

N° d'ordre : 1891



50576
1996
362

THESE

présentée à

L'Université des Sciences et Technologies de Lille

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE

spécialité : ELECTRONIQUE

par

Eric LHEURETTE

Fabrication de composants non linéaires à hétérostructures pour les longueurs d'ondes millimétriques et submillimétriques

soutenue le 9 Décembre 1996 devant la commission d'examen

Membres du jury:	M. E. CONSTANT	Président
	M. D. LIPPENS	Directeur de thèse
	M. P. HESTO	Rapporteur
	M. J.F. PALMIER	Rapporteur
	M. G. BEAUDIN	Examineur
	M. A. CAPPY	Examineur
	M. D. SAMSON	Examineur

Cela devenait impossible. Lui avait une bonne raison pour être assis (il lisait), et moi j'étais assis sans raison. Je fis un effort fébrile pour me lever, mais juste à ce moment il me regarda avec indulgence par-dessous son binocle et subitement je rapetissai, mon pied devint un peton, ma main une menotte, mon oeuvre une oeuvrette, ma personne devenait petite, mon être petit, mon corps petit, lui s'agrandissait au contraire et restait assis en examinant et lisant mon manuscrit dans les siècles des siècles ainsi soit-il — toujours assis.

*(Witold Gombrowicz, extrait de *Ferdydurke*)*

Remerciements

Cette étude a été effectuée à l'Institut d'Electronique et de Micro-électronique du Nord dirigé par Monsieur E. CONSTANT qui me fait l'honneur de présider cette commission d'examen. Je l'en remercie.

Monsieur D. LIPPENS, directeur de recherche au CNRS, a assuré l'encadrement de ce travail. Ses compétences scientifiques m'ont permis de le mener à bien. Qu'il soit assuré de ma gratitude pour la disponibilité dont il a fait preuve.

Je remercie sincèrement Monsieur P. HESTO, professeur à l'Institut d'Electronique Fondamentale et Monsieur J.F. PALMIER, Ingénieur au CNET d'avoir accepté de juger ce travail et d'en être les rapporteurs en dépit de leur nombreuses responsabilités.

Mes remerciements vont également à Monsieur G. BEAUDIN , Ingénieur de Recherche à l'Observatoire de Meudon, à Monsieur D. SAMSON, Ingénieur à Matra Marconi Space, et à Monsieur A. CAPPY, Professeur à l'Université des Sciences et Technologies de Lille qui me font l'honneur de participer à cette commission d'examen.

Je remercie particulièrement Monsieur F. MOLLOT qui a effectué la plupart des croissances épitaxiales dont la qualité a été déterminante pour la réussite de ce travail

Je tiens à exprimer toute ma reconnaissance aux membres de la centrale de technologie et en particulier à Mesdames P. LEGRY, A. FATTORINI et Messieurs D. VANDERMOERE, J. L. CODRON, P. TILMANT, A. LEROY, M. FRANCOIS, M. MULLER et B. GRIMBERT pour l'aide précieuse qu'il m'ont apportée.

J'adresse également tous mes remerciements à Madame S. LEPILLET et Madame E. DELOS de la centrale de caractérisation pour leur collaboration dans la bonne humeur.

Je tiens à remercier Monsieur J.P. DEHORTER qui a assuré la reproduction de ce mémoire.

Je remercie vivement tous les membres de l'équipe "composants quantiques" pour leur patience à toute épreuve.

Je pense particulièrement à Messieurs O. VANBESIEN et P. MOUNAIX, chercheurs au CNRS, qui par leurs nombreux conseils ont indéniablement contribué à l'avancée de cette étude.

Je remercie Messieurs H. FOURRE, R. HAMELIN, J. VAN de CASTEELE , J. P. VILCOT, F. DIETTE, A. SPISSER, et H. HAPPY, pour les nombreuses discussions et pour la sympathie qu'il m'ont témoignée en salle blanche.

Je remercie Messieurs H. FOURRE, R. HAMELIN, J. VAN de CASTEELE , J. P. VILCOT, F. DIETTE, A. SPISSER, et H. HAPPY, pour les nombreuses discussions et pour la sympathie qu'il m'ont témoignée en salle blanche.

Merci à Messieurs P. SALZENSTEIN et A. LEBAYON en compagnie de qui j'ai eu le plaisir de prendre possession du bureau 130.

Je ne saurais oublier mes amis : Monsieur E. GOSSE qui m'a montré entre autres choses les voix de la rédaction et de la cuisine barbare et Monsieur S. MEZIERE, guitariste de formation, qui m'a préparé de la sauce au poivre et des huîtres.

Merci à Ariane pour sa présence, sa patience et son sourire.

TABLE DES MATIERES

Remerciements

Table des matières..... 1

Introduction générale 6

Chapitre I Utilisation du spectre millimétrique et submillimétrique 9

1- Vers une utilisation du spectre millimétrique et submillimétrique.....10

11- Motivations

12- Intérêts du spectre millimétrique et submillimétrique.....

13- Le contrôle de l'environnement

14- Les applications spatiales

2- Les composants utilisés aux fréquences élevées.....14

21- La détection directe et hétérodyne.....

211- Diode Schottky en détection et en mélange.....

212- La diode SIS en détection et en mélange.....

22- L'émission directe

221- La diode Gunn

222- La diode Impatt.....

223- La diode à puits quantique

224 - Le transistor à haute mobilité.....

23- Génération par multiplication de fréquence

231 - La diode Schottky varactor

232 - La diode simple barrière de potentiel

3 - Conception des têtes de réception.....24

31 - Structures guides d'ondes

311 - Contact par moustache.....

312 - Technologies d'intégration planaire

32 - Structures ouvertes

Conclusion30

Références bibliographiques31

Chapitre II : La diode double barrière.....	34
Introduction.....	35
1- Rappel sur les phénomènes physiques mis en jeu et leurs limitations	35
11- Localisation et effet tunnel.....	
12 - Mécanismes de fonctionnement.....	
13 - Influence des paramètres (règles de conception).....	
2 - Choix des matériaux	40
21 - La filière GaAs.....	
22 - La filière InP.....	
3 - Définition de la structure épitaxiale.....	46
31 - Méthodes de conception.....	
32 - Couches épitaxiées.....	
321 - Couches contraintes en compression.....	
322 - Couches contraintes en tension.....	
4 - Technologies d'intégration.....	58
41 - Procédés d'intégration	
411 - Ordres de grandeur	
412 - Schéma d'implantation.....	
5 - Fabrication du pont à air.....	62
51 - Procédés élémentaires de fabrication	
52 - Le dépôt électrolytique.....	
521 - Principe.....	
522 - Aspects critiques liés à la lithographie.....	
53 - Ecriture par faisceau électronique	
531 - Résinage multicouche.....	
532 - Procédés d'écriture.....	
533 - Métallisation du pont à air	
54 - Procédé mixte (lithographie optique-électronique).....	
6 - Caractéristiques électriques	77

61 - Caractéristiques statiques	
62 - Caractéristiques dynamiques.....	
621 - Schéma équivalent petit signal	
622 - Critère de stabilité.....	
623 - Résultats de mesure	
624 - Mesures en régime grand signal	
Conclusion	96
Références bibliographiques	97
Chapitre III : La diode varactor à hétérostructure	99
Introduction.....	100
1 - Critères de fonctionnement.....	100
11 - Influence de la conduction parasite	
12 - Variation de capacité par désertion progressive.....	
2 - Choix de la structure.....	102
21 - Configuration de la barrière bloquante.....	
22 - Définition des zones adjacentes	
3 - Choix des matériaux - définition des paramètres de la structure	104
31 - Franchissement de la barrière.....	
32 - Claquage par avalanche.....	
33 - Couches épitaxiales	
4 - Fabrication des composants.....	111
41 - Technologie d'évaluation rapide.....	
42 - Formation de mésas par gravure ionique réactive.....	
421 - Choix des gaz de gravure	
422 - Problèmes rencontrés.....	
423 - Résultats.....	
5 - Caractérisation des composants SHBV et DHBV	120
51 - Caractéristique courant-tension.....	
52 - Caractéristique capacité-tension.....	

53 - Détermination des résistances de contact.....	
6 - Interprétation des résultats.....	123
61 - Comparaison théorie-expérience.....	
611 - Caractéristique courant-tension.....	
612 - Caractéristique capacité-tension.....	
62 - Structures à plans de dopage.....	
621 - Caractéristique I(V).....	
622 - Caractéristique C(V).....	
7 - Bilan des performances.....	134
71 - Fréquences de coupure.....	
72 - Critères de rendement et de puissance.....	
Conclusion.....	141
Références bibliographiques.....	142
Chapitre IV : Aspects électromagnétiques.....	144
Introduction.....	145
1 - Lignes de propagation sur membrane.....	146
11 - Critères de conception.....	
12 - Procédés de fabrication.....	
13 - Caractérisations hyperfréquences.....	
131 - Détermination de la vitesse de phase.....	
132 - Caractérisations des pertes.....	
14 - Bilan des résultats.....	
2 - Cavité résonnante quasi-optique.....	159
21 - Motivations.....	
22 - Généralités sur l'optique gaussienne.....	
23 - Principes de fonctionnement d'une cavité quasi-optique.....	
231 - Fréquences de résonance.....	
232 - Coefficient de qualité.....	
24 - Conception et fabrication du prototype.....	

241 - Optimisation de D et R_0	
242 - Détermination des rayons R_1 et R_2	
243 - Excitation de la cavité.....	
244 - Fabrication de la cavité.....	
25 - Caractérisation en transmission de la cavité.....	
26 - Détermination des coefficients de qualité en charge et à vide de la cavité.....	
3 - Optimisation des termes parasites des diodes SBV.....	171
31 - Présentation du logiciel.....	
32 - Approches d'optimisation de situations technologiques.....	
321 - Pont à air avec dénivelé.....	
322 - Procédé du type "surface channel".....	
Conclusion.....	181
Références bibliographiques.....	183
Conclusion générale.....	185
Annexes.....	190

INTRODUCTION GENERALE

Sans avoir la prétention de dresser un bilan complet des systèmes de réception actuellement utilisés, force est de constater que de nombreux principes élémentaires restent invariants. En revanche, les récentes avancées technologiques ont apporté des bouleversements qui ont conduit à l'élargissement du spectre global de détection. Dans le domaine des hyperfréquences, cette extension est fortement corrélée à la maîtrise croissante des composants semiconducteurs qui tendent actuellement à supplanter tout autre dispositif. Seul le secteur des très fortes puissances reste l'apanage des tubes à vides alors que les composants à l'état solide prennent place systématiquement dans les systèmes assurant la détection et la transposition de fréquence.

En outre, les homojonctions sont progressivement remplacées par les hétérostructures de composés III-V qui introduisent de nombreux degrés de liberté dans la conception des fonctions analogiques élémentaires. Par rapport aux homojonctions où seules des modulations de dopage sont envisageables, le recours aux hétérostructures de semiconducteurs permet de faire varier l'énergie de bande interdite dans de très grandes proportions. Ainsi, dans ce dernier cas, les conditions de raccordement des bandes d'énergie se caractérisent par la présence de ruptures à l'échelle cristalline qui forment des murs de potentiel. Dans ce contexte, il est tout à fait possible de réaliser des barrières et des puits de potentiel qui, aux faibles dimensions, font intervenir des effets quantiques très marqués. Le premier de ces effets est la discrétisation des états d'énergie en niveaux quantiques lorsque la longueur d'onde de de Broglie se compare à la dimension du puits. Le second est l'effet tunnel qui permet aux électrons de franchir une barrière par pénétration de l'onde électronique sans l'apport nécessaire d'une énergie d'activation thermique. On obtient ainsi des comportements nouveaux en combinant notamment les phénomènes de localisation et de franchissement par effet tunnel.

Le travail qui sera présenté dans cette thèse touche plus particulièrement ce domaine de recherche relatif à la conception de composants à hétérostructures avec comme objectif essentiel la génération directe ou harmonique aux longueurs d'onde millimétrique et submillimétrique. Dans ce but, nous détaillerons les principes de fonctionnement, la fabrication et la caractérisation de deux dipôles incluant des barrières de potentiel cristallines. Par ailleurs, nous aborderons des aspects liés aux structures passives de propagation et de rayonnement qui autorisent l'utilisation de ces composants actifs dans le contexte d'une tête de réception.

Au cours du premier chapitre, nous proposerons une analyse assez générale des études actuellement menées dans les spectres millimétrique et submillimétrique. Au vu des différentes applications, nous présenterons les structures actives et passives utilisées à ces longueurs d'onde. Cette étude préliminaire permettra de dégager quelques idées principales qui guideront nos choix, tant au niveau de la conception de structures semiconductrices que de leur intégration au sein d'un environnement passif faibles pertes.

Dans le second chapitre, nous détaillerons la conception, la fabrication et la caractérisation d'une diode à effet tunnel résonnant qui, grâce à un effet de résistance différentielle négative, nous semble être un composant particulièrement approprié à la génération directe d'un signal aux longueurs d'ondes submillimétriques. Sur la base d'hétérostructures épitaxiées sur substrat GaAs et InP, optimisées par des calculs de probabilité de transmission, nous présenterons des procédés d'intégration planaire à accès faiblement parasites qui nous ont permis de tester des composants dans des conditions très proches des applications.

Le troisième chapitre sera consacré à l'étude d'hétérostructures à simple barrière de potentiel qui peuvent présenter un effet varactor. Nous tenterons d'optimiser les processus de blocage des mécanismes de conduction et de variation de la capacité avec pour finalité la génération d'harmoniques aux très hautes fréquences. Ici encore, nous nous attacherons particulièrement aux aspects technologiques en nous inspirant de ceux mis en oeuvre pour la fabrication des diodes à effet tunnel résonnant.

Enfin, à l'occasion du quatrième chapitre, nous nous intéresserons aux aspects d'ordre électromagnétiques avec un objectif double. D'une part nous tenterons de préciser la répartition des termes parasites traduisant la présence des éléments de connexion d'une structure semiconductrice. D'autre part nous étudierons deux composants passifs adaptés aux dispositifs très hautes fréquences. Concernant ce dernier point, nous aborderons le problème de la propagation guidée faibles pertes avec la fabrication de lignes coplanaires sur membranes diélectriques et nous présenterons un travail relatif à la synchronisation d'un oscillateur à partir d'une cavité ouverte de type Fabry-Perot.

Chapitre I

Utilisation du spectre millimétrique et submillimétrique

1 - Vers une utilisation du spectre millimétrique et submillimétrique

11 - Motivations

A l'heure où les dispositifs fonctionnant jusqu'à des fréquences de 100 GHz sont en passe d'être maîtrisés, les études sur les composants et les systèmes s'orientent vers des fréquences encore plus élevées avec des applications dans le spectre submillimétrique. Ces gammes de fréquences sont restées longtemps réservées aux études spatiales. A présent, d'autres applications peuvent être envisagées notamment celles relatives au contrôle de l'environnement.

Le développement des technologies est le principal facteur d'augmentation des fréquences de travail. Cela se vérifie pour les éléments actifs, en particulier depuis l'apparition des composants à hétérostructures. En outre, les progrès réalisés en micro-technologie ont permis d'envisager de nouvelles structures passives de propagation et de rayonnement.

Quant à leur schéma de principe, les systèmes sont restés sensiblement les mêmes ; dans la plupart des cas, ils sont conçus conformément au synoptique d'une tête de réception à détection hétérodyne permettant de préserver l'information fréquentielle.

En partant des divers domaines d'application, nous ferons, au cours des paragraphes suivants, un bref rappel des fonctions permettant le traitement de l'information en insistant sur celles assurant le mélange et la génération des signaux. Ce travail préliminaire sera poursuivi par une présentation des différents composants utilisés en détection, émission fondamentale ou harmonique dans le cas d'une multiplication de fréquence. Pour cela, nous nous appuierons sur la littérature pour les composants conventionnels et sur notre propre expérience dans le domaine des dipôles à hétérostructures. Enfin, dans la mesure où les performances globales du composant actif sont indissociables de son environnement passif, nous terminerons ce chapitre par une brève discussion à propos des dispositifs de rayonnement et des structures de propagation.

12 - Intérêts du spectre millimétrique et submillimétrique

La montée en fréquence entraîne avant tout une réduction dans le dimensionnement des éléments de propagation et de rayonnement consécutive à la diminution de la longueur d'onde. Par ailleurs, l'utilisation d'une fréquence de travail plus élevée conduit, de manière générale à une amélioration de la résolution. L'étude menée par D. Cailleu sur le radar

anti-collision [1] est particulièrement représentative de cette évolution : ce système met en jeu une antenne annulaire fonctionnant à la fréquence de 77 GHz. Dans ce cas, le diamètre extérieur de l'élément rayonnant est d'environ 3 mm.

En outre, l'augmentation de la fréquence présente un atout supplémentaire très intéressant pour les applications en télécommunication : le faible encombrement spectral de l'information par rapport à la fréquence porteuse permet d'envisager le transport d'une très grande quantité de données.

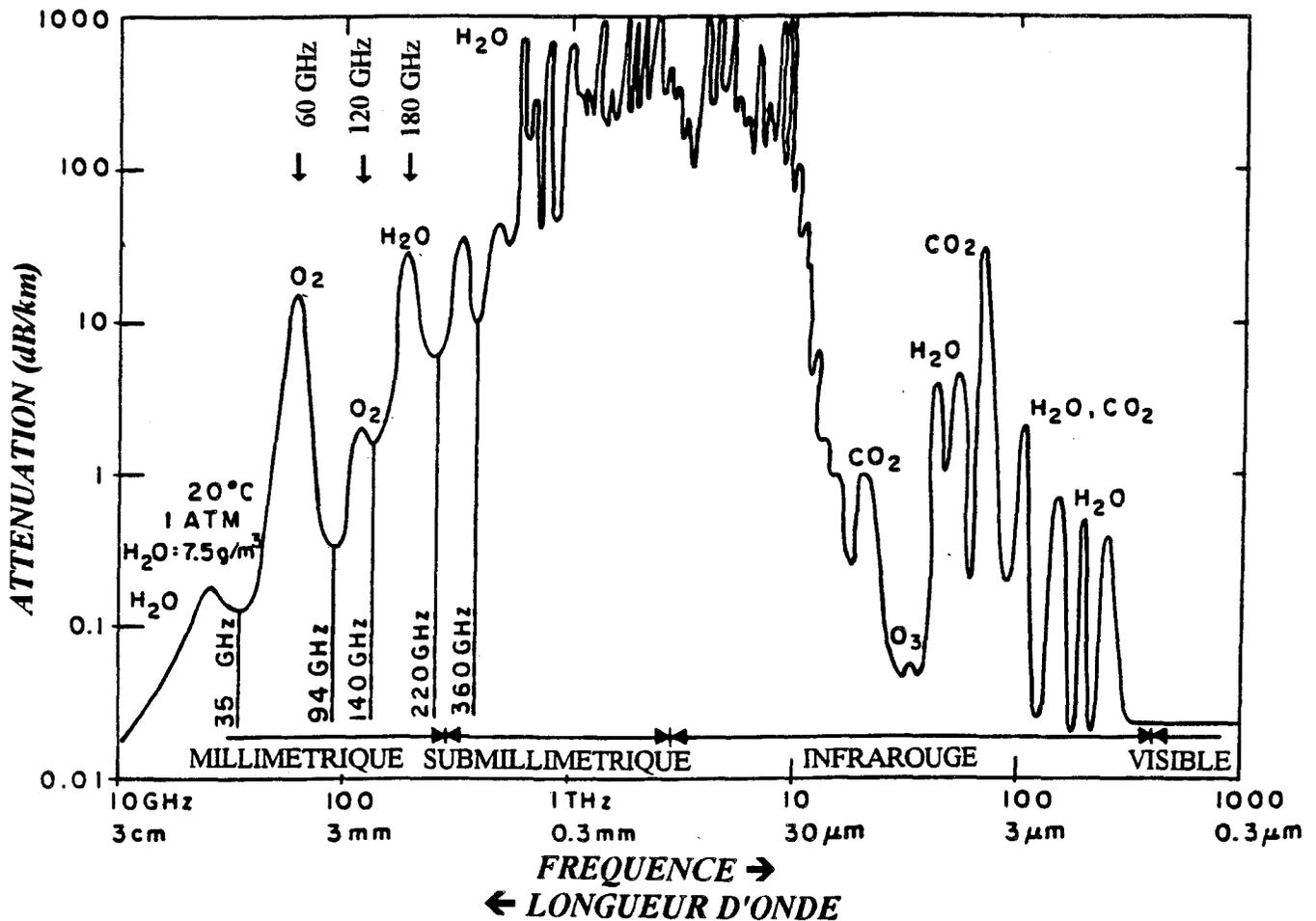


Figure I.1 : Atténuation atmosphérique en fonction de la fréquence, par temps clair [1]

Cependant l'utilisation des très hautes fréquences est assujettie aux propriétés d'absorption du rayonnement électromagnétique dans l'atmosphère. La figure I.1 donne les variations de la constante d'atténuation en dB/km en fonction de la fréquence et de la longueur d'onde de propagation dans le vide. Cette évolution montre tout d'abord un accroissement de l'atténuation en fonction de la fréquence d'environ trois décades lorsqu'on passe de 10 GHz à 1 THz. On note l'existence de fenêtres de transmission notamment à 35, 94 et 140 GHz. Inversement, il existe des pics d'absorption, caractéristiques de l'oxygène (60 et 120 GHz) et de l'eau (180 GHz) par exemple. Entre 1 THz et 10 THz, le niveau moyen d'atténuation est élevé (environ 300 dB/km) ; il comporte également des raies caractéristiques d'absorption. L'atténuation décroît à nouveau dans le spectre infrarouge avec des pics parmi lesquels celui du gaz carbonique. Pour chaque gamme de fréquence, des applications spécifiques se sont dégagées dans des domaines aussi variés que les activités militaires, les études spatiales, le contrôle de l'environnement et les télécommunications.

