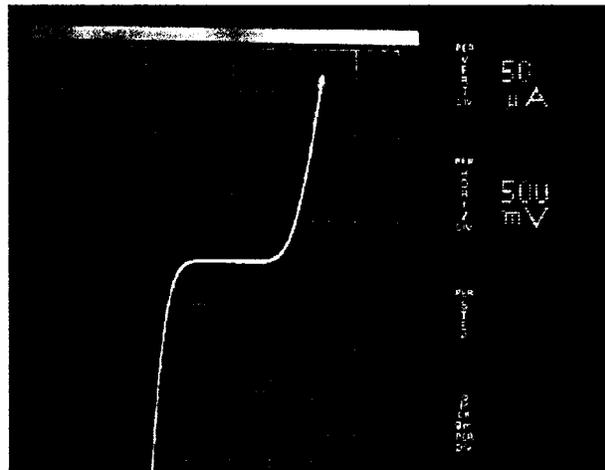


Figure II.22 : Caractéristique courant - tension relevée à température ambiante sur une diode simple barrière varactor à plans de dopage de section $1256 \mu\text{m}^2$.

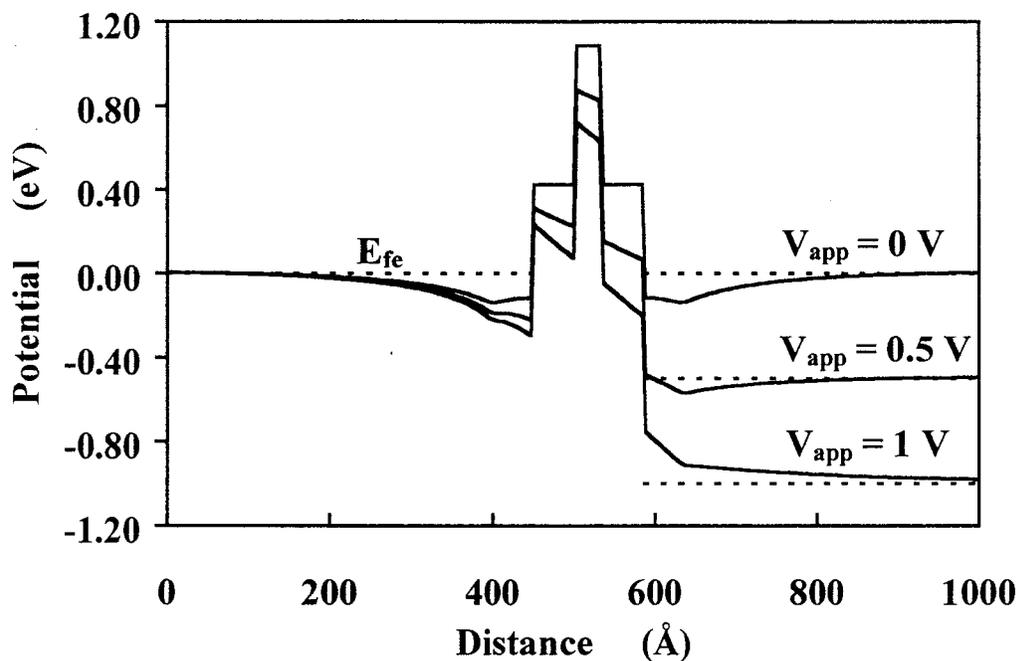


Figure II.23 : Profils de bande de conduction d'une structure SBV à plans de dopage calculés pour différentes valeurs de la tension de polarisation.

Cette diminution sensible de la tension de seuil à la conduction a, selon nous, deux origines. Tout d'abord on constate, au vu de la figure II.23, reportant les profils de bande de conduction d'une structure à plans de dopage pour différentes tensions de polarisation, un abaissement global de la barrière de potentiel. Ce phénomène peut s'expliquer en considérant les deux cas extrêmes suivants :

Dans le cas d'un dopage planaire dans un matériau en volume, la charge libre donnée par le plan de dopage se trouve piégée par le potentiel électrostatique $E_c(z)$ avec une forme

caractéristique en V. La variation spatiale de $E_c(z)$ est alors symétrique par rapport au plan de dopage.

Si à présent on considère un plan de dopage localisé à l'interface d'une barrière, les électrons ne pouvant pénétrer que faiblement dans celle-ci vont se retrouver majoritairement en amont de l'interface, entraînant une forte dissymétrie de $E_c(z)$. En d'autres termes, le matériau apparaît plus dégénéré au voisinage de la barrière.

En ce qui concerne notre structure bien qu'étant dans un cas intermédiaire, on constate un abaissement conséquent de sa hauteur de barrière.

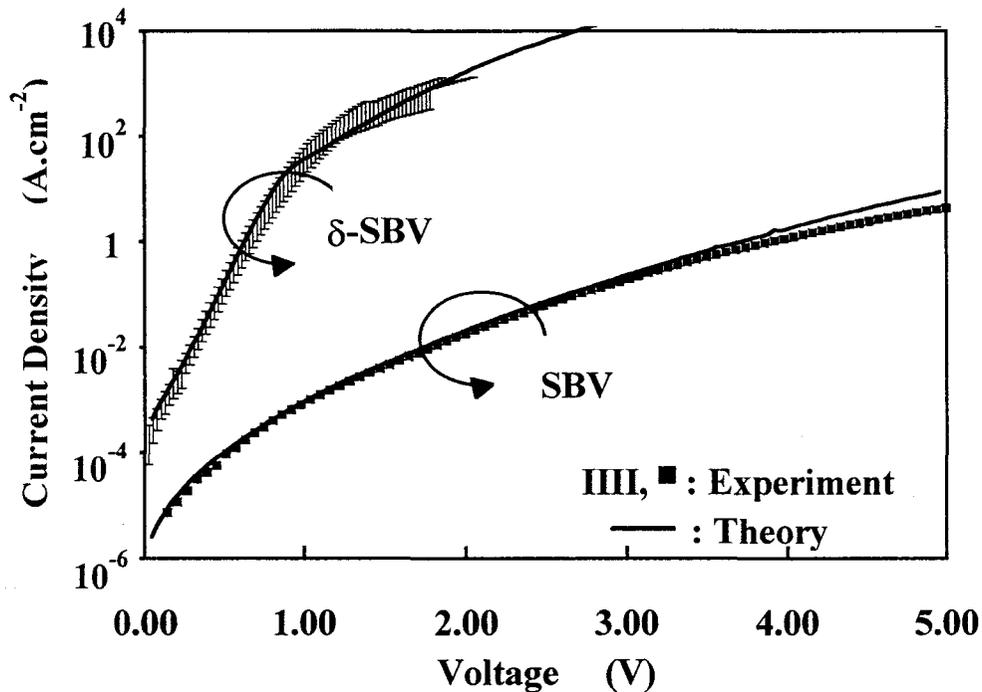


Figure II.24 : Comparaison à température ambiante des caractéristiques $I(V)$ théoriques et expérimentales de diodes SBV avec ou sans plans de dopage.

La diminution de la tension de seuil à la conduction n'est due qu'en partie à ce phénomène. En effet, l'introduction de plans de dopage de part et d'autre de la barrière tend à interdire la désertion des porteurs dans les zones adjacentes. La chute de potentiel s'effectue donc principalement au niveau de la barrière ce qui induit une rapide triangularisation de celle-ci. Pour illustrer ce point, nous avons tracé sur la figure II.24 en échelle logarithmique la caractéristique courant - tension d'une structure à plans de dopage. Celle-ci présente deux régimes de conduction avec un changement de pente pour une tension de polarisation de l'ordre de 1 V. Pour comprendre ce mécanisme, considérons à nouveau la figure II.23 où nous avons reporté en fonction de la distance le profil de la bande de conduction d'une structure à plans de dopage défini respectivement pour les tensions de polarisation 0, 0.5 et 1 V.

- Pour les tensions de polarisation inférieures à 1 V, le puits de potentiel induit par le plan de dopage situé en aval de la barrière s'évase progressivement, libérant ainsi les charges libres. Comparativement aux composants à dopage uniforme, le champ électrique de notre structure s'établit sur une zone beaucoup plus restreinte. Par conséquent, il y a d'une part, augmentation du niveau de capacité au voisinage de l'équilibre et d'autre part, diminution de la

hauteur de barrière apparente étant donné que celle-ci doit absorber la quasi-totalité du champ électrique.

- Pour les tensions de polarisation supérieures à 1 V, le puits de potentiel aval est vide de charges, ce qui conduit à une meilleure répartition globale du champ électrique. On retrouve alors le mécanisme de désertion progressive propre au comportement des structures à dopage uniforme. Ce phénomène se traduit par une diminution de pente de la caractéristique I-V observée en échelle logarithmique.

6.1.2 Caractéristique Capacité – Tension

La figure II.25 présente la caractéristique capacité - tension d'une structure à plans de dopage mesurée à la fréquence de 500 MHz. A titre de comparaison, nous avons représenté aussi sur ce graphique l'évolution de la capacité expérimentale d'une diode SBV à dopage uniforme en fonction de la tension de polarisation. On constate que l'introduction de plans de dopage de part et d'autre de la barrière permet d'augmenter d'un facteur deux la valeur de la capacité à l'équilibre.

La structure Simple Barrière Varactor à plans de dopage présente donc dans l'absolu un contraste de capacité égal à 10. Toutefois, ce résultat n'est que purement théorique. En effet, il n'a jamais pu être vérifié expérimentalement à cause des phénomènes de conduction parasite trop importants qui compliquent l'accès à l'information de capacité.

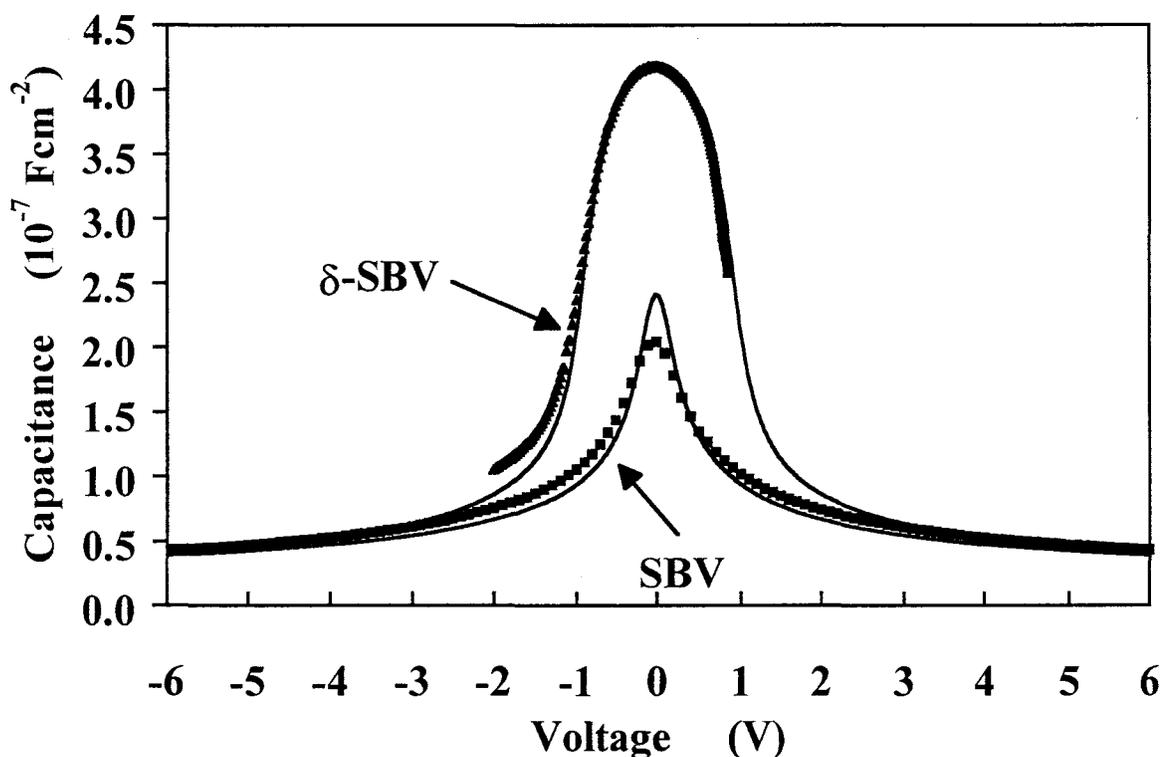


Figure II.25 : Comparaison des caractéristiques capacité - tension théoriques (traits pleins) et expérimentales (F=500 MHz) de diodes SBV avec ou sans plans de dopage.

6.2 Structure prépuits – postpuits

L'idée sous-jacente au développement d'une structure prépuits - postpuits est identique à celle de la structure à plans de dopage. Toutefois, nous avons mis en évidence précédemment que ce dernier composant présente un effet de réaction de charge d'espace néfaste à la tenue en tension. Ainsi pour résoudre ce problème majeur, la diode prépuits - postpuits utilise le concept de transfert de charges qui consiste à attirer une grande quantité de charges libres près de la barrière grâce à l'introduction de part et d'autre de celle-ci de puits de potentiel.

En effet, il est maintenant bien connu qu'une hétérostructure de type puits de potentiel ayant des barrières de confinement dopées se comporte comme un centre attracteur pour les électrons. Par conséquent dans le cas présent, la barrière centrale ne pouvant pas être dopée afin de préserver son opacité, le transfert de charges s'effectue des zones adjacentes vers les puits de potentiel.

Avant de considérer plus en détail la séquence de croissance épitaxiale de notre structure à puits quantiques ainsi que sa caractéristique capacité - tension expérimentale, il nous semble important d'insister sur les différences que présentent une diode prépuits - postpuits par rapport à une structure conventionnelle.

En premier lieu, l'accumulation des charges au voisinage de la barrière s'effectue dans un système bidimensionnel. La densité d'états $D(E)$ s'en trouve notablement modifiée avec un profil selon l'énergie en marche d'escalier. Rappelons que pour un système tridimensionnel $D(E)$ évolue en fonction de la racine de l'énergie.

En second lieu, les variations de la caractéristique capacité - tension sont relatives à un changement de la densité surfacique de charges en amont et en aval de la barrière grâce à l'adjonction de puits de potentiel. Les temps caractéristiques d'une structure prépuits - postpuits correspondent par conséquent aux mécanismes de fuite par effet tunnel contrairement à une structure conventionnelle où on est limité par la vitesse des porteurs. Nous reviendrons dans le chapitre IV sur ce dernier aspect limitatif grâce à l'utilisation d'une méthode de type Monte-Carlo.

Enfin en troisième lieu, le recours à des configurations puits quantiques - barrière de potentiel permet de bénéficier de degrés de liberté supplémentaires dans la conception des structures en modulant notamment la largeur et la profondeur du puits. Ces possibilités ne sont pas infinies et nous nous proposons dans la suite de cet exposé d'étudier un cas concret.

La séquence de croissance épitaxiale de la structure prépuits – postpuits fabriquée au sein de notre laboratoire est présentée sur la figure II.26. Il s'agit de la structure Simple Barrière Varactor InGaAs/InAlAs//AlAs décrite précédemment pour laquelle deux puits de potentiel d'InAs d'épaisseur 50 Å ont été placés de part et d'autre de la barrière bloquante [14].

Il convient de noter que cette structure est très difficile à réaliser. En effet, la concentration d'Indium dans les zones adjacentes étant de 53 %, le désaccord de maille entre l'InGaAs et l'InAs est de plus de 3 %. Dans ces conditions, l'épaisseur critique est théoriquement extrêmement faible de l'ordre de quelques monocouches en croissance conventionnelle. Pour réussir à faire croître une couche d'InAs sur près de 50 Å, il est

impératif de réduire notablement la température du substrat et ainsi préserver la croissance bidimensionnelle de l'ensemble de la structure.

GaInAs	$5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	3000 Å
GaInAs	$1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$	3000 Å
InAs	u-d	50 Å
InAlAs	u-d	50 Å
AlAs	u-d	30 Å
InAlAs	u-d	50 Å
InAs	u-d	50 Å
GaInAs	$1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$	3000 Å
GaInAs	$5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	5000 Å
Substrat InP SI		

Figure II.26 : Séquence de croissance épitaxiale d'une structure simple barrière varactor prépuits – postpuits.

6.2.1 Caractéristique Capacité - Tension

La figure II.27 présente les variations de la capacité normalisée en $\text{fF}/\mu\text{m}^2$ mesurée entre -7 V et $+5 \text{ V}$. Ce résultat a été obtenu à température ambiante pour une fréquence de 500 MHz sur un échantillon de test isolé par mésas de $10 \mu\text{m}$ de diamètre. Dans l'ensemble, la caractéristique apparaît relativement symétrique avec toutefois un léger décalage vers les tensions de polarisation positives de l'ordre de 100 meV .

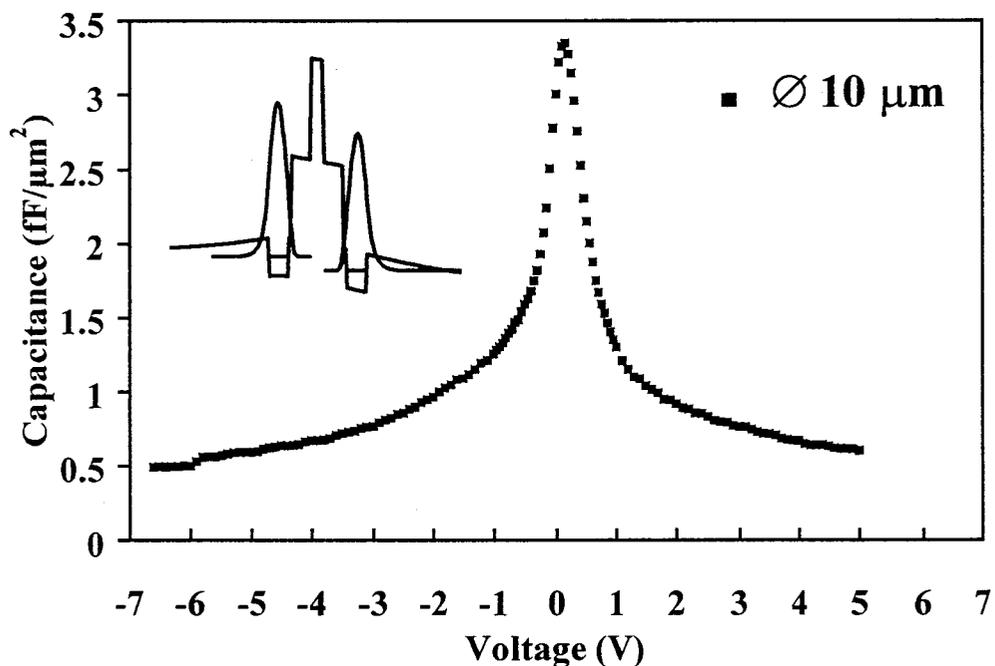


Figure II.27 : Caractéristique capacité – tension d'une structure prépuits – postpuits mesurée à la fréquence $F = 500 \text{ MHz}$. En insert présentation pour $V_p = 0.2 \text{ V}$ du profil de la bande de conduction au voisinage de la barrière ainsi que des fonctions d'onde correspondantes.

La valeur de la capacité à l'équilibre atteint près de $3.5 \text{ fF}/\mu\text{m}^2$. Rappelons que pour une structure conventionnelle la valeur typique est de $2 \text{ fF}/\mu\text{m}^2$. En ce qui concerne la valeur de la capacité en régime de saturation correspondant aux tensions de polarisation proches de la tension d'avalanche, celle-ci est égale à $0.5 \text{ fF}/\mu\text{m}^2$. Notre structure prépuits - postpuits présente donc un contraste de capacité égal à 7. Il est à noter par ailleurs que la pente de la courbe $C(V)$ est fortement abrupte au voisinage de l'équilibre typiquement entre -1 V et $+1 \text{ V}$.

Ces mesures ont toujours été effectuées dans des conditions de courant de fuite extrêmement faible contrairement à la structure à plans de dopage. Ainsi conformément à l'analyse précédente, l'utilisation de puits quantiques permet de préserver les qualités de bloquage de la barrière tout en augmentant notablement la valeur de la capacité à l'équilibre.

L'insert de la figure II.27, reportant le profil de la bande de conduction au voisinage de la barrière ainsi que les fonctions d'onde correspondantes pour une tension de polarisation égale à 0.2 V permet de constater que les puits quantiques en amont et en aval de la barrière jouent parfaitement leur rôle en introduisant par effet d'accumulation une dégénérescence locale des semi-conducteurs.

7 Bilan et perspectives

Sans déflorer le sujet multiplication de fréquence qui fait l'objet de notre troisième chapitre, un certain nombre de conclusions peuvent dès à présent être tirées en ce qui concerne les fréquences d'utilisation des différentes structures que nous venons d'étudier.

Ainsi, nous avons montré dans le paragraphe 4.3 que la diode InGaAs/InAlAs/AlAs présente une non linéarité capacitive marquée ($C_{\text{max}}/C_{\text{min}} = 5$) sur une plage de tension relativement large (12 V crête à crête). Il est par conséquent nécessaire pour excursionner cette non linéarité de disposer d'une puissance de pompe importante. La diode Gunn fonctionnant en mode fondamental permet de remplir cette condition. Celle-ci délivre typiquement une puissance de 100 mW à 100 GHz . La structure InGaAs/InAlAs/AlAs se révèle donc bien adaptée pour une application tripleur de fréquence $100 - 300 \text{ GHz}$.

A ce stade, de nombreuses possibilités nous sont offertes avec notamment le développement de mélangeurs sous harmoniques pour lesquels la fréquence du signal transposé est alors de 600 GHz . Toutefois, cette fréquence n'est pas une limite et on considère dès à présent les filières capables de porter la fréquence de l'oscillateur local à 600 GHz et par conséquent celle du signal radio-fréquence à 1.2 THz .

Dans cette optique, les structures prépuits - postpuits voire même celles à plans de dopage s'avèrent mieux adaptées que les structures conventionnelles dans la mesure où une non linéarité importante est accessible sur une très faible plage de tension.

Il reste à notre connaissance pour ce type d'application une dernière solution très compétitive basée sur la croissance métamorphique sur substrat GaAs d'hétérostructures InAs/AlSb. En effet, ce système de matériaux présente une discontinuité de bande de conduction très importante de l'ordre de 2 eV , avec également l'avantage d'une masse effective des porteurs dans l'InAs extrêmement faible $0.023 m_0$.

8 Conclusion

Dans ce chapitre, nous nous sommes intéressés principalement aux aspects physiques des composants à hétérostructure simple barrière varactor en considérant les configurations marche d'escalier, à plans de dopage et à puits quantiques.

En ce qui concerne la première de ces structures, nous avons mis en évidence grâce au calcul des composantes de courant, un effet tunnel résonant à travers la barrière contrainte d'AlAs. L'énergie caractéristique mise en jeu dans ce processus, déterminée expérimentalement par une étude fine en température est de 600 meV à l'équilibre. L'opacité de la barrière se révèle dans ces conditions excellente jusqu'à des tensions de polarisation de l'ordre de 6 V où un mécanisme de claquage par avalanche intervient. Grâce à cette tenue en tension, il est possible de bénéficier d'un très bon contraste de capacité, celui-ci étant typiquement égal à 5.

L'ajout de plans de dopage de part et d'autre de la barrière porte théoriquement ce contraste à 10. Toutefois, cette valeur n'a pu être vérifiée expérimentalement en raison d'un courant de fuite trop élevé dont l'origine a été associée à l'abaissement de la hauteur de barrière induit par les effets de réaction de charge d'espace.

La structure à puits quantiques permet de concilier tenue en tension et non linéarité de capacité importante ($C_{\max}/C_{\min} = 7$). Les variations expérimentales sont extrêmement abruptes à l'échelle du volt et permettent ainsi d'espérer une réduction drastique de la puissance de pompe. Le système de matériaux InAs/AlSb offre également une alternative intéressante dans cette optique.

Références bibliographiques

- [1] E. Lheurette, P. Mounaix, P. Salzenstein, F. Molloy and D. Lippens
"High performance InP based heterostructure barrier varactors in single and stack configuration"
Electronics Letters, Vol. 32, No 15, p. 1417, 1996.
- [2] L. Burgnies
"Mécanismes de conduction en régime balistique dans les dispositifs électroniques quantiques"
Thèse de l'Université de Lille I, décembre 1997.
- [3] 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 l'Université de Lille I, février 1990.
- [4] F. Capasso
"Semiconductors and semimetals"
Vol. 22, lightwave communications technology, part D, photodetectors, chap. 1,
Willardson and Beers, Academic Press, 1958.
- [5] J.P. Sun, R.K. Mains, W.L. Chen, J.R. East and G.I. Haddad
"C-V and I-V characteristics of quantum well varactors"
J. Appl. Phys., Vol. 72, p. 2340, September 1992.
- [6] J.R. Jones
"CAD of millimeter wave frequency multipliers : An experimental and theoretical investigation of the heterostructure barrier varactor"
PhD, University of Virginia, january 1996.
- [7] S.M. Nilsen, H. Grönqvist, H. Hjelmgren, A. Rydberg and E. Kollberg
"Single barrier varactors for submillimeter wave power generation"
IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol. 41, No 4, p. 572, april 1993.
- [8] R. Havart, E. Lheurette, O. Vanbésien, P. Mounaix, F. Molloy and D. Lippens
"Step-like heterostructure barrier varactor"
IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. 45, No 11, p. , november 1998.

- [9] H. Leroux
"Effets tunnel intrabande et interbande dans les hétérostructures III-V de complexité croissante"
Thèse de l'Université de Lille I, juin 1992.
- [10] T.P. Pearsall
"Impact ionization rates for electrons and holes in $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ "
Appl. Phys. Lett., Vol. 36, No 3, p. 218, february 1980.
- [11] S.M. Sze and G. Gibbons
"Avalanche breakdown voltages of abrupt and linearly graded p-n junctions in Ge, Si, GaAs and GaP"
Appl. Phys. Lett., Vol. 8, No 5, p. 111, march 1966.
- [12] R. Williams
"Modern GaAs processing methods"
Artech House.
- [13] O.H. Hughes, M. Henini, E.S. Alves, L. Eaves, M.L. Leadbeater, T.J. Foster, F.W. Sheard, G.A. Toombs, A. Celeste and J.C. Portal
"Investigations of double barrier resonant tunneling devices based on (AlGa)As/GaAs"
J. Vac. Sci. Technol. B 6 (4), p. 1161, july/august 1988.
- [14] E. Lheurette, X. Mélique, P. Mounaix, F. Mollot, O. Vanbésien and D. Lippens
"Capacitance engineering for InP-based heterostructure barrier varactor"
IEEE Electron Device Letters, Vol. 19, No 9, september 1998.

CHAPITRE III :

***CONTRIBUTION A LA CONCEPTION D'UN
MULTIPLIEUR DE FREQUENCE
3x80 GHz A DIODE DHBV***

1 Introduction

Les composants à hétérostructure simple barrière varactor font actuellement l'objet de recherches intenses en vue de développer leurs applications en multiplication de fréquence aux longueurs d'ondes millimétriques et submillimétriques. Dans ce chapitre, nous étudions les potentialités d'un multiplicateur de fréquence à hétérostructure simple barrière varactor pour un fonctionnement tripleur à 250 GHz. Ce travail s'inscrit dans le cadre d'un projet avec l'Agence Spatiale Européenne et est le fruit d'une étroite collaboration avec Matra Marconi Space Toulouse, l'Observatoire de Paris et l'Université de Chalmers à Göteborg en Suède.

Le principe de la multiplication de fréquence à l'aide d'une non linéarité capacitive est basé sur la distorsion d'un signal primaire, dans notre cas sinusoïdal, entraînant la génération d'harmoniques de courant dans le circuit de charge. Par conséquent, le rendement de conversion d'un tripleur de fréquence est maximal lorsque les transferts de puissance de la source primaire au composant et du composant à la charge, respectivement à la fréquence fondamentale et à l'harmonique 3 sont optimisés. Ces transferts de puissance sont intimement liés et ils dépendent fortement de la tension aux bornes de la capacité non linéaire du composant utilisé.

L'accès à l'impédance équivalente grand signal de la diode est un des points clefs de ces optimisations. Il est à noter toutefois qu'expérimentalement, nous n'avons pas les moyens de mesure permettant sa détermination directe. En effet, il est nécessaire pour cela de travailler en régime fortement non linéaire. Or, celui-ci est inaccessible avec les équipements de type analyseur de réseaux dont nous disposons au sein du laboratoire.

Pour résumer, l'optimisation d'un multiplicateur de fréquence consiste en un problème de synthèse de circuit afin de ramener au niveau de la diode les impédances optimales dont nous venons de discuter. Cette analyse théorique est effectuée en régime multi-fréquences au moyen d'une méthode de type équilibrage harmonique sur la base d'un schéma équivalent petit signal déterminé expérimentalement. On désigne sous le terme générique "harmonic balance", la convergence vers l'équilibre entre la partie du circuit contenant l'élément non linéaire et son environnement incluant les éléments réactifs et résistifs qui ne dépendent pas de la tension à leurs bornes.

Le point d'entrée déterminant pour effectuer ces simulations est la caractéristique non linéaire permettant la conversion de fréquence. Il apparaît par conséquent primordial de pouvoir décrire de façon extrêmement précise la relation capacité-tension de nos composants. Celle-ci peut être mesurée en régime petit signal, c'est à dire pour des excursions alternatives de très faibles amplitudes autour du point de polarisation, à l'analyseur de réseaux. De plus, dans la mesure du possible, il convient de s'assurer que cette caractéristique $C(V)$ de référence est invariante dans une large gamme de fréquences, tout du moins jusqu'à la fréquence de pompe. Dans ce contexte, ce chapitre sera organisé de la façon suivante :

Nous avons dans un premier temps déterminé les éléments intrinsèques de nos structures à l'aide de mesures d'impédance jusqu'à 110 GHz. Une technologie de type coaxiale (plots de contact concentriques) est utilisée. Cette étude a permis d'une part, de mettre en évidence le rôle prépondérant de la spreading résistance et d'autre part, de montrer que la

modulation de capacité d'une hétérostructure simple barrière varactor pompée en petit signal (faible puissance) à la fréquence $F = 80$ GHz s'effectue correctement.

Nous avons déterminé dans un second temps, toujours à partir de mesures d'impédance identiques aux précédentes, le schéma équivalent petit signal de nos structures en technologie planaire. Ce travail a permis d'accéder au moyen d'une méthode d'extraction de paramètres aux éléments extrinsèques de nos composants.

Des simulations de type équilibrage harmonique à l'aide du logiciel M.D.S. (Microwave Design System) d'un multiplicateur de fréquence 80-240 GHz à hétérostructure simple barrière varactor ont alors été effectuées dans un troisième temps dans les cas de figure avec ou sans éléments parasites. L'influence des éléments extrinsèques sur les performances de notre tripleur a ainsi pu être étudiée. L'objectif principal de ces simulations consiste à définir, dans le cadre du cahier des charges qui nous est proposé, la section optimale du composant à utiliser ainsi que les impédances de source et de charge à lui présenter afin d'obtenir un rendement de multiplication maximum.