13 - Le contrôle de l'environnement

L'intérêt des techniques "hautes fréquences" dans le contrôle de l'environnement n'est pas nouveau puisqu'il se manifeste dès les années trente dans les recherches portant sur le domaine atmosphérique [2]. Des longueurs d'onde métriques utilisées alors pour l'observation de la couche nuageuse, les signaux de mesure ont progressivement évolué vers les spectres millimétrique et submillimétrique. Le contrôle de l'environnement est un secteur où le dimensionnement des antennes, directement lié à la longueur d'onde a pu être notablement réduit, entraînant la miniaturisation des systèmes mobiles et embarqués. Ici également, le choix définitif de la fréquence de travail doit satisfaire des compromis entre performances et mise en oeuvre des dispositifs d'observation. Ainsi pour ce qui est de l'étude de la couche nuageuse, les systèmes au sol utilisent le début du spectre millimétrique ($f = 33$ GHz). Néanmoins, on utilise des fréquences de l'ordre de 100 GHz pour les systèmes embarqués car même si l'atténuation dans l'atmosphère augmente avec la fréquence de propagation, conformément aux remarques précédentes, les faibles longueurs d'ondes permettent d'obtenir une sensibilité équivalente avec une puissance et un volume moindres [3]. Le système de mesure est alors constitué d'une antenne, d'une source à l'état solide et de chaînes de réception hétérodynes.

L'autre exemple concerne les études relatives à la dégradation de la couche d'ozone qui est devenue, au cours de ces dernières années, un sujet particulièrement sensible. Elles sont menées à partir de dispositifs au sol ou embarqués détectant la présence d'ozone et de monoxyde de chlore à différentes altitudes depuis la stratosphère jusqu'à la mésosphère. La détection de l'ozone s'effectue à une fréquence de l'ordre de 100 GHz. Différentes configurations de systèmes existent [4]. Précisons cependant que les mesures peuvent être effectuées à partir de sources naturelles de rayonnement telles que le Soleil ou la Lune ou en utilisant des systèmes radar (émission-réception).

Le spectre infrarouge, également très utilisé, comporte plusieurs raies caractéristiques du monoxyde de carbone. Néanmoins, ce domaine sort du cadre des études présentées ici.

14 - Les applications spatiales

Sous ce terme assez général sont regroupées les différentes activités menées en radioastronomie. A titre d'exemple d'application dans le domaine submillimétrique, nous présentons brièvement le projet PRONAOS, développé sur la base d'une collaboration entre le CNES et l'Observatoire de Meudon, qui vise à étudier le rayonnement fossile du corps noir cosmologique. La démarche expérimentale repose sur la mesure des sources émettrices de l'oxygène et de la vapeur d'eau aux fréquences respectives de 368 GHz et 380 GHz. Cette fonction est réalisée au moyen d'une sonde comprenant une tête de réception hétérodyne embarquée sur un ballon naviguant à la limite supérieure de l'atmosphère. Le principe de détection hétérodyne sera rappelé par la suite. Le contexte d'utilisation implique ici la conception d'un système à faible consommation d'énergie, fiable et surtout léger, ce qui écarte définitivement les tubes à vides tels que les klystrons ou carcinotrons. La figure I.2 représente le synoptique du récepteur. Outre les cellules d'oscillation par diode Gunn et de mélange à 374 GHz, on remarque la présence d'éléments quasi-optiques assurant le diplexage entre l'onde RF et l'oscillateur local. Ces différentes techniques employant des éléments tels que les lentilles diélectriques et les filtres dichroïques seront abordées dans le quatrième chapitre.

Plus récemment, des missions entreprises par l'ESA (European Space Agency) sont relatives à l'observation de l'environnement des différentes planètes et du Soleil. Les informations sont directement collectées par radar multi-fréquences en gammes d'ondes millimétriques et submillimétriques. Le projet technologique d'une tête de réception large

bande centrée autour de la fréquence de 500 GHz proposé par l'ESTEC (European Space and Technology Centre) s'inscrit dans cet effort de recherche.

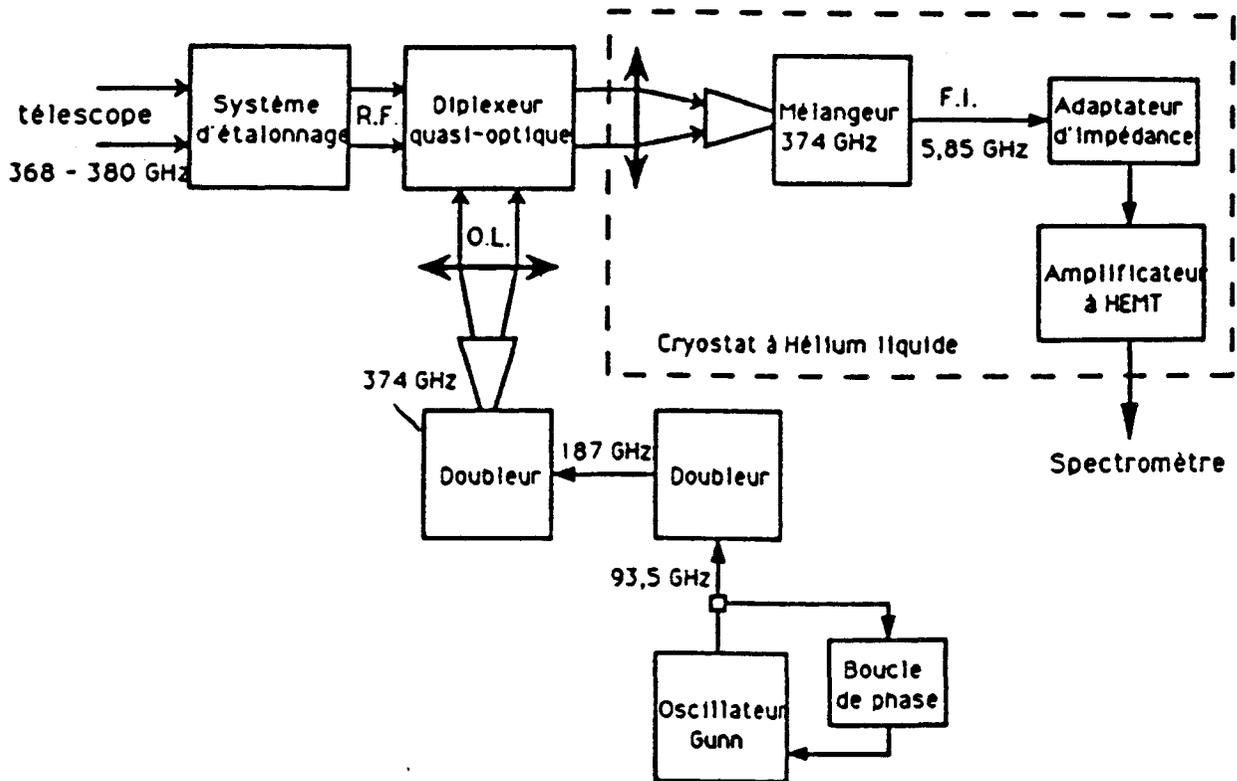


Figure I.2 : Synoptique du récepteur [5]

2 - Les composants utilisés aux fréquences élevées

21 - Les détections directe et hétérodyne

Le principe de la détection directe consiste à utiliser une forte non linéarité de conduction pour convertir un signal hyperfréquence incident en un signal basse fréquence appelé signal de fréquence vidéo. On utilise pour ce faire la caractéristique courant-tension $I=f(V)$ d'un dipôle semiconducteur. De manière générale, la sensibilité de détection (S) est

proportionnelle au rapport : $\frac{f''(V_0)}{f'(V_0)}$ où $f''(V_0)$ et $f'(V_0)$ sont respectivement la courbure et la

penne de la caractéristique $I(V)$ à la tension de polarisation V_0 . Ce type de détection ne fournit pas d'information directe sur la fréquence. De plus, la puissance détectée est intégrée sur un spectre relativement étendu. C'est la raison pour laquelle on inclut souvent un mélangeur dans les têtes de réception. Le synoptique de tels systèmes est semblable à celui donné sur la figure

I.2. Le mélange de fréquence s'effectue par l'intermédiaire d'une diode dont les caractéristiques de conduction sont extrêmement non linéaires. Très souvent, les courants évoluent exponentiellement avec la tension. Par l'utilisation d'un signal de pompe de fréquence f_{ol} (fréquence de l'oscillateur local) comparable à celle du signal à détecter f_{rf} (signal radio-fréquence), il est possible de générer un signal de fréquence intermédiaire qui correspond à la différence entre f_{rf} et f_{ol} . Cette transposition vers les basses fréquences s'accompagne inévitablement de pertes. La connaissance de ces pertes permet de déterminer la puissance du signal hyperfréquence.

Généralement, la puissance de l'oscillateur local doit être suffisante pour excursionner totalement la plage de non linéarité du dipôle mélangeur. L'obtention de cette puissance minimale peut s'avérer problématique pour des fréquences supérieures à 100 GHz. Trois solutions sont envisagées. La première, qui fait intervenir un composant oscillant directement à la fréquence de travail (diode Gunn), est fréquemment retenue pour le mélange en bande W (75-110 GHz). Pour des fréquences plus élevées, typiquement supérieures à 200 GHz, on a recours à un multiplicateur de fréquence. Enfin, la troisième solution s'appuie sur le concept de mélangeur subharmonique proposé simultanément par Cohn [6] et Schneider [7]. Dans ce cas, la fréquence du signal de pompe est deux fois plus faible que celle du signal à détecter. La non linéarité de la diode mélangeuse autorise le battement entre un signal de fréquence double $2f_{ol}$ et le signal radiofréquence f_{rf} .

Dans la suite de cette étude, nous nous intéressons aux différents composants à l'état solide susceptible de remplir ces différentes fonctions.

211 - Diode Schottky en détection et en mélange

L'utilisation de diodes Schottky aux longueurs d'ondes submillimétriques n'est pas récente et a fait l'objet de très nombreux travaux reportés dans la littérature. A titre d'exemple, on peut citer le travail publié en 1977 par Mc Coll et al. [8]. La fabrication de diodes GaAs de diamètre égal à $0,5 \mu\text{m}$ a permis la détection directe d'un signal à la fréquence de 7,2 THz.

Ce composant, bien que très largement éprouvé, bénéficie toujours des dernières avancées technologiques. Dans ce sens, l'emploi de nouvelles techniques d'intégration motive à l'heure actuelle un grand nombre d'études. Parmi les résultats les plus récents, Gearhart et Rebeiz [9] ont publié une réalisation de mélangeur intégré en structure ouverte. Pour un

fonctionnement à 250 GHz, les pertes de conversion sont de l'ordre de 8 dB et la température de bruit de 1600 K. Pour des fréquences comparables, Siegel [10] a présenté un mélangeur subharmonique en technologie "guide d'onde" utilisant des diodes Schottky GaAs montées "tête - bêche". Les pertes de conversion sont du même ordre de grandeur (8,7 dB) pour un signal détecté de fréquence 205 GHz. Enfin, d'excellents résultats viennent d'être publiés par Hessler et al. [11]. Le mélangeur, réalisé également en cellule guide d'onde présente, à 585 GHz, des pertes de conversion de 7,8 dB pour une puissance de pompe limitée à 1 mW. La température de bruit en double bande latérale est de l'ordre de 2400 K.

212 - La diode SIS en détection et en mélange

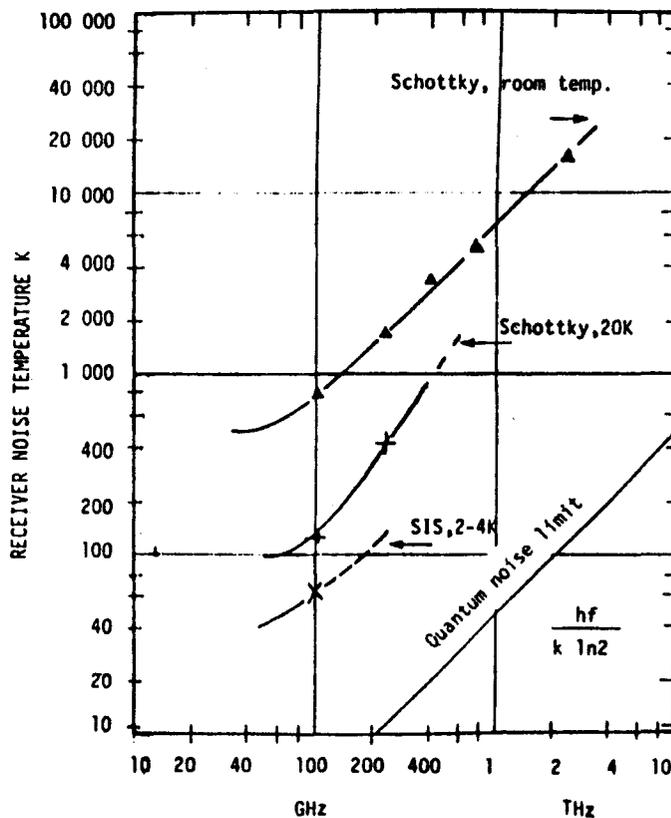


Figure 1.3 : Température de bruit des récepteurs en fonction de la fréquence [12]

Pour des applications où les niveaux de puissance à détecter sont extrêmement faibles et où l'utilisation d'un oscillateur local puissant est impossible, on a recours à des composants de type Supraconducteur-Isolant-Supraconducteur (SIS). Le courant de conduction de ces jonctions SIS résulte du passage de quasi-particules par effet tunnel à travers la barrière de potentiel constituée par l'isolant. Ce mécanisme est à l'origine d'une non linéarité résistive très marquée ; la conduction s'effectuant sur des plages de tension de l'ordre

du millivolt. En outre, l'abaissement de la température de travail permet de limiter très fortement le bruit des composants, comme l'illustre la figure I.3 qui compare les températures de bruit des diodes Schottky et SIS. On constate que le refroidissement entraîne une réduction de la température de bruit du récepteur de pratiquement une décade. Sur cette figure est également représentée la limite du bruit quantique. A titre d'exemple, on peut citer les travaux publiés très récemment avec des températures de bruit de l'ordre de 200 K à 725 GHz [13] et 1000 K à 1 THz [14]. Dans les deux cas, les jonctions employées sont élaborées à base de Niobium. Malheureusement, à l'heure actuelle, seuls les supraconducteurs basse température (<10 K) peuvent être utilisés. Cela nécessite la mise en oeuvre de bancs cryogéniques à la température de l'Hélium liquide (4 K).

22 - L'émission directe

L'opération de mélange de fréquence décrite précédemment implique l'utilisation d'un oscillateur local capable de fournir un signal de fréquence généralement équivalente à celle de l'onde détectée. Les tubes à vides qui fournissent des puissances très importantes aux longueurs d'ondes submillimétriques sont encore très utilisés en laboratoire. Toutefois, nous ne considérerons ici que les sources à l'état solide qui, compte tenu des applications visées, peuvent être conçues sur la base de diodes Gunn, Impatt ou d'hétérostructures à puits quantiques.

221 - La diode Gunn

Une diode Gunn présente un effet de résistance différentielle négative qui peut être utilisé pour la génération directe d'un signal radiofréquence. Cet effet, connu depuis très longtemps, résulte d'un transfert d'électrons d'une vallée de haute mobilité, correspondant au minimum de la bande de conduction, vers une vallée de mobilité plus faible. Ce processus apparaît fréquemment pour les matériaux III-V entre la vallée centrale Γ et les vallées satellites X ou L. Au niveau du composant, cet effet de mobilité différentielle négative amplifie toute accumulation généralement localisée près de la cathode. Il se produit dans ces conditions une dérive de la couche d'accumulation dans la zone active, les conditions de fonctionnement sont alors comparables à celles des dipôles à injection et temps de transit.

Fondamentalement, la limitation fréquentielle des composants à transfert électronique est attribuable à la vitesse maximale de transfert entre la vallée centrale et les vallées satellites

lorsque la structure est soumise à une commande. De ce point de vue, l'InP présente de meilleures aptitudes que le GaAs. Par ailleurs, l'analyse simplifiée des rendements d'oscillation montre que ceux-ci évoluent dans le même sens que le contraste en courant de la caractéristique $I(V)$, ce qui renforce les potentialités théoriques du phosphore d'Indium. En première approximation, la fréquence limite pour l'InP se situe autour de 230 GHz contre 130 GHz pour le GaAs. Les récents progrès technologiques réalisés dans l'élaboration de composants à base d'InP valident ces considérations théoriques et on compte à ce jour de nombreux oscillateurs fonctionnant aux longueurs d'onde millimétriques. Mentionnons à titre d'exemple les résultats obtenus par Eisele et Haddad [15]. Une diode Gunn InP fournit une puissance de 49 mW à 132 GHz en mode fondamental et 0,3 mW à 280 GHz en mode harmonique de rang 2.

222 - La diode Impatt

Les diodes Impatt présentent également un effet de résistance différentielle négative qui apparaît au-dessus d'une fréquence critique, fonction du courant de polarisation. Cet effet est provoqué par le retard entre les courants induits dans le circuit extérieur et la tension aux bornes de la diode. Ce retard s'établit en deux temps. Au départ, le courant injecté est déphasé de $\pi/2$ par rapport au maximum de la tension. Le transit des porteurs dans la zone active qui survient ensuite permet de dépasser cette valeur initiale de $\pi/2$. La limitation fréquentielle de telles structures est directement liée à la durée de formation de l'avalanche. La particularité des diodes Impatt réside dans le fait que le transport des porteurs s'effectue, dans des conditions de champ élevé, à la vitesse de saturation. Dans ce sens, la vitesse limite dans le Silicium (10^7 cm/s) prédispose ici ce matériau pour un fonctionnement en bande millimétrique. La supériorité des diodes Impatt Silicium sur leur équivalent GaAs a pu être vérifiée de façon expérimentale notamment à la fréquence de 100 GHz. Pour ce qui est des ordres de grandeur, des puissances délivrées de l'ordre de 500 mW sont envisageables en régime continu d'émission à la fréquence de 100 GHz à partir d'un composant Silicium à double zone de transit. En régime impulsionnel, on peut atteindre des performances de l'ordre de 20 W à la même fréquence. En comparaison, sur substrat GaAs, Tschernitz et Freyer [16] ont obtenu récemment une puissance de 100 mW à la fréquence de 144 GHz, soit un rendement DC-RF de 5 %, également à partir d'une structure à double zone de transit.

Les performances des diodes Impatt en termes de puissance hyperfréquence sont généralement entachées par un bruit relativement important. C'est la raison principale qui explique l'utilisation d'oscillateur Gunn dans les chaînes de réception.

223 - La diode à puits quantique

La découverte de l'effet tunnel résonant en 1973 par Esaki et Tsu [17] a pu être confirmée, par la suite, de façon expérimentale grâce aux progrès effectués dans l'élaboration de couches minces semiconductrices. L'amélioration des caractéristiques de conduction de ces composants marque l'intersection entre les travaux de simulation numérique et la maîtrise des techniques d'épitaxie.

L'effet tunnel résonant, que nous décrivons de façon détaillée au chapitre II, induit une zone de résistance différentielle négative dans la caractéristique $I(V)$ du dipôle. Cette propriété peut être mise à profit dans la réalisation d'oscillateurs.

L'avantage essentiel, comparativement à une structure tunnel classique, réside dans l'optimisation de la capacité. En effet, la jonction tunnel insérée entre deux semiconducteurs très fortement dopés présente une zone de charge d'espace nécessairement restreinte. Ce n'est pas le cas des diodes à hétérostructure où la présence d'espaceurs permet de diminuer la valeur de la capacité intrinsèque. Les diodes à puits quantique autorisent, en outre, l'utilisation de densités de courant très élevées et offrent de nombreux degrés de liberté dans la conception des dispositifs.

Brown a publié en 1991 [18] la fréquence d'oscillation la plus élevée pour une source à l'état solide à température ambiante. Un signal à 712 GHz a été généré par une diode à effet tunnel résonant AlSb/InAs. D'autres structures telles que GaAs/AlAs et InGaAs/AlAs sont également utilisées avec des densités de puissances émises de l'ordre de 1 kW/cm^2 à la fréquence de 100 GHz. Cependant, la nécessité de travailler avec des composants de très faible section (quelques microns carrés) limite dans l'absolu le niveau de puissance délivrée à quelques centaines de microwatts. En dépit de leurs aptitudes fréquentielles, c'est une des principales limitations des diodes à puits quantique.

224 - Le transistor à haute mobilité

A l'heure actuelle, les études concernant l'utilisation des transistors en oscillateurs aux fréquences millimétriques sont relativement rares. Il nous semble cependant important de considérer brièvement cette possibilité de fonctionnement des structures tripôles dans la mesure où les progrès technologiques réalisés ces dernières années tant en épitaxie qu'en lithographie ont élargi leurs potentialités.

Le principe de fonctionnement du transistor à haute mobilité (HEMT ou TEGFET) repose sur la séparation spatiale des atomes donneurs et des électrons assurant la conduction. Cette séparation est obtenue par l'insertion d'une hétérostructure à modulation de dopage. Le transport s'effectuant dans une zone non initialement dopée, la vitesse des porteurs n'est pas affectée par des interactions de type électron-impureté. Il en résulte des valeurs de mobilité très élevées qui sont à l'origine des performances fréquentielles de ces transistors. Comme l'a montré Pavlidis [19], on peut raisonnablement faire travailler le transistor HEMT à une fréquence de fonctionnement de l'ordre de $2/3$ de F_{\max} .

La limitation principale provient de la durée du transit sous la grille. On s'efforce par conséquent de réduire au maximum la longueur de cette grille ($L_g = 0,1 \mu\text{m}$) tout en utilisant des matériaux à mobilité très élevée donc à faible largeur de bande interdite. Dans ces conditions, il apparaît que seuls les matériaux à fort pourcentage d'indium autorisent des fréquences supérieures à 100 GHz. Le meilleur exemple nous est donné par le couple AlInAs/GaInAs fréquemment employé pour la réalisation de circuits oscillateurs en bande millimétrique. Les circuits monolithiques reportés dans la référence [20] sont fabriqués à partir de couches métamorphiques permettant d'obtenir un canal GaInAs à 80 % d'Indium. Ils fournissent une puissance d'environ $10 \mu\text{W}$ à la fréquence de 155 GHz et $1 \mu\text{W}$ à 213 GHz.

D'un point de vue technologique, la structure planaire du transistor HEMT offre la possibilité d'une intégration monolithique par des techniques MMIC développées à l'origine pour les MESFET. Ainsi différentes configurations, comme par exemple les montages *Cascade* ont pu être expérimentées [21]. De la même manière, les transistors à haute mobilité peuvent constituer des éléments actifs de base des circuits mélangeurs et multiplicateurs de fréquence au sein d'une chaîne de réception.

23 - Génération par multiplication de fréquence

Les différents procédés de génération directe d'un signal que nous venons d'aborder brièvement peuvent fournir des puissances significatives jusqu'à une limite se situant autour de 100 GHz. Pour des fréquences de l'ordre de 500 GHz, on a nécessairement recours au principe de la multiplication de fréquence qui consiste à tirer parti de la non linéarité résistive ou réactive d'un composant semi-conducteur pompé par un signal hyperfréquence fondamental. La distorsion des grandeurs électriques se traduit par un transfert d'énergie vers les harmoniques de ce signal de pompe. Un système de filtrage placé en sortie est destiné à sélectionner l'harmonique correspondant à la fréquence utile.

Fondamentalement, la transposition de fréquence peut s'effectuer à partir d'une non linéarité résistive aussi bien que réactive. On privilégiera néanmoins la seconde solution pour des considérations relatives à l'efficacité de conversion. Page a montré [22] que le rendement de conversion associé à un élément résistif non linéaire était limité à $1/n^2$ où n est le rang de l'harmonique. En revanche, selon la loi de Manley-Rowe [23] le rendement de conversion théorique obtenu par une non linéarité réactive peut atteindre 100%. Dans ce qui suit, nous allons tout d'abord considérer la diode Schottky varactor qui reste le composant le plus utilisé en bande millimétrique et submillimétrique dans les multiplicateurs de fréquence. Nous aborderons ensuite la diode à simple barrière de potentiel, de façon brève dans la mesure où son étude fait l'objet du chapitre III.

231 - La diode Schottky varactor

Dans son principe, la diode Schottky varactor présente une désertion progressive au voisinage de la jonction métal-semiconducteur en polarisation inverse. Cette désertion croissante conduit à une diminution de la capacité de la jonction qui évolue typiquement en $1/\sqrt{V}$. Cette variation de capacité en fonction de la tension s'observe entre la tension d'avalanche en polarisation inverse et la tension de seuil de conduction en polarisation directe. Dans cette plage, l'enjeu consiste à obtenir un courant de conduction le plus faible possible de manière à minimiser la conductance de fuite. Les allures des caractéristiques $I(V)$ et $C(V)$, qui sont représentées sur la figure I.4, fixent l'amplitude du signal de pompe. Si, d'après les lois de Manley-Rowe, le rendement de conversion théorique peut être égal à 1, en pratique, un certain nombre de facteurs limite le rendement expérimental à quelques dizaines de % dans le bas de

la bande millimétrique et quelques % aux longueurs d'onde submillimétriques. A ce jour, les meilleurs résultats correspondent à un rendement d'environ 30 % pour un tripleur à la fréquence de sortie de 100 GHz et de l'ordre de 1 % à 800 GHz [24]. Cette dégradation notable du rendement peut s'expliquer en partie par l'influence croissante des termes parasites de la diode avec la fréquence, l'accroissement des pertes et enfin la mauvaise adaptation d'impédance au niveau des différents accès du multiplieur. Il nous semble néanmoins que, fondamentalement, le phénomène de saturation du courant de conduction soit la principale cause de cette chute du rendement de conversion. Nous reviendrons ultérieurement sur cette question importante commune aux composants utilisant l'effet varactor.

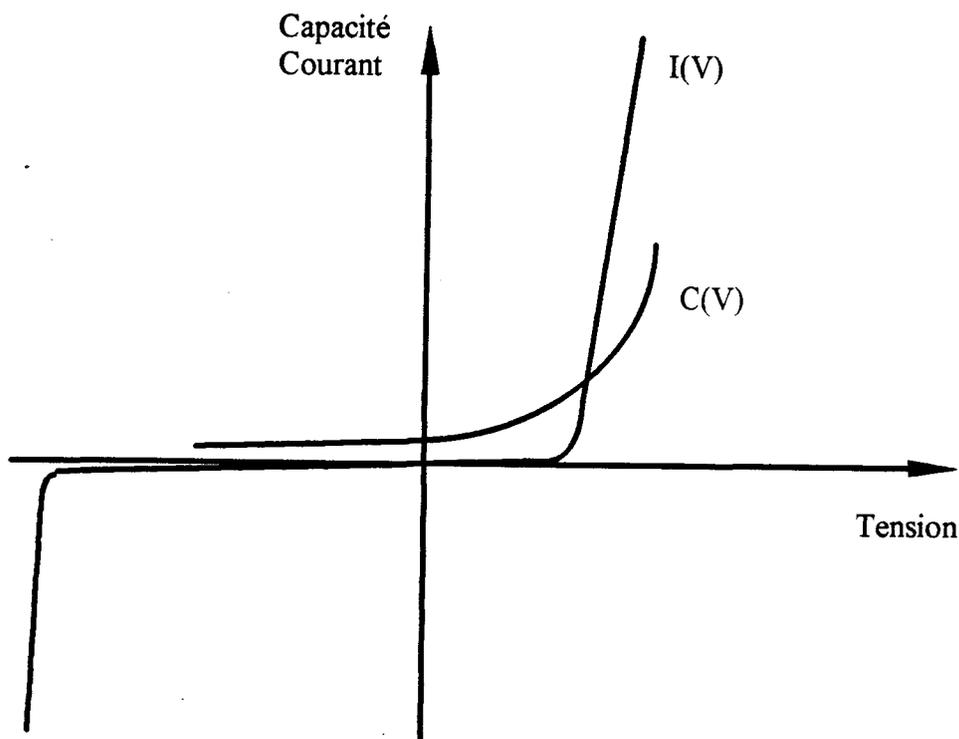


Figure I.4 : Variations typiques du courant et de la capacité pour une diode Schottky varactor en fonction de la tension

232 - La diode à simple barrière de potentiel

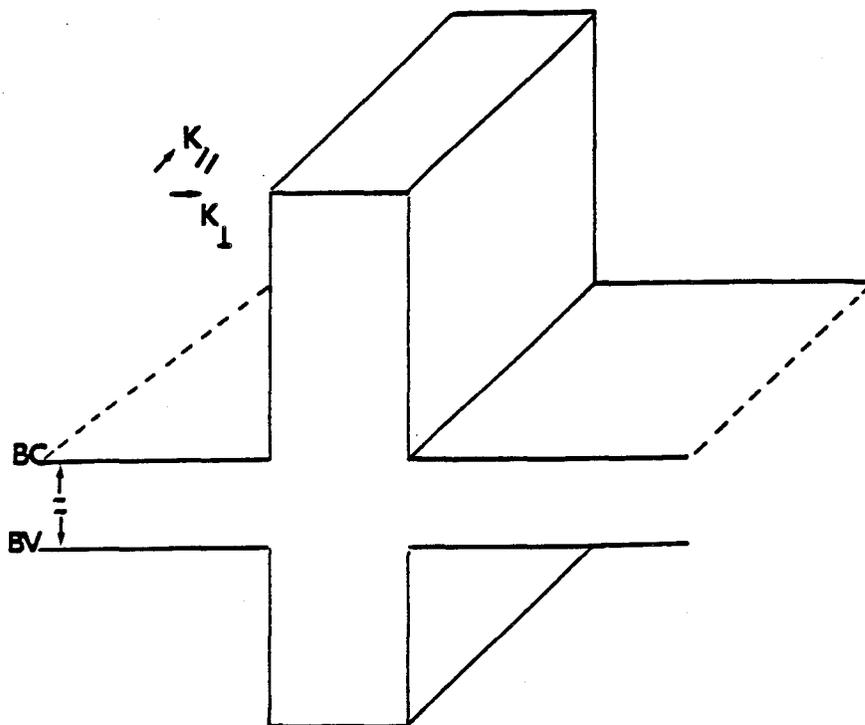


Figure I.5 : Diagramme de bande d'une structure à simple barrière de potentiel

Nous venons de voir que dans le cas d'une diode Schottky varactor, le phénomène de blocage de la conduction passait par l'utilisation de la barrière métal-semiconducteur. La diode est dans ce cas polarisée en inverse car en polarisation directe, le mécanisme de conduction s'établit avec une croissance exponentielle. En ce qui concerne les diodes simple barrière, l'idée de base consiste à bloquer le passage du courant à l'aide d'une hétérostructure comprenant une barrière de potentiel matérialisée par une discontinuité de bande de conduction. On obtient alors le diagramme de bande représenté sur la figure I.5. En insérant, de part et d'autre de cette barrière de potentiel, des zones semiconductrices modérément dopées, on peut, comme dans le cas précédent, obtenir un effet varactor par la désertion de ces zones adjacentes dites "zones d'espaces". Une telle structure, symétrique par rapport à la barrière, permet d'obtenir une caractéristique $C(V)$ naturellement paire. La fonction correspondant à la caractéristique $I(V)$ est impaire. Dans un cas idéal, la valeur du courant est nulle sur une large plage de tension. Les allures du courant et de la capacité en fonction de la tension sont reportées sur la figure I.6. Nous reviendrons en détail sur les atouts de ces

composants à hétérostructures par rapport aux diodes Schottky conventionnelles à l'occasion du chapitre III. Signalons d'ores et déjà que des résultats très prometteurs ont été obtenus en multiplication par 3 pour des fréquences de sortie de 280 GHz (Kolberg et al [25]) et 252 GHz (Bishop [26]). Cette dernière réalisation fournit une puissance de sortie de 2,5 mW pour un rendement de 3 %.

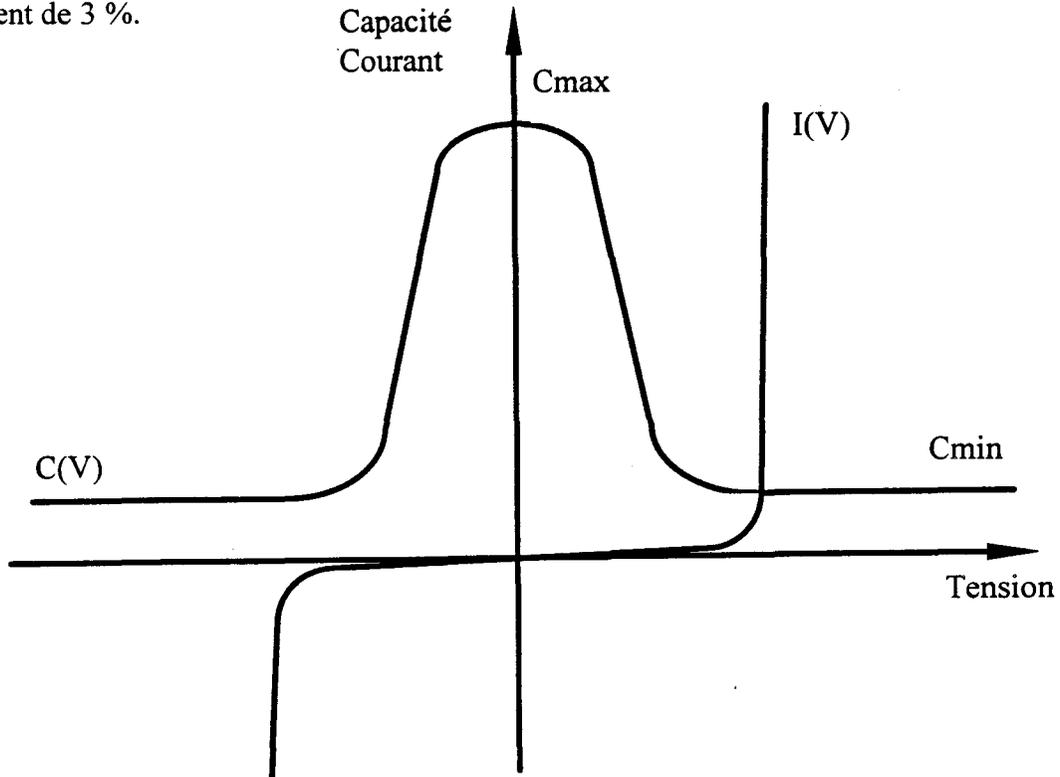


Figure I.6 : Variations typiques du courant et de la capacité d'une diode varactor à hétérostructure en fonction de la tension.

3 - Conception des têtes de réception

Dans ce paragraphe, nous nous efforcerons de décrire les deux technologies les plus employées actuellement dans la fabrication des récepteurs. Nous aborderons pour cela les structures de propagation guidée et les structures ouvertes en introduisant la notion d'antenne active. Ces informations nous permettront de comprendre certains aspects relatifs à l'environnement du composant et motiveront le développement de nouveaux éléments passifs présentés en partie au chapitre IV.

31 - Structures guides d'ondes

A titre d'exemple, nous donnons sur la figure I.7 un schéma de cellule utilisée en multiplication de fréquence qui peut intégrer des diodes Schottky aussi bien que des

composants à hétérostructure. On rencontre fréquemment des configurations dites "à guides croisés" où le guide de sortie est séparé du guide d'entrée par un filtre passe-bas réalisé en structure planaire. L'élément actif est généralement monté dans le guide de sortie avec deux possibilités : L'intégration planaire du composant se positionne comme une alternative par rapport à la technique classique de connexion par moustache.

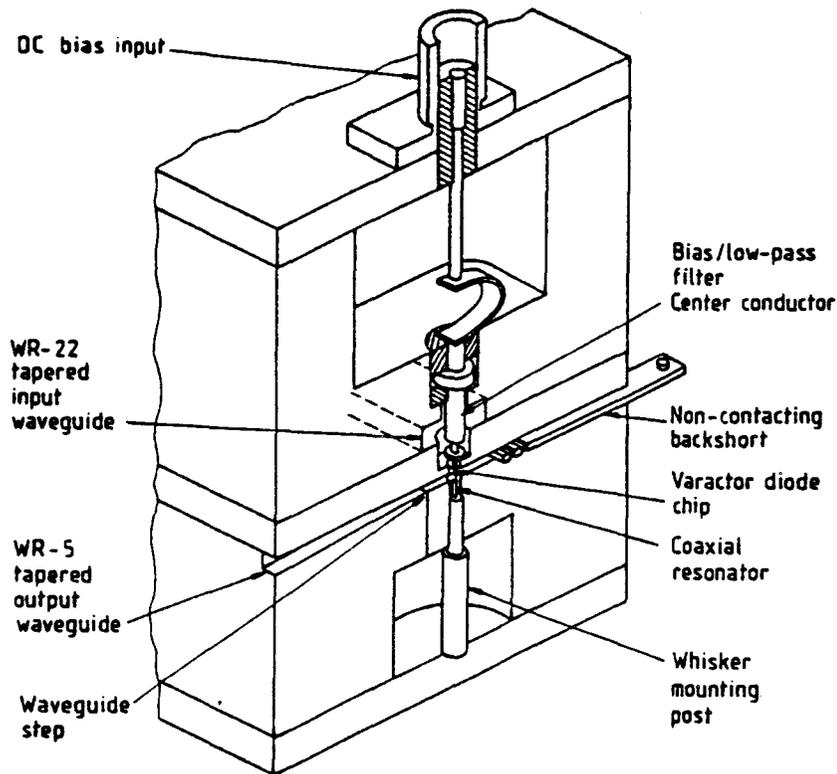


Figure I.7 : Vue en coupe d'une cellule de multiplication[27]

311 - Contact par moustache

Le contact par moustache a été largement décrit au cours de l'étude menée par R. Bouregba [28]. Cette technique, qui est restée pendant très longtemps le seul moyen de contacter les composants de faible section (quelques microns carrés), est illustrée par la figure I.8. Les composants sont fabriqués en matrices à partir d'un substrat n^+ . Après amincissement, un contact ohmique est métallisé sur la face inférieure de ce substrat. Un méssa et une métallisation pratiqués sur la face supérieure permettent de définir les surfaces actives. Enfin, la connexion est réalisée au moyen d'une très fine pointe appelée moustache. Une structure en nid d'abeille obtenue par le dépôt et la gravure d'un diélectrique facilite l'opération en guidant

la moustache. Elle permet en outre de la maintenir en place lorsque le dispositif est soumis à des vibrations comme cela peut être le cas pour les systèmes destinés à être embarqués.