2 Détermination des éléments intrinsèques

La fabrication de composants à hétérostructure simple barrière varactor susceptibles de fonctionner à des fréquences aussi élevées que 250 GHz met en œuvre des procédés technologiques relativement lourds. Cet aspect est relatif aux très faibles dimensions des zones actives, aux procédés de connexion au circuit extérieur visant à la réduction des éléments parasites et à la recherche de valeurs de résistance série toujours plus faibles.

Généralement, ces éléments parasites que nous appellerons par la suite extrinsèques sont du même ordre de grandeur que les éléments caractéristiques (intrinsèques) de la diode. Toutefois, contrairement aux éléments extrinsèques, les valeurs des éléments intrinsèques d'un composant sont très différentes suivant la section utilisée. Ainsi par ce biais, nous avons la possibilité de jouer sur le rapport entre les valeurs respectives des éléments intrinsèques et extrinsèques.

2.1 Technologie coaxiale

La technologie coaxiale a été développée au sein de notre laboratoire afin d'élaborer rapidement une structure de test. En effet, celle-ci permet de vérifier la qualité de la couche épitaxiale utilisée au moyen d'une mesure de caractéristique $I(V)$. On évite ainsi grâce à cette méthode, la mise en œuvre d'une technologie planaire lourde à gérer pour les séquences de croissance épitaxiale s'avérant peu propice à de bonnes performances en tenue en tension.

La figure III.1 présente une vue au microscope électronique à balayage d'une structure de test. Il s'agit d'une configuration à plots de contact concentriques. Le disque intérieur et l'anneau extérieur correspondent respectivement au contact ohmique supérieur pour lequel quatre diamètres sont disponibles (10, 20, 30 et 40 μm) et au contact ohmique inférieur qui sert de plan de masse.

D'un point de vue pratique, la technologie coaxiale nécessite trois niveaux de masquage optique permettant la fabrication de composants dans un délai relativement court. Ces trois

niveaux permettent de définir respectivement les contacts ohmiques supérieur et inférieur ainsi que l'isolation du composant. L'écart entre le plot central et l'anneau latéral a été défini de façon à pouvoir poser directement sur un échantillon, une sonde de test sur plaque de type "cascade microtech" ou "picoprobe". Dans cette optique de caractérisation sous pointes, le diamètre minimal de l'anode est de 10 μm , le contact électrique s'avérant problématique en deçà.

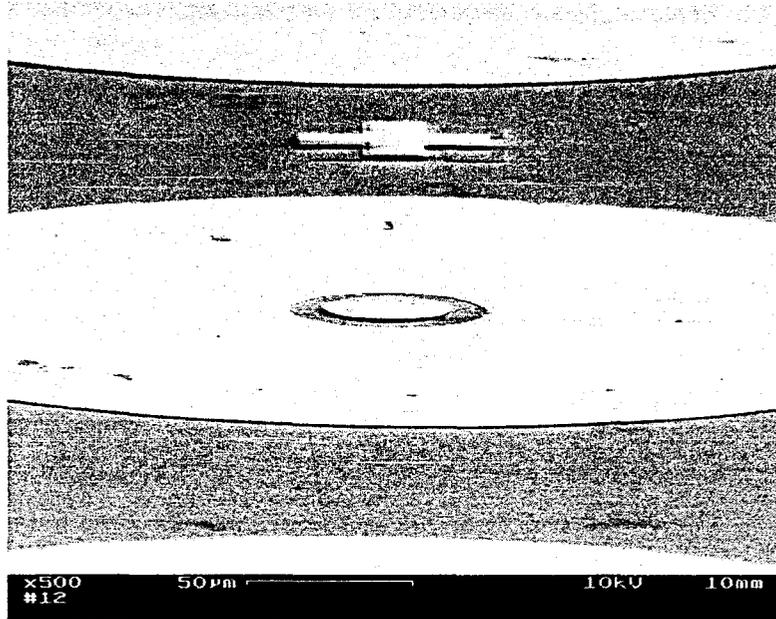


Figure III.1 : Vue au microscope électronique à balayage d'une structure de test en technologie coaxiale.

En ce qui concerne la gravure du mesa, compte tenu des valeurs du diamètre de l'anode supérieures à 10 μm , nous avons opté pour une gravure chimique à l'aide d'une solution d'acide phosphorique, d'eau oxygénée et d'eau dans la proportion 3/1/20. La hauteur du mesa ainsi obtenue est de plus de 2 μm pour les structures SBV empilées que nous considérerons dans le paragraphe suivant. Les effets de sous-gravure sont donc importants dans ce cas et nécessitent par conséquent de définir la section effective des composants de dimension réduite. Une observation au microscope électronique à balayage permet d'accéder à cette information. En outre, il est à noter que la caractérisation sous pointes d'un composant à hauteur de mesa importante requiert une grande flexibilité de la sonde utilisée. De ce point de vue, les sondes "picoprobe" sont les plus aptes à remplir cette condition.

Technologiquement, il est possible de s'affranchir des effets de sous-gravure et ainsi d'accéder directement aux valeurs de capacité normalisée en utilisant une attaque plasma qui est cependant plus lourde à mettre en oeuvre. Il est à noter toutefois que les techniques de gravure humide ou sèche que nous employons pour définir le mesa de nos composants ne permettent pas de tirer partie d'une sélectivité tant au niveau des matériaux que du dopage. En effet, nous gravons principalement des couches de type InGaAs modérément et très fortement dopées. Ainsi dans ces conditions, il subsiste une incertitude sur la profondeur de cette gravure

qui fixe l'épaisseur effective de la couche de contact enterrée. Ce point n'est pas sans conséquence comme nous le montrerons par la suite sur la valeur de la résistance série.

Les contacts ohmiques sont réalisés quant à eux par dépôt séquentiel de Ni/Ge/Au/Ti/Au. L'épaisseur totale de cette métallisation étant relativement faible, de l'ordre de 5000 Å, quelques précautions pour le positionnement des pointes sont donc requises. L'ohmicité des contacts est obtenue en effectuant un rapide recuit associé à une montée en température sur un laps de temps très court. La durée du recuit effectué à 400 °C est de l'ordre de 40 secondes.

Pour tester la qualité du contact ohmique, le masque intègre également des motifs d'échelle de résistance qui permettent par une méthode TLM de déterminer la résistance carré de la couche ainsi que sa résistivité de contact par des mesures 4 pointes. Compte tenu de l'utilisation d'un matériau à faible bande interdite et d'un niveau de dopage élevé, les résistivités de contact sont comprises entre 1 et $4 \cdot 10^{-7} \Omega \cdot \text{cm}^{-2}$.

Au départ conçue comme un premier élément de test réservé aux fréquences de mesure relativement basses, 500 MHz pour la mesure de caractéristique C(V), la technologie coaxiale s'est révélée également bien adaptée aux mesures des éléments intrinsèques de nos composants sur l'ensemble de la bande de fréquence des analyseurs de réseaux disponibles au sein de notre laboratoire [0.045 ; 110] GHz. Nous pensons qu'en fait, la configuration de la sonde de type coaxiale planaire permet une bonne adaptation des champs électromagnétiques.

Ainsi, sur la base du schéma équivalent petit signal reporté sur la figure III.2, on peut accéder pratiquement sans méthode d'extraction de paramètres à la caractéristique capacité – tension de la structure étudiée ainsi qu'à une information sur ses résistances série (R_s) et de fuite (R_d).

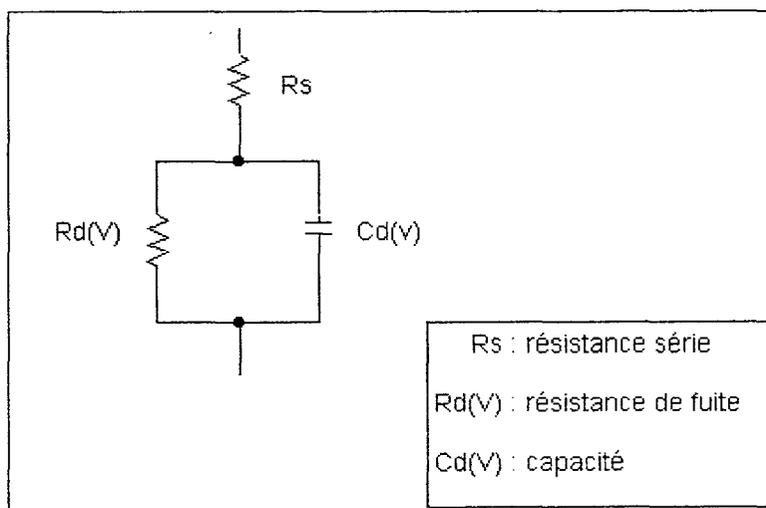


Figure III.2 : Schéma équivalent petit signal d'une structure de test en technologie coaxiale.

2.2 Application à une structure simple barrière varactor empilée x2 (DHBV)

Dans le chapitre précédent dédié à la physique du composant, nous avons étudié de façon détaillée la diode simple barrière varactor (SHBV). Toutefois, pour des considérations de type circuit, l'essentiel de l'étude du tripleur de fréquence 3x80 GHz qui fait l'objet de ce

chapitre sera effectuée pour des structures empilées constituées de deux blocs élémentaires barrière – zone adjacente (DHBV).

InGaAs	$5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	3000 Å				
InGaAs	10^{17} cm^{-3}	3000 Å				
InGaAs	NID	50 Å				
structure simple barrière						
InGaAs	NID	50 Å				
InGaAs	10^{17} cm^{-3}	3000 Å				
InGaAs	NID	50 Å				
structure simple barrière						
InGaAs	NID	50 Å				
InGaAs	10^{17} cm^{-3}	3000 Å				
InGaAs	$5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	5000 Å				
substrat InP semi-isolant						
				AlInAs	NID	50 Å
				AlAs	NID	30 Å
				AlInAs	NID	50 Å
				AlInAs	NID	50 Å
				AlAs	NID	30 Å
				AlInAs	NID	50 Å

Figure III.3 : Séquence de croissance épitaxiale d'une structure DHBV.

La figure III.3 présente la séquence de croissance épitaxiale d'une structure DHBV. L'intérêt de cette structure réside dans le fait qu'elle permet théoriquement sous condition de parfaite symétrie des couches, d'augmenter et diviser d'un facteur 2 respectivement la tenue en tension et le niveau de capacité comparativement à une diode simple barrière varactor conventionnelle (SHBV).

Afin de vérifier expérimentalement ces deux aspects, nous avons mesuré à température ambiante les caractéristiques $I(V)$ et $C(V)$ de diodes SHBV et DHBV de sections identiques ($S=1256 \mu\text{m}^2$). Les résultats obtenus sont reportés respectivement sur les figures III.4 et III.5. L'étude dynamique a été effectuée ici pour une fréquence égale à 500 MHz.

On constate au vu de la figure III.4 que la tension de seuil à la conduction d'une structure DHBV référencée pour un niveau de densité de courant de 10 A/cm^2 est égale à 12 V. Cette valeur est deux fois plus élevée que celle présentée par une structure SHBV (6 V) comme escompté. De la même manière, la figure III.5 met en évidence un rapport 2 entre les valeurs de la capacité à l'équilibre normalisée par rapport à la section pour une structure DHBV ($1 \text{ fF}/\mu\text{m}^2$) et SHBV ($2 \text{ fF}/\mu\text{m}^2$). Logiquement, le contraste de capacité est conservé dans les deux cas et vaut environ 5 : 1.

Il est à noter également que les caractéristiques courant-tension et capacité-tension sont très symétriques. Cet aspect est particulièrement remarquable pour les caractéristiques $I(V)$ qui mettent en jeu un processus de conduction tunnel résonnant comme cela a été montré au chapitre précédent. Ceci atteste ainsi d'une très grande maîtrise des interfaces directe et inverse. L'obtention de caractéristiques $C(V)$ symétriques est beaucoup moins critique dans la mesure où les paramètres de couche déterminants sont le niveau de dopage et l'épaisseur des couches adjacentes. Toutefois pour une application en multiplication de fréquence, ces

propriétés de symétrie sont essentielles car elles conditionnent la réjection des harmoniques paires.

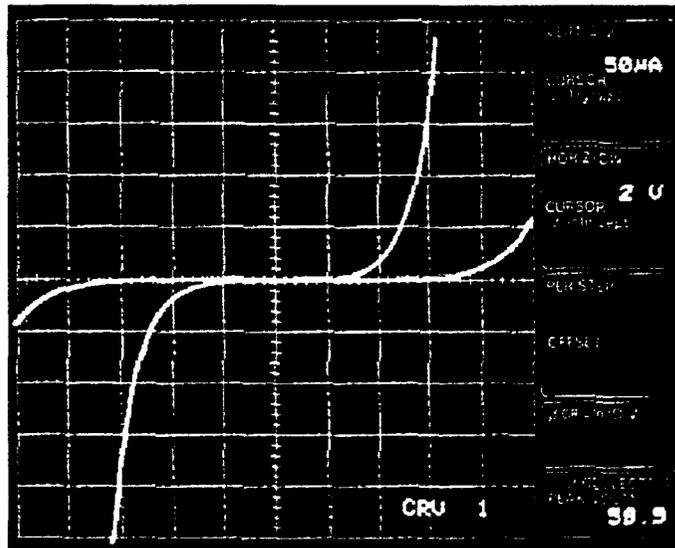


Figure III.4 : Caractéristiques I(V) mesurées à température ambiante pour des diodes SHBV et DHBV de sections identiques ($S = 1256 \mu\text{m}^2$).

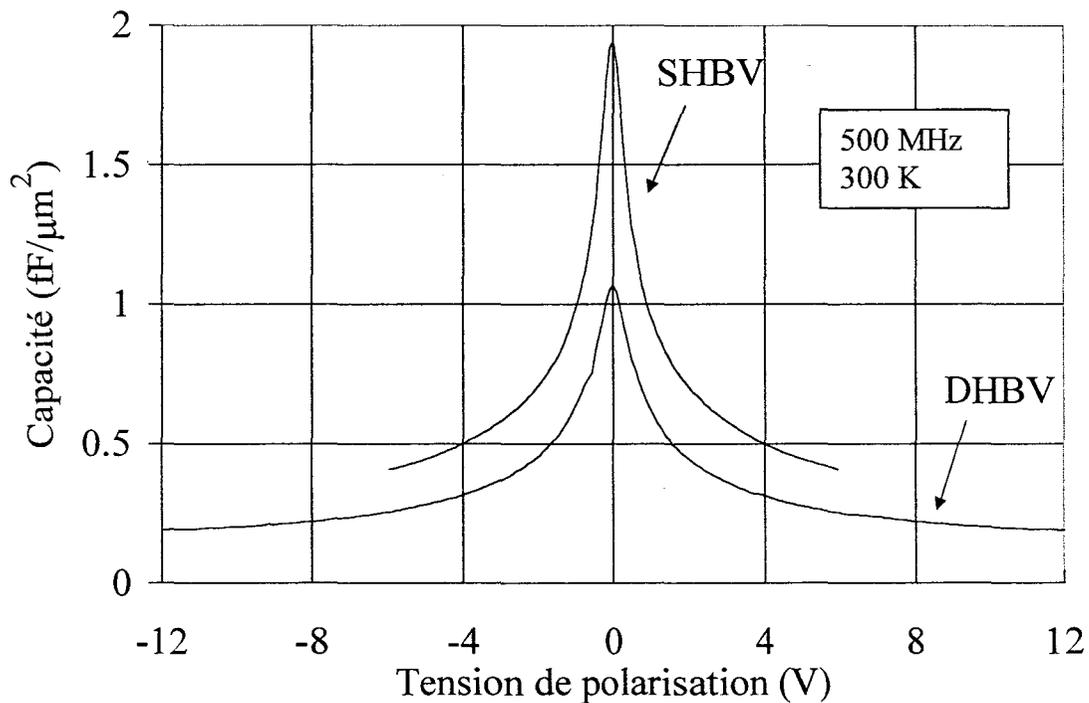


Figure III.5 : Evolutions de la capacité normalisée de diodes SHBV et DHBV mesurées à température ambiante pour la fréquence $F = 500 \text{ MHz}$ en fonction de la tension de polarisation.

2.2.1 Information sur la résistance série

Outre les relations $C(V)$ et $I(V)$ intrinsèques, la technologie coaxiale permet d'obtenir des premières informations sur la répartition des pertes séries avec des contributions attendues au niveau des contact ohmiques, de la zone non désertée et des couches d'accès. Il s'agit d'une analyse qualitative. En effet quantitativement, la topologie de la diode est trop éloignée de celle qui sera utilisée en multiplication de fréquence.

Le schéma équivalent petit signal d'un tel composant a été présenté dans le paragraphe 2.1 sur la figure III.2. L'expression de son impédance $Z_{th}(F, V)$ pour une tension de polarisation V , à la fréquence F est définie de la façon suivante :

$$Z_{th}(F, V) = R_s + \frac{R_d(V)}{1 + (R_d(V) \cdot C_d(V) \cdot \omega)^2} - j \cdot \left(\frac{R_d^2(V) \cdot C_d(V) \cdot \omega}{1 + (R_d(V) \cdot C_d(V) \cdot \omega)^2} \right) \quad (3.1)$$

Pour déterminer les valeurs des éléments du schéma équivalent petit signal d'une diode DHBV et en particulier sa résistance série, nous avons mesuré à température ambiante dans la plage de fréquence [75 ; 110] GHz, l'impédance petit signal $Z_{exp}(F, V=0 \text{ V})$ d'une structure à l'équilibre de section $491 \mu\text{m}^2$. Les valeurs de R_s , $R_d(V=0 \text{ V})$ et $C_d(V=0 \text{ V})$ sont alors définies de façon à avoir un accord parfait entre $Z_{th}(F, V=0 \text{ V})$ et $Z_{exp}(F, V=0 \text{ V})$.

Le tableau III.1 présente les résultats obtenus. Leur validité est accréditée par la figure III.6 qui met en évidence un bon accord entre les évolutions de Z_{th} et Z_{exp} en fonction de la fréquence. On constate ainsi que la résistance série d'une diode DHBV de section $491 \mu\text{m}^2$ est de l'ordre de 7 ohms.

	R_s (Ω)	R_d ($V=0 \text{ V}$) (Ω)	C_d ($V=0 \text{ V}$) (pF)
Diode DHBV ($S=491 \mu\text{m}^2$)	7	10^{10}	0,4

Tableau III.1 : Valeurs des éléments du schéma équivalent petit signal d'une structure DHBV en technologie coaxiale à l'équilibre ($S = 491 \mu\text{m}^2$).

Afin de mieux comprendre l'origine de la résistance série d'une structure DHBV en technologie coaxiale, considérons la figure III.7 où nous avons schématisé les différentes contributions susceptibles de prendre une part importante dans la valeur de R_s . Il s'agit en premier lieu de la résistance de contact R_{oc} . Celle-ci correspond au produit de la surface de l'anode et de la cathode par la valeur de la résistivité de contact déterminée expérimentalement à l'aide de l'échelle de résistance (en moyenne $2 \cdot 10^{-7} \Omega \cdot \text{cm}^2$). Ainsi dans notre cas, R_{oc} est égale à $4 \cdot 10^{-2}$ ohms et est par conséquent négligeable.

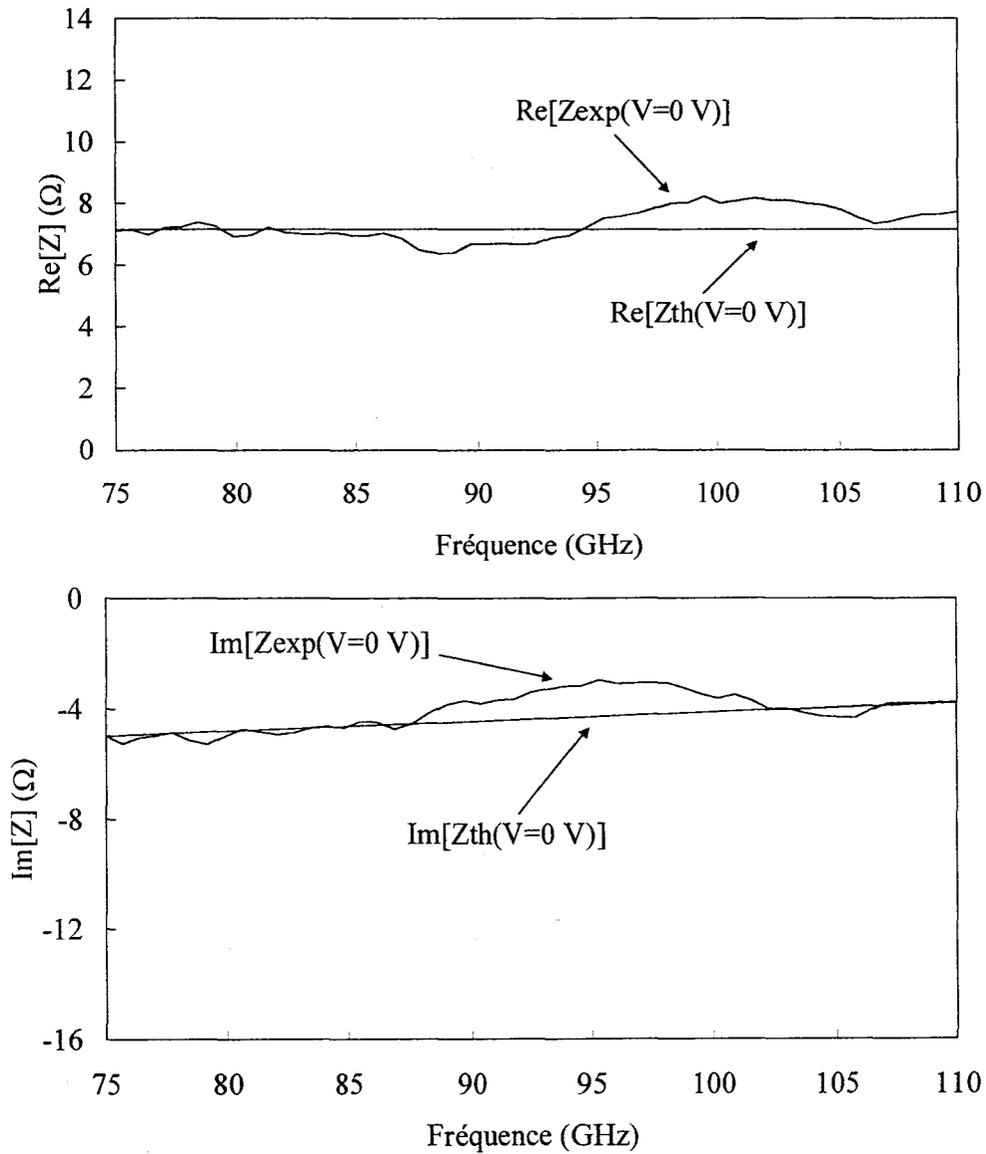


Figure III.6 : Evolutions de $Z_{\text{exp}}(V=0 \text{ V})$ et $Z_{\text{th}}(V=0 \text{ V})$ en fonction de la fréquence pour une structure DHBV en technologie coaxiale à l'équilibre ($S = 491 \mu\text{m}^2$).

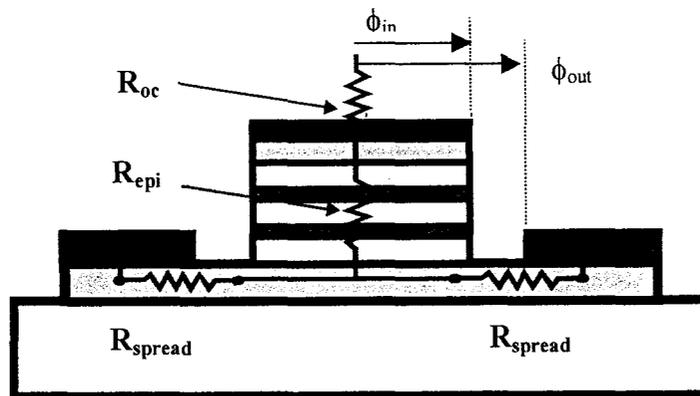


Figure III.7 : Présentation des diverses contributions à la résistance série .

La seconde contribution à envisager est la résistance de la zone épitaxiale. Celle-ci a pour expression pour une couche d'épaisseur t_{epi} :

$$R_{epi} = \frac{t_{epi}}{\sigma_{epi} \cdot S} \quad \text{avec } \sigma_{epi} = q N_d \mu_{epi} \quad (3.2)$$

où σ_{epi} et μ_{epi} sont respectivement la conductivité et la mobilité de la couche considérée.

Etant donné que l'épaisseur de la couche épitaxiale est variable suivant les conditions de polarisation, effet induit par la modulation des zones désertées, nous avons face à cette incertitude majoré la valeur de R_{epi} en évaluant les contributions de la zone fortement dopée en tête pour laquelle la mobilité est dégradée ainsi que celles des zones modérément dopées. Les épaisseurs dans les deux cas sont proches de 3000 Å. Il existe par contre un facteur 50 entre les niveaux de dopage, ce rapport n'étant pas compensé par la dégradation de la mobilité qui est généralement d'un ordre 2. La valeur ainsi obtenue est égale à 0.15 Ω. On en déduit par conséquent que la résistance de la zone épitaxiale peut être négligée dans son ensemble.

La dernière contribution à considérer est la spreading résistance [1]-[2]. Celle-ci prend place dans la couche InGaAs enterrée, dopée $5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Son expression est reportée ci-dessous :

$$R_{spr} = \frac{1}{\sigma_{n^+} \cdot \pi \cdot \varphi_{in}} \cdot \tan^{-1} \left(\frac{\varphi_{out}}{\varphi_{in}} \right) + \frac{1}{\sigma_{n^+} \cdot \pi \cdot t_{n^+}} \cdot \ln \left(\frac{\varphi_{out}}{\varphi_{in}} \right) \quad (3.3)$$

Dans notre cas, R_{spr} est égale à 3.3 ohms et correspond quasi uniquement à la contribution du second terme de l'équation. Il est à noter que cette valeur théorique à comparer au résultat expérimental (7 Ω) a été calculée pour une épaisseur de zone enterrée optimale (5000 Å). Or en pratique, compte tenu des non-uniformités de gravure, nous préférons légèrement surgraver de façon à être sûr d'atteindre la zone n^+ enterrée. Cette opération limite par conséquent l'épaisseur finale la couche n^+ et peut augmenter sensiblement la valeur de la résistance série. Quoiqu'il en soit, on constate d'une part, que la spreading résistance est l'élément déterminant pour R_s et d'autre part, que l'optimisation des procédés de croissance, de gravure ou plus généralement de fabrication est primordiale à l'obtention de valeurs de résistance série les plus faibles possibles.

En premier lieu, on remarque au vu de l'équation (3.3) qu'il peut s'avérer utile d'augmenter très fortement l'épaisseur de la couche n^+ enterrée afin de réduire la valeur de R_s . Cette solution est communément employée à l'Université de Virginia où une épaisseur de plusieurs micromètres est utilisée [3]. Cependant, les technologies sont de type GaAs et par conséquent naturellement en adaptation de maille. Il n'en est pas de même pour la technologie InP employée ici où l'adaptation de maille requiert de contrôler de façon extrêmement précise la concentration d'Indium. C'est pourquoi, dans les procédés développés actuellement, nous essayons de travailler avec des épaisseurs de couche n^+ enterrée de l'ordre du micron. On peut ainsi en permettant une surgravure typiquement égale à 2000 Å obtenir des épaisseurs

effectives voisines de 8000 Å. Une autre raison technologique motive également de maintenir l'épaisseur de la couche n^+ à des valeurs raisonnables. Cela concerne la fabrication de structures contactées par pont à air, celles-ci étant réalisées à partir des mêmes séquences épitaxiales.

Le second paramètre permettant de réduire la valeur de R_s est le niveau de dopage. Notre choix s'est porté sur $5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ pour des raisons essentiellement technologiques et notamment de température de cellule dans l'équipement de croissance par jets moléculaires.

Enfin, la distance entre le pied de mesa et les contacts latéraux apparaît comme le dernier critère permettant de diminuer la valeur de R_s . Le cas idéal consiste en une technologie auto-alignée. Les procédés actuels tendent à diminuer cette distance en ayant notamment recours aux procédés d'écriture électronique avec des plots de contact en forme de doigt. En effet, de récentes recherches ont montré qu'on pouvait diminuer la valeur de la spreading résistance en augmentant à surface d'anode identique la valeur du périmètre [4]. L'utilisation de plots de contact en forme de doigt devra donc être privilégiée.

Il est à noter que dans tout ce qui précède, nous n'avons pas tenu compte des effets pouvant être induits par l'épaisseur de peau. En effet, celle-ci est encore bien supérieure à l'épaisseur de la couche n^+ enterrée pour $F = 250 \text{ GHz}$ ($\delta = 1.8 \text{ }\mu\text{m}$).

2.2.2 Invariance de la caractéristique capacité – tension sur une large plage de fréquence

En réitérant pour différentes tensions de polarisation le processus décrit dans le paragraphe précédent qui couple mesure d'impédance petit signal et méthode d'extraction de paramètres, on accède logiquement à la caractéristique capacité – tension de la diode DHBV de section $491 \text{ }\mu\text{m}^2$ dans la plage de fréquence [75 ; 110] GHz.

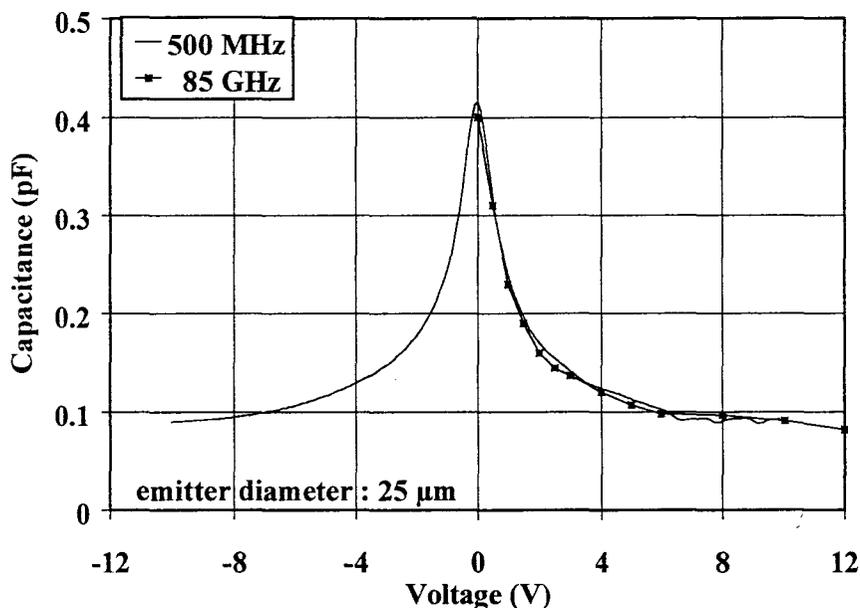


Figure III.8 : Comparaison des évolutions de la capacité d'une structure DHBV ($S=491 \text{ }\mu\text{m}^2$) en fonction de la tension de polarisation pour les fréquences égales à 500 MHz et 85 GHz.

La figure III.8 met en évidence que les évolutions de la capacité de cette structure en fonction de la tension de polarisation sont tout à fait identiques pour les fréquences égales à 500 MHz et 85 GHz [5]. Ceci démontre principalement que les effets de modulation sont relativement purs sans implication d'états de piège ou d'impuretés non contrôlées. Par contre, ces caractérisations étant faites en régime petit signal, les valeurs de courant de déplacement proportionnel à la fréquence et également à l'amplitude du signal primaire ne sont pas suffisantes pour que l'on soit confronté à des effets liés à la vitesse de saturation des porteurs. En d'autres termes, ce résultat n'augure en rien du comportement d'une diode DHBV sous excitation grand signal.

3 Détermination des éléments extrinsèques

L'étude précédente a apporté la confirmation d'une très grande qualité de nos couches avec des niveaux de capacité normalisée voisins de $1 \text{ fF}/\mu\text{m}^2$ pour un contraste de 5. Cette étude nous a permis également de préciser les critères d'optimisation pour le terme de résistance série dominée par la spreading résistance. Il nous manque cependant à ce stade, une estimation des éléments réactifs dus à la connectique.

Il est maintenant bien connu que tout élément de connexion ramène des termes selfique et capacitif par l'intermédiaire des métallisations des plots de contact et des éléments de connexion. Expérimentalement dans le contexte actuel, les mesures sous pointes hyperfréquences de composants sur tranche se révèlent les mieux adaptées pour déterminer ces éléments réactifs. Il faut bien voir que nous cherchons ici à identifier des termes de l'ordre de quelques femtoFarad et quelques picoHenry difficilement mesurables.

3.1 Technologie coplanar waveguide (CPW)

La figure III.9 présente une visualisation optique de structures de test en technologie "coplanar waveguide". Une intégration par pont à air est ici utilisée. Celle-ci permet comparativement au dépôt d'une métallisation sur diélectrique, de réduire notablement la valeur de la capacité parasite C_p du composant. Nous montrerons dans la suite de cet exposé que ce point est crucial dans un contexte d'adaptation d'impédance en multiplication de fréquence.

La détermination des éléments parasites est à notre avis indissociable des aspects technologiques. En conséquence, sans prétendre à un exposé détaillé des technologies dont nous n'étions pas en charge, il nous semble intéressant de passer en revue les différentes étapes de fabrication de composants à intégration planaire.

Comparativement au procédé technologique précédent, les techniques de fabrication de composants contactés par pont à air nécessitent 6 niveaux de masquage. Les difficultés sont inhérentes principalement aux dimensions mises en jeu. En effet, les procédés de connexion par pont à air sont maintenant bien maîtrisés pour ne pas dire banalisés pour des surfaces de grandes dimensions. Par contre, contacter un composant de dimension micronique reste encore un objectif difficile [6].

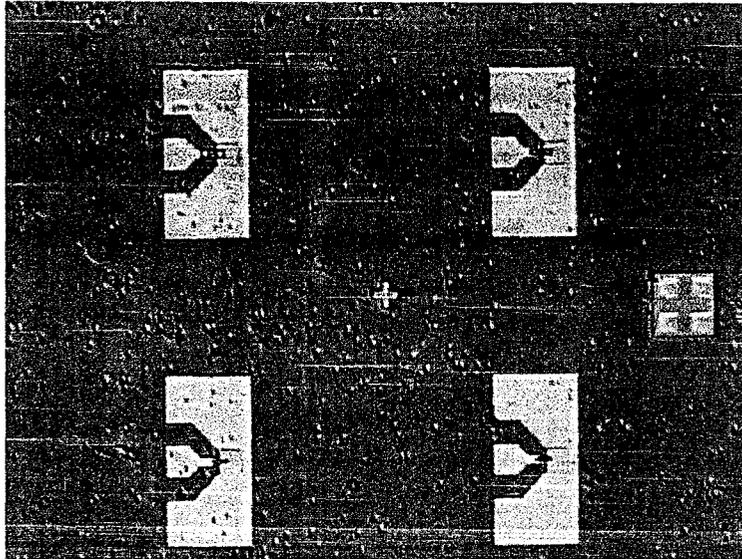


Figure III.9 : Visualisation optique de structures de test en technologie "coplanar waveguide".

En pratique, les masques font intervenir plusieurs sections de composants afin de nous aider dans le choix ultérieur de la section efficace du tripleur de fréquence que nous nous proposons de concevoir, avec soit une géométrie de type doigt, soit carrée. Pour limiter le nombre de possibilités tout en couvrant une gamme suffisamment importante de surfaces, les sections typiques sont 4×4 , 3×10 , 6×10 et $11 \times 11 \mu\text{m}^2$. Les aires sont par conséquent comprises entre $16 \mu\text{m}^2$ et $121 \mu\text{m}^2$. Nous verrons par la suite que ces valeurs encadrent la valeur optimale déterminée à l'aide d'une méthode de type équilibrage harmonique.

Dans le paragraphe 2.2.1, nous avons montré que la résistance série dépend fortement de l'implantation du contact ohmique latéral. Celui-ci a été choisi en forme de U dans notre cas afin de permettre la répartition des contributions de la spreading résistance tout en assurant la mise au même potentiel des lignes de masse coplanaires.

Au vu des différentes configurations de section de ce process, on remarque que la dimension minimale de l'anode est égale à $3 \mu\text{m}$. Des procédés de photolithographie conventionnelle peuvent donc être utilisés. Il est à noter par ailleurs que les dimensions des plots de contact sont typiquement de $50 \mu\text{m}$. La technologie d'intégration par pont à air qui consiste à réaliser une connexion métallique suspendue entre ces deux points, l'un étant situé en haut du mesa et l'autre sur le substrat semi-isolant souffre par conséquent de différences très importantes de dénivelé et de dimensionnement.

Compte tenu de ces difficultés technologiques, les critères de fabrication ont été déterminant par rapport aux critères électriques. Ainsi en d'autres termes, nous n'avons pas recherché comme cela peut se concevoir à définir la géométrie du pont en vue de la synthèse d'une inductance spécifique.

En ce qui concerne le dimensionnement des lignes coplanaires, celui-ci est défini de façon à obtenir une impédance caractéristique de 50Ω pour les tronçons de largeur uniforme. Les transitions tant au niveau de la ligne centrale que des lignes de masse se font sous forme de "taper". Dans la mesure du possible, nous recherchons également à fabriquer des ponts avec

des tabliers situés à des hauteurs élevées. En effet, on peut s'attendre dans ce cas à une diminution de la capacité parasite. Les étapes technologiques sont les suivantes :

- 1^{ère} étape : On écrit le contact ohmique supérieur dans une résine photosensible en définissant un profil adapté aux procédés de métallisation par lift-off. Il est à noter que la métallisation du contact ohmique est identique à celle discutée précédemment.
- 2^{ème} étape : On procède à la fabrication du mesa par attaque plasma en utilisant le contact ohmique précédent qui joue le rôle de masque. Cette technique, de type gravure ionique réactive (R.I.E.), permet de s'affranchir des problèmes de sous-gravure inhérents à l'attaque chimique.
- 3^{ème} étape : A ce stade, il est possible de réaliser la métallisation du contact ohmique inférieur en forme de U. Les dimensions latérales de ce U ne sont pas nécessairement importantes. En effet, seule la périphérie du contact est traversée par un courant. De plus, une surmétallisation (overlay) recouvrant le contact ohmique sera effectuée ensuite.
- 4^{ème} étape : Il est nécessaire à présent d'isoler les composants entre eux en atteignant le substrat semi-isolant. Dans ce but, une attaque chimique est suffisante. On observe en outre généralement une sélectivité infinie entre le substrat InP et les couches actives. Concrètement, on utilise une attaque par H_3PO_4 , celle-ci s'arrêtant automatiquement sur l'InP qui se comporte comme une couche d'arrêt. Dans certains cas toutefois, pour des raisons de qualité de couche épitaxiale, nous démarrons la croissance par une couche InP fortement dopée qu'il est nécessaire d'enlever dans un bain d'acide chlorhydrique HCl.
- 5^{ème} étape : Les lignes d'accès coplanaires sont alors déposées. Seules les lignes de masse s'adosent sur le flanc du mesa d'isolation pour recouvrir le contact ohmique et assurer le contact électrique.
- 6^{ème} étape : Il reste à effectuer la connexion entre la ligne centrale et le contact ohmique supérieur. Pour les premiers essais, nous procédions par l'écriture successive des piliers effectuée en une seule étape et du tablier. A présent, pour des raisons de différence dans les profondeurs de champ dues à la hauteur du mesa très importante, nous procédons en trois temps. La métallisation peut être effectuée par évaporation ou par dépôt électrolytique. Dans les deux cas, nous utilisons des résines bi-couches avec recherche de non miscibilité pour réussir la résine de soutènement. On trouvera dans la thèse de Xavier Mélique, l'essentiel des détails technologiques [7].

A titre d'illustration, la figure III.10 présente une vue au microscope électronique à balayage d'une diode de section $11 \times 11 \mu m^2$ en technologie CPW intégrée par pont à air.

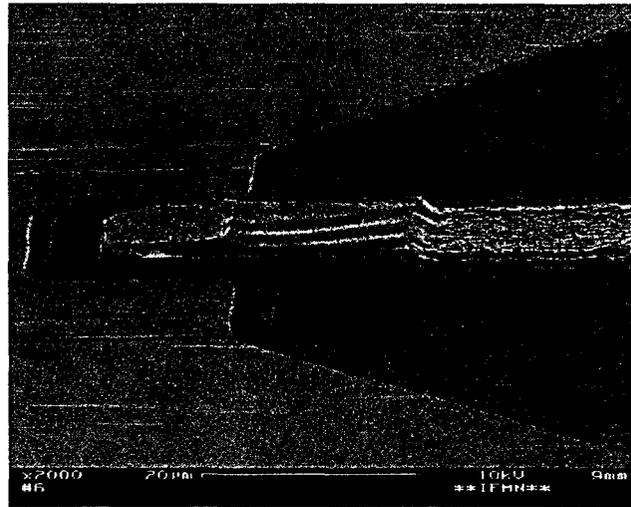


Figure III.10 : Vue au microscope électronique à balayage d'une diode de section $11 \times 11 \mu\text{m}^2$ en technologie CPW intégrée par pont à air.

3.2 Dépendance fréquentielle large bande

Pour effectuer l'analyse d'un composant dans son environnement circuit, il est nécessaire dans un premier temps de déterminer son schéma équivalent petit signal au moyen d'éléments localisés. En effet, nous avons pu voir précédemment en présentant succinctement les technologies de fabrication que les dimensions caractéristiques de nos composants sont pour la partie active micronique, les éléments passifs étant de quelques dizaines de microns. Ainsi on remarque qu'aux fréquences qui nous intéressent, la longueur d'onde électromagnétique guidée est très supérieure à ces dimensions même en tenant compte de la réduction de la longueur d'onde due à l'utilisation de matériaux à forte constante diélectrique. L'hypothèse d'éléments localisés est par conséquent justifiée.

Idéalement, le schéma équivalent petit signal doit faire intervenir les différentes contributions réactives et résistives dont les valeurs respectives dépendent de la configuration du composant.

Au niveau de la résistance série, nous avons vu précédemment que celle-ci est dominée par la spreading résistance alors que des contributions dues aux contacts ohmiques et à la couche épitaxiée ont été identifiées. Concrètement, cela signifie que la résistance globale peut être décrite par un seul terme. Il en est de même, nous le démontrerons par la suite, pour la capacité parasite et le terme selfique. On conçoit en effet que la capacité parasite qui shunte les composantes de courant au détriment de l'élément non linéaire résulte des contributions des plots de contact et de l'élément de pont.

En ce qui concerne le terme selfique, celui-ci peut également être scindé en distinguant les contributions du tronçon de ligne suspendue dans l'air et de la métallisation du doigt. Quoiqu'il en soit, généralement un seul terme permet de décrire les éléments réactifs et on peut se ramener au schéma équivalent petit signal reporté sur la figure III.11. Les éléments extrinsèques L_s et C_p correspondent respectivement à l'inductance du pont à air et à la capacité parasite qui englobe les contributions résultant de la mise en regard de deux plans métalliques.

Le terme C_p désigne ainsi la capacité du pont (finger to pad) et la capacité inter-pads (pad to pad).

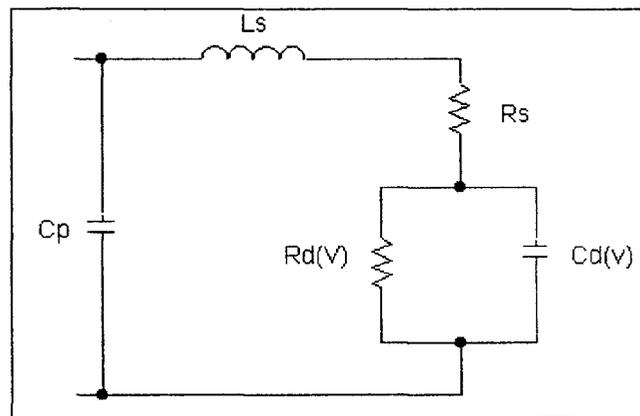


Figure III.11 : Schéma équivalent petit signal d'une hétérostructure simple barrière varactor en technologie CPW.

En pratique, les valeurs de L_s et C_p ont été déterminées de façon à avoir un accord parfait entre les valeurs expérimentales de l'impédance et celles calculées à l'aide du schéma équivalent petit signal. Les valeurs des éléments intrinsèques $R_d(V)$ et $C_d(V)$ ont été obtenues précédemment en utilisant un composant en technologie coaxiale. L'ajustement est effectué par essais successifs en minimisant les écarts en amplitude et en fréquence. L'accord fréquentiel se révèle particulièrement sensible et constitue un critère essentiel de convergence.

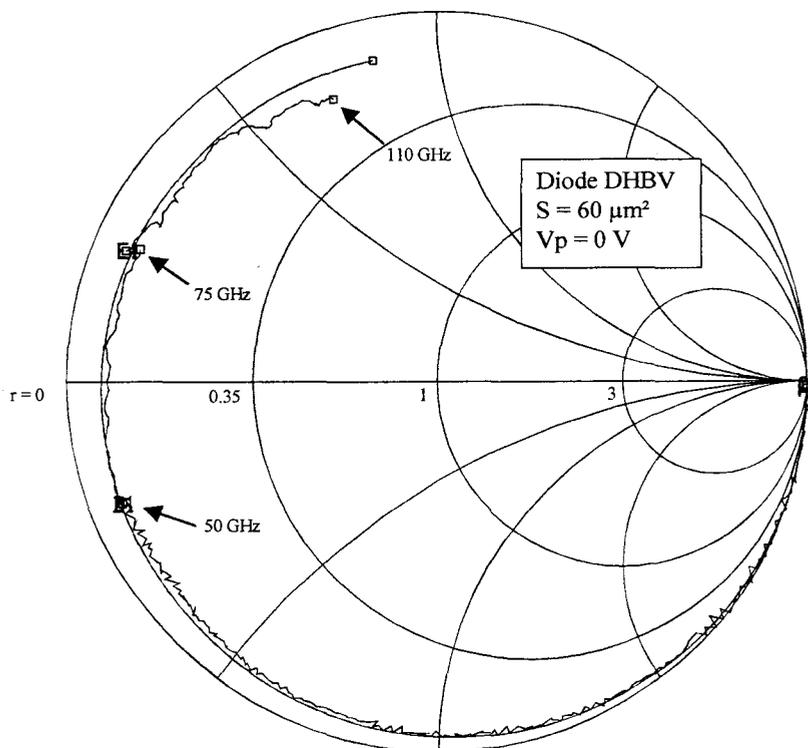


Figure III.12 : Evolutions sur abaque de Smith pour une tension de polarisation nulle des impédances théorique et expérimentale d'une diode DHBV de section $60 \mu\text{m}^2$ dans la plage de fréquence $[0.25 ; 110]$ GHz.

Pour illustrer ce point, nous avons représenté sur abaque de Smith pour une tension de polarisation nulle sur la figure II.12, les évolutions de l'impédance calculée à partir du schéma équivalent petit signal et celle mesurée à l'analyseur de réseaux dans la plage de fréquence [0.25 ; 110] GHz. On constate qu'aux environs de 60 GHz un phénomène de résonance très marquée peut être mis à profit pour déterminer sans ambiguïté les éléments réactifs. Il est à noter que cette procédure a été appliquée pour plusieurs tensions de polarisation non nulles et pour différentes sections de composant afin d'augmenter les recouvrements.

Ces caractérisations petit signal nous ont permis de mesurer avec précision les valeurs de L_s et C_p égales respectivement à 60 pH et 17 fF. Ces valeurs seront utilisées par la suite dans les simulations par équilibrage harmonique.

Cependant avant de discuter plus en détail de ces aspects, il nous semble intéressant de revenir sur le problème de la résistance série. En effet, on constate au vu de la figure III.12 que le lieu d'impédance tracé ici pour un composant de section $60 \mu\text{m}^2$ se situe relativement près du bord d'abaque, augurant ainsi d'une valeur de résistance série faible. Une bonne approximation pour accéder à la valeur de R_s consiste à prendre la valeur du cercle $r = \text{cste}$. On obtient alors une résistance série proche de 3Ω . Par rapport aux résistances séries mesurées dans la procédure coaxiale, on observe une diminution sensible de R_s .

En fait, plusieurs points ont été améliorés. Ainsi, conformément aux critères énoncés dans le paragraphe 2.2.1, les contacts ohmiques ont été rapprochés et l'épaisseur de la couche n^+ enterrée a été fixée à $1 \mu\text{m}$ avant gravure.

Il est à noter qu'une étude en fonction de la section a mis en évidence une dégradation du niveau de la résistance série lorsque la surface décroît. Cependant, cette décroissance ne suit évidemment pas une évolution en $1/S^2$.

4 L'équilibrage harmonique

4.1 Le contexte

Les méthodes d'équilibrage harmonique ont été proposées et mises en œuvre dès les années 70 pour estimer notamment les pertes de conversion dans les circuits mélangeurs [8]. Le logiciel développé par Siegel et Kerr fait référence en la matière [9].

Depuis, de nombreux logiciels équivalents et plus conviviaux sont apparus dans le commerce. Nous pouvons citer ici à titre d'exemple le logiciel Microwave Design System (MDS) de Hewlett Packard que nous utilisons au sein de notre laboratoire. L'intérêt de tels logiciels réside dans le fait qu'ils permettent des simulations très flexibles de nombreux circuits et qu'ils contiennent des bibliothèques de composants passifs (guides, filtres, lignes ...) et actifs (transistors, diodes ...). La diode à hétérostructure simple barrière varactor étant un composant nouveau, il est évident que ses caractéristiques ne figurent pas encore dans les modèles inclus dans le logiciel. Nous reviendrons sur les solutions à adopter dans ce cas.

4.2 La méthode de calcul

L'idée essentielle des simulations numériques en harmonique balance consiste à scinder le circuit étudié en deux sous-ensembles, l'un linéaire et l'autre non linéaire. La partie linéaire est constituée des éléments indépendants aux valeurs des signaux électriques à leurs bornes. Il s'agit principalement des éléments extrinsèques L_s et C_p ainsi que de la résistance série. Les quadripôles de filtrage et d'adaptation d'impédance entrent également dans cette catégorie. La partie non linéaire intègre quant à elle tous les éléments présentant une non linéarité. Ainsi, pour un composant simple barrière varactor, il s'agit de la résistance de fuite $R_d(V)$ et de la capacité $C_d(V)$.

En ce qui concerne l'analyse du circuit, celle-ci est traitée pour la partie linéaire dans le domaine fréquentiel, une procédure temporelle étant utilisée pour les éléments non linéaires. Le passage d'un domaine à l'autre s'effectue par transformation de Fourier. L'équilibrage harmonique consiste alors à comparer les valeurs des signaux en amplitude et en phase aux fréquences de pompe et harmoniques afin de définir un état stationnaire. La précision des calculs dépend fortement du nombre d'harmoniques choisis dans la simulation. Ce nombre est à définir suivant l'élément non linéaire étudié.

Les grandeurs accessibles quand l'état stationnaire est atteint sont les valeurs des courants et tensions aux différents nœuds et branches du circuit. On peut ainsi déterminer la puissance délivrée à une charge Z_c pour chaque fréquence considérée :

$$P_i = \frac{1}{2} \text{Real}(V_i \cdot I_i^*) \quad (3.4)$$

où i est le rang d'harmonique.

Le rendement de conversion d'un multiplicateur de fréquence s'exprimera par conséquent de la façon suivante :

$$\eta = \frac{P_i}{P_{in}} = \frac{1}{2} \frac{\text{Real}(V_i \cdot I_i^*)}{P_{in}} \quad (3.5)$$

où P_{in} est la puissance disponible de la source en entrée.

5 Application au tripleur de fréquence 3 x 80 GHz

5.1 Objectif

Rappelons que ce travail, effectué dans le cadre du contrat E.S.A. "Millimeter Wave Critical Sounders Technologies" vise à concevoir un tripleur de fréquence à 250 GHz. Toutefois pour des raisons de cohérence par rapport aux premiers travaux entrepris, nous avons effectué toutes nos simulations à 240 GHz. Compte tenu du faible écart fréquentiel, les

conclusions qui seront présentées ultérieurement restent valable pour la fréquence de pompe de 83 GHz.

Par ailleurs, pour se fixer un cadre tant dans le choix de la source que dans celui de la géométrie du composant, nous tablons sur une puissance de sortie de 7 dBm (5 mW) avec un rendement de conversion de 5 %.

A ce stade, indépendamment des problèmes de calcul, il nous faut également connaître les limitations en puissance susceptibles d'être rencontrées à la fréquence de pompe. Dans l'état actuel des technologies, le choix s'est porté sur la diode Gunn. On peut ainsi raisonnablement penser disposer d'une puissance à l'entrée de l'ordre de 100 mW. Cette valeur sera prise comme référence dans la suite de ce travail.

Dans ce contexte, les simulations par équilibrage harmonique vont nous renseigner d'une part sur l'accessibilité à de telles performances et d'autre part sur les conditions pratiques de leurs obtentions. Toutefois, nous savons qu'en utilisant une non linéarité réactive, le rendement de conversion théorique est égal à 100 % pour une résistance série nulle. Ainsi, compte tenu des faibles niveaux de résistance série présentés par nos composants, on peut s'attendre à des rendements théoriques bien supérieurs à celui défini dans le cahier des charges. La connaissance des impédances optimales de fermeture reste par contre un problème crucial qui ne peut être prévu étant donné la très forte non linéarité utilisée.

La première étape de notre travail consiste donc à définir un modèle permettant de décrire la non linéarité capacitive de nos structures. Nous discuterons ensuite des impédances de fermeture optimales afin de nous intéresser respectivement aux conditions de pompe, au choix de la section optimale et à l'influence des éléments extrinsèques et de R_s .

5.2 Définition de la non linéarité capacitive

Fondamentalement, il existe plusieurs voies pour décrire la non linéarité de capacité de nos structures, la plus simple consistant à utiliser un développement polynomial. Cependant, compte tenu du caractère abrupt de l'évolution de la capacité en fonction de la tension de polarisation, il faut avoir recours à un ordre relativement élevé. A titre d'exemple, cette procédure a été utilisée dans la référence [10] pour approximer la caractéristique $C(V)$ d'un composant à hétérostructure avec un développement limité à l'ordre 20.

L'autre solution généralement employée et également plus proche de la physique du composant consiste à traduire l'évolution de la charge q au sein du composant en fonction de la tension de polarisation à ses bornes. Nous reprendrons ici l'expression suivante proposée par l'équipe de Chalmers [11] :

$$V(q) = N \left(\frac{b \cdot q}{\epsilon_b \cdot A} + \text{sign}(q) \cdot \left(\frac{q^2}{2 \cdot e \cdot Nd \cdot \epsilon_d \cdot A^2} + \frac{4 \cdot Ld^2 \cdot e \cdot Nd}{\epsilon_d} \left(1 - \exp \left(\frac{-|q|}{2 \cdot Ld \cdot A \cdot e \cdot Nd} \right) \right) \right) \right)$$

$$\text{avec } Ld = \sqrt{\frac{k \cdot T \cdot \epsilon_d}{Nd \cdot e^2}} \quad (3.6)$$

où L_d est la longueur de Debye des électrons, ϵ_b et ϵ_d les permittivités diélectriques respectives de la barrière d'épaisseur b et de la zone de déplétion de dopage N_d , N le nombre de structures élémentaires empilées et A la surface de l'échantillon.

Ce modèle corrige les valeurs qui seraient obtenues dans l'approximation du condensateur plan en introduisant les longueurs d'écrantage du champ électrique.

La figure III.13 compare les évolutions $C(V)$ mesurée et calculée à l'aide de la relation précédente. Les valeurs de b et N_d ont été ajustées pour obtenir la meilleure concordance possible. On constate que la valeur de N_d ne diffère que de 12 % par rapport à la valeur nominale, l'accord entre les variations expérimentale et théorique étant excellent. Il est à noter que la valeur de b modifie principalement la valeur de la capacité à l'équilibre tandis que N_d joue sur la respiration de capacité. Ces calculs ont été faits pour une aire normalisée de $1 \mu\text{m}^2$ et sont aisément transposables pour des sections plus importantes.

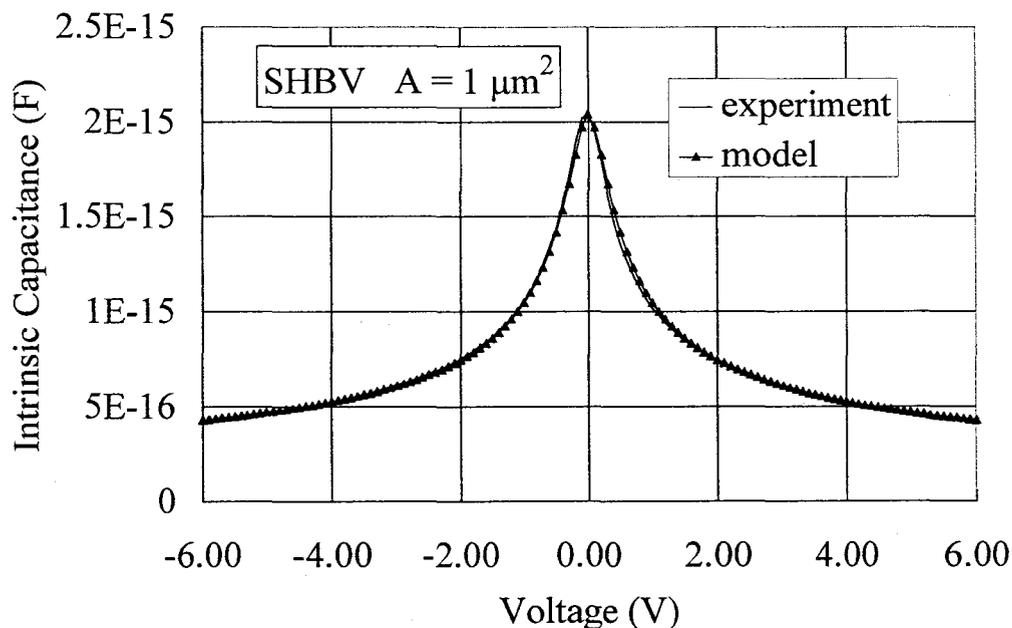


Figure III.13 : Comparaison des évolutions des caractéristiques capacité-tension mesurée et modélisée pour une diode SHBV de section $1 \mu\text{m}^2$ en fonction de la tension de polarisation.

5.3 Influence de l'impédance de fermeture optimale

L'étude des potentialités d'un tripleur de fréquence 3×80 GHz à structure SHBV ou DHBV est effectuée sur la base du circuit reporté sur la figure III.14. Il est à noter d'une part, que les filtres passe-bas et passe-bande utilisés sont idéaux et d'autre part, que la puissance P_{in} disponible à l'entrée est délivrée par une source d'impédance 50Ω .

Dans ce paragraphe, nous nous proposons de montrer l'influence de l'impédance de fermeture $Z_c = R_c + jX_c$, équivalente à l'impédance de charge, sur le rendement de notre tripleur. Dans ce but, nous étudions un composant de $1 \mu\text{m}^2$ pour lequel des différences extrêmement marquées peuvent être mises en évidence. Les éléments extrinsèques ne sont pas

pris en compte dans les simulations. La résistance série a été définie quant à elle à 50Ω . Cette valeur apparemment élevée correspond en fait à une valeur tout à fait réaliste aux très petites dimensions où l'influence du contact ohmique devient primordiale. Ainsi en termes de résistivité de contact, nous obtenons $5 \cdot 10^{-7} \Omega \cdot \text{cm}^{-2}$ qui correspond à une valeur raisonnable en technologie InP. La figure III.15 présente les résultats obtenus sur la base de la procédure suivante.

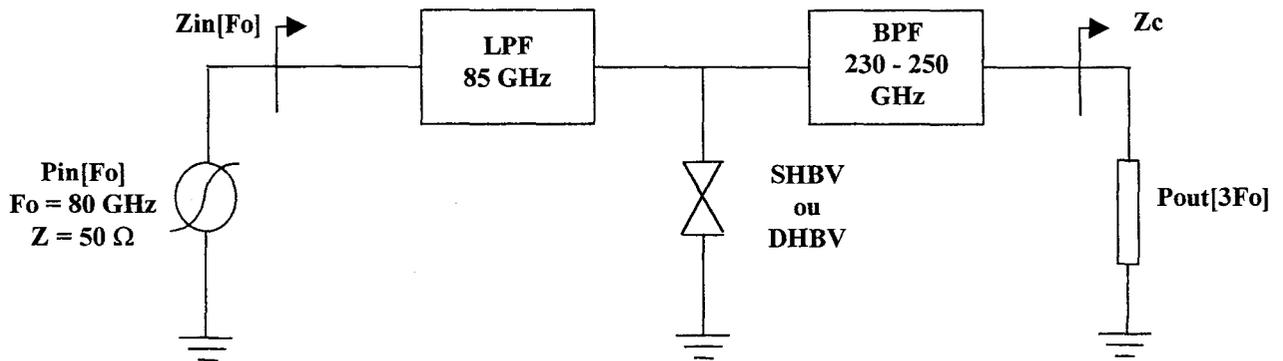


Figure III.14 : Principe du circuit utilisé pour étudier sur la base de simulations en équilibre harmonique les potentialités d'un tripleur de fréquence $3 \times 80 \text{ GHz}$ à structure SHBV ou DHBV.