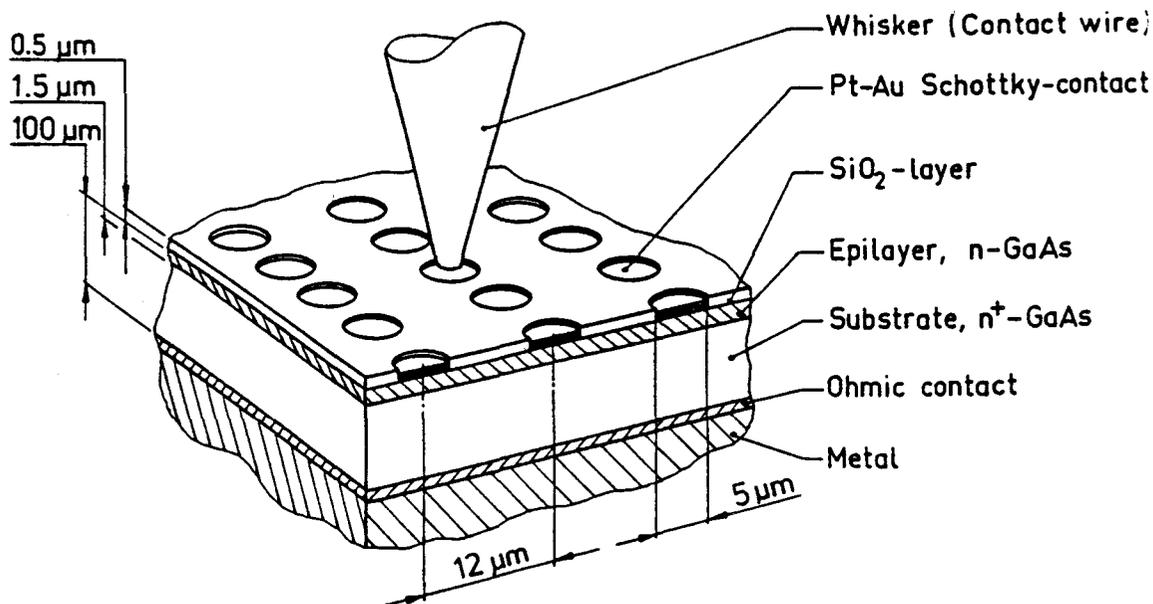


Figure I.8 : Connexion d'une diode Schottky par moustache [27]

D'un point de vue électromagnétique, la moustache joue également le rôle d'un élément rayonnant. Grâce à la connexion verticale, la capacité parasite au contact, de l'ordre du femtofarad, peut être considérée comme négligeable. En revanche, l'inductance est relativement élevée compte tenu des faibles diamètres et de la longueur importante. Un bon ordre de grandeur est 0,5 nH. Cette valeur peut être préjudiciable pour les performances du bloc récepteur. Cependant, lorsque l'élément rayonnant présente un caractère capacitif, la moustache peut être utilisée comme un élément d'accord par ajustement de sa longueur [29].

312 - Technologies d'intégration planaire

Depuis quelques années [30], on assiste au développement de technologies planaires qui tendent de plus en plus à remplacer les techniques de contact par moustache précédemment décrites, extrêmement délicates à mettre en oeuvre. Ces procédés de

fabrication qui impliquent parfois l'utilisation de moyens technologiques relativement lourds conduisent cependant, de façon plus générale, à des réalisations beaucoup plus fiables pour les applications spatiales. Ces techniques permettent par ailleurs le développement de montages "série" ou "parallèle" associant des diodes élémentaires dans le but d'améliorer la fonctionnalité des systèmes. En règle générale, l'objectif est de minimiser la valeur des termes parasites ramenés par les éléments de connexion. On utilise dans ce but des ponts à air (airbridge) associés à des gravures profondes (surface channel) pour réduire à la fois l'inductance et la capacité parasite.

Quelle que soit la technique retenue pour le contact de l'élément actif, nous avons vu que ce dernier était généralement placé dans le guide de sortie. Les composantes fréquentielles indésirables, sont atténuées au moyen d'un filtre réalisé sur substrat de faible constante diélectrique et de faible épaisseur. Ces différentes considérations relatives au substrat visent à diminuer toute perturbation (pertes, propagation multi-modes) rencontrée en haute fréquence pour des substrats épais et de forte constante diélectrique. Une alternative aux technologies plaquées conventionnelles consiste à employer une membrane diélectrique pour réaliser des lignes quasi-suspendues. Nous développerons cette idée au chapitre IV.

Le couplage entre la structure plaquée et le guide d'onde s'effectue au moyen d'une transition qui assure le raccordement des champs électromagnétiques.

Si les structures guidées sont très largement employées en bande millimétrique, on peut s'attendre à un certain nombre de difficultés par l'extension de leur utilisation aux longueurs d'onde submillimétriques. Les problèmes rencontrés lors de la fabrication de guides de faibles dimensions constituent la principale limite. Rappelons à ce sujet que pour un guide rectangulaire, la longueur d'onde de coupure est égale à $2a$, a étant le plus grand côté de la section droite du guide. Ainsi, pour une fréquence de 500 GHz, la longueur a doit être égale à $600 \mu\text{m}$. La valeur associée au plus petit côté de la section droite du guide est deux fois plus faible. Avec de telles contraintes, l'emploi des techniques de fabrication conventionnelles devient de plus en plus délicate en dépit de quelques réussites spectaculaires. Face à ces problèmes qui grèvent les coûts de fabrication, on assiste parallèlement à un effort de recherche dans le domaine des structures ouvertes que nous allons brièvement commenter.

32 - Structures ouvertes

La notion de structure ouverte est associée ici aux phénomènes de rayonnement et de propagation dans l'espace libre. Il est possible, partant de cette base, de concevoir des structures mixtes associant des guides d'ondes et des cornets rayonnants. Cette idée est mise à profit dans la réalisation des cellules de multiplication de fréquence lorsque l'harmonique est générée en bande submillimétrique. La transition guide d'onde - espace libre est réalisée par un cornet émetteur. De nombreux types de cornets figurent dans la littérature. Les plus utilisés aux longueurs d'onde millimétriques et submillimétriques restent les cornets corrugués. Le profil intérieur de ces dispositifs comporte des stries à l'échelle de la longueur d'onde électromagnétique [31]. On comprend donc facilement les difficultés posées par la fabrication de ces éléments rayonnants aux hautes fréquences bien qu'un travail très récent ait démontré la faisabilité d'un cornet corrugué à la fréquence de 2,5 THz. Les cornets "bi-mode" de Potter, de réalisation moins délicate possède également des diagrammes de rayonnement à faibles lobes latéraux [32]. Ils sont, pour cette raison, largement employés. Quoiqu'il en soit, les coûts élevés associés aux difficultés de fabrication des cornets aux faibles longueurs d'onde ont motivé des recherches extrêmement actives dans le domaine des structures rayonnantes plaquées. Ces dispositifs, réalisés par simple métallisation sur un substrat qui peut être en matériau semiconducteur, connaissent actuellement un grand développement dans la mesure où ils sont facilement associés avec des composants actifs par des techniques d'intégration monolithique. Grâce à cette technologie, le concept d'antenne active qui repose sur l'association d'un composant discret avec un élément rayonnant peut être étendu à l'implantation sous forme de matrices avec pour perspectives des applications dans le domaine de l'imagerie et une augmentation des performances en termes de puissance. Dans ce cas également, l'influence du substrat semiconducteur peut être néfaste. L'inconvénient essentiel est lié au couplage de l'onde avec les modes de propagation dans le substrat qui intervient lorsque la longueur d'onde devient comparable à l'épaisseur de ce substrat. Cette épaisseur vaut typiquement quelques centaines de microns. C'est la raison pour laquelle ces effets peuvent être négligés aux longueurs d'ondes centimétriques. En revanche, ils deviennent prépondérants en bandes millimétrique et submillimétrique. En considérant, par exemple, λ_0 étant la longueur d'onde rayonnée, une permittivité relative de 12, une épaisseur équivalente à $0,08\lambda_0$ pour une antenne "slot" et $0,03\lambda_0$ pour une antenne dipôle, la quantité de l'énergie perdu dans le substrat est égale à 50 % de l'énergie rayonnée [33]. A 300 GHz, les épaisseurs

correspondantes valent respectivement 80 μm et 30 μm . Pour pallier cet inconvénient et étendre l'utilisation des antennes plaquées, les recherches se sont orientées dans deux directions. La première méthode consiste à utiliser un substrat diélectrique très épais que l'on usine pour former une lentille qui peut être de forme hémisphérique ou cylindrique. Le recours à une surface anti-réfléchissante est destinée à minimiser les réflexions à l'interface diélectrique - air [34]. On résout dans ce cas le problème lié au couplage de l'onde rayonnée avec les modes de substrat par l'utilisation d'un substrat quasi-infini. A l'opposé, la seconde solution consiste à réduire l'épaisseur de ce support de manière à la rendre négligeable devant la longueur d'onde de travail. On réussit actuellement à faire en sorte que l'épaisseur du support mécanique n'excède pas 1 μm par l'utilisation d'une technologie de type "membrane diélectrique" qui sera décrite au chapitre IV.

Indépendamment de ces considérations relatives au substrat, différentes géométries d'antennes sont envisageables. Les antennes à motifs "bow-tie" correspondent à une version plaquée des antennes "bi-coniques" largement éprouvées dans le domaine des micro-ondes. Si on ne retrouve pas le caractère "large bande" de ces antennes bi-coniques, les antennes bow-tie sont cependant moins sélectives que les motifs "dipôles" et "slot". Néanmoins, en raison de leur faible rayonnement dans la direction perpendiculaire au motif, on leur préférera, dans le cas où il est impératif de travailler en large bande, les antennes "spiraales" ou "log-périodiques". Les résultats obtenus par Gearhart sur les détecteurs à diode Schottky avec une bande couverte entre 0,5 et 1 THz donnent une idée des capacités d'un motif log-périodique en termes de bande passante [34]. Les antennes slot et dipôle, plus sélectives, restent cependant les structures plaquées les plus employées et bon nombre de récepteurs comportent des motifs double dipôle [35] dont la disposition à angle droit autorise la détection simultanée de l'onde hyperfréquence et du signal fourni par l'oscillateur local.

Conclusion

Ce chapitre propose un aperçu des technologies "terahertz" en considérant les composants actifs aptes à fonctionner en bandes millimétrique et submillimétrique ainsi que les structures passives, guidées ou ouvertes, rencontrées dans les têtes de réception. Cette étude préliminaire a permis d'orienter nos propres recherches suivant trois directions principales :

Dans un premier temps, nous nous sommes intéressés aux composants à hétérostructures, suite aux progrès effectués dans la croissance de couches semiconductrices à l'échelle de la maille cristalline. Nous avons retenu deux composants parmi lesquels on trouve la structure double barrière-puits qui semble être le seul dispositif à l'état solide capable de générer de façon directe un signal hyperfréquence en bande submillimétrique. En ce qui concerne la génération harmonique, notre choix s'est porté vers la diode simple barrière destinée, par un usage en multiplication de fréquence, à fournir le signal de pompe de l'oscillateur local.

Au niveau des procédés d'intégration, la tendance actuelle semble être la substitution des techniques de type "moustache" au prix d'un effort technologique important. C'est la raison pour laquelle nous avons consacré une bonne part de ce travail aux différents aspects liés à ces techniques de fabrication.

Enfin, nous avons pu observer un développement de réalisations sur la base de membranes diélectriques qui permettent de s'affranchir des limitations provenant d'un substrat épais et de forte constante diélectrique. Un effort a été accompli dans ce sens avec, dans ce cas également, une forte implication technologique.

Références bibliographiques

- [1] D. Cailleu, "Contribution à l'élaboration et à la réalisation de têtes d'émission-réception en structure quasi-optique, en gamme millimétrique", *Thèse*, Lille, juillet 1995
- [2] K. G. Jansky, "Directional studies of atmospherics at high frequencies", *Proceedings of the Institute of Radio Engineers*, **30**(12), 1920 (1932)
- [3] J. B. Mead, A. L. Pazmany, S. M. Sekelsky and R. E. McIntosh, "Millimeter-wave radars for remotely sensing clouds and precipitation", *Proceedings of the IEEE*, **82**(12), 1891 (1994)
- [4] A. Parish, "Millimeter-wave remote sensing of ozone and trace constituents in the stratosphere", *Proceedings of the IEEE*, **82**(12), 1915 (1994)
- [5] G. Beaudin, P. Encrenaz, P. Febvre, M. Gheudin, O. Perrin and C. Robert, "Expérience de radioastronomie embarquée sur ballon : récepteur à 380 GHz pour le projet PRONAOS"
- [6] M. Cohn, J. E. Degenford and B. A. Newman, "Harmonic mixing with an antiparallel diode pair", *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, **MTT-23**(8), 667 (1975)
- [7] M. Schneider, W. W. Snell, "Harmonically pumped stripline down converter", *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, **23**(3), 271 (1974)
- [8] M. McColl, D. T. Hodges and W. A. Garber, "Submillimeter-wave detection with submicron-size Schottky-barrier diodes", *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, **25**(6), 463 (1977)
- [9] S. S. Gearhart and G. M. Rebeiz, "A monolithic 250 GHz Schottky-Diode receiver", *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, **42**(12), 2504 (1994)
- [10] P. H. Siegel, R. J. Dengler, I. Mehdi, W. L. Bishop and T. W. Crowe, "A 200 GHz planar diode subharmonically pumped waveguide mixer with state-of-the-art performance", *1992 IEEE MTT-S Digest*, 595 (1992)
- [11] J. L. Hesler, W. R. Hall, T. W. Crowe, R. M. Weikle, B. S. Deaver, R. F. Bradley and S. K. Pan, "Submillimeter wavelength waveguide mixers using planar Schottky barrier diodes", *7th International Symposium on Space Terahertz Technology*, Charlottesville, USA, mars 1996
- [12] Kai Chang, "Microwave solid state components", *Handbook of microwave components vol 2*

- [13] J. W. Kooi, M. S. Chan, H. G. Leduc and T. G. Phillips, "A waveguide receiver for the 590-720 GHz atmospheric window using a tuned $0.5 \mu\text{m}^2$ Nb/AlO_x/Nb SIS tunnel junction", *7th International Symposium on Space Terahertz Technology*, Charlottesville, USA, mars 1996
- [14] J. R. Gao, S. Kovtonyuk, J. Jegers, T. M. Klapwijk and H. Van de Stadt, "Fabrication of Nb-SIS mixers with UHV evaporated Al striplines", *7th International Symposium on Space Terahertz Technology*, Charlottesville, USA, mars 1996
- [15] H. Eisele, G. I. Haddad, "D-band InP gunn devices with second-harmonic power extraction up to 290 GHz", *Electronics Letters*, **30**(23), 1950 (1994)
- [16] M. Tschernitz and J. Freyer, "140 GHz GaAs double-Read IMPATT diodes", *Electronics Letters*, **31**(7), 582 (1995)
- [17] R. Tsu and L. Esaki, "Tunneling in a finite superlattice", *Applied Physics Letters*, **22**(11), 562 (1973)
- [18] E. R. Brown, J. R. Söderström, C.D. Parker, L. J. Mahoney, K. M. Molvar and T. C. McGill, "Oscillations up to 712 GHz in InAs/AlSb resonant-tunneling diodes", *Applied Physics Letters*, **58**(20), 2291 (1991)
- [19] D. Pavlidis, "InP-based heterostructure transistors and diodes and their monolithic implementation", *International Seminar on Terahertz Electronics*, Lille, juin 1994
- [20] S.E. Rosenbaum, B.K. Kormanios, L.M. Jelloian, M. Martloubian, A.S. Brown, L.E. Larson, L.D. Nguyen, M.A. Thompson, L.P.B. Katehi and G.M. Rebeiz, "155- and 213-GHz AlInAs/GaInAs/InP HEMT MMIC oscillators", *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, **43**(4), 927 (1995)
- [21] Y. Kwon, D. Pavlidis, P. Marsh, T. Brock and D. C. Streit, "A 100 GHz monolithic cascode InAlAs/InGaAs HEMT oscillator", *IEEE Microwave and Guided Wave Letters*, **4**(5), 135 (1994)
- [22] C. H. Page, "Frequency conversion with positive non linear resistor", *Journal of Research of the International Bureau of Standard*, **56**(4) (1956)
- [23] J. M. Manley and H. E. Rowe, "Some general properties of nonlinear elements - Part I. General energy relations", *Proceedings of the IRE*, 905 (1956)
- [24] A. Rydberg, B. N. Lyons and S. U. Lidholm, "On the development of a high efficiency 750 GHz frequency tripler for THz Heterodyne systems", *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, **40**(5), 827 (1992)

- [25] E. Kollberg, "New solid state devices and circuits for millimeter wave applications", *21st European Microwave Conference*, Stuttgart Germany, September 1991
- [26] J. R. Jones, S. H. Jones and W. L. Bishop, "Tripling to 250 GHz with planar, multiple barrier heterostructure barrier varactors", *7th International Symposium on Space Terahertz Technology*, Charlottesville, USA, mars 1996
- [27] A. V. Räisänen, "Frequency multipliers for millimeter and submillimeter wave lengths", *Proceedings of the IEEE*, **80**(11), 1842 (1992)
- [28] R. Bouregba, "Etudes théorique et expérimentale des diodes à effet tunnel résonant. Utilisation en oscillation et en multiplication", *Thèse*, Lille, septembre 1991
- [29] A. V. Räisänen, T. J. Tolmunen, M. Natzic, M. A. Frerking; E. Brown, H. Grönqvist and S. M. Nilsen, "A single barrier varactor quintupler at 170 GHz", *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, **43**(3), 685 (1995)
- [30] E. Lheurette, B. Grimbert, M. François, P. Tilmant, D. Lippens, J. Nagle and B. Vinter, "InGaAs/GaAs/AlAs pseudomorphic resonant tunneling diodes integrated with airbridge", *Electronics Letters*, **28**(10), (1992)
- [31] J. K. M. Jansen and M. Jeuken, "Surface waves in the corrugated conical horn", *Electronics Letters*, **8**(13), 343 (1972)
- [32] P. D. Potter, "A new horn antenna with suppressed sidelobes and equal beamwidths", *Microwave Journal*, juin 1963
- [33] G. M. Rebeiz, "Millimeter-wave and terahertz integrated circuit antennas", *Proceedings of the IEEE*, **80**(11), 1748 (1992)
- [34] 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*, **3**(7), 205 (1993)
- [35] C. J. Alder, C. R. Brewitt-Taylor, R. J. Davis, M. Dixon, R. D. Hodges, L. D. Irving, H. D. Reeds, J. Warner and A. R. Webb, "Microwave and millimetre-wave staring array technology", *IEEE Microwave Theory and Techniques Digest*, OO1 (1991)

Chapitre II

La diode à effet tunnel résonnant

Introduction

Ce chapitre est consacré à l'étude des diodes à hétérostructure double barrière. Le fonctionnement de tels composants repose sur le passage par effet tunnel préférentiellement aux énergies de résonance du puits quantique cristallin créé par cette hétérostructure. Ce mécanisme physique se traduit par des effets de conductance différentielle négative très marqués, présents à température ambiante. Ces effets seront démontrés expérimentalement par la fabrication de diodes sur substrat GaAs et InP. Dans ce but, nous discuterons rapidement des choix concernant les structures épitaxiales pour ensuite nous intéresser aux technologies d'intégration qui seront exposées de façon détaillée. Enfin, nous présenterons, les résultats des caractérisations électriques visant, par le biais d'un schéma équivalent, à évaluer les performances fréquentielles de ces nouveaux composants qui semblent prédisposés à un fonctionnement en oscillateur aux longueurs d'onde millimétriques et submillimétriques.

1- Rappel sur les phénomènes physiques mis en jeu et leurs limitations

11 - Localisation et effet tunnel

Parmi les composants quantiques, les diodes doubles barrières sont souvent considérées comme particulièrement intéressantes sur le plan des applications dans la mesure où elles sont capables de fonctionner à température ambiante. Précisons que, dans ce travail, nous parlerons de composants quantiques à partir du moment où les effets quantiques sont prépondérants dans les mécanismes de fonctionnement. La structure double barrière, autrement appelée diode à effet tunnel résonnant se range dans cette catégorie. Son fonctionnement est basé sur deux effets quantiques fondamentaux qui sont d'une part l'effet tunnel et d'autre part la quantification de l'énergie. Afin de mieux comprendre les spécificités d'une diode double barrière, nous avons schématisé, sur la figure II.1, trois situations élémentaires. Le premier cas est celui d'un confinement strict des porteurs de charge. Cet effet de confinement se traduit par une discrétisation de l'énergie transverse. La hauteur des niveaux quantiques dans les bandes de conduction et de valence dépend de la dimension du puits et des paramètres des matériaux, en particulier de la masse effective. On parle ici d'état quantique lié car il n'est défini que pour une valeur discrète de l'énergie.