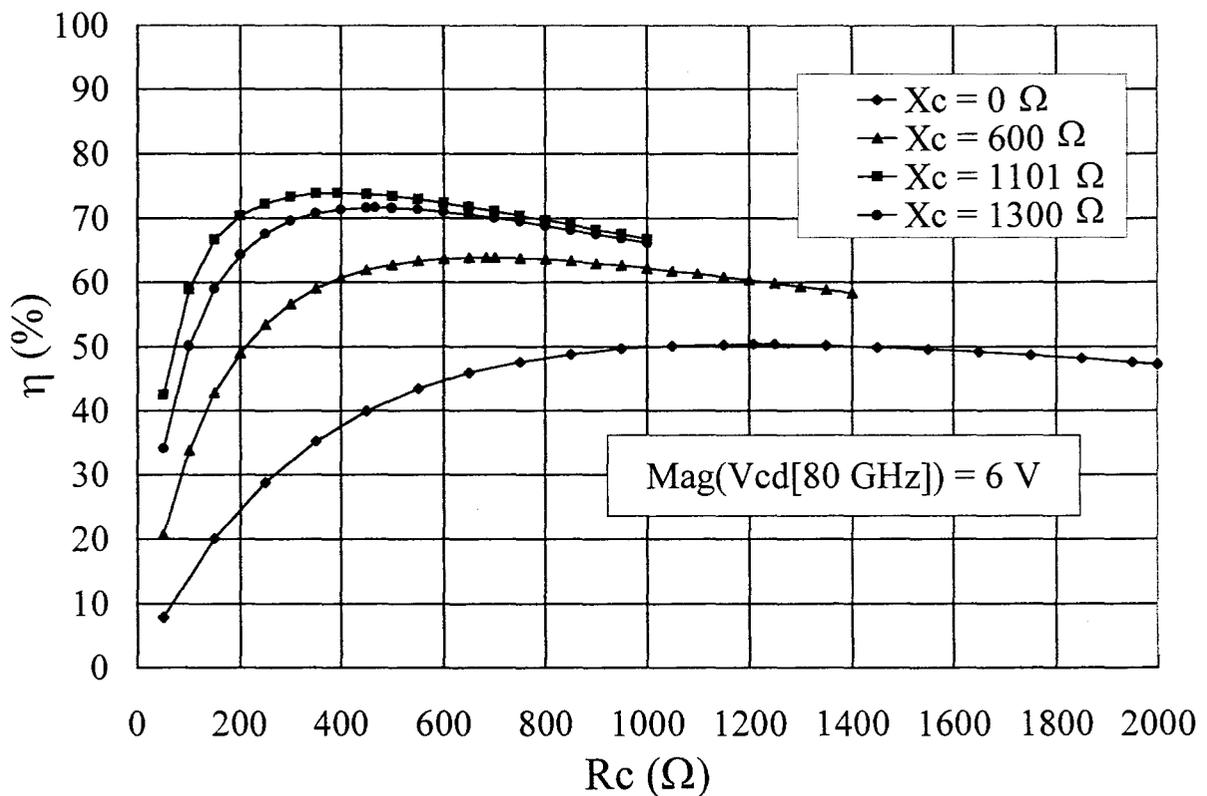


Figure III.15 : Evolutions du rendement de conversion d'un tripleur de fréquence $3 \times 80 \text{ GHz}$ utilisant une diode SHBV de section $1 \mu\text{m}^2$ ($R_s = 50 \Omega$) en fonction de l'impédance de charge Z_c . Les éléments extrinsèques n'ont pas été pris en compte dans les simulations.

Nous considérons tout d'abord une impédance de charge purement résistive ($X_c=0$) en faisant varier point par point la valeur de R_c entre 50Ω et $2 \text{ k}\Omega$. Pour chaque point étudié, nous optimisons la tension aux bornes du composant telle que son amplitude à la fréquence de pompe soit égale à 6 V . On constate que le rendement de conversion passe par un maximum (50%) pour une valeur de R_c de l'ordre de $1 \text{ k}\Omega$. En faisant varier la valeur de X_c , on remarque par ailleurs qu'il est possible de resserrer l'évolution du rendement de conversion en fonction de R_c et d'augmenter ainsi la valeur de ce dernier. Le maximum est voisin de 72% pour $R_c = 400 \Omega$ et X_c de l'ordre de 1100Ω .

Au vu de ces considérations, on constate que le rendement de conversion d'un multiplicateur de fréquence dépend fortement de l'impédance de charge Z_c . Il sera par conséquent primordial en pratique de réussir à présenter au composant l'impédance de fermeture optimale.

5.4 Condition de pompe de la non linéarité capacitive

L'influence de l'impédance de charge étant établie, intéressons nous à présent aux conditions de pompe de la non linéarité capacitive. Celle-ci étant extrêmement abrupte au voisinage de l'équilibre, il a souvent été avancé que le maximum de rendement de conversion pouvait être obtenu pour des excursions de tension alternatives relativement faibles. Concrètement, cela signifie qu'en fonction de la puissance de pompe, η augmente très rapidement, passe par un maximum aux faibles puissances et présente une décroissance réduite à puissance croissante. Le rendement de conversion de diodes Schottky conventionnelles présente ce type d'évolution comme cela a pu être montré dans la thèse d'O. Tanguy [12] pour les diodes 6P2.

Dans ce paragraphe, nous nous proposons de montrer qu'en ce qui nous concerne, il sera toujours préférable de tirer parti de l'ensemble de la non linéarité capacitive de nos composants ce qui n'est bien sûr pas sans poser problème pour des sources primaires à puissance limitée. La figure III.16 illustre ce point.

En effet, sur ce graphique est présentée l'évolution du rendement de conversion d'un tripleur de fréquence $3 \times 80 \text{ GHz}$ utilisant une diode DHBV de section $30 \mu\text{m}^2$ en fonction de V_{cd} la tension crête globale aux bornes de la capacité du composant. Ces résultats ont été obtenus pour des conditions optimales en entrée et en sortie sans tenir compte des éléments extrinsèques de la diode. La résistance série a été définie typiquement à 10 Ohms .

On constate que le rendement de conversion augmente constamment en fonction de V_{cd} et est maximal lorsqu'on excursionne entièrement la non linéarité capacitive. Compte tenu de ce résultat, nous rechercherons autant que possible à remplir cette condition. Il faut bien voir toutefois qu'en fabriquant des composants dont la tenue en tension devient de plus en plus élevée, on se heurte très rapidement à la puissance utile délivrée actuellement par les sources primaires. Cette remarque est à tempérer cependant par le fait qu'une adaptation peut être obtenue par un choix judicieux de la section fixant le niveau d'impédance. C'est précisément ce choix de la section optimale que nous nous proposons de discuter maintenant.

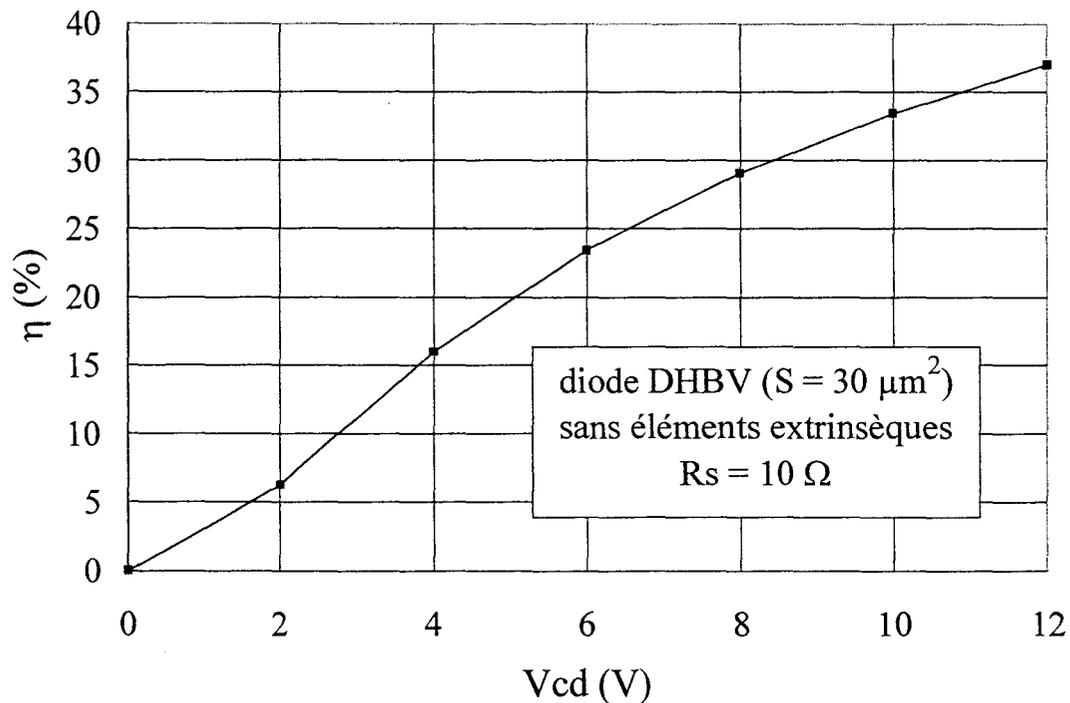


Figure III.16 : Evolution du rendement de conversion d'un tripleur de fréquence 3×80 GHz utilisant une diode DHBV de section $30 \mu\text{m}^2$ ($R_s = 10 \Omega$) en fonction de V_{cd} la tension crête globale aux bornes de sa capacité non linéaire. Ces résultats ont été obtenus pour des conditions optimales en entrée et en sortie sans tenir compte des éléments extrinsèques de la diode.

5.5 Choix de la section optimale

Dans le cadre du projet E.S.A. qui vise à la réalisation d'un tripleur de fréquence à hétérostructure simple barrière varactor à 250 GHz se pose le problème crucial du choix de la section du composant à utiliser. Or, nous venons de montrer dans le paragraphe précédent que le rendement de conversion d'un multiplicateur de fréquence est maximal lorsqu'on excursions entièrement la non linéarité capacitive. Par conséquent, la section optimale doit être définie dans notre cas de façon à ce que la puissance P_{in} disponible en entrée (100 mW délivrée par une diode Gunn) permette de bénéficier de l'ensemble de la non linéarité capacitive de la diode étudiée.

Le tableau III.2 présente les résultats obtenus pour une structure DHBV en condition de pompe optimale ($V_{cd} = 12$ Volts). Les éléments extrinsèques de ce composant $L_s = 75$ pH et $C_p = 17$ fF ont été pris en compte dans les simulations. La valeur de la résistance série est identique pour les quatre sections étudiées et égale à 10 Ohms. Ce choix contraire à l'expérience a été défini de façon à dégager clairement l'incidence d'un changement de section sur les performances de notre tripleur.

Au vu des résultats listés dans ce tableau, on vérifie a posteriori que la puissance P_{in} nécessaire à l'obtention du régime grand signal optimal est d'autant plus faible que l'aire est limitée. A titre d'exemple pour une section de $30 \mu\text{m}^2$, celle-ci n'est de l'ordre que de 40 mW alors qu'elle est supérieure à 100 mW pour une section double.

On constate également sur ce tableau que la diminution de la section entraîne une augmentation significative des valeurs de rendement de conversion qui passent de 17 % à 36 % pour les surfaces égales respectivement à 30 et 60 μm^2 . La portée de ces résultats sera en pratique moindre car toute diminution de surface induit une augmentation de résistance série. A ce stade, il est souvent très difficile de faire la part des choses entre d'une part, l'augmentation de la fréquence de coupure résultant d'une diminution de la capacité et d'autre part, la détérioration attendue par une augmentation de la résistance série.

En ce qui concerne la puissance de sortie, il est certain qu'accroître la section conduit à une augmentation de P_{out} . Cependant, cette augmentation est loin de suivre une évolution quadratique puisque nous passons de 14 mW à environ 21 mW pour un doublement de la section.

Si à présent on s'intéresse à l'impédance de charge Z_c dans les cas de figure où l'on double la section, on constate une diminution de sa partie réelle qui passe d'environ 50 Ω à 10 Ω tandis que sa partie imaginaire varie de 55 Ω à 70 Ω avec une composante réactive selfique. L'impédance de la diode à la fréquence fondamentale Z_{in} a quant à elle des valeurs de résistance extrêmement faibles entre 5 Ω et 8 Ω avec une partie réactive toujours supérieure à -30Ω .

Rappelons que ces calculs ont été effectués en tenant compte des éléments extrinsèques. La question de savoir à quel niveau ces éléments doivent être pris en compte est à notre connaissance un sujet de débat et il nous semble à présent intéressant d'étudier plus en détail leur influence.

Section (μm^2)	P_{in} (mW)	η (%)	P_{out} (mW)	Z_c (Ω)	Z_{in} (Ω)
30	38.5	36.3	14	48+j55	5.2-j57.3
40	59.9	27.9	16.7	30+j72	6.2-j46
50	85.6	21.9	18.7	19+j72	7-j36.9
60	116.5	17.5	20.4	13+j70	7.8-j29.4

Tableau III.2 : Présentation des performances d'un tripleur de fréquence 3x80 GHz utilisant une diode DHBV de section variable en condition de pompe optimale ($V_{\text{cd}} = 12 \text{ V}$). Les éléments extrinsèques ont été pris en compte dans les simulations et la valeur de la résistance série a été fixée pour les quatre sections étudiées à 10 Ω .

5.6 Influence des éléments extrinsèques

Pour comprendre l'influence des éléments extrinsèques d'un composant sur ses performances en multiplication de fréquence, considérons le tableau III.3. En effet, celui-ci présente pour un tripleur de fréquence 3x80 GHz utilisant une structure DHBV en configuration optimale ($S = 50 \mu\text{m}^2$ et $V_{cd} = 12 \text{ V}$), les résultats obtenus pour les cas de figure avec ou sans éléments extrinsèques.

Comme prévu, les valeurs de P_{in} , η et P_{out} sont quasiment identiques dans les deux cas étudiés. En effet, aucun élément résistif pouvant dissiper de la puissance n'a été introduit dans le circuit. A contrario évidemment, les valeurs optimales de Z_{in} et Z_c diffèrent sensiblement. Il est à noter que ce dernier point peut s'avérer dommageable en pratique dans certains cas en rendant critique les adaptations d'impédance en entrée et en sortie.

Il nous reste à présent à considérer le rôle de la résistance série qui à chaque fois s'est révélée un élément déterminant.

DHBV $A=50 \mu\text{m}^2$ ($R_s = 10 \Omega$)	P_{in} (mW)	η (%)	P_{out} (mW)	Z_c (Ω)	Z_{in} (Ω)
Avec éléments extrinsèques $L_s = 75 \text{ pH}$ $C_p = 17 \text{ fF}$	85.6	21.9	18.7	$19+j72$	$7-j36.9$
Sans éléments extrinsèques	87.8	22.2	19.5	$19+j38$	$15.1-j90.6$

Tableau III.3 : Mise en évidence de l'influence des éléments extrinsèques d'une diode DHBV de section $50 \mu\text{m}^2$ sur ses performances au sein d'un tripleur de fréquence 3x80 GHz en configuration optimale ($V_{cd} = 12 \text{ V}$).

5.7 Rôle de la résistance série

Le tableau III.4 présente les performances d'un tripleur de fréquence 3x80 GHz utilisant une structure DHBV de section $50 \mu\text{m}^2$ en condition de pompe optimale ($V_{cd}=12 \text{ V}$) pour les cas de figure $R_s=10 \Omega$ et $R_s=3 \Omega$. Les éléments extrinsèques de ce composant n'ont pas été pris en compte dans les simulations.

Au vu de ces résultats, on constate que le rendement de conversion augmente lorsque la résistance série diminue. En effet, η est égal à 58.6 % pour $R_s=3 \Omega$ alors qu'il ne vaut plus que 22.2 % pour $R_s=10 \Omega$. Cette forte dépendance du rendement de conversion en fonction de la valeur de la résistance série peut s'expliquer sur la base de l'expression suivante de η [13]-[14] :

$$\eta = \frac{P_{out}}{P_{in}} = \frac{P - 1/2 \cdot R_s \cdot I_3^2}{P + 1/2 \cdot R_s \cdot I_1^2} \quad (3.7)$$

où I_1 et I_3 sont respectivement les courants existant au sein de la diode à la fréquence fondamentale et à l'harmonique 3.

En effet lorsque R_s diminue, les niveaux des courants I_1 et I_3 étant fixés par la non linéarité capacitive utilisée et la condition $V_{cd}=12$ V, les puissances dissipées par effet Joule à la fréquence fondamentale et à l'harmonique 3 sont beaucoup moins importantes ce qui induit une forte augmentation du rendement de conversion.

Il est à noter par ailleurs que la détermination précise de la valeur de R_s apparaît comme un problème crucial pour le choix de la section optimale du composant utilisé. En effet pour $R_s=3 \Omega$, la puissance P_{in} disponible à l'entrée nécessaire à l'excursion de l'ensemble de la non linéarité capacitive n'est que de 52 mW. Cette valeur est très inférieure à la puissance maximale susceptible d'être délivrée par la diode Gunn (100 mW).

DHBV $A=50 \mu\text{m}^2$ (sans éléments extrinsèques)	P_{in} (mW)	η (%)	P_{out} (mW)	Z_c (Ω)	Z_{in} (Ω)
$R_s=10 \Omega$	87.8	22.2	19.5	$19+j38$	$15.1-j90.6$
$R_s=3 \Omega$	51.9	58.6	30.4	$16+j38$	$9.85-j88.5$

Tableau III.4 : Présentation des performances d'un tripleur de fréquence 3x80 GHz utilisant une diode DHBV de section $50 \mu\text{m}^2$ en condition de pompe optimale ($V_{cd} = 12$ V) pour les cas de figure $R_s = 10 \Omega$ et $R_s = 3 \Omega$. Les éléments extrinsèques n'ont pas été pris en compte dans les simulations.

6 Conclusion

Au terme de ce chapitre, les conclusions suivantes nous semblent devoir être dégagées. Ainsi en premier lieu, le système de matériaux épitaxiés sur InP permet de travailler avec un niveau d'impédance normalisée relativement faible puisque nous avons obtenu pour une diode à deux barrières empilées une valeur de capacité à l'équilibre de $1\text{fF}/\mu\text{m}^2$. Le contraste de capacité est quant à lui tout à fait satisfaisant avec un rapport C_{max}/C_{min} égal à 5.

Par ailleurs, la caractéristique $C(V)$ étant fortement non linéaire, l'étude des performances d'un multiplicateur de fréquence à hétérostructure simple barrière varactor doit

impérativement être effectuée à l'aide de simulations de type équilibrage harmonique de façon à rendre compte de l'auto-cohérence entre le signal de pompe et celui délivré dans la charge.

Dans ce chapitre, nous avons montré que de nombreux facteurs influent sur les performances d'un tripleur de fréquence pour un contexte expérimental donné. Le rôle prépondérant de la résistance série a ainsi été mis en évidence d'une part, pour le choix de la section optimale du composant à utiliser et d'autre part, pour la détermination du rendement de conversion. A titre d'exemple, une diminution d'un facteur 3 de R_s se traduit par une augmentation d'un même ordre de grandeur du rendement de conversion. Ces études ne sont pas sans répercussion sur l'orientation des recherches technologiques qui visent à présent à réduire autant que possible la puissance dissipée dans R_s par le biais de techniques d'auto-alignement, de surdopage et de topologie de type doigt.

Un grand nombre d'informations ont également été obtenues sur les impédances optimales à présenter au composant de façon à maximiser le rendement de conversion. Celles-ci diffèrent suivant que l'on place les éléments extrinsèques dus aux connexions comme partie intégrante du circuit extérieur ou que l'on les rattache au circuit équivalent de la diode. Ces hypothèses modifient sensiblement les impédances de fermeture par contre à la condition qu'aucun élément résistif ne soit ajouté, ils laissent inchangés les rendements de conversion et puissances délivrées.

Concrètement, la synthèse dans la cellule de mesure des impédances optimales se fait par le biais d'adaptation de type "stub". On trouvera dans la thèse de J. Carbonell [15] la suite logique à notre travail d'optimisation concernant la simulation électromagnétique du tripleur de fréquence en structure guidée. L'astuce consiste ici à utiliser une adaptation de type double stub en entrée comme en sortie.

Au moment de la rédaction de ce manuscrit, les premiers résultats expérimentaux viennent d'être obtenus [16]. Il montre que l'objectif fixé à 5 mW avec 5 % de rendement peut être rempli sur la base des technologies présentées dans cet exposé. A titre d'exemple, une puissance de sortie de 10 mW a été obtenue à 250 GHz avec un rendement de conversion supérieur à 10 % pour une puissance de pompe de l'ordre de 100 mW, valeur de référence que nous nous étions fixés.

Comparativement à nos calculs, il est certain qu'une grande inconnue subsiste quant à la valeur exacte de la résistance série. Les récents développements technologiques nous permettent de nous baser sur des valeurs de R_s égales à 2.5Ω pour une section de $60 \mu\text{m}^2$ et 4Ω pour une section de $30 \mu\text{m}^2$. Ainsi en fonction de ces valeurs réelles de R_s , la puissance de sortie théorique peut être estimée supérieure de quelques dBm à celle mesurée. Il faut bien voir cependant que le rendement de conversion expérimental est un rendement global incluant un certain nombre de pertes. Celles-ci englobent les pertes en retour à l'entrée, celles au niveau des transitions et des court-circuits et enfin celles inhérentes au couplage et à la désadaptation.

Références bibliographiques

- [1] L.E. Dickens
"Spreading resistance as a function of frequency"
IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol. 15, No 2, p.101,
february 1967.
- [2] U. V. Bhapkar
"An investigation of the series impedance of GaAs Schottky barrier diodes"
Master thesis, University of Virginia, Charlottesville, may 1990.
- [3] J.R. Jones
"CAD of millimeter wave frequency multipliers : An experimental and theoretical
investigation of the heterostructure barrier varactor"
PhD, University of Virginia, january 1996.
- [4] I. Mehdi, S.C. Martin, R.J. Dengler, R.P. Smith and P.H. Siegel
"Fabrication and performance of planar Schottky diodes with T-gate like anodes in
200 GHz subharmonically pumped mixers"
IEEE Microwave and Guided Wave Letters, Vol. 6, No 1, p. 49, january 1996.
- [5] X. Mélique, J. Carbonell, R. Havart, P. Mounaix, O. Vanbésien and D. Lippens
"InGaAs/InAlAs/AlAs heterostructure barrier varactors for harmonic multiplication"
IEEE Microwave and Guided Wave Letters, Vol. 8, No 7, p. 254, july 1998.
- [6] O. Dupuis
Thèse de l'Université de Lille I, 1999, à paraître.
- [7] X. Mélique
Thèse de l'Université de Lille I, 1999, à paraître.
- [8] A. Kerr
"Conversion loss and noise of microwave and millimeter wave mixers"
Part I-Theory : p. 49 ; Part II-Experiment : p. 55
IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol. 26, No 2,
february 1978.
- [9] P.H. Siegel
"Topics in the optimisation of millimeter wave mixers"
N.A.S.A. technical paper 2287, p. 34, 1984.

- [10] M. Li and R.G. Harrison
"A fully distributed heterostructure barrier varactor nonlinear transmission line frequency tripler"
IEEE MTT-S Digest, p. 1639, 1998.
- [11] "Millimeter wave sounders critical technologies"
Contract #9777 European Space Agency progress report, october 1997.
- [12] O. Tanguy
"Multiplicateurs de fréquence à hétérostructures III-V aux longueurs d'ondes millimétrique et submillimétrique"
Thèse de l'Université de Lille I, juin 1995.
- [13] C.C.H Tang
"An exact analysis of varactor frequency multipliers"
IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol. MTT-14, p. 210, april 1966.
- [14] K. Krishnamurthi and R.G. Harrison
"Analysis of symmetric-varactor frequency triplers"
IEEE MTT-S Digest, p. 649, 1993.
- [15] J. Carbonell Olivares
"Analyse électromagnétique de composants actifs et passifs pour des applications spatiales"
Thèse de l'Université de Lille I, juin 1998.
- [16] X. Mélique, A. Maestrini, R. Farre, P. Mounaix, M. Favreau, O. Vanbésien, J.M. Goutoule, F. Mollot, G. Beaudin, T. Närhi and D. Lippens
"Fabrication and performance of InP-based heterostructure barrier varactors in a 250 GHz waveguide tripler"
Submitted to IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques.

CHAPITRE IV :

PERSPECTIVES D'EXTENSION EN GAMME SUBMILLIMETRIQUE : LIMITATIONS ET SOLUTIONS

1 Introduction

Les chapitres précédents nous ont permis de comprendre un certain nombre de points clefs pour la conception d'un tripleur de fréquence à 250 GHz. Nous nous proposons ici d'étudier les prolongements logiques à ce travail, plusieurs perspectives étant envisageables.

La première consiste à étudier le comportement d'un composant varactor conventionnel dans un contexte de multiplication de fréquence visant à générer de la puissance à des fréquences de l'ordre du terahertz. En effet, nous montrerons qu'à de telles fréquences, les phénomènes de saturation en courant et de dynamique non stationnaire doivent absolument être pris en compte. Ces considérations nous amèneront alors à définir dans l'optique de réaliser une chaîne de multiplication $83 \times 3 \times 3$ GHz, les performances d'un tripleur de fréquence à 750 GHz sur la base d'une structure SBV prépuits-postpuits.

Le second prolongement à notre travail concerne les améliorations de la puissance de sortie. A notre avis, ces améliorations passent nécessairement par une intégration accrue des motifs de base simple barrière varactor. Il s'agit par conséquent ici avant tout d'un problème technologique, l'intégration des motifs élémentaires pouvant se faire par la mise en série des structures soit verticalement (au cours d'une même épitaxie) soit latéralement (technique de contact par pont à air). Le résultat est identique dans les deux cas de figure avec une réduction et une augmentation respectivement du niveau de capacité et de la tension de seuil à la conduction du composant par le nombre de cellules élémentaires utilisées (n). Ces différents aspects seront considérés dans ce chapitre non seulement d'un point de vue électrique mais également thermique.

Pour conclure, nous avons étendu notre travail jusqu'à maintenant focalisé sur la fonction oscillateur local, au dispositif de mélange de manière à avoir une approche globale d'une tête de réception hétérodyne. Nous mettrons ainsi en évidence la possibilité d'utiliser une hétérostructure simple barrière varactor, de par sa caractéristique $I(V)$ antisymétrique, au sein d'un mélangeur subharmonique. Nous montrerons cependant que la diode Schottky reste le composant clef pour cette application et nous ferons un premier calcul des performances d'un mélangeur subharmonique à 560 GHz utilisant un montage antiparallèle de diodes Schottky GaAs appairées.

2 Limitations fondamentales des performances d'un multiplicateur de fréquence utilisant un composant varactor

Dans son principe, la multiplication de fréquence par modulation de capacité est simple. En effet, celle-ci résulte de la modulation de la zone désertée d'un composant grâce à une puissance de pompe alternative. Deux grandeurs sont par conséquent déterminantes. Il s'agit d'une part, du niveau de la puissance de pompe et d'autre part de la fréquence de travail.

Très tôt, des chercheurs [1] ont mis en évidence une des limitations fondamentales de ce procédé qui peut se traduire simplement par l'assertion suivante : à des fréquences très élevées, sous des conditions de pompe importantes, la zone désertée n'est plus capable de suivre la modulation imposée. En fait, les phénomènes sont beaucoup plus complexes et souvent très interdépendants. Dans ce qui suit, nous allons essayer d'éclaircir ce point en

considérant tout d'abord le phénomène à présent identifié comme effet de saturation en courant pour ensuite nous intéresser aux effets de dynamique non stationnaire.

2.1 Principe du phénomène de saturation en courant

Le phénomène de saturation en courant a été revisité très récemment par E. Kollberg au cours d'une étude faite au Jet Propulsion Laboratory [2]. La dénomination saturation en courant vient du fait que pour certaines conditions de puissance de pompe et de fréquence de travail, l'égalité entre courant de déplacement dans la zone désertée et courant de conduction dans la zone non désertée ne peut être satisfaite car le courant particulaire présente un phénomène de saturation compte tenu de la vitesse limitée des porteurs dans les semiconducteurs. De façon plus précise, la loi fondamentale est la conservation du courant total en tout point du composant. On peut ainsi sous certaines hypothèses déduire des lois simplifiées, celles-ci étant les suivantes. En premier lieu, le courant de fuite étant négligeable, il n'y a pas de réaction de charge d'espace dans la zone désertée et en première approximation la carte de champ électrique est triangulaire. La figure IV.1 schématise cette situation idéale en identifiant parfaitement la frontière entre zone non désertée et zone désertée. La densité de courant de déplacement dans la zone désertée est par conséquent dans ce cas uniforme et a pour expression :

$$J_d = \frac{\partial D}{\partial t} = \epsilon \cdot \frac{\partial E}{\partial t} \quad (4.1)$$

où ϵ est la permittivité diélectrique du semiconducteur et $\partial E/\partial t$ désigne la dérivée par rapport au temps du champ électrique interne imposé par la tension alternative aux bornes du composant.

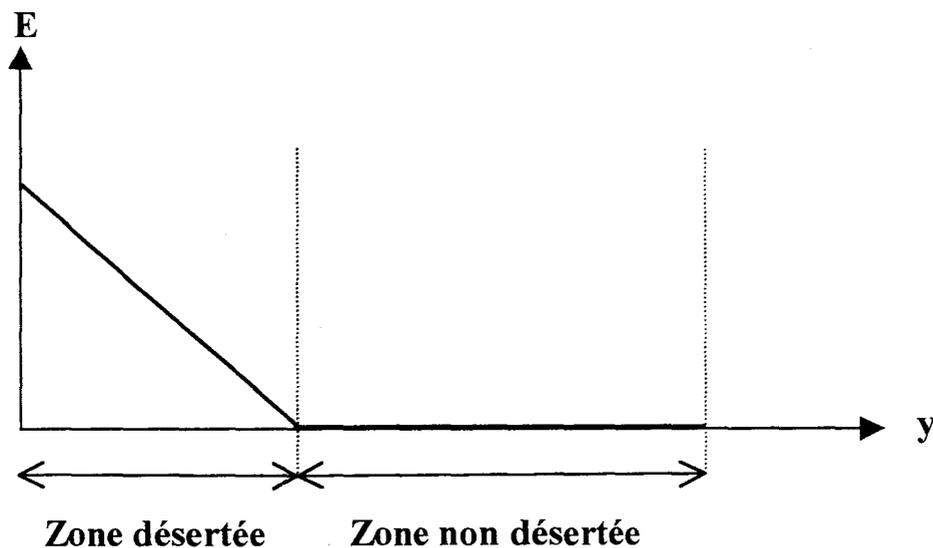


Figure IV.1 : Schématisation de la carte de champ électrique d'un composant Simple Barrière Varactor.

La seconde hypothèse consiste à considérer que dans la zone non désertée, l'essentiel du courant total résulte du courant de conduction, la charge libre étant en équilibre avec le niveau de dopage ($n = N_d$). La vitesse des porteurs dépend par conséquent du champ électrique local, sa valeur pouvant être cependant majorée par la vitesse maximale que peuvent avoir les électrons en régime stationnaire (régime indépendant du temps) pour un semiconducteur en volume. La figure IV.2 présente les évolutions de cette vitesse dite d'entraînement (drift velocity) pour le matériau InGaAs adapté sur InP [3]. Celle-ci est calculée à l'aide d'une méthode de type "Monte-Carlo" dont nous reviendrons sur le principe dans la suite de cet exposé.

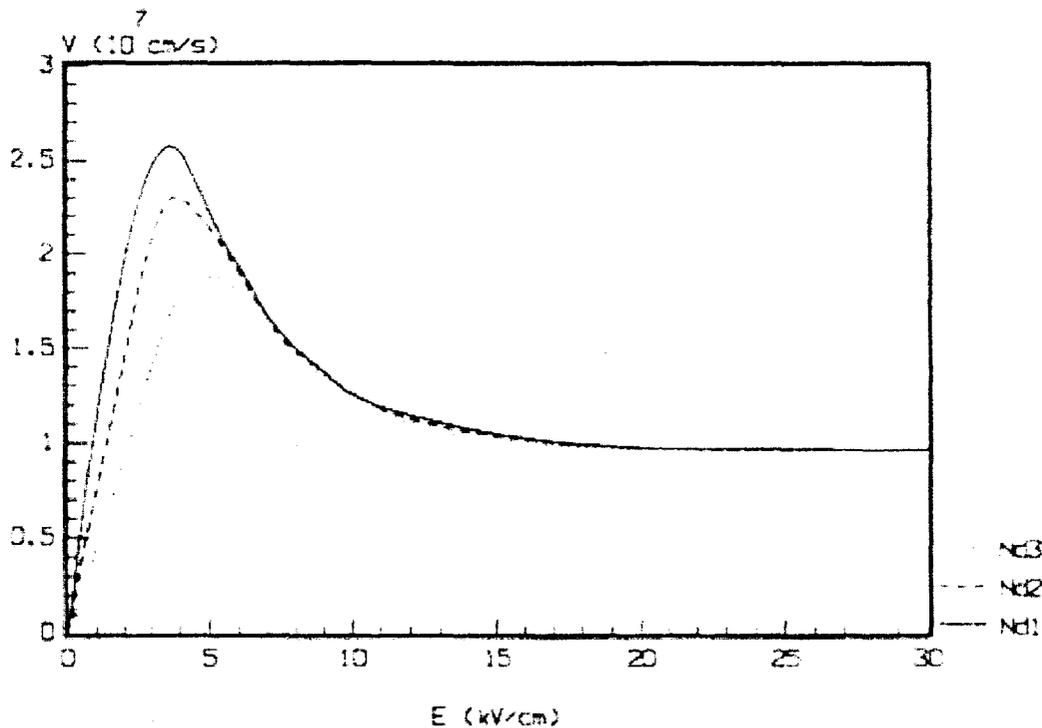


Figure IV.2 : Evolutions de la vitesse de dérive des porteurs dans le matériau InGaAs adapté sur InP pour différents niveaux de dopage ($N_{d1}=10^{15} \text{ cm}^{-3}$, $N_{d2}=10^{17} \text{ cm}^{-3}$, $N_{d3}=10^{18} \text{ cm}^{-3}$).

Au vu de ce graphique, on constate que les électrons soumis à des valeurs de champ électrique relativement faibles, inférieures à la valeur du champ critique, ont une évolution de leur vitesse de dérive en fonction du champ électrique linéaire. Ceci correspond au régime classique de mobilité. Par ailleurs, cette courbe ayant été établie pour 3 niveaux de dopage respectivement 10^{15} , 10^{17} et 10^{18} cm^{-3} , on remarque également comme cela est observé pour l'ensemble des composés III-V, une dégradation de la mobilité à niveaux de dopage croissants.

Cette dégradation est quantifiée sur la figure IV.3 [3]. On constate ainsi que pour un matériau non intentionnellement dopé avec un dopage résiduel égal à 10^{15} cm^{-3} , la mobilité est de $12000 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$. A titre de comparaison, elle n'est que de $8000 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ pour le GaAs. Il est à noter par ailleurs qu'à dopage croissant, la mobilité décroît de 30 % lorsqu'on augmente le niveau de dopage de 2 ordres de grandeur. Cette dégradation est par conséquent relativement modérée.

Si à présent, on considère à nouveau la figure IV.2, on constate que la vitesse des porteurs passe par un maximum pour le champ électrique critique correspondant au transfert intervalles ($E_c = 4 \text{ kV/cm}$). La vitesse maximale des électrons est ainsi égale à $2.6 \cdot 10^7 \text{ cm.s}^{-1}$ pour $N_d = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ et chute à $1.8 \cdot 10^7 \text{ cm.s}^{-1}$ pour $N_d = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. On remarque également sur ce graphique qu'à champ électrique élevé, souvent appelé régime de porteurs chauds, la vitesse des porteurs sature en tendant asymptotiquement vers une valeur égale à 10^7 cm.s^{-1} .

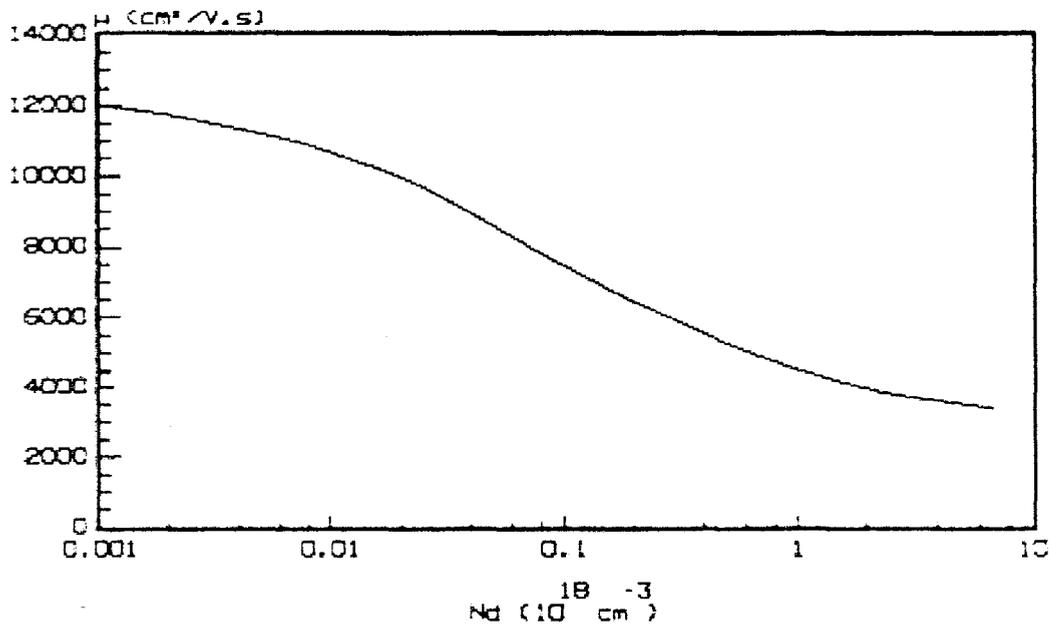


Figure IV.3 : Evolution de la mobilité des porteurs dans le matériau InGaAs adapté sur InP en fonction de son niveau de dopage ($T = 293 \text{ K}$).

A ce stade, il subsiste une incertitude quant au choix de la vitesse pour définir la valeur du courant de conduction maximal dans la mesure où deux régimes ont été identifiés, régime de porteurs froids (régime de mobilité) et régime de porteurs chauds (vitesse maximale et vitesse saturée). La conservation du courant total s'écrit alors :

$$I_d = C_d \cdot \frac{dV}{dt}$$

$$I_d = I_c \quad \text{avec} \quad (4.2)$$

$$I_c = q \cdot N_d \cdot S \cdot \mu \cdot E$$

où I_d et I_c sont respectivement le courant de déplacement dans la zone désertée et le courant de conduction dans la zone non désertée. Il est à noter que μ est une constante si on se place dans le régime de mobilité et une fonction du champ électrique dans le cas du régime des porteurs chauds

Cette égalité bien que contestable car nous verrons que l'hypothèse $\mu(E)$ n'est pas valable dans les cas qui nous intéressent permet de voir les moyens de pallier le phénomène de

saturation en courant. En effet, deux grandeurs nous sont accessibles. Il s'agit d'une part, du niveau de dopage introduit dans les zones adjacentes à la barrière bloquante et d'autre part, de la vitesse de dérive intervenant dans le courant de conduction. Cette dernière dépend du choix du matériau ainsi que du champ électrique interne. Au vu des courbes IV.2 et IV.3, on constate que le produit $Nd \cdot \mu$ est dominé par la valeur de Nd . L'amélioration des possibilités d'un composant à fonctionner à des fréquences très élevées sous pompe intense passe par conséquent nécessairement par une augmentation du niveau de dopage.

Avant d'aller plus loin dans les raisonnements, il nous semble intéressant de revenir sur l'effet de modulation de la zone désertée évoquée précédemment. En effet intuitivement, on peut penser que lorsque la vitesse de modulation de la zone désertée imposée par la tension externe devient trop importante (amplitude et fréquence), les porteurs ne pourront plus suivre la commande en tension ce qui entraînera une dégradation de la modulation de la capacité.

Nous montrons ci-dessous que cette approche intuitive est tout à fait équivalente à l'effet de saturation en courant.

Soit I_d le courant de déplacement dans la zone désertée. Celui-ci peut s'écrire :

$$I_d = C_d \cdot \frac{dV}{dt} = \frac{\epsilon \cdot S}{W} \cdot \frac{dV}{dt} \quad (4.3)$$

où W est la largeur de la zone désertée dont l'expression en fonction de la tension est reportée ci-dessous :

$$W = \sqrt{\frac{2 \cdot \epsilon \cdot V}{q \cdot Nd}} \quad (4.4)$$

Cette équation nous permet de calculer la dérivée de W par rapport au temps. On obtient :

$$\frac{dW}{dt} = \sqrt{\frac{2 \cdot \epsilon}{q \cdot Nd}} \cdot \left(\frac{1}{2} \cdot V^{-\frac{1}{2}} \cdot \frac{dV}{dt} \right) \quad (4.5)$$

En exprimant dV/dt en fonction de dW/dt , on accède facilement à l'expression suivante du courant de déplacement :

$$I_d = q \cdot Nd \cdot S \cdot \left(\frac{dW}{dt} \right) \quad (4.6)$$

L'équivalence entre dW/dt et la vitesse des porteurs dans le semiconducteur est alors constatée en comparant les équations (4.2) et (4.6).

$$\frac{dW}{dt} = \mu \cdot E \quad (4.7)$$

Cette relation traduit le fait que la modulation de la zone désertée ne peut se faire qu'en déplaçant des charges. Il nous a cependant semblé utile de montrer l'analogie entre l'effet de saturation en courant qui est la conséquence directe de la conservation du courant total et un effet limitatif dans la modulation de la zone désertée lorsque les fréquences et les amplitudes des signaux de pompe augmentent. Il est à noter que ce dernier aspect peut être compris simplement en considérant les deux cas de figure suivants :

A) Soit la fréquence de pompe fixée, on augmente la puissance disponible à l'entrée Pin :

Si Pin augmente, l'extension de la zone désertée devient de plus en plus importante. Or, la période pour effectuer la modulation de la zone désertée étant constante, la vitesse du bord de la zone désertée doit augmenter en conséquence. Ainsi à partir d'un certain niveau de puissance Pin, la vitesse de modulation des porteurs va saturer et celle-ci ne permettra plus d'excursionner entièrement l'ensemble de la zone désertée définie théoriquement.

B) Soit la puissance disponible à l'entrée Pin fixée, on augmente la fréquence de pompe :

Puisque Pin est fixée, il correspond à cette valeur une certaine largeur de zone désertée. Par conséquent, si on augmente la fréquence de pompe, la période pour effectuer la modulation de cette zone diminuant, la vitesse du bord de la zone désertée doit augmenter en conséquence. Ainsi sur la base du même raisonnement que précédemment à partir d'une certaine fréquence de pompe, la vitesse de modulation des porteurs va saturer et celle-ci ne permettra plus d'excursionner entièrement l'ensemble de la zone désertée définie théoriquement.

Ces deux cas de figure nous permettent de conclure que l'optimisation d'un composant varactor afin qu'il ne subisse pas d'effets liés au phénomène de saturation de courant doit tenir compte des conditions de fréquence de pompe et de puissance disponible à l'entrée. En d'autres termes, les études doivent faire intervenir la fréquence visée ainsi que rendre compte du caractère grand signal de l'excitation primaire.

A ce stade, nous avons défini un certain nombre de critères concernant le phénomène de saturation en courant. Il peut être à présent intéressant de voir sur le cas concret du tripleur de fréquence à 250 GHz utilisant une diode DHBV, si ce phénomène existe. Dans ce but, considérons tout d'abord le cas d'une diode Schottky. Celle-ci est polarisée en inverse, typiquement à tension moitié entre tension de claquage et tension "built in". La zone désertée est par conséquent modulée entièrement sur une demi-période. Ainsi, l'optimisation en termes de saturation de courant de l'épaisseur de la couche épitaxiale d'une diode Schottky doit être effectuée sur la base de l'équation suivante [4]:

$$t_{epi} = \frac{V_{max}}{2 \cdot F_p} \quad (4.8)$$

En ce qui concerne les structures simple barrière varactor, ces composants n'étant pas polarisés, il y a au cours d'une période du signal de pompe, modulation des deux zones adjacentes à la barrière bloquante avec flux et reflux des charges pour chaque zone. L'équation précédente est par conséquent modifiée par un facteur 2 et nous obtenons la relation suivante pour une couche épitaxiale donnée :

$$v = 4 \cdot F_p \cdot t_{epi} \quad (4.9)$$

L'épaisseur de la zone active identifiée ici par t_{epi} correspond à l'épaisseur d'une zone adjacente prise individuellement. Ainsi dans le cas qui nous intéresse, t_{epi} et F_p étant respectivement égales à 3000 Å et 80 GHz, la vitesse moyenne des porteurs est de l'ordre de 10^7 cm.s^{-1} . Cette valeur étant inférieure ou égale aux vitesses maximales et de saturation des électrons, on peut raisonnablement penser que le tripleur de fréquence élaboré dans le cadre du contrat E.S.A. ne subit pas de limitations de saturation en courant. Ce sont ces considérations qui nous ont amené à négliger ce phénomène lors des simulations de type équilibrage harmonique que nous avons présentées dans le chapitre précédent. Un autre aspect vient conforter cette hypothèse. Il concerne les phénomènes de dynamique non stationnaire que nous nous proposons de traiter à présent.

2.2 Phénomène de dynamique non stationnaire

Dans l'approche simplifiée du phénomène de saturation en courant que nous venons de présenter, nous avons exprimé la mobilité en fonction du champ électrique. Cependant, il est maintenant bien connu que cette hypothèse n'est plus valable lorsque les variations de E vues par les électrons sont extrêmement rapides. Ainsi sur la base de ce critère, on conçoit facilement qu'en visant des fréquences de l'ordre du terahertz (période proche de la picoseconde), nous allons nous heurter à des problèmes d'inertie associés au mouvement des porteurs.

Fondamentalement, la vitesse d'un électron dans un semiconducteur dépend de la structure de bande du matériau utilisé, c'est à dire de la relation énergie-vecteur d'onde. La vitesse d'un porteur est par conséquent directement associée à son énergie. En effet, même dans des conditions de régime stationnaire, nous parlons de porteurs froids et de porteurs chauds.

Or, toute variation d'énergie ne peut se faire instantanément. On introduit en effet généralement un temps caractéristique, le temps de relaxation de l'énergie. La mobilité des porteurs doit par conséquent être considérée comme une fonction de l'énergie et non du champ électrique.

Ce régime désigné par l'expression dynamique non stationnaire a fait l'objet de nombreuses études dès les années 1980 [5] [6]. Ainsi pour une population électronique soumise à un gradient temporel de champ électrique très important (échelon de champ électrique), des effets de survitesse et de sous-vitesse ont été mis en évidence. En effet, il a été montré que la vitesse instantanée des porteurs peut prendre dans ce cas des valeurs supérieures ou inférieures à celles correspondant au régime stationnaire reporté sur la figure IV.2.

La prise en compte de ces effets dans un composant réel pour lequel le champ électrique n'est pas uniforme est plus récente. Cependant, les progrès technologiques ont été tels ces dernières années qu'on se trouve maintenant confronté de plus en plus à ces problèmes pour la conception des composants visant à fonctionner aux fréquences terahertz. Il est à noter que la détermination exacte des phénomènes de dynamique non stationnaire est complexe et qu'une première idée de leur importance peut être obtenue à l'aide d'une approche phénoménologique de type $\mu(\varepsilon)$, où ε est l'énergie des porteurs. Toutefois un traitement plus rigoureux nécessite de considérer le problème au plan microscopique en utilisant notamment des méthodes de type Monte-Carlo.

Les études de transport dans les semiconducteurs à l'aide de la méthode dite de Monte-Carlo ayant déjà fait l'objet d'un grand nombre de sujets de thèse, il ne s'agit pas ici de reproduire ces travaux antérieurs. C'est pourquoi, nous allons rappeler simplement dans ce qui suit le principe de cette méthode pour nous intéresser ensuite au phénomène de modulation de la zone désertée qui est le principal objet de notre travail.

La méthode de Monte-Carlo est une méthode d'étude au plan microscopique des semiconducteurs. Il faut cependant ici bien s'entendre sur la terminologie dans la mesure où l'on considère un ensemble de particules élémentaires (dans notre cas des électrons) limité par rapport au nombre d'électrons réels. Néanmoins, chaque électron représentatif d'un ensemble plus grand de particules a une histoire dont l'évolution se fait au plan microscopique. Ainsi, il subit deux types d'action. La première est l'action du champ électrique. Il s'agit d'une force déterministe qui modifie la valeur du vecteur d'onde \vec{k} de la particule conformément au principe fondamental de la dynamique. La force exercée est du type :

$$\vec{F} = m \cdot \frac{d\vec{v}}{dt} = q \cdot \vec{E} \quad (4.10)$$

ce qui en exprimant la quantité de mouvement revient à la relation suivante :

$$\frac{d\vec{k}}{dt} = \frac{q \cdot \vec{E}}{\hbar} \quad (4.11)$$

La seconde action résulte des interactions que subit l'électron. Ces interactions constituent un processus stochastique, chacune d'entre elles étant caractérisée par sa probabilité en fonction de l'énergie. A l'instant t , le choix de l'interaction subie ou non par le porteur est déterminé par un tirage d'un nombre aléatoire d'où le terme méthode de Monte-Carlo. Les interactions considérées sont principalement les interactions avec les impuretés ionisées et les interactions avec le réseau (phonons acoustiques et optiques).

En pratique, l'histoire de chaque porteur se construit pas à pas en discrétisant une fenêtre temporelle d'observation. Le choix du pas sur le temps est très important et il est souvent extrêmement petit de l'ordre de la femtoseconde. Le parcours de l'électron est ainsi ponctué au cours du temps de phases de vol libre et de phases d'interaction avec redéfinition du

vecteur d'onde \vec{k} ainsi que de l'énergie de la particule conformément aux principes de conservation du moment et de l'énergie.

Les études Monte-Carlo effectuées sur un seul électron dans des conditions de champ électrique uniforme permettent de dériver les courbes $v(E)$ et $\mu(E)$ utilisées dans la discussion du paragraphe précédent. Compte tenu du caractère microscopique de la méthode et en particulier le fait que les variations de la vitesse du porteur peuvent être énormes¹, cette étude nécessite l'utilisation d'une fenêtre temporelle très grande afin de s'affranchir du bruit numérique par intégration sur le temps. Il est à noter qu'une solution permet de réduire le temps d'observation. Elle consiste à ne plus considérer un seul électron mais une population dont les trajectoires sont étudiées en parallèle. Cette méthode est appelée "Ensemble Monte-Carlo". L'équivalence entre ces deux approches est démontrée sur la base du principe d'ergodicité.

En ce qui concerne l'étude d'un composant, il s'agit ici de rendre compte de zones extrêmement différentes du point de vue du niveau de dopage et par conséquent de variations locales du nombre de porteurs souvent très importantes. A titre d'ordre de grandeur, le niveau de dopage de la zone active des composants HBV est égal à 10^{17} cm^{-3} alors qu'il est supérieur à 10^{18} cm^{-3} pour les zones de contact. Dans ces conditions, le nombre de porteurs nécessaires à la description des populations électroniques peut devenir tellement important que seul des moyens informatiques extrêmement lourds peuvent résoudre ce problème. Dans le cadre de ce travail, nous avons préféré limiter le nombre de particules à typiquement quelques dizaines de milliers.

Une approche bidimensionnelle a en outre été utilisée. Celle-ci n'est pas justifiée par des effets de bord, mais a été choisie compte tenu qu'un grand nombre de logiciels sont à présent dédiés aux transistors pour lesquels l'approche bidimensionnelle est nécessaire. Loin d'être une limitation, cette approche nous a permis de minimiser le bruit en intégrant les grandeurs caractéristiques du transport dans la direction latérale à celui-ci.

A ce stade, il subsiste un problème délicat quant aux conditions limites. En effet, un composant simple barrière varactor étant caractérisée au niveau de son émetteur et collecteur par un contact ohmique réalisé sur une zone semiconductrice très fortement dopée, un très grand nombre de particules doit être considéré pour modéliser cette structure. Par ailleurs, il est à noter que pour chaque polarisation (directe ou inverse), une seule des zones adjacentes est active et subit le mécanisme de désertion. Ainsi dans ces conditions, il nous a paru plus raisonnable de ne considérer que les phénomènes de transport dans une couche semiconductrice constituée d'une zone peu dopée et fortement dopée sur lesquelles sont déposées respectivement un contact de type Schottky polarisé en inverse et un contact ohmique assurant les échanges de charges avec le circuit extérieur. En d'autres termes, les résultats présentés dans la suite de ce paragraphe sont relatifs au comportement d'une diode Schottky varactor.

¹ Rappelons que la vitesse de structure de bande d'un électron dans un semiconducteur peut être 10 fois supérieure à sa vitesse de dérive.

La figure IV.4 illustre pour une structure générique GaAs² la différence de la densité locale des porteurs entre les zones de contact ohmique ($N_d = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, $L = 1500 \text{ \AA}$) et active ($N_d = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, $L = 4500 \text{ \AA}$) de ce composant. Ces dernières sont situées respectivement en arrière et avant plan sur le graphique. On constate comme attendu que le phénomène de diffusion des charges tend à lisser la frontière entre les zones fortement et modérément dopées. Le contact ohmique est quant à lui efficace en maintenant la neutralité électrique au limite du domaine de simulation.

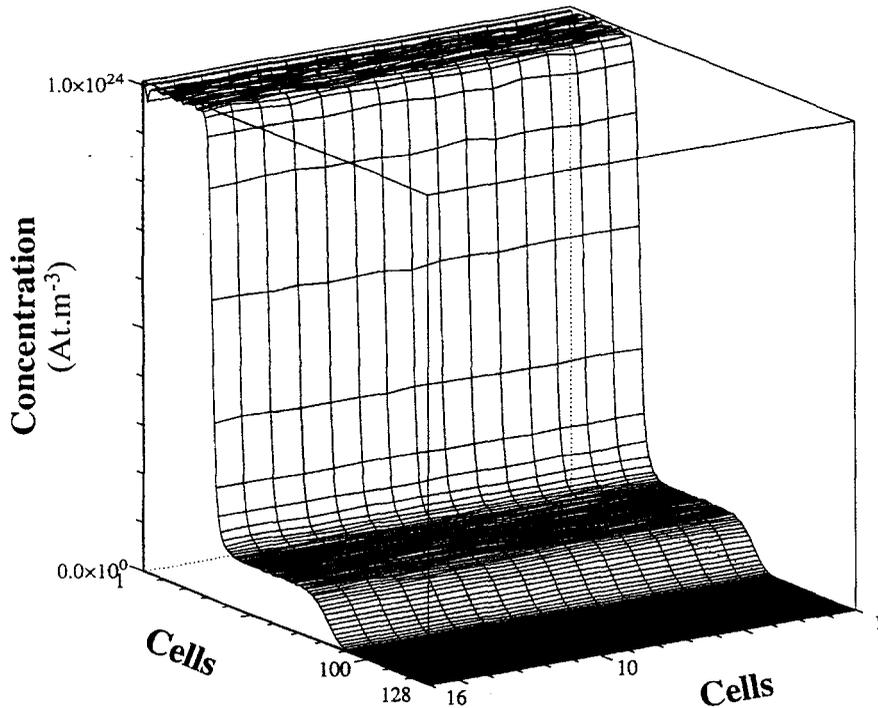


Figure IV.4 : Evolutions spatiales de la concentration des porteurs libres (approche bidimensionnelle).

Intéressons nous à présent aux variations du champ électrique dans la zone non désertée. En effet, pour des conditions de puissance de pompe et de fréquence de travail élevées, le courant de conduction dans la zone non désertée peut être insuffisant (limité) pour assurer la conservation du courant total. Un courant de déplacement dans la zone non désertée doit par conséquent être considéré dans ce cas. La conservation du courant total s'écrit alors :

$$Jd_d = Jc + Jd_{nd} \quad (4.12)$$

où Jd_d et Jd_{nd} sont respectivement les courants de déplacement dans les zones désertée et non désertée.

² Le choix d'une structure GaAs a été effectuée compte tenu de la très bonne connaissance des caractéristiques de ce matériau et sur la base des nombreuses études expérimentales faites à l'Université de Virginia.

La figure IV.5 présente l'évolution en fonction de y pris comme axe de croissance (direction du courant) du champ électrique interne à la structure. Le contact Schottky, dont le potentiel a été supposé égal à 0.7 V, est localisé ici à droite alors que la frontière de gauche correspond à l'emplacement du contact ohmique. La fréquence de pompe est égale à 100 GHz et nous considérons un régime grand signal qui tend à excursionner la couche épitaxiale sur 3000 Å. Différents instants référencés de 1 à 6 sont identifiés sur la figure IV.6.

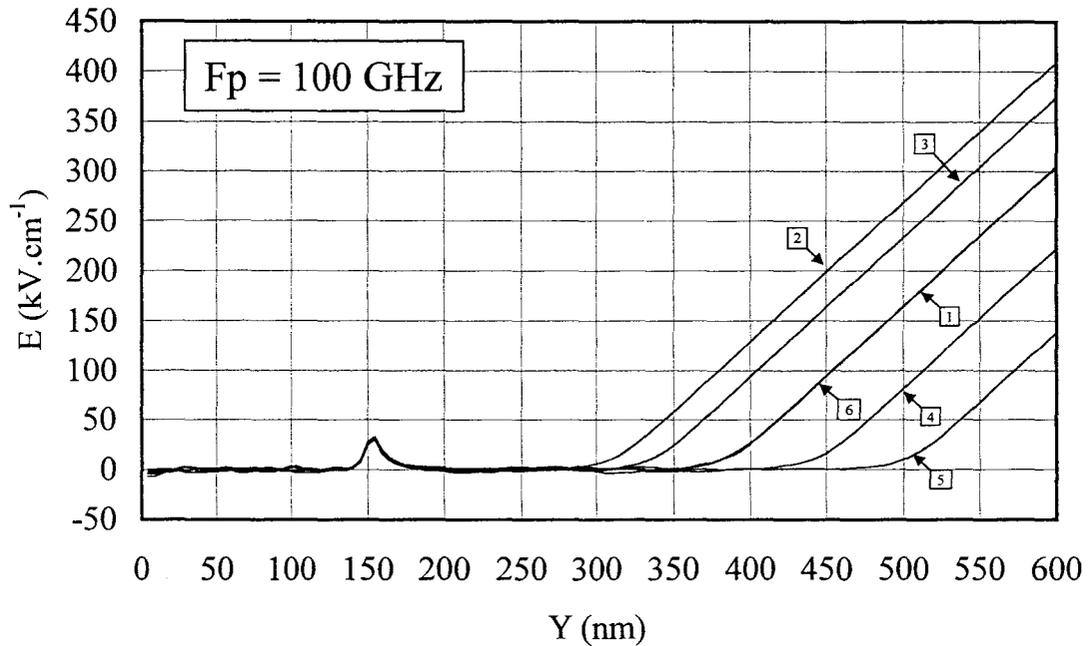


Figure IV.5 : Evolutions en fonction de Y (direction du courant) du champ électrique interne à la structure Schottky pour différents instants référencés de 1 à 6 ($F_p = 100 \text{ GHz}$).

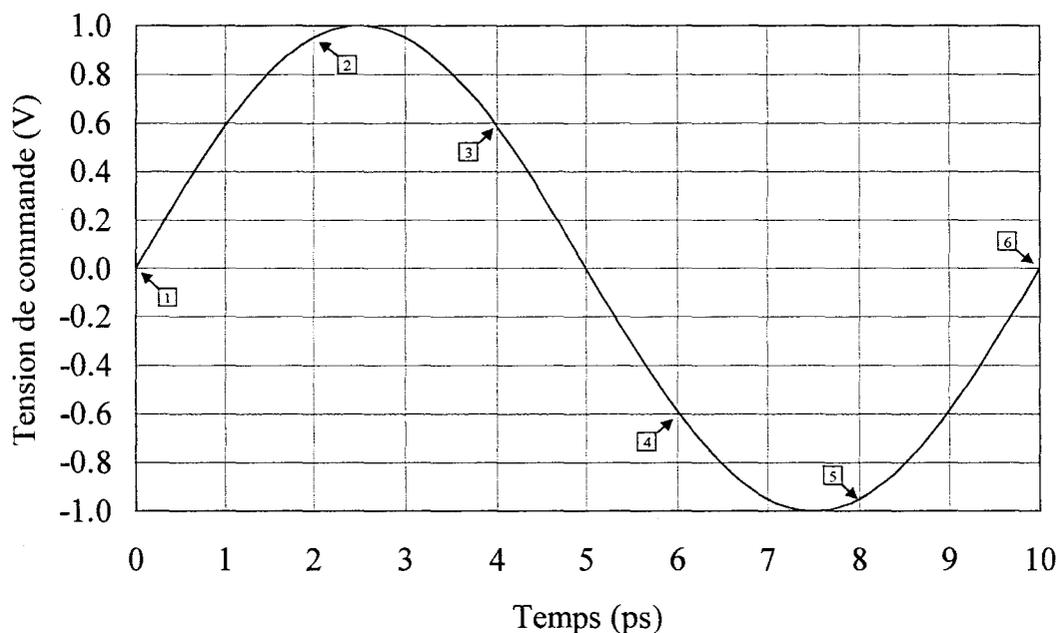


Figure IV.6 : Identification des instants référencés de 1 à 6 au regard de la tension de commande normalisée ($F_p = 100 \text{ GHz}$).

Au vu de ces graphiques, on constate que l'hypothèse de désertion de la couche modérément dopée 10^{17} cm^{-3} se révèle bien satisfaite avec des cartes de champ électrique quasi-triangulaires. On remarque par ailleurs que localement, les écarts en champ électrique entre deux instants sont très importants dans la zone désertée alors qu'ils sont négligeables dans la zone non désertée. En effet, si on effectue un zoom sur les valeurs du champ électrique au cours du temps dans la zone non désertée, celui-ci étant reporté sur la figure IV.7, on constate que les valeurs de E sont inférieures dans tous les cas à 5 kV/cm . Ainsi dans ces conditions, le courant de déplacement dans la zone non désertée est négligeable et on n'a par conséquent pas d'effet de saturation en courant.