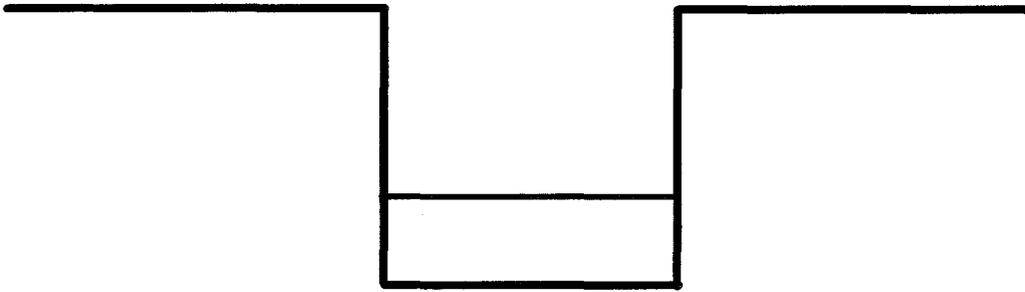


Figure II.1a : Confinement strict des porteurs de charge dans un puits de potentiel

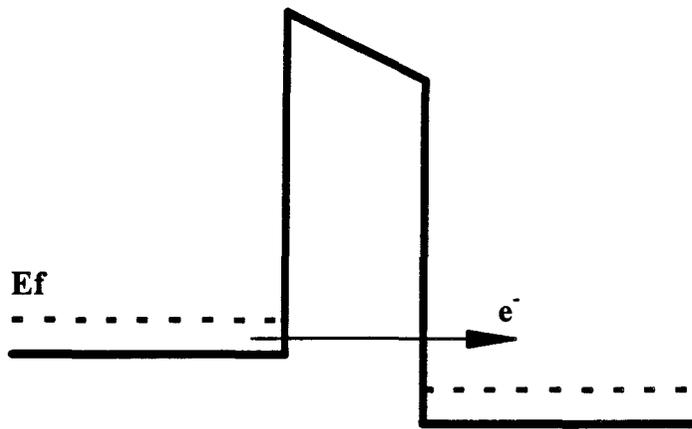


Figure II.1b : Effet tunnel intrabande à travers une barrière de potentiel

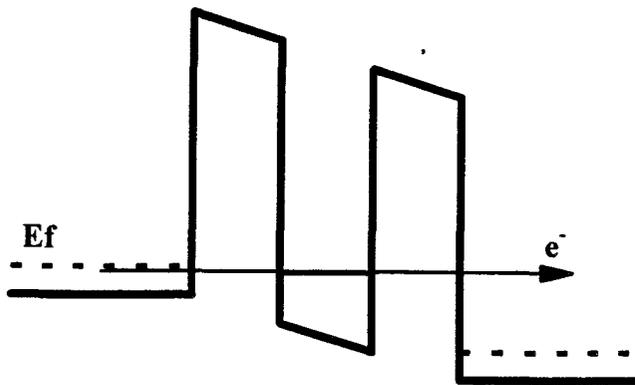


Figure II.1c : Effet tunnel résonnant à travers une structure double barrière

La figure II.1b illustre le passage par effet tunnel intrabande. Dans ce cas, le transfert de charge ne s'effectue que dans une seule bande d'énergie, qu'elle soit de conduction ou de valence. Dans la barrière de potentiel, l'onde associée aux électrons est évanescence et la transmission entre les zones de gauche et de droite ne sera significative que si les barrières sont relativement fines.

Enfin la figure II.1c, qui correspond à une hétérostructure double barrière-puits, décrit la situation qui nous intéresse. Pour des barrières de faible épaisseur, le puits de potentiel est couplé avec les zones adjacentes. Ce couplage est à l'origine d'un élargissement du niveau quantique lié au confinement. Dans ce cas, celui-ci est temporaire et on montre que la durée de vie des porteurs de charge sur les états quantiques est inversement proportionnelle à l'élargissement en énergie Γ ($\tau = \hbar/\Gamma$). Dans ces conditions d'ouverture du système quantique, les états sont quasi-liés.

12 - Mécanismes de fonctionnement

Concrètement, les profils de potentiel tels que ceux de la figure II.1c sont consécutifs à l'alternance de matériaux de petites et de grandes bandes interdites. Les murs de potentiel obtenus sont alors très abrupts. Dans ce sens, cette hétérostructure présente un avantage par rapport au puits électrostatique créé par une modulation de dopage. Par ailleurs, en restreignant la longueur du puits à quelques dizaines d'Angströms, il est possible de travailler avec des écarts en énergie importants entre le niveau quantique fondamental et les niveaux excités. Ceci est un premier atout pour un fonctionnement à température ambiante qui est également conditionné par la hauteur des barrières de potentiel.

De façon schématique, trois mécanismes peuvent être mis en évidence pour expliquer le franchissement d'une barrière de potentiel. Tout d'abord, les effets de conduction thermoionique correspondent à un transfert des porteurs d'énergie supérieure à la hauteur de barrière. On peut ensuite distinguer la conduction par effet tunnel assistée thermiquement du passage par effet tunnel pur. C'est la position du niveau de Fermi (E_f) dans les zones adjacentes qui permettra de différencier ces deux phénomènes. Dans le premier cas, nous considérons que les porteurs doivent avoir une énergie supérieure à E_p . En revanche seuls les porteurs d'énergie situés entre E_c et E_f participent à la conduction par effet tunnel pur. Nous verrons par la suite que pour des applications composants, il est préférable de travailler à

niveau de Fermi élevé. Sur cette base, il sera nécessaire de concevoir des structures à barrière de potentiel très hautes afin de s'affranchir de l'injection thermoionique.

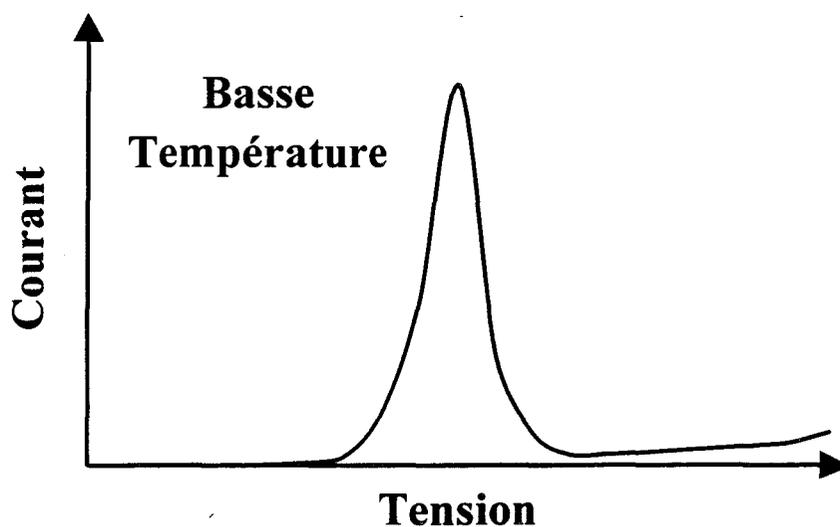


Figure II.2a : Variation typique de la densité de courant en fonction de la tension pour une structure à effet tunnel résonnant à la température de 0 K

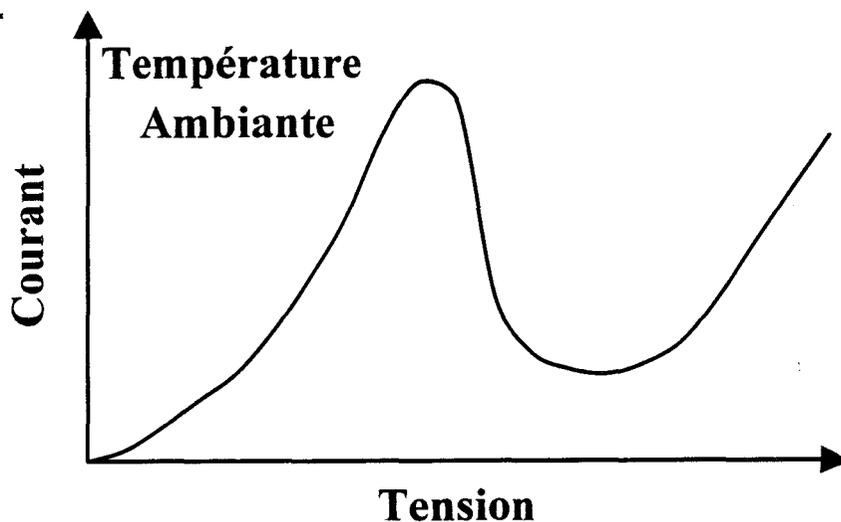


Figure II.2b : Variation de la densité de courant en fonction de la tension pour une structure à effet tunnel résonnant à température ambiante

A l'issue de ce rappel au sujet des phénomènes physiques rencontrés, nous allons nous intéresser plus particulièrement aux mécanismes conduisant à l'observation d'une résistance différentielle négative (RDN) dans la caractéristique courant-tension d'une diode à effet tunnel

résonnant. Dans ce but, nous avons schématisé sur la figure II.2a la caractéristique $J(V)$ qui serait obtenue à basse température, J désignant la densité de courant en A/cm^2 . Dans cette situation, seuls les états de l'émetteur situés entre E_c et E_f sont peuplés. Lorsque le niveau quantique est positionné au-dessus de E_f , on peut considérer que la conduction est très faible car la barrière apparaît relativement opaque. En effet, aucun électron ne peut profiter du niveau quantique pour faciliter son passage de l'émetteur vers le collecteur.

En revanche, à tension croissante, le niveau fondamental du puits s'aligne avec le niveau de Fermi. Par conséquent la probabilité de transmission augmente très fortement grâce à l'effet de résonance qui s'observe pour des conditions d'adaptation entre l'énergie des porteurs incidents et le niveau quantique du puits.

Au-delà de cette valeur de tension correspondant à l'établissement du régime de conduction, la croissance du courant est quasi-linéaire. Cette évolution résulte directement du peuplement dans la zone d'émetteur qui est décrit par une fonction sur laquelle nous reviendrons : la fonction d'alimentation. Lorsque le niveau quantique passe sous le bas de la bande de conduction, l'effet tunnel résonnant ne peut plus s'observer et il se produit alors une chute brutale des valeurs de courant. La valeur de tension critique correspondant au pic de la caractéristique $J(V)$ est proportionnelle, en première approximation, à deux fois le niveau quantique du puits ($V_p = 2E_0/q$). En augmentant davantage la tension de polarisation, la structure conduit de nouveau suivant une variation quasi-exponentielle de la valeur de J en fonction de V . En réalité, la structure redevient transparente avec, dans ce cas, un passage par effet tunnel classique (à travers une seule barrière), ou résonnant par le second niveau.

La figure II.2b illustre la caractéristique qui serait obtenue à température ambiante. L'allure est conservée en dépit d'une évolution plus graduelle pour l'établissement de la conduction ainsi que pour la transition entre le courant pic et le courant vallée. Les phénomènes d'activation thermique de l'effet tunnel expliquent ce caractère. Par ailleurs, nous observerons ultérieurement, dans les zones adjacentes à la double barrière, des déformations du potentiel provoquées par l'accumulation des porteurs en amont de la structure et par la désertion en aval. Ces déformations fixent les tensions caractéristiques (pic et vallée) du composant.

13 - Influence des paramètres (règles de conception)

Dans ce paragraphe, nous nous efforcerons de fournir quelques règles de conception dans le but de réaliser des structures capables de fonctionner en très hautes fréquences. Nous nous limiterons pour le moment à une analyse qualitative et nous calculerons ensuite les caractéristiques $J(V)$ au moyen de procédures numériques afin d'estimer de façon plus précise le rôle des différents paramètres.

Le modèle électromagnétique le plus direct de la structure double barrière reste certainement la cavité résonnante. De nombreuses études reportées dans la littérature font état de cette comparaison entre la cavité électronique et la cavité électromagnétique, qu'elle soit optique (cavité de Fabry-Perot) ou micro-ondes. Ainsi, l'étalement en énergie décrit dans le paragraphe précédent est l'équivalent de l'étalement fréquentiel de cette cavité électromagnétique. Par analogie, la résonance sera d'autant moins sélective que le couplage avec le continuum d'énergie des zones adjacentes est important. Dans ces conditions de "faible coefficient de qualité", la durée de vie des porteurs sur l'état quasi-lié est très courte, c'est-à-dire inférieure à la picoseconde pour des structures optimisées. Un temps de vie court conduit à une densité de courant élevée. En revanche, on peut s'attendre à un contraste en courant (J_p/J_v) restreint dans ce régime de forte conduction. La démarche que nous allons poursuivre ensuite consistera, par conséquent, à optimiser le compromis entre une forte valeur de courant pic nécessaire pour les applications hyperfréquences et un contraste en courant suffisamment important se traduisant par une non-linéarité marquée.

2 - Choix des matériaux

Nous baserons cette discussion relative aux matériaux sur l'interprétation de la figure II.3 qui donne l'évolution du paramètre de maille cristalline a en fonction de la largeur de bande interdite E_g à température ambiante pour les composés III-V et leurs alliages.

Une première analyse nous montre que E_g peut varier dans des proportions importantes: le gap de l'InAs ne vaut que 0,37 eV tandis que celui de l'AlAs, matériau que nous utiliserons pour les barrières de potentiel est proche de 2,2 eV.

Les composés ternaires obtenus par substitution entre éléments de la colonne III permettent en théorie de faire varier l'énergie de bande interdite de façon continue entre ces

valeurs de référence. Ainsi, l'Indium remplace le Gallium dans le cas de l'InGaAs et se substitue à l'aluminium dans le cas de l'AlInAs. On note cependant que la formation de cet alliage s'accompagne d'une variation importante du paramètre de maille cristalline. La maille du composé binaire InAs est de 6,05 Å alors que celle du GaAs vaut 5,65 Å. Par conséquent, la désadaptation relative $\Delta a/a$ est de l'ordre de 7 %. L'existence de cette désadaptation impose en pratique un certain nombre de règles dans la croissance des matériaux en volume et en couches minces. Le choix de la concentration des substituants est avant tout astreint à la disponibilité d'un substrat. Sur la droite de la figure II.3 sont reportés les substrats actuellement disponibles. Parmi les solutions proposées, deux matériaux, qui nous intéressent plus particulièrement, serviront de base à la classification suivant deux filières.

Les écarts relatifs du paramètre de maille nous amènent à considérer trois types de croissance épitaxiale.

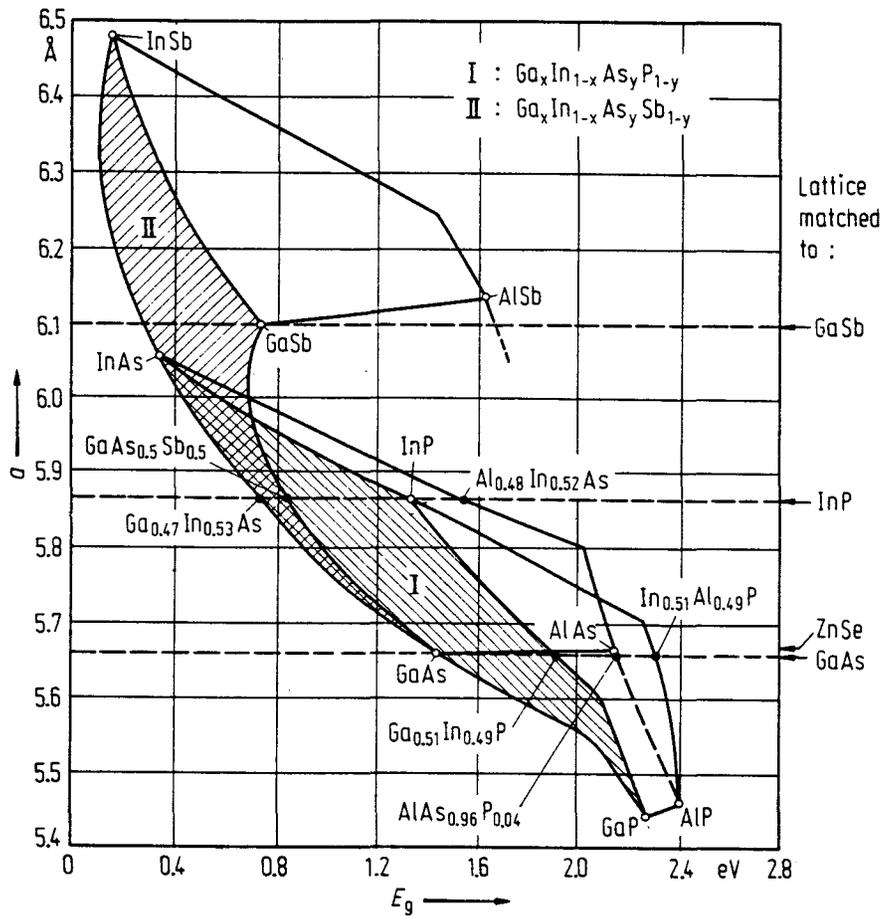


Figure II.3 : Variations du paramètre de maille en fonction de l'énergie de bande interdite pour les matériaux III-V et leurs alliages.

La croissance la plus classique s'effectue dans des conditions d'adaptation de maille (lattice matched). Le meilleur exemple est sans doute l'épitaxie du Ga_{1-x}Al_xAs sur substrat

GaAs, x pouvant prendre toute valeur comprise entre 0 et 1, sans introduire de désadaptation notable du paramètre de maille. En ce qui concerne le système InP, il y a adaptation pour des concentrations en Indium proches de 50 %.

La croissance d'un composé ternaire dans des proportions différentes ainsi que le choix d'un autre substrat de base peuvent nous amener à considérer l'épitaxie de matériaux initialement désadaptés en maille. On dispose, face à ce problème, de deux solutions :

La première possibilité consiste à recourir à un mode de croissance pseudomorphique. Dans ce cas de figure, le paramètre de maille est imposé par le substrat ou par le matériau le plus volumique. Les matériaux épitaxiés en couches minces sont adaptés dans une direction normale à la direction de croissance avec accumulation d'une énergie de déformation élastique. Cette énergie, initialement fixée par la désadaptation $\Delta a/a$, augmente avec l'épaisseur. On définit une longueur critique propre à chaque couple de matériaux au-delà de laquelle il se produit une relaxation de la contrainte. Cette relaxation se traduit par l'apparition de dislocations qui dégradent la qualité cristalline du matériau et affectent les propriétés de conduction de la structure. Différentes théories ont été proposées pour déterminer ces longueurs critiques. Elles sont en réalité très dépendantes des conditions de croissance et peuvent varier d'un cycle à un autre. On dispose néanmoins d'ordres de grandeur. Par exemple, la longueur critique de l'InAs épitaxié sur substrat GaAs n'est que de quelques monocouches atomiques. Au-delà de cette limite, il n'est généralement plus possible de poursuivre une croissance bidimensionnelle et on assiste à la formation d'îlots.

Le second procédé permettant l'épitaxie de matériaux désadaptés en maille est la croissance dite "métamorphique". Dans ce cas, on utilise une couche tampon qui joue le rôle de transition entre le substrat et la couche active. La contrainte se localise strictement au niveau de cette transition d'épaisseur relativement importante (plusieurs milliers d'Angströms). Dans ces conditions, les dislocations générées par la relaxation sont absorbées par le tampon et n'affectent pas la couche active. On parvient ainsi à faire croître les matériaux InAs et AlSb sur substrat GaAs dans des conditions très importantes de désadaptation. Bien qu'apparemment simple dans son principe, la mise en oeuvre d'une croissance métamorphique, qui relève de plusieurs paramètres, est généralement difficile à optimiser. Les transitions entre les différents matériaux peuvent s'effectuer par paliers successifs ou suivant un gradient de concentration. Il est possible, par ailleurs, d'introduire des interruptions de croissance. L'optimisation d'une séquence épitaxiale peut être longue et nécessite parfois la

mise en oeuvre de caractérisation relativement délicates. On procède en particulier à l'observation des couches au microscope électronique à transmission. Cette opération implique un traitement préliminaire basé sur un amincissement du substrat autorisant une observation par la tranche.

Les procédés de croissance métamorphique ont été utilisés notamment pour la fabrication de couches transistor à très haute mobilité. Dans ce cas, l'enjeu est d'augmenter la discontinuité de bande de conduction par rapport à celle qui pourrait être obtenue par croissance pseudomorphique. Les structures métamorphiques $\text{In}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}/\text{Al}_{0,71}\text{In}_{0,29}\text{As}$ qui possèdent le plus grand ΔE_c en gap direct sont, à ce titre, employées dans la réalisation de transistors hyperfréquences. L'utilisation de ces procédés de croissance métamorphique pour l'élaboration de diodes à effet tunnel résonnant a conduit à des résultats spectaculaires. (Brown, oscillateur à 712 GHz, [24]). Sur la base de ces considérations, nous pouvons à présent détailler séparément les filières GaAs et InP.

21 - La filière GaAs

L'un des principaux problèmes rencontrés avec la filière GaAs est lié à la transition gap direct - gap indirect. Rappelons à ce sujet les expressions des variations de bande interdite aux points Γ et X de la zone de Brillouin pour le matériau GaAlAs:

$$E_g(\Gamma) = 1,420 + 1,087x + 0,438x^2$$

$$E_g(X) = 1,905 + 0,100x + 0,16x^2$$

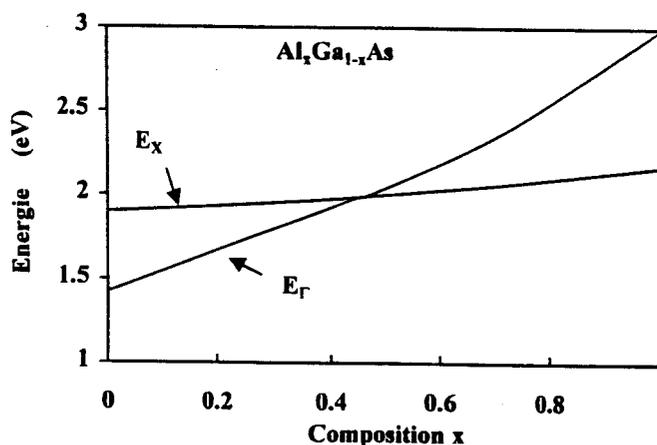


Figure II.4 : Variations de l'énergie de bande interdite au points X et Γ en fonction de la composition en Aluminium pour le matériau AlGaAs.

Ces variations, données en fonction de la concentration en Aluminium x , sont tracées sur la figure II.4. On constate qu'il y a croisement entre $E_g(\Gamma)$ et $E_g(X)$ pour une concentration de l'ordre de 40 %. Avec une concentration en Aluminium inférieure à cette valeur critique, le gap est direct et le transport en bande de conduction, au niveau de la discontinuité, s'effectue sans équivoque par une répartition en énergie au point Γ . Pour un pourcentage d'Aluminium de l'ordre de 40%, ΔE_c est proche de 300 meV. Cette valeur, bien que relativement importante par rapport à l'énergie d'agitation thermique, se révèle souvent insuffisante pour la fabrication de diodes hyperfréquences. En particulier, dans des situations de dopage très important, le niveau de Fermi dégénéré nous oblige à considérer une discontinuité ΔE_c effective inférieure à la discontinuité initiale. En considérant à présent des concentrations supérieures à $x = 0,4$, il nous faut tenir compte non seulement de l'évolution $E_g(\Gamma)$ correspondant au point Γ mais aussi de la variation de $E_g(X)$ correspondant au point X . En se référant à la figure II.3, on constate que l'augmentation de E_g au point X est bien inférieure à la même variation au point Γ lorsque la concentration d'Aluminium augmente. Ceci paraît pénalisant lorsque l'objectif visé est précisément l'accroissement de la discontinuité de bande interdite. Toutefois, on peut montrer que pour des barrières de potentiel très fines, les transitions intervallées n'interviennent qu'au deuxième ordre. On peut donc considérer, en première approximation, que la discontinuité est directement liée aux variations des gaps respectifs des matériaux GaAs et AlGaAs au point Γ . Dans ces conditions, pour une hétérostructure AlAs/GaAs, la discontinuité ΔE_c au point Γ est pratiquement égale à 1 eV. Pour le moment, la question de l'épaisseur de barrière limite garantissant la validité de cette hypothèse reste ouverte [1]. Expérimentalement, il nous semble difficile de fournir une réponse univoque par une simple mesure de courant tunnel. Nous pensons que seules des mesures de l'émission thermoionique pourraient nous aider à lever cette ambiguïté. Ce type de mesure doit cependant s'effectuer à partir de structures à "barrières épaisses", ce qui est paradoxal par rapport à la topologie des épitaxies que nous étudions.

Les procédés de croissance pseudomorphique sur substrat GaAs offrent en outre la possibilité d'insérer localement des perturbations de potentiel. On parle de pré-puits et de post-puits lorsque ces perturbations sont adjacentes aux barrières et de puits enterré lorsqu'on intercale une couche initialement désadaptée au niveau du puits de potentiel. Nous reviendrons par la suite sur ces différentes opportunités qui ont conduit à des résultats de premier plan en termes de contraste en courant [2].

22 - La filière InP

La largeur de bande interdite du matériau $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}$ s'écrit, en fonction du pourcentage d'Indium x , sous la forme suivante :

$$E_g(x) = 1,424 - 1,615x + 0,55x^2$$

Pour $x = 0,53$ correspondant à l'adaptation de maille sur InP, le gap de ce composé ternaire est de l'ordre de 0,75 eV. Cette valeur est environ deux fois plus faible que celle du GaAs, ce qui présente quelques avantages que nous nous proposons de détailler à présent

Nous savons désormais qu'un abaissement de l'énergie de bande interdite se traduit par une diminution de la masse effective m^* [23]. Ceci conduit, en premier lieu, à une augmentation des probabilités de passage par effet tunnel avec, pour corollaire, des densités de courant plus importantes. En second lieu, les effets de confinement sont plus prononcés, ce qui se traduit par un accroissement de l'écart entre le niveau fondamental et les niveaux excités. Enfin, la diminution de E_g facilite la fabrication de contacts ohmiques peu résistifs. Sur ce dernier point, il convient d'apporter quelques précisions : la présence d'un gap faible entraîne un abaissement de la barrière métal-semiconducteur. Ce potentiel n'est plus que de 0,2 eV pour une concentration en Indium $x = 0,53$ et une métallisation conventionnelle de type Ti ou Au. Par ailleurs, on bénéficie également dans ce cas de l'augmentation de la probabilité de passage par effet tunnel consécutive à un allègement de la masse effective. Il nous faut également considérer un troisième facteur qui n'est pas en relation directe avec la diminution de E_g : En effet, la concentration de dopants de type N (Silicium généralement) peut être, en ce qui concerne le matériau GaInAs, bien supérieure à celle du matériau GaAs (typiquement supérieure à $5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ au lieu de $2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ pour le GaAs).

En ce qui concerne le matériau de barrière des diodes à effet tunnel résonnant, sa croissance sur InP peut être pseudomorphique ou s'effectuer dans des conditions d'adaptation de la maille cristalline. Ces conditions sont obtenues pour des structures $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}/\text{Al}_{0,52}\text{In}_{0,48}\text{As}$ (Figure II.3).

3 - Définition de la structure épitaxiale

31 - Méthodes de conception

La conception de structures peut être abordée en deux étapes qui diffèrent par la prise en compte des effets de réaction de charge d'espace.

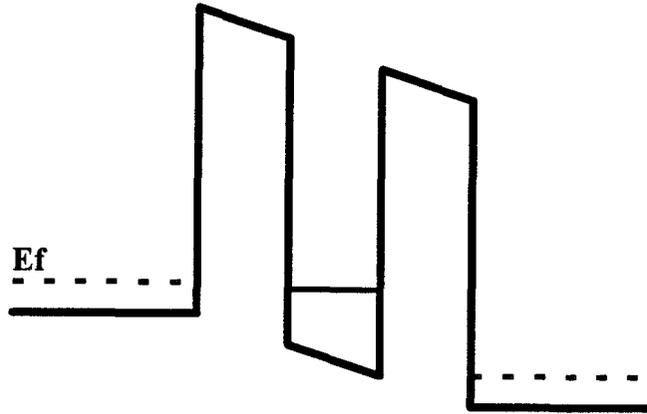


Figure II.5a : Structure double barrière encadrée par deux zones très fortement dopées à l'équilibre thermodynamique.

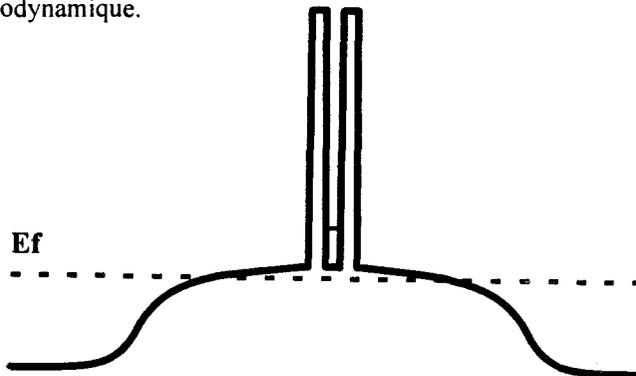


Figure II.5b : Structure à effet tunnel résonnant incluant des zones espaceurs de part et d'autre des barrières à l'équilibre thermodynamique.

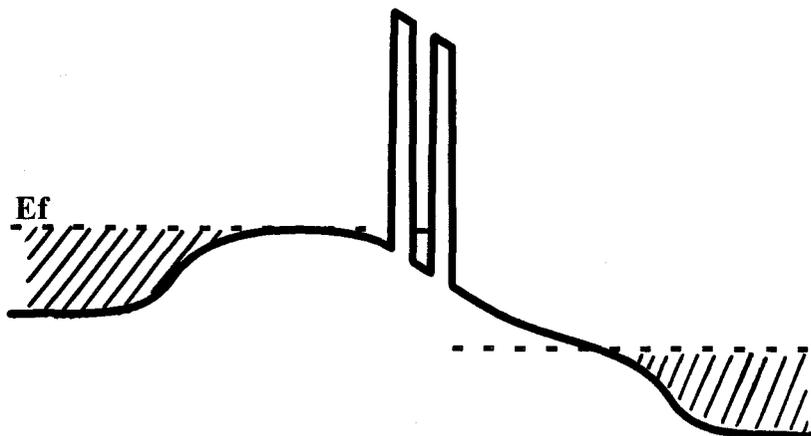


Figure II.5c : Hétérostructure double barrière avec zones espaceurs soumise à une tension de polarisation.

Partons de l'hypothèse d'une double barrière nue encadrée par deux zones semi-conductrices très fortement dopées (figure II.5a). Nous considérons par ailleurs que la tension appliquée se localise exclusivement au niveau de la zone quantique. Les propriétés de conduction sont alors fixées par la structure double barrière - puits. A tension de polarisation donnée (écart entre niveaux de Fermi émetteur et collecteur), le courant est déterminé par deux fonctions :

- La probabilité de transmission par effet tunnel de la structure, obtenue pour chaque valeur de l'énergie, par résolution de l'équation de Schrödinger indépendante du temps.

- La fonction d'alimentation qui traduit notamment la distribution en énergie des porteurs issus de l'émetteur et du collecteur s'appêtant à interagir avec la zone quantique.

Cette première approche qui permet d'obtenir un ordre de grandeur des courants traversant la structure souffre néanmoins de plusieurs limitations. Les structures étudiées présentent en effet, dans la plupart des cas, un profil de potentiel plus complexe illustré par la figure II.5b. On note ici la présence de "zones espaceurs" faiblement dopées entre la structure quantique et les réservoirs d'électrons. L'introduction de ces espaceurs a des conséquences déterminantes sur les propriétés électroniques.

- Ils permettent, avant tout, de diminuer le niveau de capacité de la structure dans la mesure où ils sont désertés sous polarisation. C'est un des atouts majeurs des diodes à effet tunnel résonnant par rapport aux diodes tunnel classiques pour lesquelles il est impératif de maintenir un niveau de dopage très élevé afin d'observer l'effet tunnel interbande.

- Ces espaceurs permettent également d'amplifier les tensions mises en jeu, ce qui se révèle d'un intérêt primordial pour augmenter la plage d'existence de la résistance différentielle négative.

- Enfin, il est possible, en théorie, d'utiliser la modulation de capacité en fonction de la tension pour des applications non linéaires autres que l'utilisation en oscillateur. Nous verrons cependant dans le chapitre suivant que pour des applications en multiplication de fréquence, il est préférable d'utiliser des structures à simple barrière de potentiel.

On peut montrer que ces espaceurs étendus ne sont pas préjudiciables à la rapidité des phénomènes de conduction. En effet, le transit des porteurs dans ces zones s'effectue à des vitesses relativement élevées car les électrons qui sont injectés en aval de la structure quantique possèdent une énergie significative.

Ces considérations nous amènent à inclure une étape supplémentaire dans le calcul des caractéristiques de conduction. On résout alors l'équation de Poisson dans l'approximation de Thomas - Fermi afin de déterminer le profil de potentiel. On néglige pour cela les effets quantiques dans les zones espaceurs. L'approximation de Thomas - Fermi repose sur l'hypothèse du courant nul qui consiste à affirmer que le potentiel de la structure n'est pas affecté par le transport des charges. L'équation de Poisson est alors résolue de manière auto-cohérente avec celle de Fermi - Dirac qui donne la concentration électronique locale en fonction de l'écart entre le niveau de Fermi et le bas de la bande de conduction. Pour ce calcul, nous supposons de plus que les zones adjacentes à la structure double barrière sont chacune en équilibre thermodynamique local, ce qui permet de considérer un niveau de Fermi constant dans les zones d'injection et de collection. Une fois le potentiel déterminé, on résout l'équation de Schrödinger en calculant, comme dans le premier cas, le spectre de transmission entre les zones réservoirs, symbolisées par des hachures sur la figure II.5c. Cette seconde approche conduit à une assez bonne détermination des caractéristiques courant - tension, en particulier pour les tensions caractéristiques. On peut montrer en effet qu'une approche plus exacte basée sur la résolution auto-cohérente des équations de Schrödinger et de Poisson ne modifie pas de façon sensible les profils de potentiel et donc ces tensions caractéristiques. Par ailleurs, cette première méthode permet de rendre compte des phénomènes d'injection bi-dimensionnelle car il est possible de détecter les niveaux propres du puits quasi-triangulaire se formant en amont de la structure en calculant les probabilités de transmission quantique entre les zones hachurées. On comprend cependant les limites d'une telle approche lors de la prise en compte d'espaceurs de longueur très importante. Dans cette situation, la barrière électrostatique qui se forme sous polarisation dans la zone d'émission devient opaque et la détection des niveaux quantiques est pratiquement impossible.

Un troisième stade dans l'analyse consiste à prendre en compte le caractère bidimensionnel de la zone d'injection. Celle-ci peut être supposée en équilibre, ce qui permet de calculer de manière auto-cohérente la densité électronique de charge piégée dans le puits quasi-triangulaire. Ce puits est couplé à la zone de collecteur par l'intermédiaire de la double barrière. Ce couplage suggère l'idée de durée de vie des porteurs sur le niveau de ce puits quasi-triangulaire. De par la nature du couplage réalisé au moyen d'une double barrière, la fuite des porteurs de la zone d'accumulation vers le continuum d'énergie du collecteur présente

un caractère résonnant. A partir de ces hypothèses, une estimation des densités de courant peut être obtenue par l'expression suivante :

$$J = q.n_s / \tau$$

où n_s est la densité surfacique de charges piégées dans la zone d'accumulation et τ le temps de fuite à travers la structure double barrière. Dans la mesure où cette composante de courant bi-dimensionnelle fait intervenir un gaz d'électron 2D, il convient de prendre en compte, dans le cas de dopages très élevés, la composante issue des états étendus d'émetteur qui peut être calculée de la manière précédemment décrite. Ces différentes méthodes ont été détaillées à l'occasion de travaux antérieurs [3] [4].

En utilisant ces approches, on parvient, dans la plupart des cas, à décrire les allures de la caractéristique $J(V)$ avec une prédiction relativement précise des tensions caractéristiques pic (V_p) et vallée (V_v) et de la densité de courant pic (J_p). Nous disposons ainsi d'un outil qui va nous aider dans la conception d'une structure double barrière.

32 - Couches épitaxiées

Dans ce paragraphe, nous allons décrire deux épitaxies qui ont chacune servi de base à des réalisations de composants. Elles mettent en jeu des couches contraintes en compression sur GaAs d'une part et en tension sur InP d'autre part.

321 - Couches contraintes en compression (filrière GaAs)

La séquence de croissance est décrite sur la figure II.6. Conformément à la discussion précédente, les barrières de potentiel sont réalisées en AlAs d'épaisseur 17 Å afin d'augmenter la densité de courant. De part et d'autre de ces barrières, nous avons inséré des fines couches de GaAs (2 monocouches) dans le but d'améliorer la qualité des interfaces. Le puits central comporte une couche de matériau ternaire $In_{0,1}Ga_{0,9}As$ d'épaisseur 40 Å qui permet d'abaisser les niveaux quantiques dans la situation d'équilibre afin de faciliter leurs accès sous l'effet de la polarisation. Cela entraîne une diminution des tensions de seuil qui peut être particulièrement bénéfique lorsqu'on cherche à tirer parti des effets de résistance différentielle

négative pour des applications utilisant une tension de pompe alternative. Des couches en GaInAs de même composition ($x = 10\%$) sont épitaxiées en amont et en aval de la structure double barrière. L'objectif de ces perturbations de potentiel est d'amplifier les effets d'injection bi-dimensionnelle par l'introduction d'un pré-puits cristallin. La présence du post-puits se justifie pour des raisons de symétrie. Enfin, les zones d'injection et de collection sont constituées de deux couches de GaAs qui présentent des dopages de 10^{17} cm^{-3} et $3.10^{18} \text{ cm}^{-3}$ pour des épaisseurs respectives de 100 Å et 5000 Å.

GaAs N ⁺⁺	$3.10^{18} \text{ cm}^{-3}$	5000 Å
GaAs N	10^{17} cm^{-3}	100 Å
GaAs	NID	50 Å
Ga _{0,9} In _{0,1} As	NID	50 Å
GaAs	NID	5 Å
AlAs	NID	17 Å
GaAs	NID	5 Å
Ga _{0,9} In _{0,1} As	NID	40 Å
GaAs	NID	5 Å
AlAs	NID	17 Å
GaAs	NID	5 Å
Ga _{0,9} In _{0,1} As	NID	50 Å
GaAs	NID	50 Å
GaAs N	10^{17} cm^{-3}	100 Å
GaAs N ⁺⁺	$3.10^{18} \text{ cm}^{-3}$	5000 Å
GaAs semi-isolant		

Figure II.6 : Séquence de croissance épitaxiale de la structure double barrière-triple puits sur substrat GaAs

Pour illustrer les méthodes de calcul, nous avons tracé sur la figure II.7 le profil de potentiel calculé dans l'approximation de Thomas - Fermi à la tension de polarisation correspondant au pic. Le trait pointillé indique la position du niveau de Fermi dans la zone de collecteur et d'émetteur. On constate que la modulation de dopage des zones adjacentes se traduit par des courbures de bande relativement importantes liées à l'accumulation et à la

désertion des porteurs respectivement en amont et en aval de la structure quantique. Nous avons également repéré les deux premiers niveaux quantiques attachés au puits central et celui relatif au pré-puits. Pour cette dernière valeur d'énergie, nous avons tracé la fonction d'onde associée. On constate que celle-ci se partage entre le pré-puits et le puits central pour cette condition de polarisation correspondant à l'alignement des deux niveaux quantiques. On comprend à partir de l'analyse qualitative présentée au paragraphe II.1 que le courant tunnel, cohérent dans la mesure où il exclut toute possibilité de transfert de charge assisté par phonons, chute très brutalement pour des tensions supérieures à cette valeur critique.