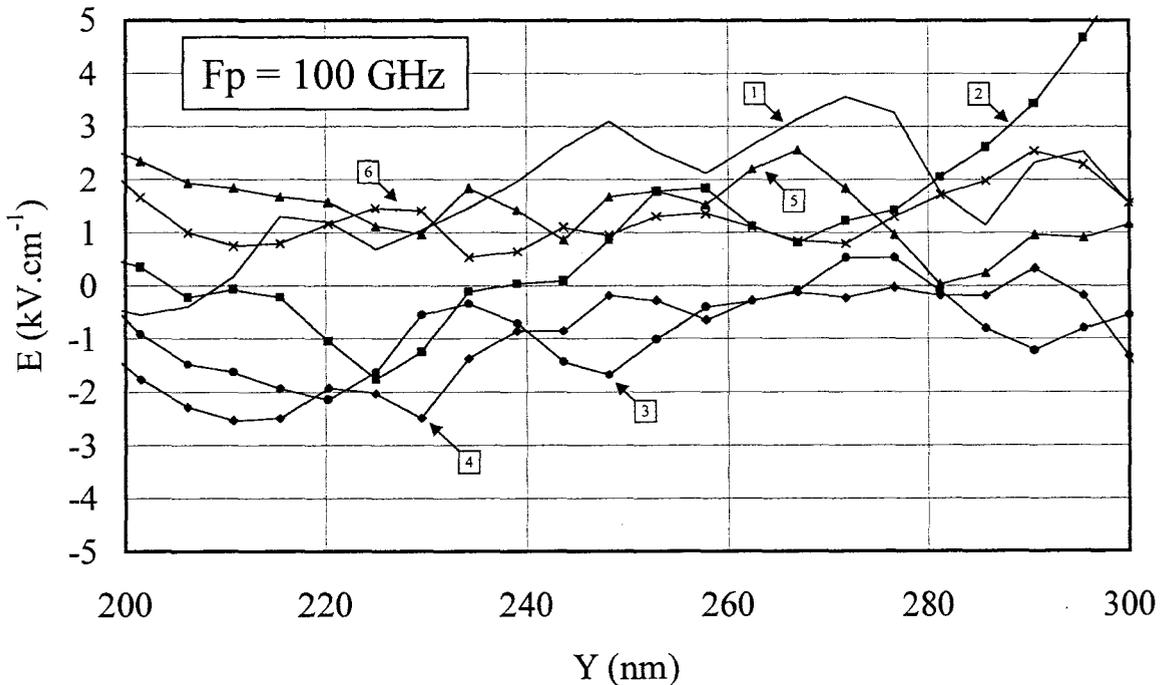


Figure IV.7 : Evolutions du champ électrique interne à la structure Schottky dans sa zone non désertée pour les instants référencés de 1 à 6 ($F_p = 100 \text{ GHz}$).

Augmentons à présent la fréquence de pompe avec une valeur de référence égale à 1 THz . Les profils de champ électrique calculés pour ce cas de figure sont reportés sur la figure IV.8 à différents instants (1 à 6). La figure IV.9 présente la correspondance de ces temps vis à vis de la tension de commande.

Au vu de ces graphiques, on remarque en premier lieu que les valeurs de champ électrique dans la zone non désertée sont beaucoup plus élevées que celles enregistrées pour le cas $F = 100 \text{ GHz}$ étudié précédemment. Il y a par conséquent ici signature d'un effet de saturation en courant. En effet, rappelons que si le courant particulaire (conduction) atteint sa valeur maximale compte tenu du phénomène de saturation de la vitesse, la conservation du courant total ne peut se faire que par le biais d'un courant de déplacement dans la zone non désertée. A titre d'ordre de grandeur, la valeur du champ électrique à l'instant référencé 2 est proche de 90 kV/cm alors que précédemment seules des valeurs de E inférieures à 5 kV/cm avaient pu être observées.

En second lieu, on constate que les gradients temporels de champ électrique dans la zone non désertée sont généralement très dépendants de l'abscisse considérée, le pic de champ électrique ($y = 1500 \text{ \AA}$) dû au phénomène de diffusion jouant un rôle non négligeable.

Enfin, il est à noter que l'évolution du champ électrique à un instant t est difficilement prévisible et semble affectée d'un temps de retard par rapport à l'évolution temporelle de la tension de commande. On peut ainsi raisonnablement penser qu'il existe un déphasage entre l'établissement effectif de la modulation de la zone désertée et la tension de pompe.

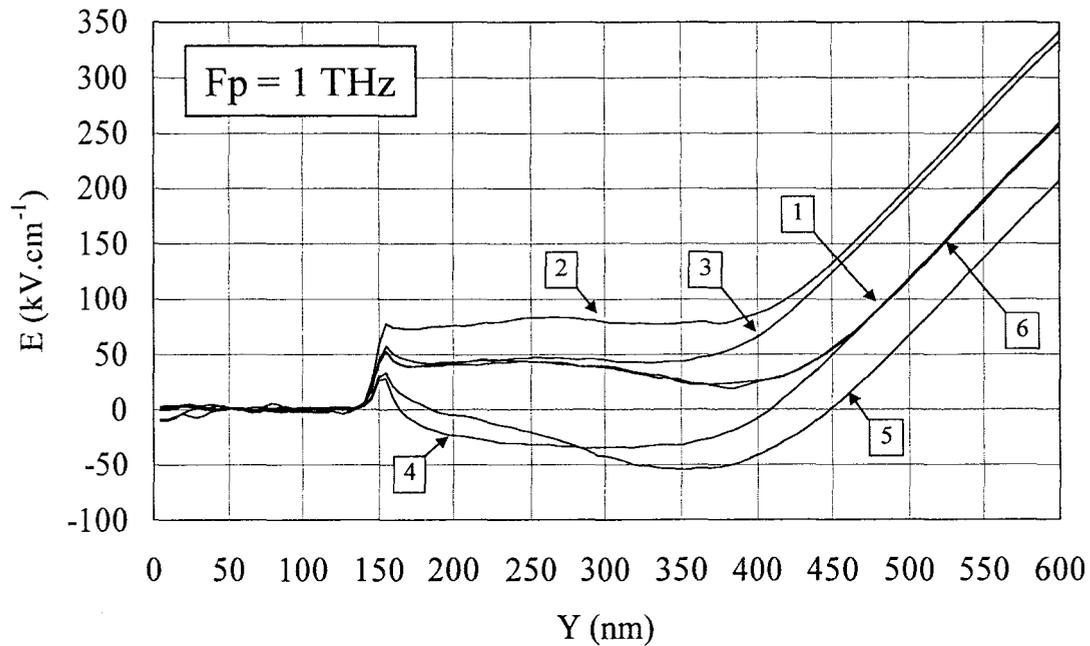


Figure IV.8 : Evolutions en fonction de Y (direction du courant) du champ électrique interne à la structure Schottky pour différents instants référencés de 1 à 6 ($F_p = 1 \text{ THz}$).

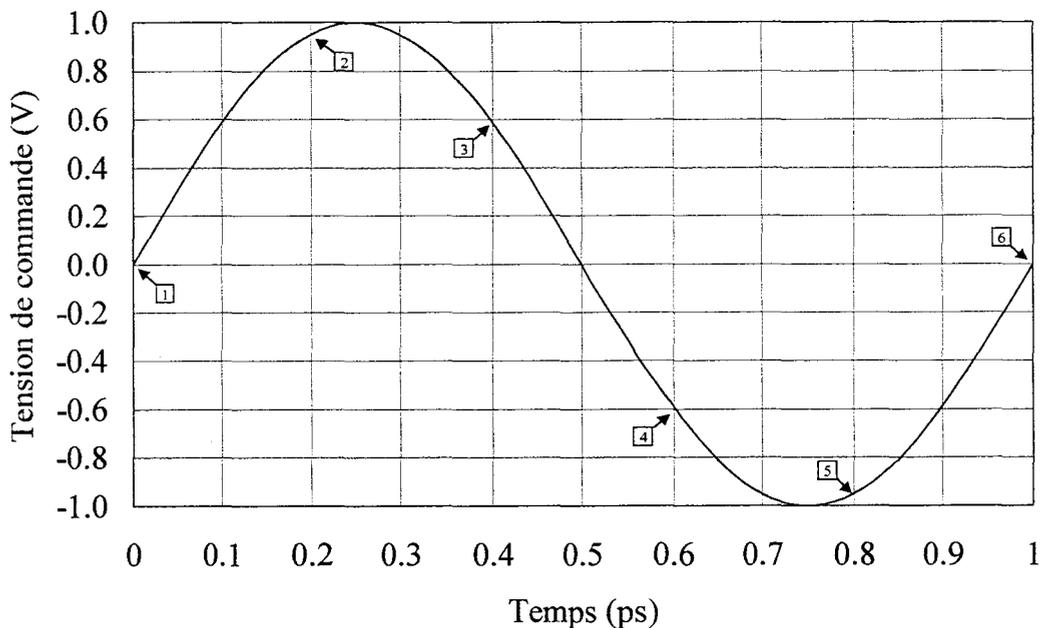


Figure IV.9 : Identification des instants référencés de 1 à 6 au regard de la tension de commande normalisée ($F_p = 1 \text{ THz}$).

Cet effet de retard peut être compris sur la base des mécanismes de dynamique non stationnaire. En effet, la période du signal étant ici égale à une picoseconde, celle-ci est du même ordre de grandeur que le temps de relaxation de l'énergie des porteurs. Il doit par conséquent exister un déphasage entre les évolutions temporelles de l'énergie et du champ électrique (tension appliquée). Pour des situations de champ électrique uniforme, ce déphasage est défini par $\omega \cdot \tau(\epsilon)$. Cependant, il est difficile dans notre cas de travailler directement sur les grandeurs ϵ et E , celles-ci n'étant pas constantes sur l'ensemble du composant.

Pour mettre en évidence l'existence d'un déphasage entre l'établissement effectif de la modulation de la zone désertée et la tension de pompe, la première idée consiste à suivre au cours du temps l'évolution du bord de la zone désertée. Cette méthode correcte dans le principe souffre toutefois d'un inconvénient majeur. En effet, il est souvent très difficile de fixer avec précision la limite entre les zones désertée et non désertée.

A ce stade, il faut se rappeler que nous avons montré dans le paragraphe 2.1 l'équivalence entre la vitesse du bord de la zone désertée et la vitesse des porteurs. En effet, la modulation de la zone désertée n'est que le reflet d'un déplacement de charges. Le calcul des variations temporelles de cette charge peut par conséquent nous renseigner sur les effets d'inertie que nous venons de discuter.

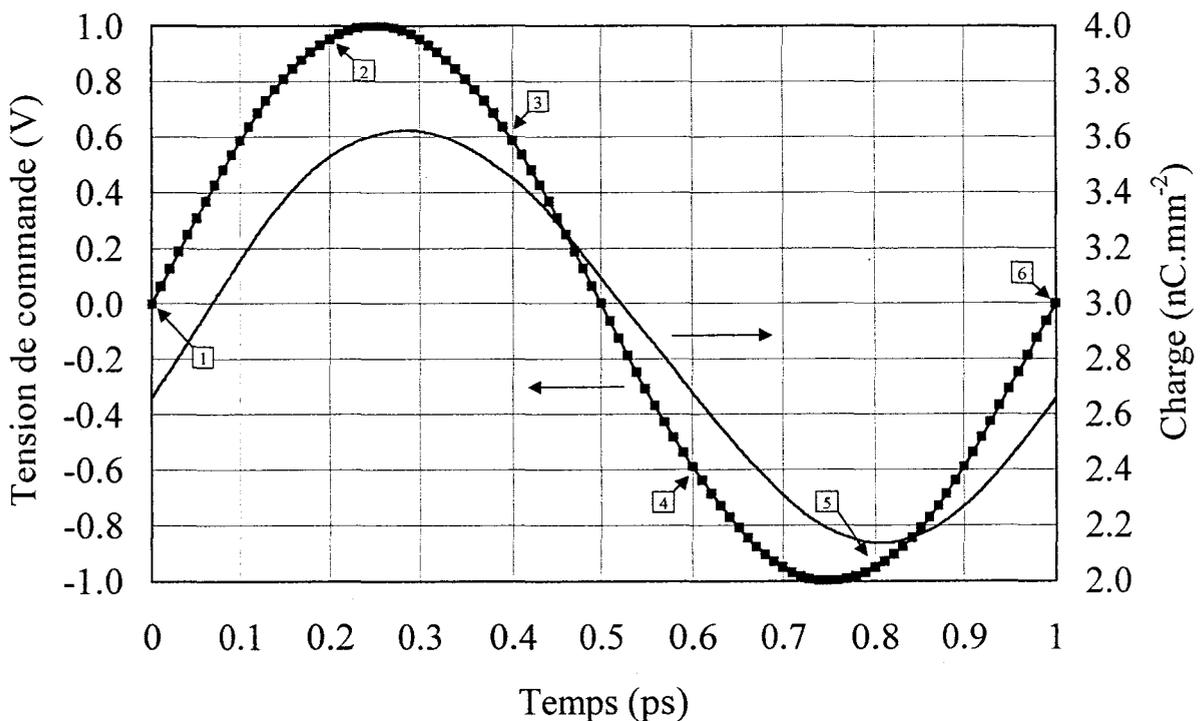


Figure IV.10 : Comparaison des évolutions temporelles de la tension de commande normalisée et de la charge (Nd-n) intégrée sur le domaine de simulation ($F_p = 1$ THz).

La figure IV.10 permet d'apprécier quantitativement le déphasage qui existe entre les évolutions temporelles de la tension de commande (normalisée ici) et la charge (Nd-n) intégrée sur le domaine de simulation. Il est à noter que l'évaluation de cette charge s'effectue directement à partir de l'équation de Poisson. En effet, chaque incrément de champ électrique résulte d'une différence entre le nombre de charges ionisées et le nombre de charges libres. La

valeur du champ électrique à l'interface Schottky est égal à la somme de ces incréments de champ électrique. Au vu de la figure IV.10, on constate ainsi que le déphasage entre $V(t)$ et $N_d - n(t)$ n'est pas constant en fonction du temps. Celui-ci s'échelonne en effet de 20 fs à 100 fs. Nous avons par conséquent fait ici la démonstration d'un effet de dynamique non stationnaire lié au temps de relaxation de l'énergie. Il est à noter que cet effet d'inertie sera de plus en plus important lorsqu'on montera en fréquence³.

Il reste à présent le problème de la vitesse que peuvent acquérir les porteurs. En effet, nous avons souligné précédemment que compte tenu du temps de relaxation de l'énergie, les électrons peuvent présenter des vitesses d'entraînement non stationnaires caractérisées par des effets de survitesse et sous-vitesse. Ici encore, l'application de règles simples notamment basées sur la relation approchée $v = \mu(\epsilon).E$ n'est pas envisageable étant donné la non uniformité du champ électrique.

Il est à noter par ailleurs que le bruit numérique rend difficile toute estimation fiable de la vitesse localement. En effet concrètement, bien que nous travaillons avec un nombre de particules supérieures à 20000, un grand nombre de ces particules ne servent qu'à assurer le rôle de réservoir du contact ohmique. De plus, les conditions grand signal que nous désirons analyser nécessitent de définir une variation de la zone désertée sur un espace relativement important. Enfin, il est nécessaire de conserver une épaisseur raisonnable (1000 Å) pour assurer l'ohmicité du contact inférieur.

L'ensemble de ces considérations font que localement dans la zone non désertée, il n'y a en permanence que quelques électrons. Ceci rend par conséquent très difficile l'utilisation de toute statistique. Néanmoins, nous pouvons profiter de l'extension latérale du composant (modèle 2D) en projetant la vitesse de l'échantillon correspondant dans un même plan. Cependant là encore, les fluctuations numériques restent très importantes. En dépit de ces réserves, nous avons reporté sur la figure IV.11 pour le cas $F = 100$ GHz, les variations spatiales de la vitesse instantanée pour les instants référencés précédemment 1 et 4.

Dans la zone désertée, il n'y a pas de porteurs et la vitesse a été prise égale à zéro. En ce qui concerne les zones non désertées fortement et modérément dopées, les fluctuations sont extrêmement importantes. Néanmoins quelque soit le temps considéré, les valeurs absolues de vitesse instantanée que nous avons calculées sont toujours situées dans un fourchette comprises entre 0 et $1.5 \cdot 10^5$ m.s⁻¹.

Si on se place à présent dans une situation de saturation en courant ($F = 1$ THz), on obtient les évolutions de vitesse instantanée reportées sur la figure IV.12. On constate ainsi que les valeurs mises en jeu sont généralement plus élevées que pour le cas étudié précédemment. A titre d'exemple pour le temps référencé 1, on note plusieurs fois le dépassement de la valeur $-2 \cdot 10^5$ m.s⁻¹. Compte tenu d'une part, que cette valeur est relativement proche de la valeur maximale de la vitesse des porteurs en régime stationnaire dans le GaAs dopé 10^{17} cm⁻³ et d'autre part, que le nombre d'électrons considéré est relativement faible, il nous semble difficile d'arguer sur la présence d'effets non stationnaires au niveau de la vitesse. Quoiqu'il en soit, les effets attendus de survitesse ne semblent pas suffisants pour s'opposer au phénomène de saturation en courant discuté en détail auparavant.

³ Rappelons que les fréquences maximales pour les projets spatiaux sont de l'ordre de 2.5 THz.

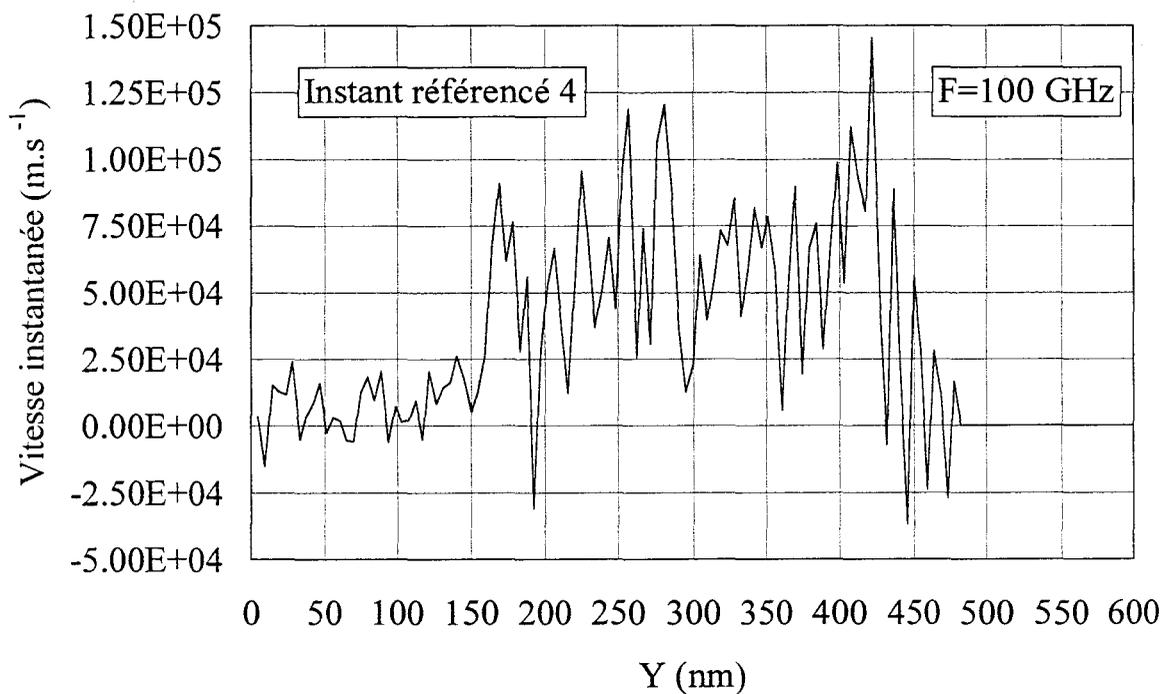
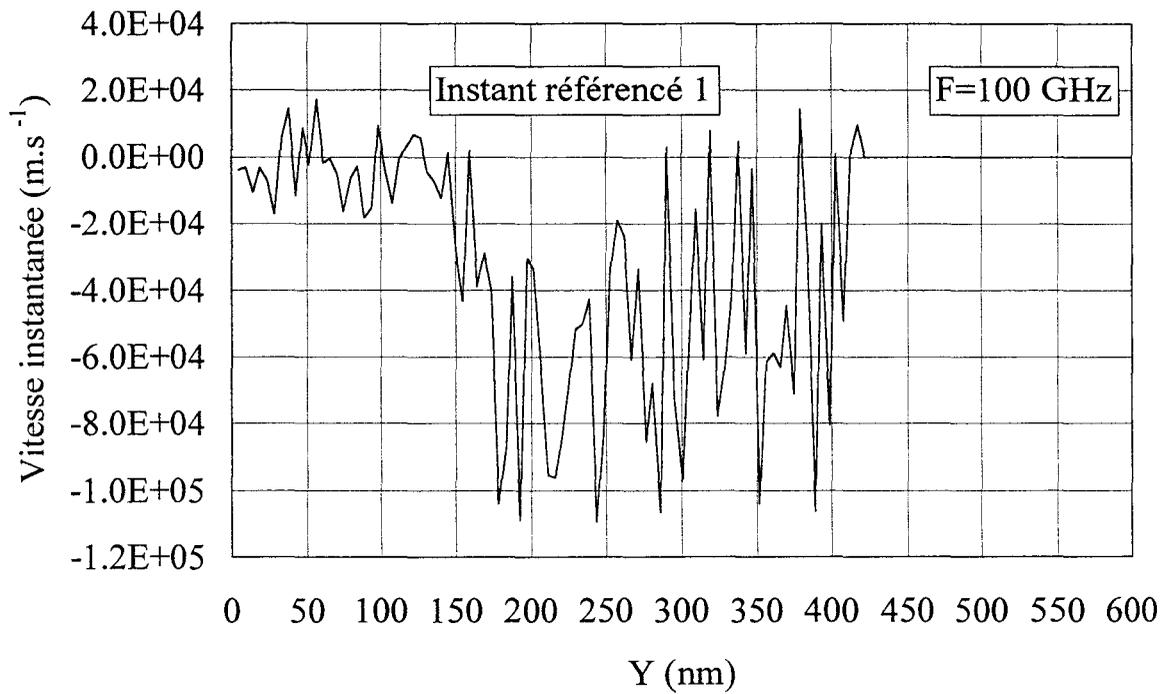


Figure IV.11 : Variations spatiales de la vitesse instantanée des porteurs pour les instants 1 et 4 identifiés précédemment sur la figure IV.6 ($F_p = 100$ GHz).

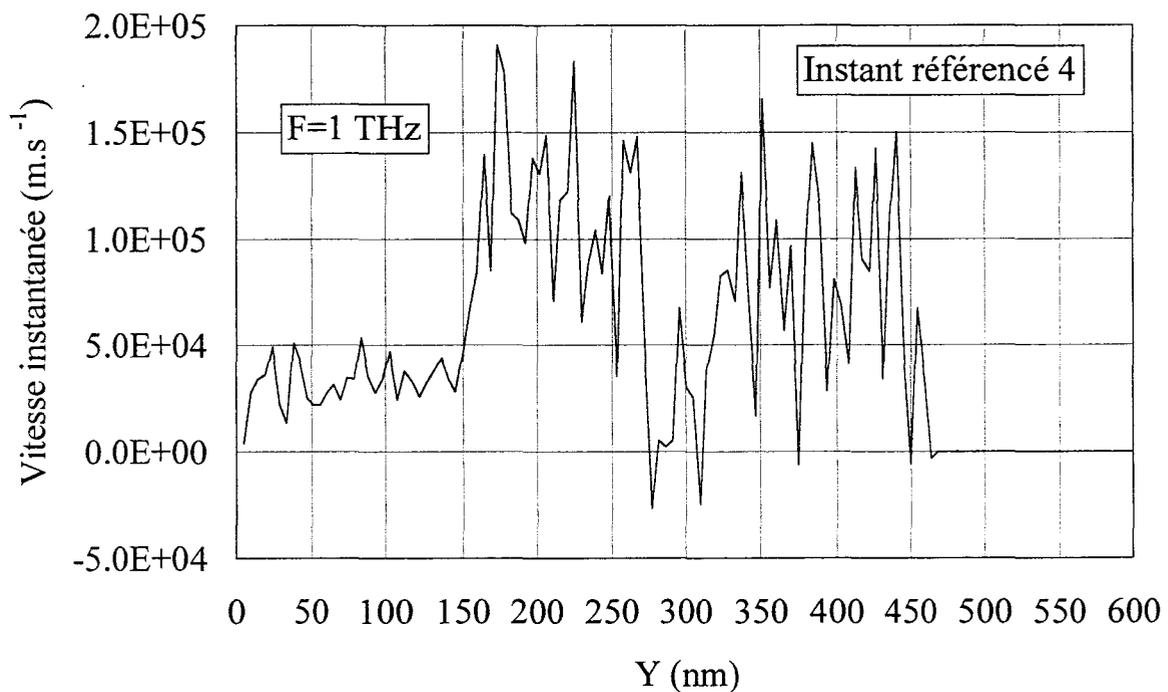
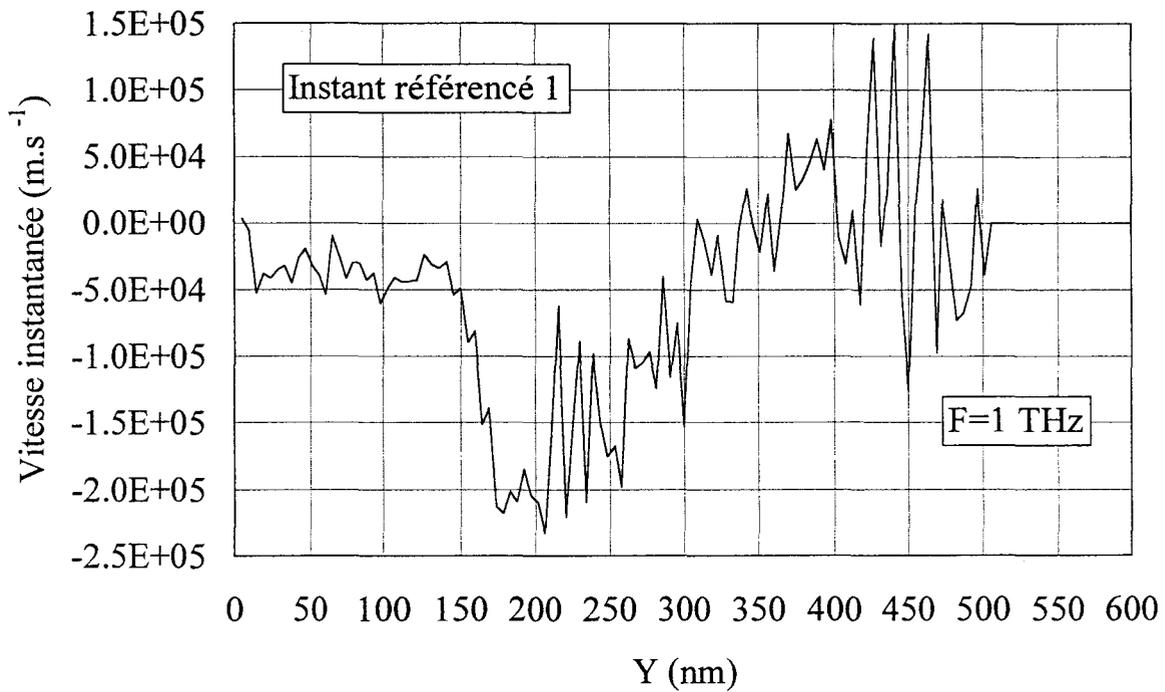


Figure IV.12 : Variations spatiales de la vitesse instantanée des porteurs pour les instants 1 et 4 identifiés précédemment sur la figure IV.9 ($F_p = 1 \text{ THz}$).

L'objectif de notre travail consiste à présent à étudier de façon systématique la dégradation de la profondeur de modulation de la charge en fonction de la fréquence [7]. La figure IV.13 résume l'ensemble des résultats obtenus dans la plage [100 GHz ; 10 THz].

Deux cas de figure ont été considérés pour une structure de longueur totale égale à 4000 Å. Intéressons nous tout d'abord au cas d'un signal de pompe de faible amplitude. La diode est alors non polarisée et on lui applique un signal alternatif d'amplitude crête à crête égale à 1 V. Dans ces conditions, les extensions maximale et minimale de la zone désertée sont en première approximation respectivement égales à 1288 Å et 487 Å. Ainsi sur la base de la relation reportée ci-dessous, nous pouvons évaluer pour ce régime de pompe la vitesse moyenne des porteurs en fonction de la fréquence de travail :

$$v = \frac{2 \cdot (W_{\max} - W_{\min})}{T} \quad (4.13)$$

On obtient en supposant aucun effet limitatif sur la vitesse d'entraînement des porteurs les résultats suivants :

$$\begin{aligned} F = 100 \text{ GHz} &\rightarrow v = 1.6 \cdot 10^4 \text{ m.s}^{-1} \\ F = 1 \text{ THz} &\rightarrow v = 1.6 \cdot 10^5 \text{ m.s}^{-1} \\ F = 5 \text{ THz} &\rightarrow v = 8 \cdot 10^5 \text{ m.s}^{-1} \end{aligned}$$



Au vu de ces résultats, on constate que pour les fréquences $F = 100 \text{ GHz}$ et $F = 1 \text{ THz}$, les ordres de grandeur de la vitesse moyenne des porteurs sont réalistes et approchent la vitesse pic stationnaire. Par contre pour le cas $F = 5 \text{ THz}$, la valeur de v égale à $8 \cdot 10^5 \text{ m.s}^{-1}$ semble tout à fait utopique et induit par conséquent un phénomène de saturation en courant.

Notre étude microscopique réalisée à l'aide d'un logiciel de type Monte-Carlo corrobore entièrement cette approche simplifiée. En effet, la figure IV.13 qui présente l'évolution en fonction de la fréquence de l'amplitude crête à crête de la charge normalisée par celle à 100 GHz prise comme référence met en évidence d'une part, un plateau dans la plage de fréquence [100 GHz ; 1 THz] et d'autre part, une décroissance de plus de 75 % lorsqu'on considère les fréquences $F = 1 \text{ THz}$ et $F = 5 \text{ THz}$. L'extension de la modulation de la charge tend par conséquent ici très rapidement vers zéro pour le domaine de l'Infrarouge.

Intéressons nous à présent au cas d'un signal de pompe de forte amplitude. La diode est polarisée à -2.8 V et on lui applique un signal alternatif d'amplitude crête à crête égale à 5.6 V . Dans ces conditions, l'extension maximale de la zone désertée est égale à 3000 Å. On bénéficie par conséquent totalement de l'épaisseur de la zone modérément dopée 10^{17} cm^{-3} . Rappelons que la zone dévolue au contact ohmique est égale à 1000 Å.

Au vu de la figure IV.13, on constate que pour un signal de pompe de forte amplitude ($L = 4000 \text{ Å}$), trois régimes peuvent être identifiés. Ainsi pour les fréquences inférieures à 500 GHz, la modulation de la charge reste constante. Celle-ci chute par contre lorsqu'on passe de $F = 500 \text{ GHz}$ à $F = 1 \text{ THz}$. On observe en effet dans ce cas une détérioration de la modulation de la charge de près de 30 %. Enfin pour les fréquences supérieures à 1 THz, la

dégradation de la modulation de la charge est moins marquée avec une réduction globale de cette dernière de l'ordre de 50 % pour $F = 7$ THz.

L'origine des comportements très différents que nous venons de mettre en évidence entre les régimes de faible et forte amplitudes pour une situation de saturation en courant peut être comprise en considérant une structure de longueur plus élevée. En effet dans ce cas, la chute de potentiel dans la zone non désertée résultant du courant de déplacement existant dans cette zone est plus importante. Ceci limite par conséquent les effets de variation des charges. Cette explication est vérifiée par plusieurs tests effectués pour des structures de longueurs totales respectivement égales à 0.6, 0.7 et 0.8 μm . A titre d'ordre de grandeur pour $F = 1$ THz, un doublement de la longueur totale du composant entraîne une dégradation de la modulation de la charge de près de 50 %. Il apparaît par conséquent sur la base de ces considérations que l'épaisseur de la zone modérément dopée où s'effectue la modulation de la zone désertée doit être parfaitement adaptée aux conditions de pompe visées.