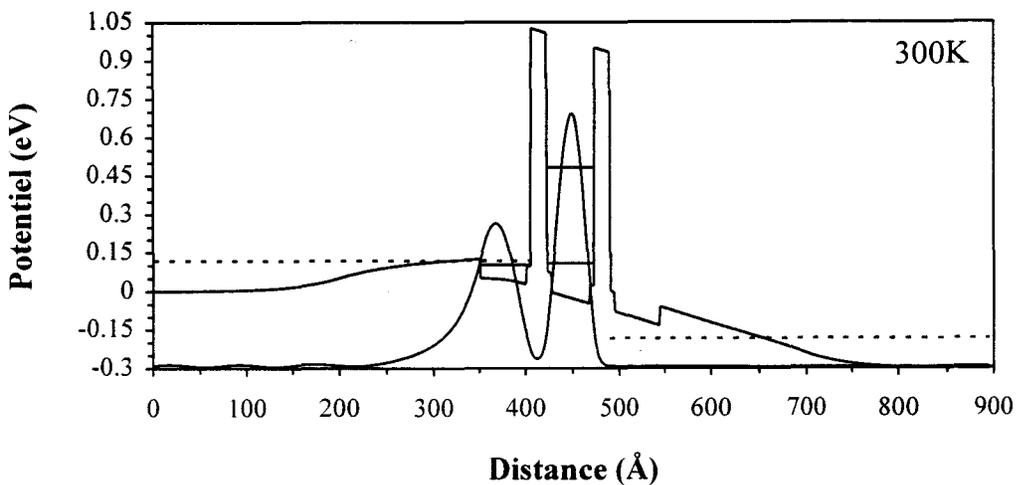


Figure II.7 : Profil de potentiel pour la structure triple puits polarisée à la tension pic. Les pointillés indiquent la position du niveau de Fermi. La fonction d'onde est donnée en unité arbitraire.

Les caractéristiques courant-tension calculées à l'aide de la fonction d'alimentation [5] et du spectre de transmission sont reportées pour trois largeurs de puits quantiques comprises entre 35 Å et 45 Å sur la figure II.8. Si l'allure générale est conservée, les courbes diffèrent principalement par les valeurs de tension pic et de courant pic. Ainsi, on peut noter que le rétrécissement du puits central entraîne une augmentation de ces deux paramètres qui s'explique par une élévation du niveau quantique par rapport aux états peuplés de l'émetteur. En ce qui concerne les densités de courant, il nous semble important d'insister sur le fait qu'elles sont très dépendantes des valeurs de masse effective utilisées dans la modélisation. La question de la masse effective est très délicate et seules des simulations qui tiennent compte de la structure de bande réelle sont susceptibles d'apporter des éléments de réponse. Sans

entrer dans les détails de ce problème assez complexe, rappelons que pour des structures à très forte discontinuité de bande de conduction, un électron pénètre relativement profondément dans la bande interdite du matériau de barrière. Dans ces conditions, il apparaît peu cohérent de lui affecter la masse du bas de bande de conduction qui est généralement élevée ($0,15 m_0^*$ pour l'AlAs). Par opposition, on pourrait lui affecter celle du matériau émetteur. Il faudrait en toute rigueur calculer le diagramme de dispersion et en déduire une masse effective équivalente dans la bande interdite, autrement dit, pour des valeurs de k imaginaires qui rendent compte de l'évanescence des ondes. Dans ce sens, les premiers calculs effectués [5] montrent un allègement de la masse effective au fur et à mesure que l'on s'éloigne du bas de bande de conduction de la barrière. Bien que ces calculs aient été effectués à partir de structures volumiques, il nous semblerait réaliste, d'introduire cet effet d'allègement dans nos simulations.

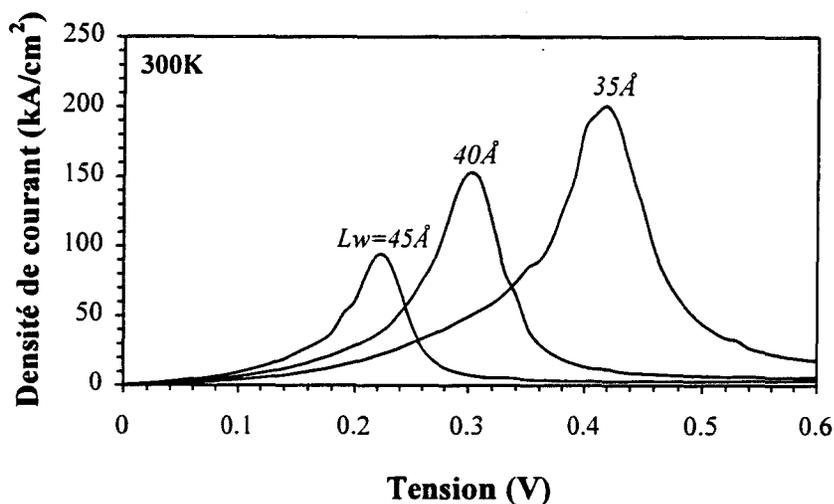


Figure II.8 : Caractéristiques J(V) de la structure triple puits pour différentes largeurs de puits central.

322 - Couches contraintes en tension (filière InP)

La séquence de croissance est représentée sur la figure II.9. La structure choisie est dissymétrique avec une zone d'émetteur composée de GaInAs très fortement dopée à 10^{18} cm^{-3} sur une épaisseur de 500 Å. La zone de collecteur présente en revanche un niveau de dopage d'un ordre de grandeur inférieur et s'étend sur 1000 Å. De part et d'autre de ces espaceurs sont

disposées deux couches de 1000 et 5000 Å en GaInAs, très fortement dopées ($2.10^{19} \text{ cm}^{-3}$), favorables à l'élaboration de contacts ohmiques peu résistifs. La zone quantique est constituée d'un puits de potentiel $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$ encadré par deux barrières d'AlAs contraintes en tension d'épaisseur 15 Å. La largeur du puits est de 40 Å. Les deux couches tampons situées de part et d'autre de la zone quantique sont destinées à prévenir la diffusion d'espèces dopantes dans les barrières. Le profil de potentiel calculé à l'équilibre à l'aide du premier modèle précédemment cité est donné sur la figure II.10. Nous avons également tracé les allures des probabilités de transmission en fonction de l'énergie en échelle logarithmique. On constate avant tout que le niveau quantique dans la double barrière, détecté par la présence d'un pic de résonance dans le spectre de transmission est situé relativement haut en énergie par rapport au niveau de Fermi reporté également sur la figure II.10a. En outre, il est à noter que la largeur du pic de transmission est importante. Ceci s'explique par les très faibles épaisseurs de barrière qui laissent présager des densités de courant élevées.

GaInAs	1000Å	$2.10^{19} \text{ at/cm}^3$
GaInAs	500Å	$1.10^{18} \text{ at/cm}^3$
GaInAs	50Å	N.I.D
AlAs	15Å	N.I.D
GaInAs	40Å	N.I.D
AlAs	15Å	N.I.D
GaInAs	50Å	N.I.D
GaInAs	1000Å	$1.10^{17} \text{ at/cm}^3$
GaInAs	5000Å	$2.10^{19} \text{ at/cm}^3$
SUBSTRAT S.I InP		

Figure II.9 : Séquence de croissance épitaxiale de la structure double barrière sur substrat InP

La caractéristique courant-tension calculée en polarisation directe (dopage 10^{18} cm^{-3} dans l'émetteur) à l'aide du modèle transmission - fonction d'alimentation est donnée en figure II.11. Les densités de courant calculées, supérieures à 800 kA/cm^2 sont effectivement très

élevées. Ces valeurs ne nous semblent pas utopiques compte tenu des derniers résultats publiés sur le même type de structure qui font état de densités supérieures à 500 kA/cm^2 . La valeur élevée de la tension pic (2,5 V à 3 V) se justifie par un écart important entre le niveau quantique du puits central et le niveau de Fermi, cet écart étant amplifié par la zone de désertion.

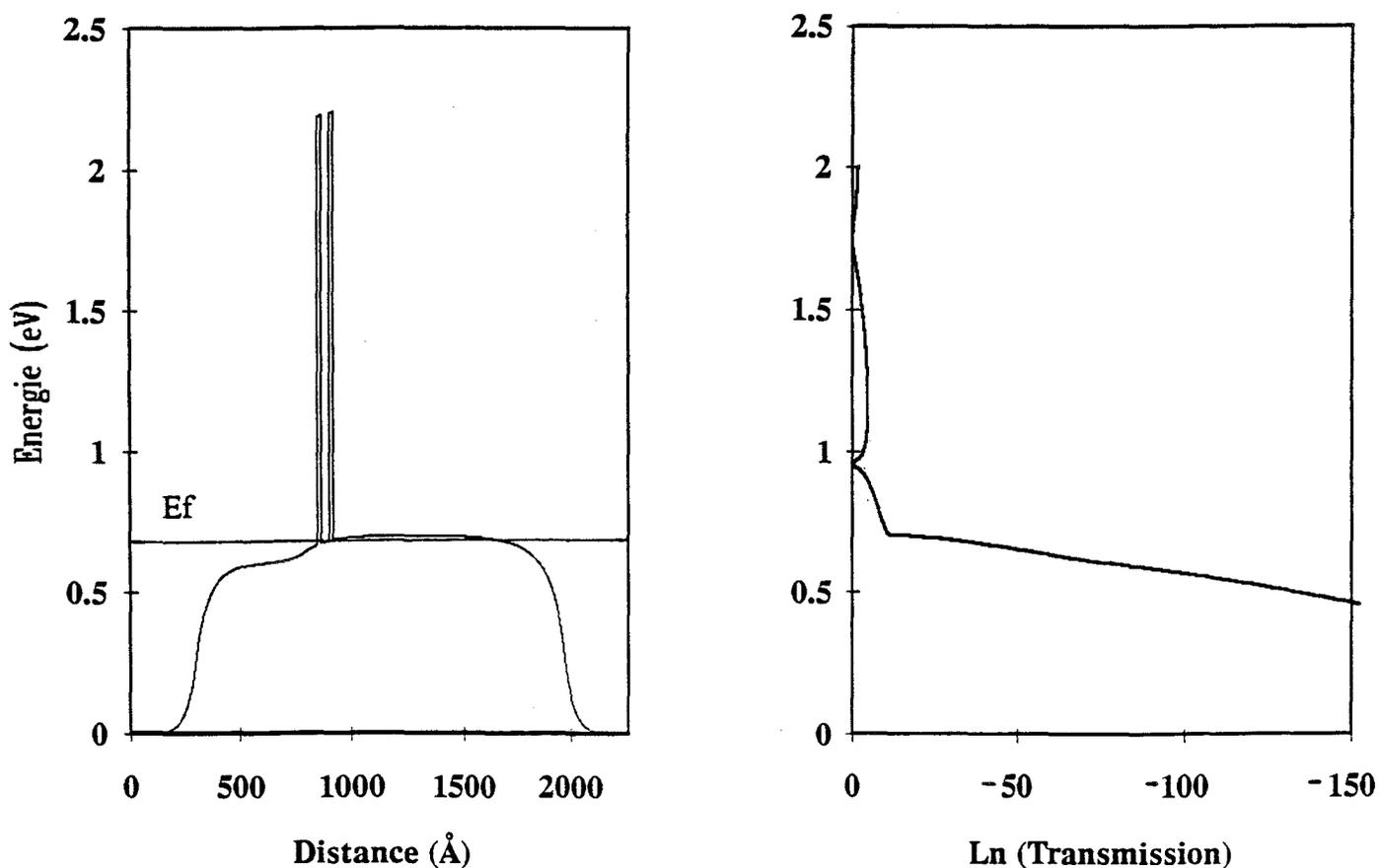


Figure II.10 a et b : Profil de potentiel à l'équilibre thermodynamique et probabilités de transmission en fonction de l'énergie pour la structure double barrière sur substrat InP

En polarisation inverse, la zone de dopage modérée (10^{17} cm^{-3}) qui se trouve dans la région d'émetteur, interdit toute spectroscopie des niveaux quantiques de la zone d'accumulation. Pour se faire une idée des caractéristiques courant-tension obtenues dans ce cas, le second modèle basé précisément sur l'estimation de la charge piégée dans la zone d'accumulation semble plus approprié.

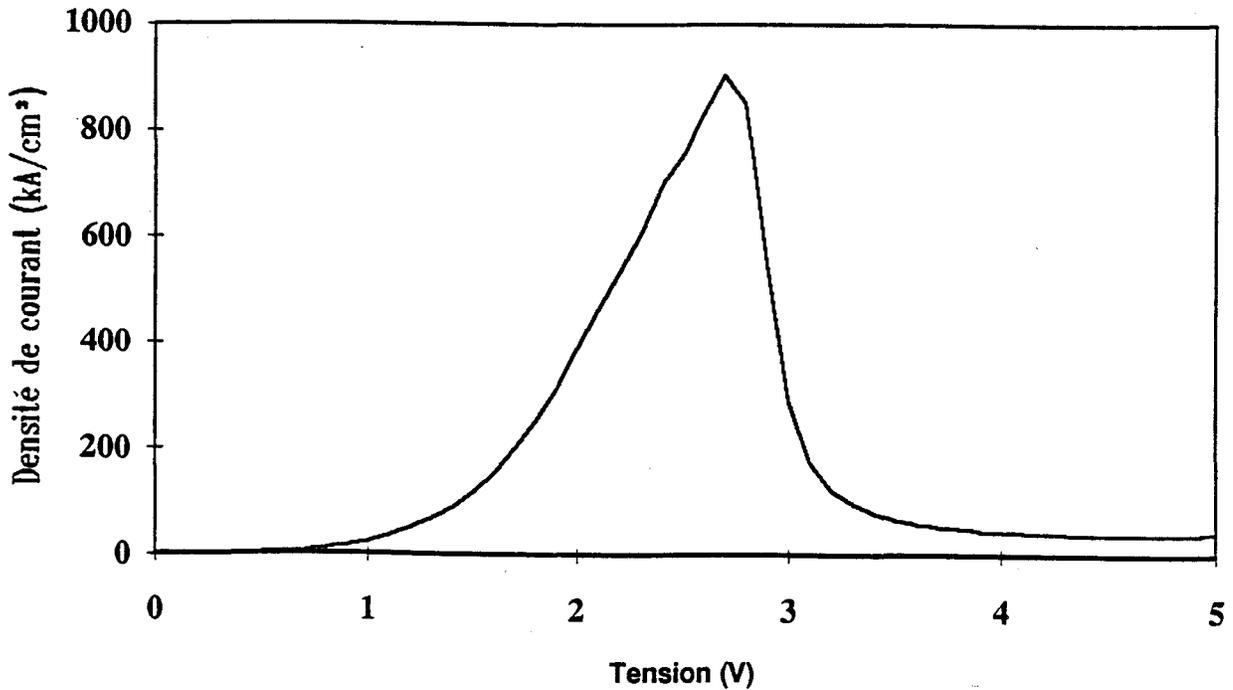


Figure II.11 : Caractéristique J(V) en polarisation directe (dopage 10^{18} cm^{-3} dans l'émetteur) calculée à l'aide du modèle transmission-fonction d'alimentation.

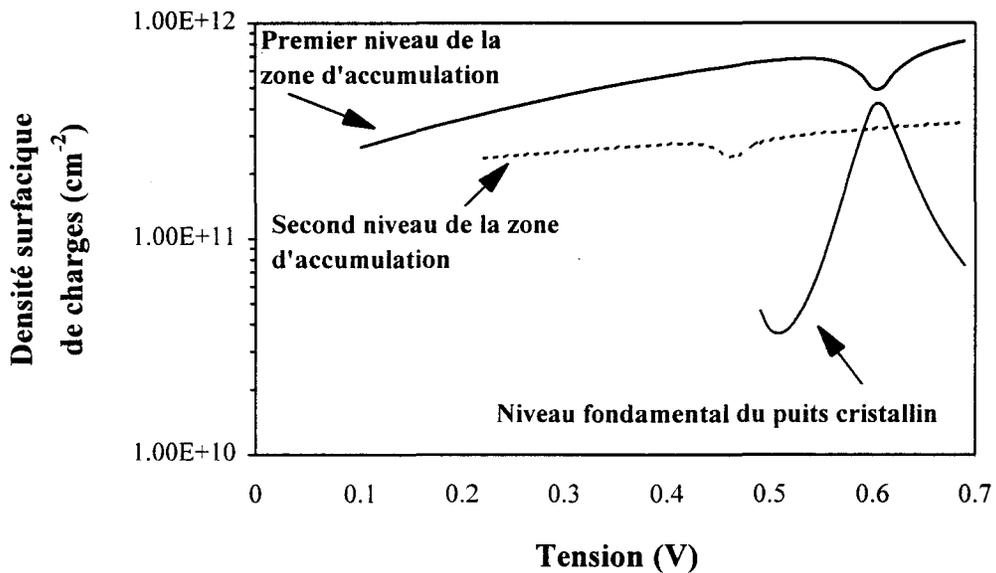


Figure II.12 : Variations des densités de charge piégée sur les deux niveaux de la zone d'accumulation et sur le niveau fondamental du puits cristallin en fonction de la tension de polarisation.

Les évolutions, en fonction de la tension de polarisation, des densités de charge piégée sur le premier, le second niveau de la zone d'accumulation ainsi que sur le niveau fondamental du puits central sont tracées sur la figure II.12. En ce qui concerne la zone

d'accumulation, on observe une lente augmentation des densités de charge surfaciques avec la présence d'inflexions révélatrices des croisements entre les niveaux de la zone d'accumulation et le niveau du puits. Dans ce cas, l'équi-répartition de la probabilité de présence mentionné au paragraphe précédent se produit sur l'ensemble de la structure quantique. On observe par conséquent une augmentation de la densité surfacique de porteurs dans le puits central. Ce croisement survient pour une tension de polarisation d'environ 0,6 V et les densités surfaciques de charges obtenues sur les niveaux fondamentaux sont de l'ordre de $5.10^{11} \text{ cm}^{-2}$. A ce stade, il est intéressant de préciser que dans l'étude théorique menée jusqu'à présent, nous avons négligé la réaction de charge d'espace dans le puits central, ce qui peut paraître discutable compte tenu des quantités de charge piégées. A titre d'exemple, en supposant la charge parfaitement localisée, la discontinuité de champ électrique résultante, donnée par la relation $\Delta E = q.n_s/\epsilon$, est estimée à plus de 70 kV/cm. En terme de tension, cette valeur correspond à un décalage de 30 mV pour une zone quantique de 40 Å. De plus, ce décalage initial est amplifié par la zone de désertion. La prise en compte de ce phénomène de charge d'espace dans les simulations est loin d'être triviale car il nous faut définir les variations du niveau de Fermi dans la structure double barrière ou plus exactement le raccordement entre les niveaux de Fermi supposés constants dans les zones d'injection et de collection. Plusieurs hypothèses de travail relatives à ces aspects sont actuellement éprouvées par notre équipe de recherche[6].

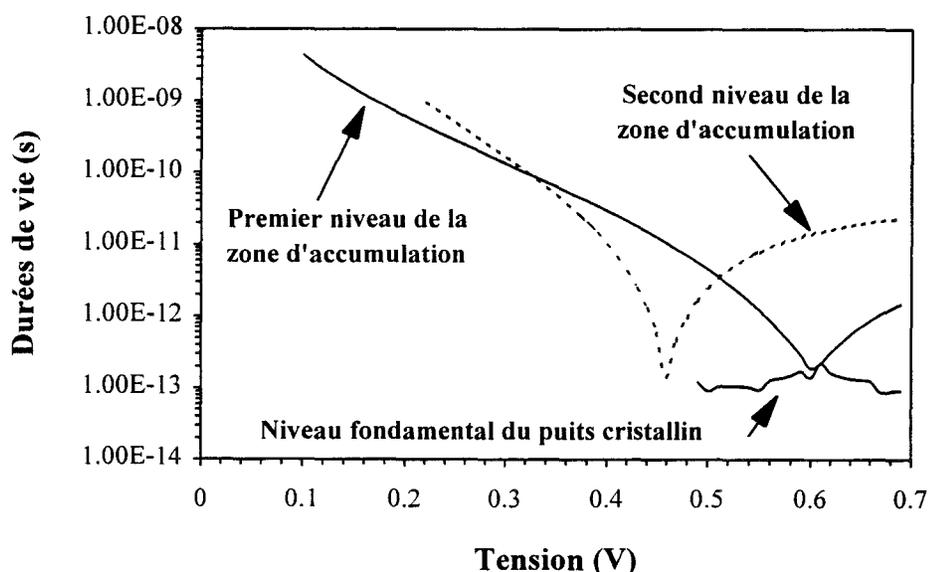


Figure II.13: Evolution des durées de vie des porteurs sur les deux niveaux de la zone d'accumulation et sur le niveau fondamental du puits cristallin en fonction de la tension.