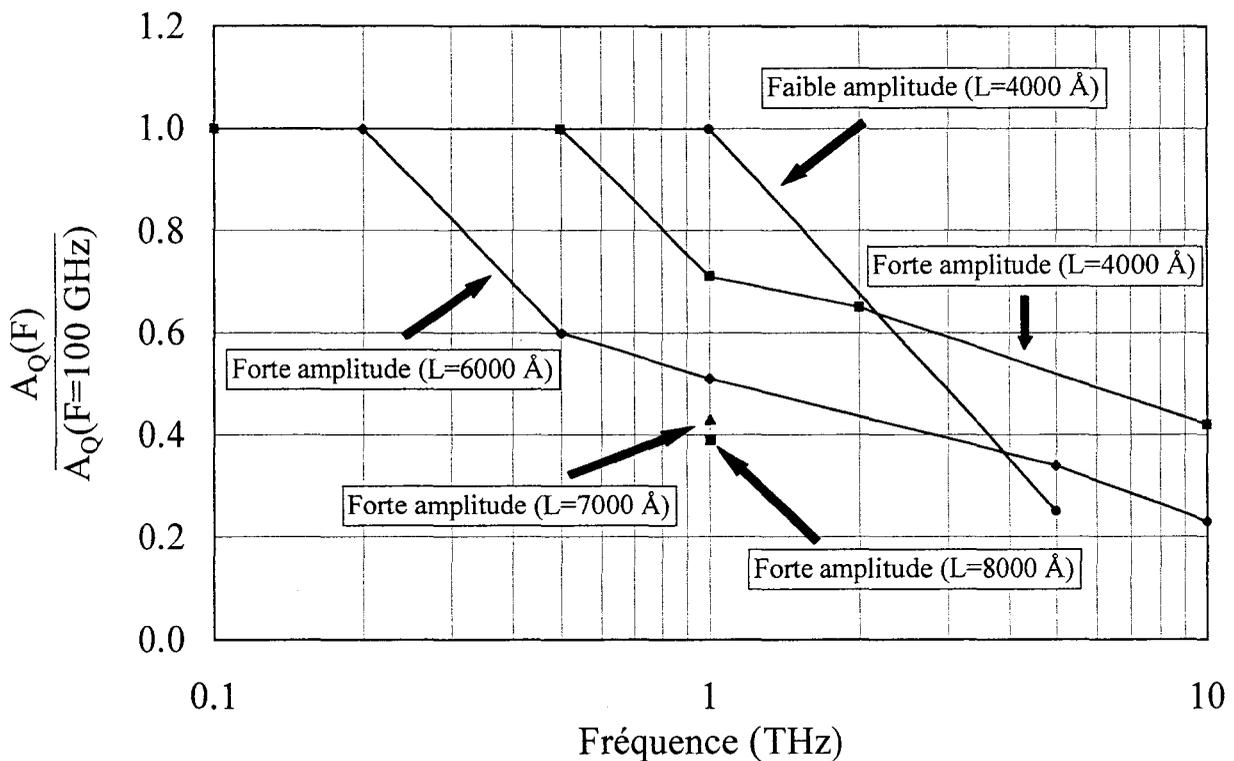


Figure IV.13 : Evolution en fonction de la fréquence de l'amplitude crête à crête de la charge normalisée par celle à 100 GHz prise comme référence. Différentes conditions d'amplitude du signal de pompe et de longueur de composant sont considérées.

A ce stade subsiste le problème de tenir compte du phénomène de saturation en courant dans un contexte circuit. A notre avis, deux approches sont envisageables. La première consiste à traduire les courants particulaire et de déplacement existant dans la zone non désertée par la mise en parallèle d'un terme résistif série et d'une capacité. En ce qui concerne la seconde approche, celle-ci est relative à l'utilisation d'une capacité incluant directement la dégradation induite par le phénomène de saturation en courant. La mise en œuvre de ces deux

méthodes quantitativement est cependant loin d'être triviale au vu des travaux que nous venons de présenter.

Quoiqu'il en soit d'un point de vue pratique, il faut pour limiter le phénomène de saturation en courant travailler avec un grand nombre d'électrons. Les diodes à puits quantiques satisfont tout à fait ce critère. En effet la charge étant modifiée localement, cette structure permet de bénéficier de gaz d'électrons dégénérés de concentrations électroniques largement supérieures à 10^{18} cm^{-3} . Nous allons à présent considérer l'opportunité que présente ce composant pour la réalisation d'une chaîne de multiplication de fréquence 83x3x3 GHz.

3 Etude d'une chaîne de multiplication de fréquence 83x3x3 GHz à l'aide de structures simple barrière varactor

3.1 Choix du composant pour le second étage

Pour partir de données relativement concrètes, la détermination des potentialités d'une chaîne de multiplication de fréquence 83x3x3 GHz a été effectuée sur la base des travaux relatifs au tripleur de fréquence à 250 GHz reportés dans le troisième chapitre. Une diode DHBV est par conséquent utilisée pour le premier étage de notre chaîne. Cette structure présente un mécanisme conventionnel de modulation de la zone désertée. Toutefois, nous avons montré précédemment que ce composant n'est pas limité par les effets de saturation en courant. On peut ainsi espérer raisonnablement disposer d'une puissance à l'entrée du second étage de 5 mW. Il est à noter que cette valeur de puissance maximale sera prise comme référence par la suite.

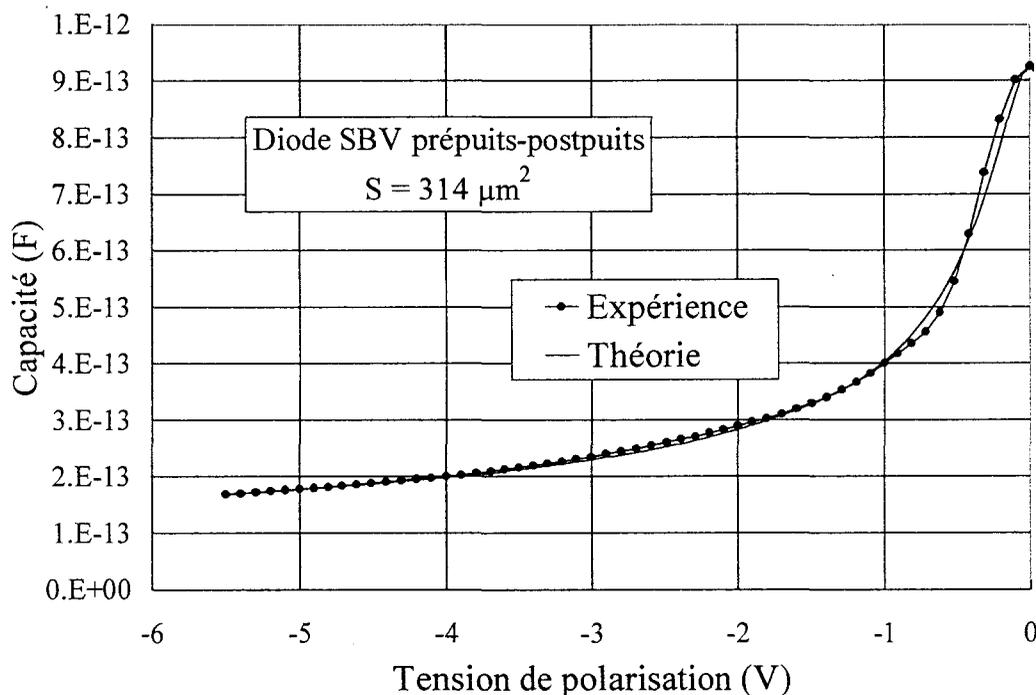


Figure IV.14 : Comparaison des évolutions $C(V)$ expérimentale et théorique pour une diode SBV prépuits-postpuits de section égale à $314 \mu\text{m}^2$.

Compte tenu du phénomène de saturation en courant, le choix du composant à utiliser pour le second étage s'est très vite porté sur la diode SBV prépuits-postpuits. En effet, nous avons mis en évidence dans le deuxième chapitre que le processus de désertion des zones adjacentes de cette structure correspond dans un premier temps à un mécanisme de fuite par effet tunnel. Ce composant ne souffre par conséquent pas ou très peu du phénomène de saturation en courant. Ce critère est primordial pour notre application puisque nous travaillons à une fréquence de pompe relativement élevée ($F_p = 250$ GHz).

La non linéarité capacitive de la diode SBV prépuits-postpuits a été implantée au sein du logiciel M.D.S. sur la base du modèle déjà présenté dans le troisième chapitre. Celui-ci traduit l'évolution de la charge q au sein du composant en fonction de la tension de polarisation à ses bornes. La figure IV.14 compare ainsi les évolutions $C(V)$ expérimentale et théorique pour une diode SBV prépuits-postpuits de section égale à $314 \mu\text{m}^2$ dans un sens de polarisation. On constate que l'accord obtenu est relativement bon pour les tensions de polarisation considérées.

3.2 Définition de la section optimale

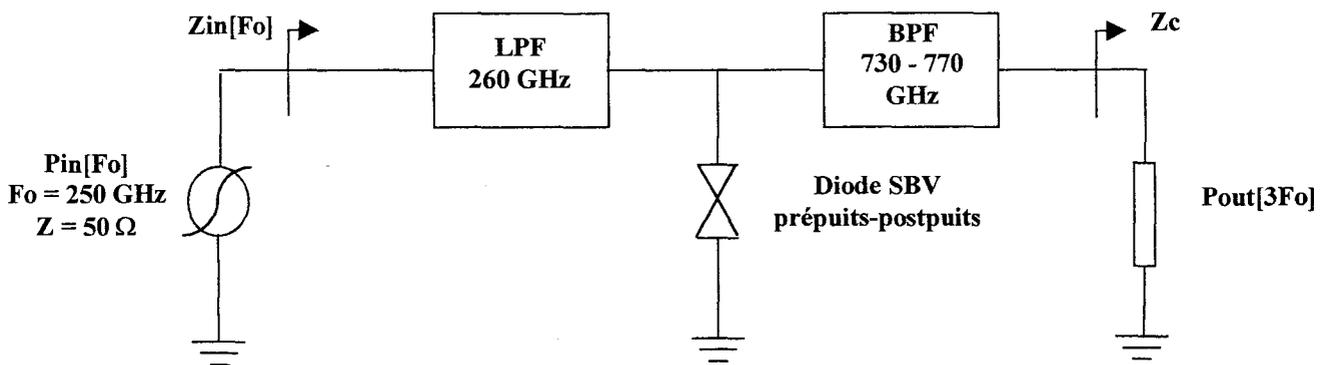


Figure IV.15 : Principe du circuit utilisé pour étudier sur la base de simulations en équilibre harmonique les potentialités d'un tripleur de fréquence 3×250 GHz à diode SBV prépuits-postpuits.

La détermination de la section optimale du tripleur de fréquence 3×250 GHz à diode SBV prépuits-postpuits a été effectuée de manière à bénéficier, pour le niveau de puissance disponible à son entrée ($P_{in} = 5$ mW), de la plus grande plage de la non linéarité capacitive du composant étudié, avec évidemment des conditions d'adaptation d'impédance optimales en entrée et en sortie. La figure IV.15 présente le principe du circuit utilisé. Celui-ci est tout à fait identique à celui que nous avons utilisé précédemment. Les résultats obtenus sont reportés sur la figure IV.16. Il est à noter que les variations de la valeur de la résistance série de la diode SBV prépuits-postpuits en fonction de sa section ont été définies à partir de la relation suivante [8]:

$$R_s = \frac{74}{A} + \frac{56}{\sqrt{A}} \quad (\Omega) \quad (4.14)$$

où A est la section du composant exprimée en μm^2 , le premier et le second terme de cette équation correspondant respectivement à la somme des résistances de contact et de mesa et à la spreading résistance.

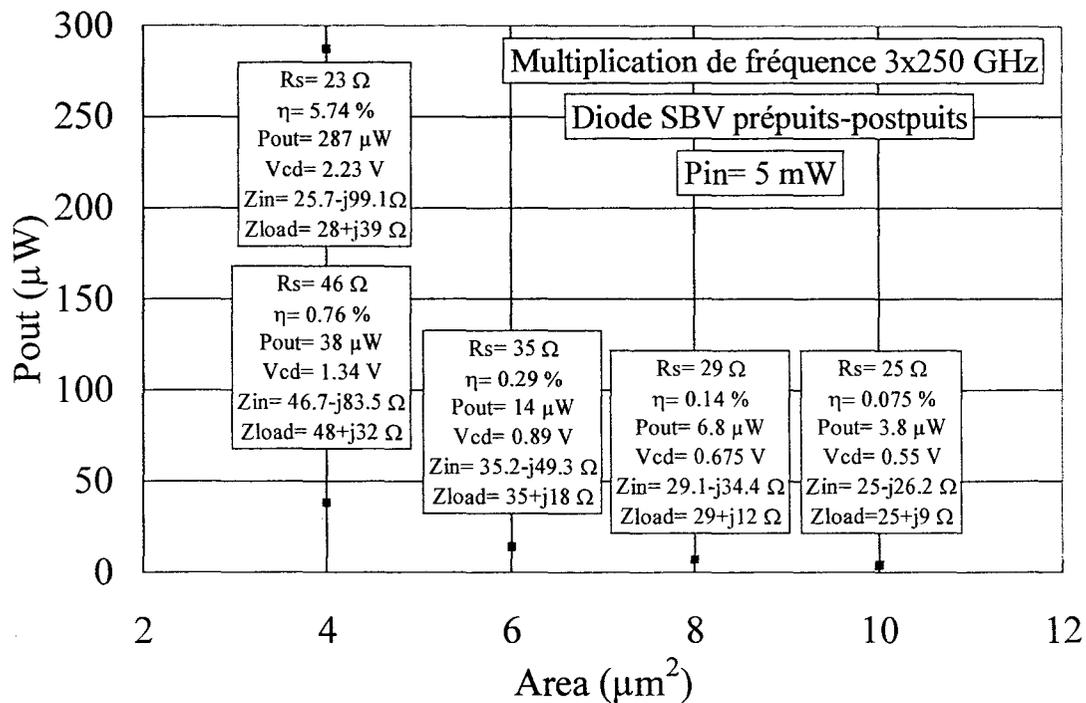


Figure IV.16 : Evolution de la puissance de sortie d'un tripleur de fréquence 3x250 GHz en fonction de la section du composant SBV prépuits-postpuits utilisé.

Plusieurs recommandations peuvent être apportées au vu de la figure IV.16. Celle-ci reporte l'évolution de la puissance de sortie en fonction de la section du composant. Pour chaque cas étudié, un tableau résume le niveau de puissance délivrée ainsi que le rendement de conversion, la résistance série R_s introduite, la tension crête aux bornes de la capacité non linéaire et enfin les impédances optimales d'entrée Z_{in} et de charge Z_c .

On constate ainsi que pour un échantillon de $10 \mu\text{m}^2$, le rendement de conversion est inférieur à 1 pour 1000 ce qui induit une puissance de sortie de quelques μW . De façon corrélée, pour cette section relativement importante au regard de la fréquence de sortie visée, l'excursion en tension de la non linéarité capacitive ne vaut environ qu'un demi volt. Ceci est évidemment très inférieur à la plage de tension sur laquelle la diode SBV prépuits-postpuits présente des variations de capacité.

La diminution de la section du composant permet d'améliorer cette situation avec un rendement proche de 1 % lorsqu'on réduit la surface de plus d'un facteur 2. A titre d'exemple, pour une valeur de résistance série égale à 46Ω , la puissance de sortie associée à des conditions d'impédances optimales raisonnables, est de l'ordre de $40 \mu\text{W}$. La tension aux bornes de la capacité de la structure est dans ce cas égale à 1.34 V . Par conséquent ici encore, la tension excursionnant la non linéarité capacitive est faible. Néanmoins, il est important de préciser que le régime de fonctionnement en puits quantiques ne prend place que sur une plage de tension relativement restreinte. En effet, les charges fortement localisées pour une tension

proche de 0 V ont tendance à très rapidement fuir dès que l'on atteint des tensions de l'ordre de 1 V.

A ce stade, il est à noter que le niveau de puissance délivrée par une diode SBV prépuits-postpuits de section $4 \mu\text{m}^2$ n'est compatible qu'à l'attaque d'un mélangeur à diodes SIS. L'augmentation de la puissance de sortie passe par conséquent impérativement par la réduction de la valeur de la résistance série du composant utilisé. En effet par ce biais, on augmente le rapport entre la fréquence de coupure de la diode et la fréquence de fonctionnement ce qui entraîne nécessairement une augmentation du rendement de conversion. Cet aspect est mis en évidence pour un échantillon de section $A = 4 \mu\text{m}^2$ lorsqu'on diminue la valeur de sa résistance série d'un facteur 2. En effet, on constate que pour $R_s = 23 \Omega$, le rendement de conversion est à présent égal à 5.74 %, ce qui correspond à un niveau global de puissance de sortie de 287 μW .

En conclusion, la conception d'une chaîne de multiplication de fréquence utilisant deux tripleurs en cascade semble être une voie possible pour la réalisation d'un oscillateur local à 750 GHz afin de traiter par mélange subharmonique des signaux proches de 1.5 THz. Toutefois dans ce paragraphe, nous avons montré que ce projet nécessite impérativement l'utilisation de composants présentant simultanément de très faibles niveaux de section et de résistance série. Or, ces deux points sont souvent antinomiques ou tout du moins ne sont atteints qu'avec le développement de technologies très avancées. L'étude de ces différents aspects ne rentrent pas dans le cadre de cette thèse. Précisons cependant qu'une réduction de la résistance série peut être obtenue en réalisant des motifs de type doigt. Cette solution est déjà mise en œuvre en routine pour les transistors bipolaires avec notamment la réalisation de doigts d'émetteur.

L'échelle à laquelle nous travaillons ici est toute autre, puisque si la surface totale du composant est de $4 \mu\text{m}^2$, on arrive très rapidement à des dimensions submicroniques pour la dimension latérale du doigt. Dans ces conditions, les procédés de fabrication sont basés sur des processus d'écriture par masqueur électronique et la gravure des semiconducteurs ne peut se faire que par gravure ionique réactive. Enfin, précisons que l'importance de la résistance du contact ohmique devient grandissante. Ainsi pour une résistivité de contact de $2 \cdot 10^{-7} \Omega \cdot \text{cm}^2$ et une valeur de référence de $1 \mu\text{m}^2$, on obtient une résistance uniquement de contact égale à 20 Ω . Ceci sous-entend par conséquent que des efforts doivent être impérativement entrepris pour améliorer les techniques de contact.

4 Phénomènes thermiques

4.1 Principe

Dans le chapitre précédent, nous avons mis en évidence que le rendement de conversion d'un multiplicateur de fréquence utilisant une structure varactor dépend fortement de la valeur de la résistance série. En effet, la puissance totale dissipée par effet Joule au sein d'un multiplicateur ($P_{\text{dissip}}[\text{totale}]$) est d'autant plus importante que la valeur de R_s est élevée.

Pour un tripleur de fréquence, $P_{\text{dissip}}[\text{totale}]$ est égale à la somme des puissances dissipées à la fréquence fondamentale ($P_{\text{dissip}}[\text{Fo}]$) et à l'harmonique 3 ($P_{\text{dissip}}[3\text{Fo}]$). On a ainsi les relations suivantes :

$$P_{\text{dissip}}[\text{totale}] = P_{\text{dissip}}[\text{Fo}] + P_{\text{dissip}}[3\text{Fo}]$$

$$P_{\text{dissip}}[\text{Fo}] = \frac{1}{2} \cdot R_s \cdot I_1^2$$

avec et (4.15)

$$P_{\text{dissip}}[3\text{Fo}] = \frac{1}{2} \cdot R_s \cdot I_3^2$$

où I_1 et I_3 sont respectivement les courants existant au sein de la diode à la fréquence fondamentale et à l'harmonique 3.

La puissance dissipée par effet Joule au sein d'un multiplicateur de fréquence tend évidemment à augmenter la température de fonctionnement de la zone active du composant utilisé. Ceci peut par conséquent entraîner une dégradation sensible du rendement de conversion. En effet, il peut résulter de cette élévation de température d'une part, une augmentation de la valeur de la résistance série puisque la mobilité diminue dans ce cas et d'autre part, une détérioration de l'opacité de la structure en terme de courant de fuite.

Au vu de ces considérations, nous nous intéressons dans le paragraphe suivant à l'influence des effets thermiques sur les performances de notre tripleur de fréquence 3x80 GHz à diode DHBV.

4.2 Application au tripleur de fréquence 3x80 GHz

Pour étudier l'influence du phénomène thermique, considérons le tableau IV.1. En effet, celui-ci présente les performances d'un tripleur de fréquence 3x80 GHz utilisant une structure DHBV de section $50 \mu\text{m}^2$ ($R_s = 3 \Omega$) en condition de pompe optimale ($V_{\text{cd}} = 12 \text{ V}$ pour $P_{\text{in}} = 52 \text{ mW}$). Les éléments extrinsèques de ce composant n'ont pas été pris en compte dans les simulations.

DHBV $A=50 \mu\text{m}^2$ (sans éléments extrinsèques)	P_{in} (mW)	η (%)	P_{out} (mW)	$P_{\text{dissip}}[\text{totale}]$ (mW)	$P_{\text{dissip}}[\text{Fo}]$ (mW)	$P_{\text{dissip}}[3\text{Fo}]$ (mW)
$R_s=3 \Omega$	51.9	58.6	30.4	21.5	15.8	5.7

Tableau IV.1 : Présentation des performances d'un tripleur de fréquence 3x80 GHz utilisant une structure DHBV de section $50 \mu\text{m}^2$ ($R_s = 3 \Omega$) en condition de pompe optimale ($V_{\text{cd}} = 12 \text{ V}$). Les éléments extrinsèques n'ont pas été pris en compte dans les simulations.

Au vu de ces résultats, on constate que la puissance totale dissipée est de 21.5 mW avec des puissances dissipées à la fréquence fondamentale et à l'harmonique 3 respectivement égales à 15.8 mW et 5.7 mW.

A ce stade, il nous faut connaître l'élévation de température associée à un tel niveau de puissance dissipée. Ceci nécessite par conséquent la détermination de la valeur de la résistance thermique R_{th} de notre composant. En effet, l'augmentation de température au niveau de la zone active est obtenue à l'aide de la relation suivante :

$$\Delta T = R_{th} \cdot P_{dissip[total]} \quad (4.16)$$

La détermination de la valeur de la résistance thermique a été effectuée au sein de notre équipe par X. Mélique [9] sur la base des technologies mises en œuvre pour la fabrication des composants. L'objet de ce travail consiste à définir les différents chemins de dissipation et calculer ainsi l'ordre de grandeur du facteur de proportionnalité entre la variation de température ΔT et la puissance dissipée [10]. Il est à noter que ΔT correspond à la différence de température entre la zone active et la zone prise comme radiateur ($T = 300$ K).

Typiquement, nous avons obtenu pour les sections et architectures d'intégration mises en jeu dans ce travail une valeur de R_{th} égale à 1 K/mW. Cette estimation de la valeur de la résistance thermique a été confirmée par l'étude effectuée à Matra Marconi Space de la fiabilité d'un sondeur millimétrique d'humidité (Millimeter Humidity Sonder). En effet, la fiabilité de ce capteur dépend fortement de toute augmentation de température. Ceci rend par conséquent indispensable la détermination de la résistance thermique. Les valeurs expérimentales obtenues sont majorées par 1.5 K/mW.

Sur la base de ces ordres de grandeur de R_{th} , nous obtenons pour un multiplicateur de fréquence soumis à une puissance de pompe de 100 mW et présentant un rendement de conversion quasi nul, une élévation de la température du composant utilisé de 100 K à 150 K au dessus de la température ambiante. En ce qui concerne le cas illustré par le tableau IV.1, nous nous sommes placés dans les conditions d'une résistance thermique égale à 3.5 K/mW. L'élévation de température de la zone active de la structure est par conséquent dans ce cas égale à 70 K. Globalement, ceci correspond à une température de jonction inférieure à 100 °C ce qui est plus réaliste dans les objectifs des systèmes embarqués.

Les caractéristiques courant-tension d'une diode DHBV de section $50 \mu\text{m}^2$ correspondant aux cas de figure $T = 300$ K et $T = 373$ K sont reportées sur la figure IV.17. Ces caractéristiques $I(V)$ ont été implantées au sein du modèle de la diode dans le logiciel M.D.S. sous forme polynomiale à l'ordre 9, l'accord théorie-expérience étant excellent.

En pratique, en dépit de la détérioration de la tenue en tension mise en évidence sur la figure IV.17, le niveau de conductance à $T = 373$ K n'est pas suffisant pour assurer un effet de "shunt" sur la capacité non linéaire. Il n'y a par conséquent pas de dégradation du rendement de conversion.

En conclusion, il nous semble que les structures sur InP grâce à leur efficacité dans le blocage de la conduction sont parfaitement adaptées à des applications en puissance. Il n'en est pas de même pour les structures GaAs/AlGaAs comme il a pu être montré dans la référence [11]. En effet, dans ce travail publié dans IEEE Transactions on Electron Devices, en même

temps que nos propres travaux est reportée une détérioration très importante du rendement de conversion sous l'influence d'une augmentation de la température. Cet effet est identifié sous la dénomination anglo-saxonne "self heating effects". Ce terme rend compte d'un effet d'emballage thermique qui peut être expliqué de la façon suivante :

Toute élévation de température se traduit par une augmentation d'une part, de la conductance de fuite, les courants thermoïonique et tunnel activé thermiquement augmentent, et d'autre part, de la résistance série. On observe en conséquence une dégradation du rendement de conversion qui entraîne une augmentation de la puissance dissipée et par conséquent de la température. Compte tenu de cet aspect, les équipes de Chalmers et UVA envisagent à présent de travailler à la température de l'azote liquide. En ce qui nous concerne, ne souffrant pas de l'effet d'emballage thermique, nous conservons l'avantage indéniable d'un fonctionnement à température ambiante.

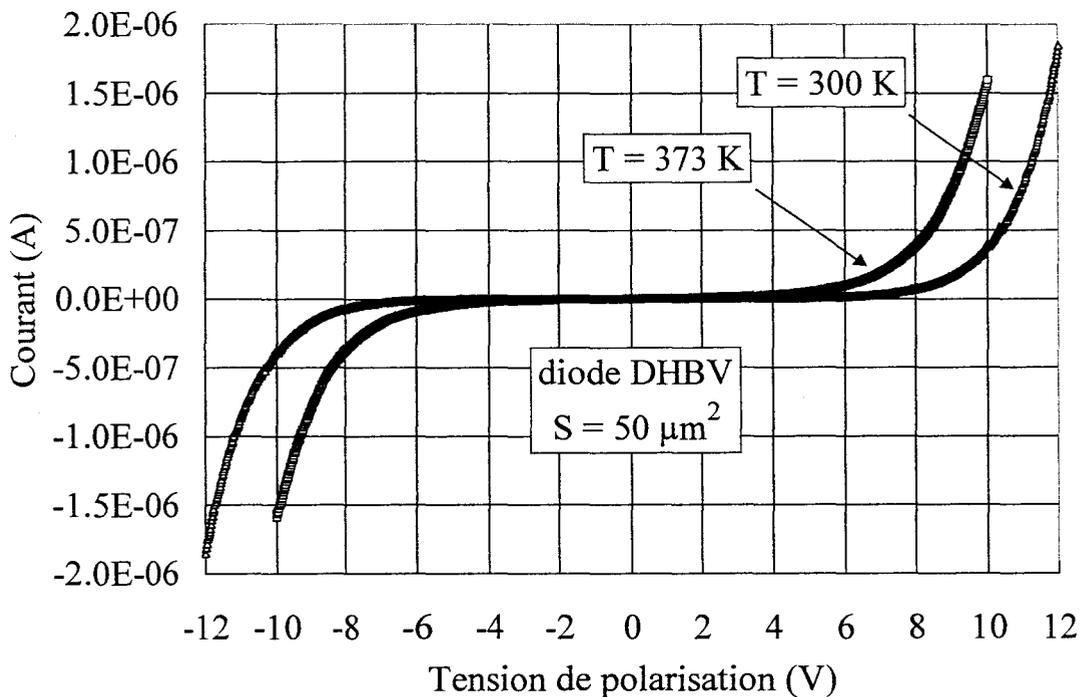


Figure IV.17 : Caractéristiques courant-tension d'une diode DHBV de section $50 \mu\text{m}^2$ pour les températures $T = 300 \text{ K}$ et $T = 373 \text{ K}$.

5 Critères d'intégration de composants

Nous venons de mettre en évidence dans ce qui précède, les effets physiques relatifs au transport ainsi qu'aux conditions de fonctionnement, susceptibles de dégrader les performances d'un multiplicateur de fréquence à hétérostructures Simple Barrière Varactor. Les efforts visant à l'amélioration des performances de ce dernier, tant d'un point de vue fréquentiel qu'en puissance, ne se limitent pas uniquement à la structure du composant utilisé. En effet, un certain nombre de critères peuvent être définis sur la base de considérations de type circuit. L'idée la plus prometteuse est sans aucun doute l'intégration série.

Cette possibilité a été présentée dans le chapitre précédent en dégageant une règle simple. Toute intégration en série de n diodes SBV induit une réduction et une augmentation respectivement du niveau de la capacité et de la tension de seuil à la conduction du composant par le nombre de cellules élémentaires utilisées. Les implications de cette intégration dépassent cette règle simple et permettent notamment de s'affranchir des effets de saturation en courant.

En effet, nous avons montré que l'augmentation du niveau de dopage des zones adjacentes permet d'assurer la continuité entre le courant de déplacement et le courant particulaire dans les zones désertée et non désertée. Or, toute augmentation de N_d rétrécit l'extension de la zone désertée ce qui induit une élévation du niveau moyen de la capacité du composant. On observe par conséquent dans ce cas une réduction du rendement de conversion, la fréquence de coupure de la structure augmentant. L'intégration est la solution pour pallier cet inconvénient.

En pratique, l'intégration peut se faire latéralement en connectant différentes structures élémentaires par des ponts à air et verticalement en faisant croître plusieurs barrières élémentaires au cours d'une même épitaxie. Une intégration dans les trois directions de l'espace est par conséquent possible. Celle-ci permet de concilier la diminution de la section active du composant et l'utilisation d'un volume de semiconducteur minimum. Il est à noter toutefois que les deux techniques d'intégration (technologique et épitaxiale) ne sont pas équivalentes et présentent chacune d'elles des avantages et des inconvénients.

La difficulté de l'intégration épitaxiale dépend principalement du choix du système de matériaux utilisé. En effet, des problèmes d'adaptation en maille peuvent exister. Cette difficulté a été rencontrée non seulement pour les structures génériques InGaAs/InAlAs/AlAs mais aussi pour les structures avancées de type prépuits-postpuits. Dans le premier cas, la croissance de deux motifs simple barrière en séquence entourées d'espaceur relativement épais demande un contrôle des flux d'atomes extrêmement précis. Dans le second cas, la nécessité de piéger les électrons dans des puits quantiques d'InAs suffisamment larges (50 Å) induit des contraintes gigantesques.

Les structures à base de GaAs, bien que limitées par leurs performances en tenue en tension, présentent l'avantage indiscutable de pouvoir être épitaxiées en adaptation de maille sur des épaisseurs relativement importantes comme nous l'avions déjà souligné dans le chapitre II. Pour cette filière de matériaux, l'idée puits quantiques peut également être mise en œuvre avec la croissance pseudomorphique de puits InGaAs, la barrière et les zones adjacentes étant respectivement en AlAs et GaAs. Les premières structures fabriquées au sein de notre laboratoire par V. Duez ont présenté des caractéristiques records avec un contraste de capacité égal à 10 [12]. Nous attendons actuellement les résultats pour 3 structures élémentaires épitaxiées en séquence. Quoiqu'il en soit les contraintes sont importantes et on peut penser utiliser non plus un puits en InGaAs mais en GaAs. Dans ce cas, le blocage de la conduction est toujours assurée par un matériau AlAs tandis que les zones adjacentes sont fabriquées à partir du composé ternaire AlGaAs. Si l'épitaxie est réussie, le fait de conserver une architecture verticale nous semble un avantage indéniable non seulement d'un point de vue technologique (réduction du nombre de ponts à air à fabriquer) mais également électrique (limitation de la spreading résistance).

En ce qui concerne l'intégration planaire, l'interconnexion des composants se fait soit par des structures suspendues métalliques soit par des couches de contact enterrées. La figure IV.18 reporte une vue au microscope optique d'un dispositif réalisé très récemment au sein du laboratoire avec l'équivalent de 8 barrières élémentaires. Deux barrières sont épitaxiées en séquence alors que quatre composants isolés par mesa sont connectés en série. La difficulté technologique est évidente avec la réalisation de trois ponts à air de dimension micrométrique s'appuyant sur des mesas définies par attaque plasma. Il est à noter que d'un point de vue électrique, on peut s'attendre à des effets de spreading résistance significatifs à chaque fois qu'on utilise la couche n^+ enterrée.

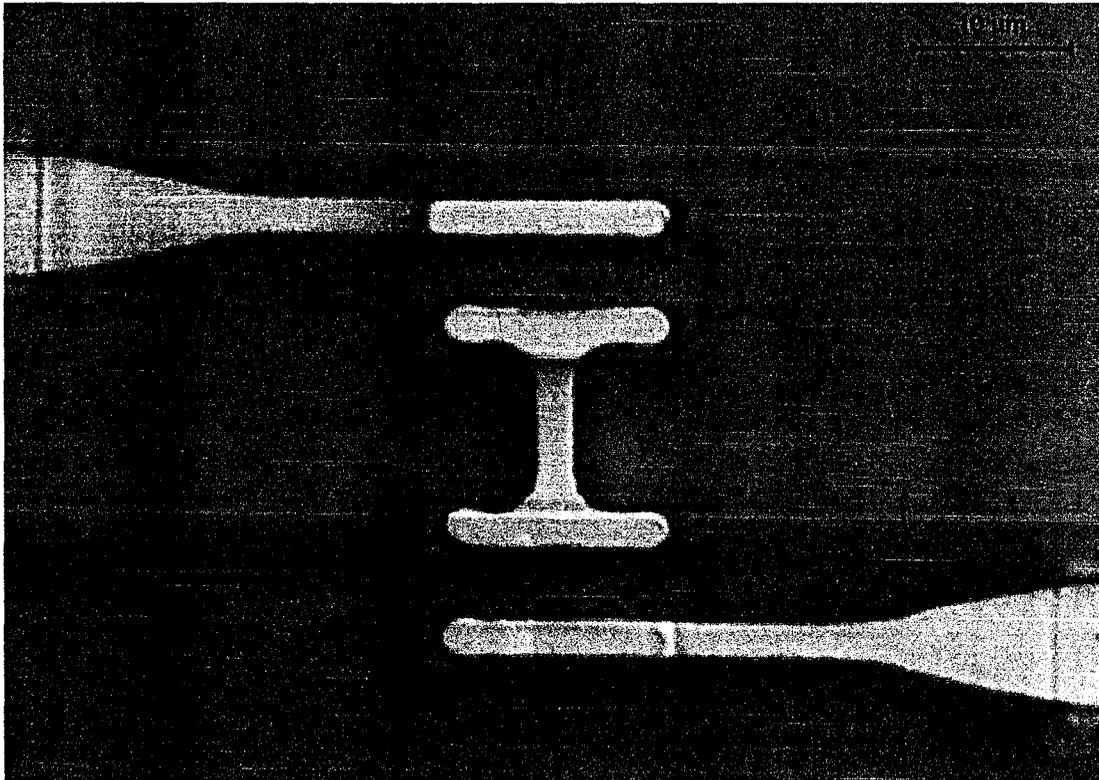


Figure IV.18 : Vue au microscope optique d'un dispositif équivalent à la mise en série de huit cellules SBV élémentaires.

6 Etude d'un mélangeur subharmonique à 560 GHz

Pour terminer ce chapitre, nous allons à présent nous intéresser à un mélangeur subharmonique à 560 GHz. Ce dispositif constitue la principale fonction d'une tête de réception hétérodyne. L'utilisation d'une hétérostructure simple barrière varactor à plans de dopage est envisagée dans un premier temps.

6.1 Utilisation d'une diode SBV à plans de dopage

Dans le chapitre II, nous avons pu voir que la diode SBV à plans de dopage présente une caractéristique $I(V)$ qui de prime abord semble favorable au mélange subharmonique. En

effet, sa fonction courant-tension est impaire avec une tension de seuil à la conduction comparable aux tensions "built in" des diodes Schottky.

Cependant, la structure delta-doped présente deux inconvénients majeurs pour un fonctionnement en mélange. Le premier réside du fait que les valeurs de coefficient d'idéalité que nous avons définies pour les structures épitaxiées au sein de notre laboratoire sont de l'ordre de 2.5. Or, il faut savoir que le niveau de puissance d'oscillateur local requis pour atteindre le gain de conversion maximal d'un mélangeur est d'autant plus important que la valeur du coefficient d'idéalité est élevé [13]. A ce stade, il est à noter que la valeur idéale $\eta = 1$ n'est souvent approchée que dans le cas de jonction métal-semiconducteur de section importante. Aux faibles dimensions, il en est tout autrement car les effets de bord peuvent diminuer l'efficacité de la commande en tension.

Le second inconvénient présenté par la structure SBV à plans de dopage pour un fonctionnement en mélange tient du fait que ce composant présente des variations de capacité indésirables pour cette application.

Compte tenu de ces considérations, nous allons à présent nous intéresser à l'utilisation d'une diode Schottky sachant que très récemment un contrat avec le C.N.E.S. sur l'étude des potentialités d'un mélangeur subharmonique à 560 GHz vient de démarrer. Le dispositif envisagé est un montage antiparallèle de diodes Schottky GaAs appairées. La première étape de notre travail consiste par conséquent à décrire les caractéristiques de la diode Schottky que nous allons utiliser pour effectuer ces simulations.

6.2 Utilisation d'une diode Schottky

6.2.1 Modèle de la diode Schottky GaAs

La figure IV.19 présente la séquence de croissance épitaxiale de la diode Schottky GaAs fabriquée au sein de notre laboratoire. Cependant au moment où nous avons démarré ce travail, ce composant n'étant qu'en cours d'élaboration, nous n'avons pas pu implanter au sein du logiciel M.D.S. ses caractéristiques $I(V)$ et $C(V)$ expérimentales comme cela a pu être effectué pour les hétérostructures simple barrière varactor lors des études précédentes. Ainsi pour pallier ce problème, nous avons recours sur la base de considérations purement théoriques au modèle de diode Schottky disponible dans la librairie "composants" du logiciel M.D.S..

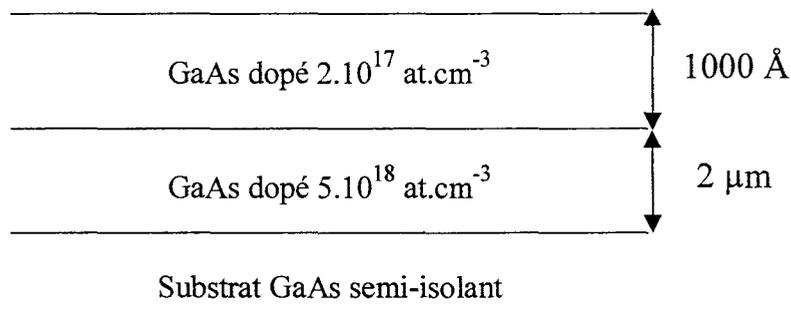


Figure IV.19 : Séquence de croissance épitaxiale de la diode Schottky GaAs fabriquée au sein de notre laboratoire.

A ce stade, il nous faut tout d'abord définir la section du composant que nous allons utiliser. Celle-ci est choisie égale à $1 \mu\text{m}^2$ exclusivement sur la base de considérations technologiques. En effet, le niveau de puissance d'oscillateur local requis pour atteindre le gain de conversion maximal est d'autant plus faible que la valeur de la section de la diode est petite. On est par conséquent limité ici par des contraintes de fabrication.

Le choix de la section du composant étant effectué, nous pouvons à présent définir au regard de la séquence de croissance épitaxiale présentée sur la figure IV.19, les différents paramètres nécessaires à la modélisation du comportement de la diode Schottky. Ceux-ci sont résumés dans le tableau IV.2. Il est à noter d'une part, que le coefficient d'idéalité est pris égal à 1 ce qui correspond à un cas idéal et d'autre part, que la résistance série est définie comme un paramètre variable étant donné l'incertitude qui subsiste quant à sa valeur.

Tension d'avalanche (polarisation inverse)	$V_a = 9.33 \text{ V}$
Courant de saturation (polarisation inverse)	$I_s = 5 \cdot 10^{-16} \text{ A}$
Capacité à l'équilibre	$C_{jo} = 1.5 \text{ fF}$
Tension de diffusion	$V_d = 0.84 \text{ V}$
Coefficient d'idéalité	$\eta = 1$
Résistance série	Paramètre variable

Tableau IV.2 : Définition des différents paramètres nécessaires à la modélisation d'une diode Schottky GaAs de section $1 \mu\text{m}^2$.

6.2.2 Résultats

L'étude des potentialités d'un mélangeur de fréquence subharmonique à 560 GHz utilisant un montage antiparallèle de diodes Schottky GaAs appairées ($S = 1 \mu\text{m}^2$) est effectuée sur la base du circuit reporté sur la figure IV.20. Les filtres passe-bande utilisés sont idéaux et les puissances disponibles Prf et Pol sont délivrés par des sources d'impédance 50Ω .

L'évolution du gain de conversion de notre mélangeur en fonction de la puissance d'oscillateur local est présenté sur la figure IV.21 pour les cas de figure $R_s = 10 \Omega$ et $R_s = 20 \Omega$. Ces résultats ont été obtenus pour des conditions d'adaptation d'impédance optimale aux fréquences OL et RF. La puissance du signal radio-fréquence (Prf) et l'impédance

de la charge à la fréquence intermédiaire (Z_c) sont identiques pour chaque point étudié et égales respectivement à -20 dBm et 50Ω .

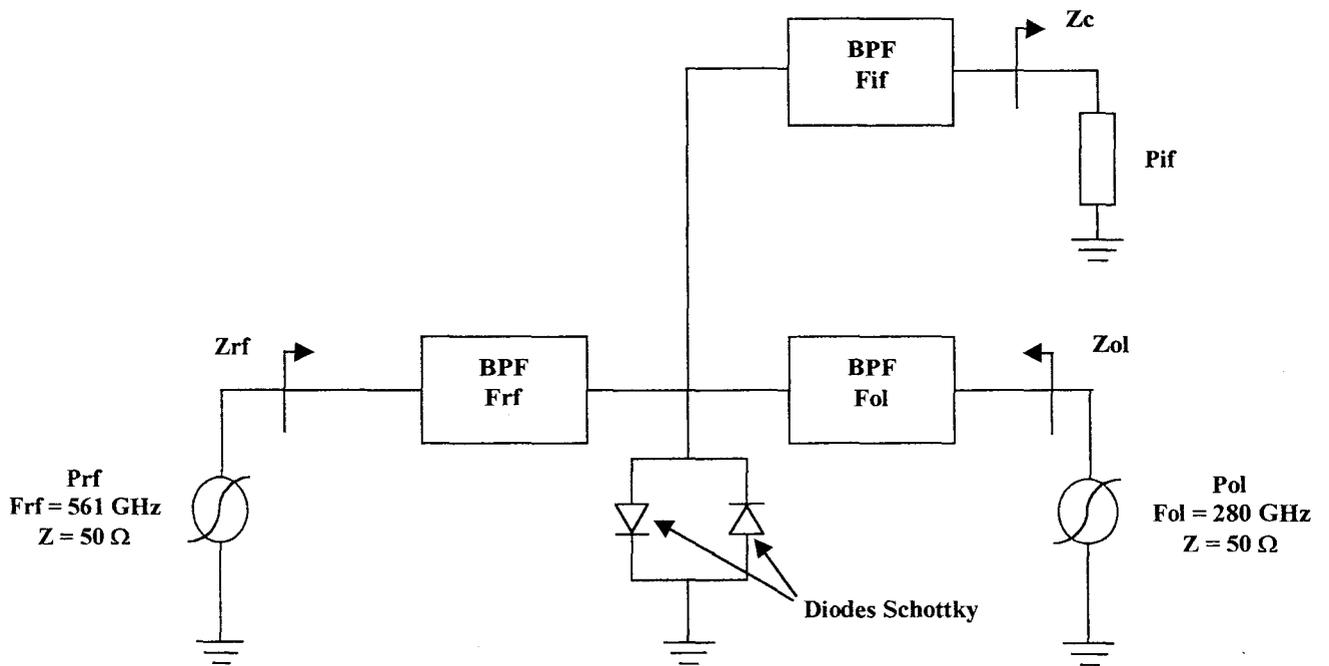


Figure IV.20 : Principe du circuit utilisé pour étudier sur la base de simulations en équilibre harmonique les potentialités d'un mélangeur de fréquence sous-harmonique à 560 GHz utilisant un montage antiparallèle de diodes Schottky appariées.

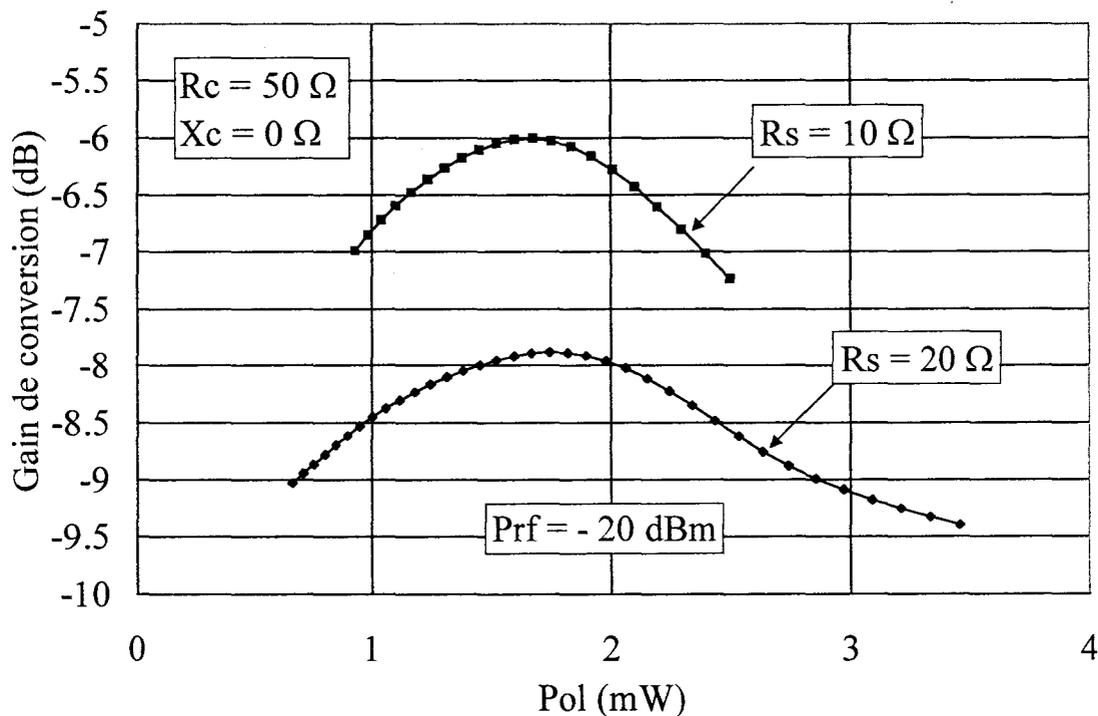


Figure IV.21 : Evolutions du gain de conversion du mélangeur subharmonique à 560 GHz en fonction de la puissance de l'oscillateur local pour les cas de figure $R_s = 10 \Omega$ et $R_s = 20 \Omega$.

Au vu de ce graphique, on constate que le gain de conversion passe par un maximum dans les deux cas de figure envisagés pour une valeur de puissance d'oscillateur local sensiblement identique. Il est à noter cependant qu'une réduction d'un facteur 2 de R_s permet d'augmenter notablement le gain de conversion, celui passant de -7.9 dB à -6 dB. La diminution de la valeur de la résistance série apparaît par conséquent comme un des critères principaux à l'optimisation des performances de notre mélangeur. A titre d'ordre de grandeur, nous avons reporté dans le tableau IV.3 pour chaque valeur de R_s , les impédances du dispositif antiparallèle aux fréquences OL et RF correspondant aux conditions de gain de conversion optimum.

Dispositif antiparallèle	Prf (mW)	Pol (mW)	Gain de conversion (dB)	Zrf (Ω)	Zol (Ω)
$R_s = 20 \Omega$ $Z_c = 50 \Omega$	10^{-2}	1.73	-7.9	37.8-j38.7	70.5-j114.1
$R_s = 10 \Omega$ $Z_c = 50 \Omega$	10^{-2}	1.67	-6	30.8-j34.6	64.1-j108.9

Tableau IV.3 : Impédances pour les conditions de gain de conversion optimum du dispositif antiparallèle de diodes Schottky GaAs appairées ($S = 1 \mu\text{m}^2$) aux fréquences OL et RF. Les cas de figure $R_s = 10 \Omega$ et $R_s = 20 \Omega$ sont présentés.

Ces premiers résultats ont permis d'orienter les technologies de fabrication des composants Schottky. Ce travail a démarré en septembre 1998 et fera l'objet de la thèse de F. Podevin [14]. Ainsi, sur la base de considérations identiques à celles utilisées pour la conception des hétérostructures simple barrière varactor, la réduction de la résistance série passe en particulier par l'utilisation d'un doigt de contact. Celui-ci permet en effet une distribution de la résistance d'accès sur un périmètre plus important. Toutefois, il est important de noter ici les difficultés technologiques rencontrées au regard des faibles dimensions du composant à fabriquer.

7 Conclusion

En conclusion de ce chapitre qui intègre des aspects physique et circuit, nous retiendrons les points suivants :

A notre avis, les diodes Simple Barrière Varactor comme les diodes Schottky sont tout à fait capables de fonctionner correctement jusqu'à des fréquences de l'ordre du Terahertz. En

effet, la limitation de leurs performances induite par le phénomène de saturation en courant (simulations Monte-Carlo) peut être facilement contrecarrée par une simple augmentation du niveau de dopage associée à une diminution de l'épaisseur de la zone adjacente à la barrière bloquante. Toutefois, les diodes SBV présentent l'avantage indéniable par rapport aux diodes Schottky de ne générer que des harmoniques impaires. Ainsi dans la course vers les hautes fréquences, il est sûr que cet avantage sera décisif pour la conception de multiplicateurs de rang élevé.

L'autre aspect qui mérite d'être retenu concerne les très grandes possibilités d'intégration verticale ou latérale des composants simple barrière varactor. Dans cette optique, le choix du matériau s'avère très important compte tenu essentiellement des contraintes technologiques. Les matériaux à base d'InP présentent des atouts indiscutables en termes de performances intrinsèques. En outre, ils sont très peu affectés par les effets de "self heating". Il est à noter cependant que leur croissance sur des épaisseurs importantes reste encore problématique.

En fait et ce sera la conclusion, le choix d'un matériau dépend de l'application visée et une approche de type GaAs n'est pas à rejeter. Ceci est en particulier vrai pour la réalisation d'un mélangeur de fréquence en régime sous harmonique pour lequel des premières simulations ont été présentées.

Références bibliographiques

- [1] B. B. Van Iperen and H. Tjassens
"Influence of carrier velocity saturation in the unswept layer on the efficiency of avalanche transit time diodes"
Proc. IEEE, p. 1032, june 1971.
- [2] E. L. Kollberg, T. J. Tolmunen, M. A. Frerking and J. R. East
"Current saturation in submillimeter wave varactors"
IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol. 40, No 5, p. 831, may 1992.
- [3] P. Bourel
"Simulation Monte-Carlo bidimensionnelle et étude expérimentale de transistors à effet de champ à hétérojonctions AlInAs/GaInAs adaptés en maille sur InP"
Thèse de l'Université de Lille I, décembre 1991.
- [4] T. W. Crowe, T. C. Grein, R. Zimmermann and P. Zimmermann
"Progress toward solid-state local oscillators at 1 THz"
IEEE Microwave and Guided Wave Letters, Vol. 6, No 5, p. 207, may 1996.
- [5] A. Kaszynski
"Etude des phénomènes de transport dans les matériaux semiconducteurs par les méthodes de Monte-Carlo : application à l'arséniure de gallium de type n"
Thèse de l'Université de Lille I, juillet 1979.
- [6] R. O. Grondin, P. A. Blakey and J. R. East
"Effects of transient carrier transport in millimeter-wave GaAs diodes"
IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. ED-31, No 1, p. 21, january 1992.
- [7] R. E. Lipsey, S. H. Jones, J. R. Jones, T. W. Crowe, L. F. Horvath, U. V. Bhapkar and R. J. Mattauch
"Monte-Carlo harmonic-balance and drift-diffusion harmonic-balance analysis of 100-600 GHz Schottky barrier varactor frequency multipliers"
IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. 44, No 11, p. 1843, november 1997.
- [8] "Millimeter wave sounders critical technologies"
Contract #9777 European Space Agency progress report, october 1997.
- [9] X. Mélique
Thèse de l'Université de Lille I, 1999, à paraître.

- [10] J.R. Jones
"CAD of millimeter wave frequency multipliers : An experimental and theoretical investigation of the heterostructure barrier varactor"
PhD, University of Virginia, january 1996.
- [11] J. Stake, L. Dillner, S. H. Jones, C. Mann, J. Thornton, J. R. Jones, W. L. Bishop and E. Kollberg
"Effects of self-heating on planar heterostructures barrier varactor diodes"
IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. 45, No 11, p. 2298, november 1998.
- [12] V. Duez, X. Mélique, O. Vanbésien, P. Mounaix, F. Mollot and D. Lippens
"High capacitance ratio with GaAs/InGaAs/AlAs heterostructure quantum well-barrier varactors"
Electronics Letters, Vol. 34, No 19, p. 1860, september 1997.
- [13] T. H. Lee, J. R. East and G. I. Haddad
"Planar doped barrier devices for subharmonic mixers"
Microwave and Optical Technology Letters, Vol. 4, No 1, p. 53, january 1991.
- [14] F. Podevin
Thèse de l'Université de Lille I, 2001, à paraître.

CONCLUSION GENERALE

Ce travail a été principalement axé sur l'étude aux longueurs d'ondes millimétriques et submillimétriques des fonctions non linéaires multiplication de fréquence et mélange pour les têtes de réception hétérodynes utilisées dans le domaine spatial. De manière générale, la diode Simple Barrière Varactor, de par sa caractéristique $C(V)$ paire, s'est révélée la solution la mieux adaptée pour la réalisation de multiplicateurs de fréquence de rang élevé. La diode Schottky reste quant à elle le composant clef pour la fonction mélange.

Les hétérostructures SBV fabriquées au sein de notre laboratoire ont eu pour dénominateur commun le recours au système de matériaux InGaAs/InAlAs/AlAs. Dans un premier temps, nous nous sommes intéressés au composant SBV générique. Sa séquence de croissance épitaxiale a été optimisée de manière à favoriser la modulation de capacité. Un contraste C_{max}/C_{min} de l'ordre de 5:1 a ainsi été obtenu pour un niveau C_{max} normalisé par rapport à la section de $2 \text{ fF}/\mu\text{m}^2$. Nous avons montré également sur la base de simulations que cette structure présente d'une part, un processus de conduction tunnel résonnant aux faibles tensions de polarisation et d'autre part, un phénomène de claquage par avalanche à la tension de seuil à la conduction qui est ici égale à 6 V.

Au vu de ces premiers résultats, nous avons ensuite envisagé la structure SBV à plans de dopage afin d'augmenter la valeur du contraste de capacité et obtenir ainsi un rendement de conversion en multiplication de fréquence plus élevé. Toutefois, ce composant souffrant d'un courant de fuite non négligeable, ses performances sont fortement dégradées. C'est pourquoi, nous nous sommes enfin intéressés à la structure SBV prépuits-postpuits. Celle-ci permet en effet de concilier tenue en tension et non linéarité de capacité importante ($C_{max}/C_{min} = 7$).

A ce stade, il est à noter que le rendement de conversion d'un multiplicateur de fréquence peut également être augmenté au moyen de l'intégration épitaxiale. Dans ce manuscrit, nous avons considéré la structure DHBV qui correspond à l'empilement de deux motifs SBV élémentaires. Ce procédé permet en effet de réduire et d'augmenter d'un facteur 2 par rapport à une diode SBV, respectivement le niveau de capacité et la tension de seuil à la conduction. Ainsi, nous avons étudié dans le cadre d'un contrat avec l'Agence Spatiale Européenne, les potentialités d'un multiplicateur de fréquence 3x80 GHz sur la base de ce composant.

Notre objectif a consisté ici à déterminer pour une puissance de pompe de l'ordre de 100 mW, la section optimale du composant à utiliser pour des conditions d'adaptation d'impédance vérifiées. Nous avons montré ainsi que cette application requiert l'usage d'un composant de section sensiblement égale à $50 \mu\text{m}^2$. Ce travail a permis de mettre en évidence également le rôle prépondérant des conditions d'adaptation d'impédance ainsi que de la résistance série sur la valeur du rendement de conversion. Cette dernière remarque a orienté nos procédés de fabrication avec notamment la réalisation de doigts de contact afin de diminuer la valeur de R_s .

A l'heure actuelle, de nombreux multiplicateurs de fréquence utilisant un composant varactor visent à la génération de puissance à des fréquences de l'ordre du Terahertz. Dans ce mémoire, nous avons montré à l'aide d'une méthode Monte-Carlo que dans ce cas, le phénomène de saturation en courant doit absolument être pris en compte. Celui-ci tend en effet à dégrader la modulation de la capacité et à détériorer par conséquent le rendement de conversion. La solution pour s'affranchir de ce problème passe nécessairement par

l'augmentation du niveau de dopage des zones adjacentes à la barrière bloquante couplée à une réduction de leur extension. Toutefois pour des excursions en tension relativement faibles, nous avons mis en évidence le fait que la diode SBV prépuits-postpuits peut s'avérer une alternative intéressante. C'est sur cette base que nous avons étudié le second étage d'une chaîne de multiplication de fréquence 83x3x3 GHz.

Le phénomène de saturation en courant n'est pas l'unique limitation des performances d'un multiplicateur de fréquence. En effet, les effets thermiques doivent être considérés. Cependant, nous avons montré que ceux-ci n'affectent pas nos composants contrairement aux diodes GaAs/AlGaAs.

En ce qui concerne la fonction mélange, notre travail a porté dans le cadre d'un contrat avec le Centre National d'Etudes Spatiales, sur l'étude des potentialités d'un mélangeur subharmonique à 560 GHz. L'utilisation d'une diode SBV à plans de dopage a été envisagée dans un premier temps. Toutefois, celle-ci présentant des valeurs de coefficient d'idéalité de l'ordre de 2.5, nous nous sommes rabattus sur la diode Schottky (η proche de 1). Les premiers résultats théoriques ont permis de mettre en évidence de façon analogue à la fonction multiplication de fréquence, la forte dépendance du rendement de conversion en fonction de la résistance série. Par conséquent ici encore, de gros efforts technologiques sont à effectuer pour diminuer la valeur de R_s .



Résumé

Ce travail est consacré à l'étude, aux longueurs d'ondes millimétriques et submillimétriques, des fonctions non linéaires de multiplication de fréquence et de mélange pour les têtes de réception hétérodynes utilisées dans le domaine spatial.

Pour les applications en multiplication de fréquence, nous avons privilégié de par leur caractéristique $C(V)$ paire, l'utilisation d'Hétérostructures Simple Barrière Varactor. Dans ce contexte, trois structures épitaxiales de diodes SBV ont été considérées pour optimiser le rendement de conversion. Les deux premières ont consisté à bloquer efficacement la conduction à l'aide d'une barrière à couches alternées et à augmenter le contraste en capacité au moyen de structures à plans de dopage ou à puits de potentiel. La troisième solution a reposé sur la mise en série épitaxiale de deux cellules SBV élémentaires afin de diminuer la constante de temps $R_s C$. C'est sur la base de ce dernier composant que nous avons défini les performances d'un multiplicateur de fréquence 3x80 GHz à l'aide d'une analyse de type équilibrage harmonique. Ce travail, visant à la détermination de la section optimale du composant, nous a permis de mettre en évidence les rôles prépondérants des conditions d'adaptation d'impédance ainsi que de la résistance série. Il est à noter que la diode ne souffre pas d'effets thermiques pour les conditions de puissance de pompe étudiées.

Par ailleurs, à l'heure où quelques multiplicateurs de fréquence utilisent un composant varactor afin de générer de la puissance à des fréquences de l'ordre du Terahertz, nous avons montré à l'aide d'une méthode Monte-Carlo que dans ce cas, le phénomène de saturation en courant doit absolument être pris en compte pour décrire correctement l'évolution du rendement de conversion. Toutefois pour des excursions en tension relativement faibles, nous avons mis en évidence le fait que la diode SBV prépuits-postpuits peut s'affranchir de cette limitation fondamentale. C'est sur cette base que nous avons étudié le second étage d'une chaîne de multiplication de fréquence 83x3x3 GHz.

En ce qui concerne la fonction mélange, notre travail a porté sur l'étude des potentialités d'un mélangeur subharmonique à 560 GHz utilisant un montage antiparrallèle de diodes Schottky appairées. Les premiers résultats théoriques ont permis de mettre en évidence de façon analogue à la fonction multiplication de fréquence, la forte dépendance du gain de conversion en fonction de la résistance série. Par conséquent ici encore, de gros efforts technologiques doivent être effectués pour diminuer la valeur de R_s .

Mots clés

- Semi-conducteurs III-V
- Hétérostructures Simple Barrière Varactor
- Diode Schottky
- Non linéarités résistive et capacitive
- Multiplication et mélange de fréquences
- Longueurs d'ondes millimétriques et submillimétriques