Il nous faut à présent évaluer les temps de fuite ou durée de vie des porteurs sur les trois états propres intervenant dans le processus de conduction. Nous avons représenté sur la figure II.13 les évolutions de ces différents temps caractéristiques en fonction de la tension. Conformément à l'analyse qualitative précédente, le temps de fuite est résonnant pour chaque niveau propre de la zone d'accumulation et quasi-constant pour le niveau propre du puits central. A partir des évolutions précédentes (figures II.12 et II.13), il est possible de calculer la variation de la densité de courant en fonction de la tension. Cette variation est représentée sur la figure II.14. Les trois pics visibles sont le reflet des croisements du niveau fondamental du puits central avec les états étendus dans la plage comprise entre 0,3 V et 0,4 V, le second niveau excité de la zone d'accumulation pour une tension d'environ 0,45 V et le niveau fondamental de cette même région autour de 0,6 V. Nous ne sommes pas parvenus à mettre en évidence ces trois pics de façon expérimentale. A notre connaissance, les seuls résultats expérimentaux comportant les inflexions caractéristiques de ces différentes résonances viennent d'être publiés pour des structures plus opaques, à barrières de potentiel épaisses [7].

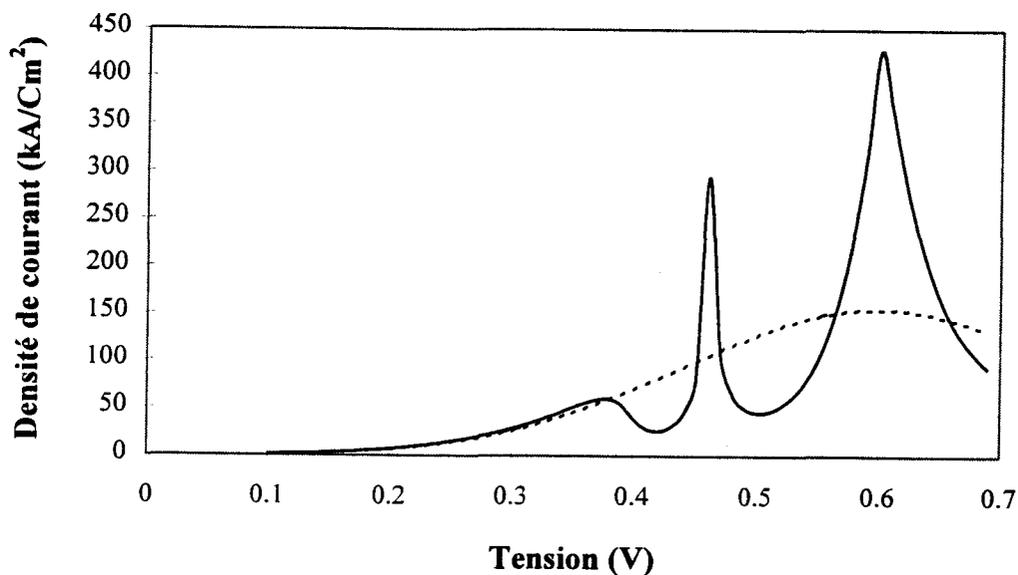


Figure II.14 : Variation $J(V)$ en polarisation inverse déterminée à partir du calcul de la densité surfacique de charge piégées dans la zone d'accumulation.

Il faut rappeler que les calculs effectués ici reposent sur l'hypothèse fondamentale d'un transport purement cohérent. En d'autres termes, tout électron d'énergie élevée peut, selon

notre modèle, être injecté vers le collecteur dès que le niveau fondamental du puits central lui permet d'accroître sa probabilité de transmission. Dans cette situation de résonance idéale, nous négligeons les phénomènes de relaxation et de tunnel assisté par phonon ou perturbé par les fluctuations d'interface. D'un point de vue plus réaliste, on peut s'attendre à ce que les variations de courant très sélectives obtenues jusqu'à présent soient "lissées". Dans ces conditions de tunnel non cohérent, il est possible d'observer la conservation de la probabilité globale de transmission sur la fenêtre d'énergie accessible par les électrons. Compte tenu de cette hypothèse, on peut se faire une première idée de l'évolution des densités de courant en fonction de la tension en supposant constante l'intégrale de courant. Autrement dit, cela signifie que les électrons utilisent simultanément plusieurs chemins pour traverser la structure, ce qui conduit à un équilibrage des composantes de courant sans modification de la valeur de l'intégrale. Nous obtenons, dans ce cas, la courbe tracée en pointillé qui s'appuie sur la composante correspondant aux états étendus et présente une allure monotone jusqu'à la tension pic. On observe ainsi une diminution de la valeur du courant pic qui sera plus conforme aux résultats expérimentaux détaillés ultérieurement.

4 - Technologies d'intégration

Avant d'exposer en détail certains procédés spécifiques à l'intégration des diodes à effet tunnel résonnant, il nous semble intéressant de donner les ordres de grandeur des dimensions latérales et verticales de tels composants. Compte tenu de ces dimensions, les solutions technologiques retenues seront dictées par les performances attendues.

41 - Procédés d'intégration

A l'opposé des technologies développées pour les transistors à effet de champ, on parle ici de structures verticales dans la mesure où le transport des porteurs s'effectue suivant la direction de croissance cristallographique, ce qui implique une fabrication basée sur la gravure de "mésas". L'intégration planaire va consister à reporter sur un même plan, matérialisé en l'occurrence par le substrat semi-isolant, les contacts ohmiques servant d'accès à la zone active.

411 - Ordres de grandeur

La discussion menée au paragraphe précédent nous a permis de définir deux structures épitaxiales. La hauteur de l'empilement successif des couches nous donne un premier ordre de grandeur des dénivelés à absorber. L'épaisseur des structures double barrière précédemment simulées tourne généralement autour du micron.

Connaissant les hauteurs des mésas, le choix définitif d'une technologie repose à présent sur la section des diodes à intégrer, ce paramètre étant fixé par des critères électriques et thermiques.

En vue de performances fréquentielles, il est nécessaire de concevoir des composants de capacités très faibles. Pour une épaisseur de zone désertée donnée, la réduction de capacité passe par la diminution de la section de la zone active. L'ordre de grandeur visé pour la capacité est ici de quelques dizaines de femtofarads, les composants étant amenés à fonctionner aux longueurs d'ondes millimétriques. Pour atteindre de telles valeurs, il est souvent nécessaire de limiter la section à quelques micromètres carrés.

Par ailleurs, la puissance dissipée par la diode augmente proportionnellement avec sa section. Dans le cas présent, avec des densités de courant supérieures à 100 kA/cm^2 , il sera préférable de limiter la section de manière à pouvoir excursionner complètement la zone de résistance différentielle négative sans risquer une détérioration du composant. Ici encore, la section de la diode ne peut excéder quelques microns carrés, limitant de ce fait le courant admissible et donc la puissance continue à dissiper.

412 - Schéma d'implantation

Une première tentative d'intégration planaire a été effectuée au sein de l'équipe par P. Mounaix [1] dès 1991. La figure II.15 représente une vue au microscope électronique à balayage (MEB) d'une diode à effet tunnel résonnant fabriquée suivant ce procédé. Le contact ohmique supérieur de la diode ($16 \times 16 \text{ } \mu\text{m}^2$) est reporté sur le substrat semi-isolant par un ruban de métallisation qui repose sur une couche diélectrique (Si_3N_4 , 3000 \AA). Le contact ohmique inférieur, en forme de U est reporté directement sur la couche semi-isolante par un épaissement métallique qui descend sur les flancs du méssa inférieur. Ces plots

d'épaissement matérialisent des accès coplanaires 50Ω sur le substrat semi-isolant. Cette technologie a permis de caractériser en dynamique les premières séries de composants qui admettaient des densités de courant maximales de l'ordre de 30 kA/cm^2 . A l'issue de ce travail ont pu être dégagées certaines limitations relatives au procédé technologique employé et aux performances intrinsèques des diodes. La principale difficulté de fabrication a été rencontrée lors du dépôt du nitrure de silicium. Cette couche diélectrique, qui constitue le matériau de passivation doit parfaitement recouvrir les couches actives apparentes au niveau des flancs de méso. En outre, les profils de ces mésas se sont révélés difficilement contrôlables en raison de la sous-gravure provoquée par l'usinage chimique.

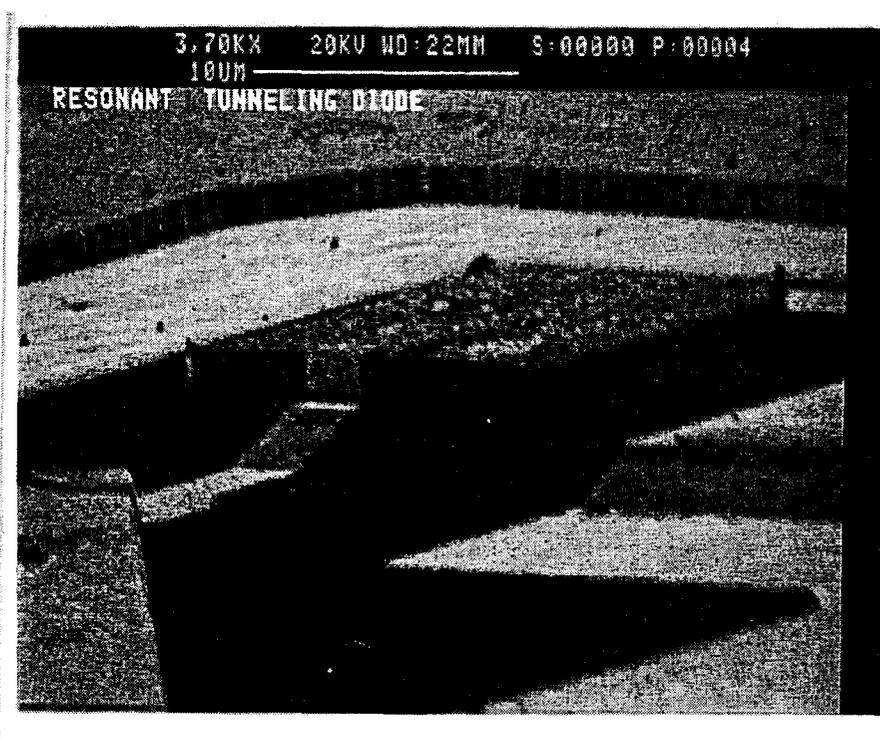
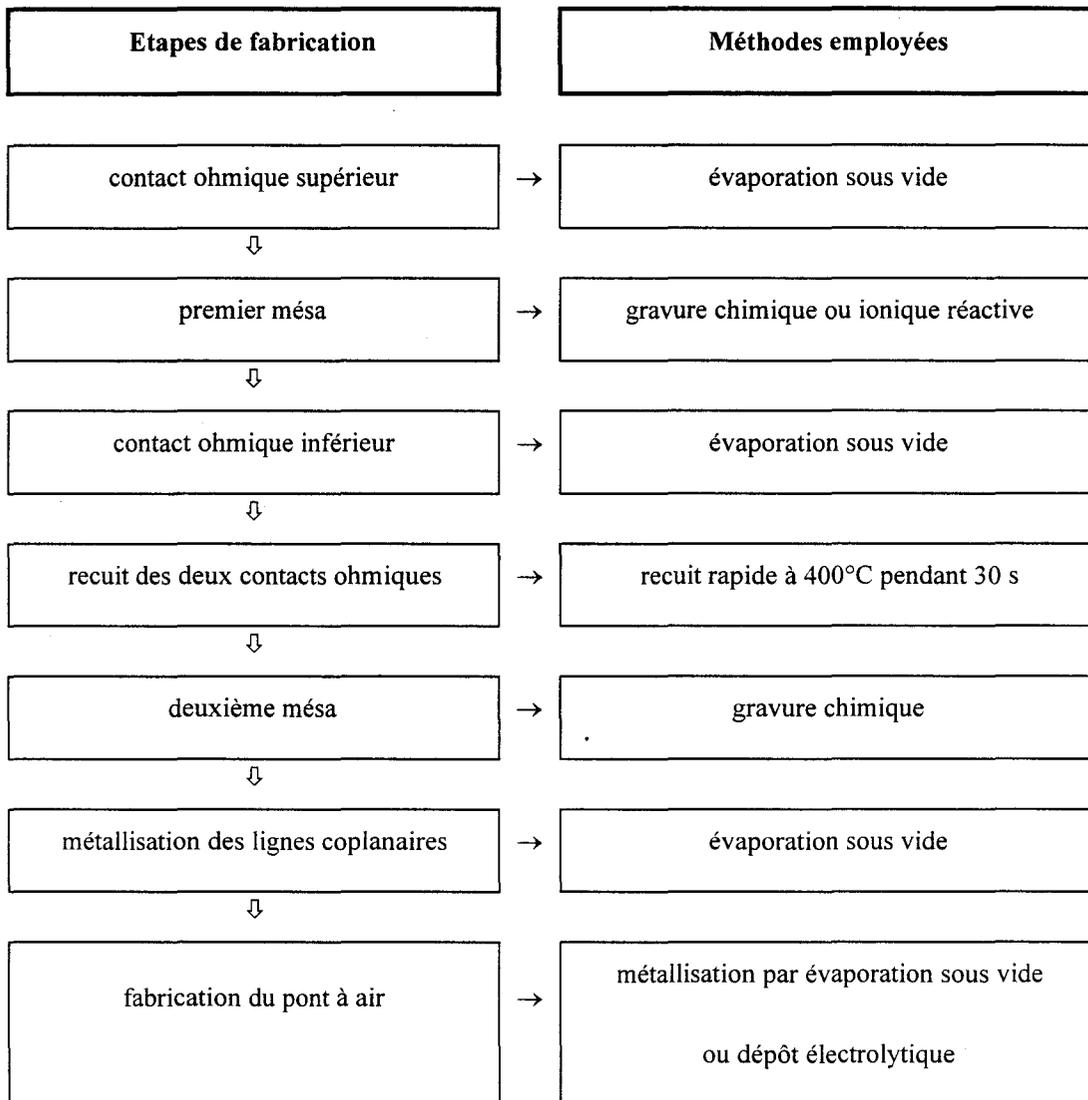


Figure II.15 : Vue au MEB d'une diode intégrée par un procédé de descente de méso sur couche diélectrique.

Les caractérisations dynamiques ont montré l'existence de capacités parasites importantes, de l'ordre de 50 fF , constituant la principale limitation de ce procédé d'intégration.

A partir de cette première expérience, nous avons développé une autre technique de fabrication qui reprend l'idée des accès coplanaires sur le substrat semi-isolant permettant la caractérisation directe des composants. La différence essentielle réside dans le report du

contact ohmique supérieur par pont à air. Les techniques de fabrication mises en oeuvre pour cette opération sont très largement détaillées dans le paragraphe suivant. Avant cet exposé, nous proposons un tableau récapitulatif destiné à situer l'étape de connexion par pont à air dans l'ensemble de la procédure.



Cette technologie double méssa utilise des contacts ohmiques évaporés sous vide. Pour ce travail, nous avons utilisé des contacts de type Au/Ge/Ni alliés ou séquentiels. Une étude approfondie de ces dépôts et de leur optimisation par recuit rapide a été menée au laboratoire [8].

Les gravures de méssa sont réalisées au moyen d'une attaque chimique ou d'une attaque ionique réactive (RIE), cette dernière méthode étant réservée à la définition de composants de très faibles dimensions latérales, du même ordre de grandeur que la hauteur de méssa. Nous

reviendrons sur ces procédés du type RIE dans le chapitre suivant traitant des composants varactors à simple barrière qui présentent parfois des rapports d'aspects incompatibles avec un usinage purement chimique.

5 - Fabrication du pont à air

51 - Procédés élémentaires de fabrication

Un pont à air est une métallisation suspendue fréquemment utilisée en micro-électronique pour relier deux plots de contact en enjambant une autre piste de potentiel différent. La technologie des circuits monolithiques hyperfréquences fait très souvent appel à cette technique. Dans cette étude, nous bénéficierons directement de cet acquis avec cependant une spécificité au niveau des grandeurs mises en jeu. Les dimensions d'un pont à air utilisé en technologie MMIC avoisinent typiquement la centaine de microns, que ce soit pour la connexion d'éléments passifs ou actifs. En ce qui nous concerne, les cotes latérales sont un, voire deux ordres de grandeur inférieures dans la mesure où les largeurs de diodes s'échelonnent entre 1 μm et 10 μm . Face aux problèmes consécutifs à la réduction de taille, nous disposons de deux techniques de lithographie : la photolithographie classique (excluant l'ultraviolet profond) permet en principe de définir des motifs à l'échelle du micron tandis que l'écriture directe par faisceau d'électrons est réservée principalement aux dimensions submicroniques. Lors de l'élaboration d'un pont à air, il faut, en plus des dimensions, prendre en compte les étapes de lithographie successives. En effet, la définition du pont implique souvent un alignement très précis de la résine supérieure dans laquelle on définit le tablier, sur la résine inférieure servant de support. On dispose à l'heure actuelle d'un éventail assez large de résines électroniques de sensibilités différentes permettant une écriture "sélective", ce qui constitue un atout indéniable.

Les trois procédés de métallisation disponibles au laboratoire sont la pulvérisation, l'évaporation sous vide et le dépôt électrolytique. Parmi ces options, le choix s'effectue en tenant compte des propriétés électriques, de la rigidité mécanique et de la facilité de mise en oeuvre. Ainsi, sur le plan des propriétés électriques, une métallisation épaisse est généralement requise afin de limiter la résistance parasite ramenée par le pont à air. Aux très hautes fréquences, la détermination d'une épaisseur de métal minimale passe par le calcul de

l'épaisseur de peau. En effet, l'augmentation de la fréquence de fonctionnement des dispositifs confine les lignes de courant à la périphérie d'un ruban de métallisation réduisant ainsi la surface équivalente de conduction. Aux longueurs d'onde millimétriques et submillimétriques, un dépôt d'épaisseur supérieure au micron permet de concilier à la fois cet aspect électrique et la rigidité mécanique. La pulvérisation cathodique est réservée aux métaux réfractaires et aux alliages qui ne peuvent pas être évaporés. L'évaporation sous vide d'un micron d'or est théoriquement réalisable, cette technique implique néanmoins une étape de lift-off. Dans ce cas, les métallisations obtenues sont de très bonne qualité avec un état de surface tout à fait favorable à l'obtention de faibles pertes résistives. En contre partie, le coût d'une telle opération est relativement élevé dans la mesure où l'or se dépose indifféremment sur la surface de l'échantillon et sur les parois de l'enceinte d'évaporation. En revanche, l'électrodéposition qui permet de limiter la métallisation aux seules zones actives semble tout à fait indiquée pour des épaisseurs égales ou supérieures au micromètre. Au cours de cette thèse, sur la base de ces arguments, nous avons tenté de développer plus particulièrement cette dernière technique que nous décrirons de façon détaillée. Par la suite, nous illustrerons les procédés d'écriture en considérant d'abord la définition complète d'un pont à air au masqueur électronique puis l'élaboration de structures à partir d'une séquence de lithographie mixte optique et électronique.

52 - Le dépôt électrolytique

521 - Principe

L'électrolyse, dont le principe a été découvert au début du 19^{ème} siècle, continue d'intéresser les chercheurs aussi bien d'un point de vue fondamental qu'au niveau d'applications dans des domaines tels que la micro-électronique et la micro-technologie.

Le mécanisme physique essentiel est la migration de particules ionisées au sein de l'électrolyte sous l'effet d'un champ électrique interne. Par conséquent, la mise en oeuvre de la technique d'électrodéposition implique généralement l'emploi d'une source de tension extérieure bien que quelques études décrivent des expériences d'électrodéposition autocatalysées [9]. De même, on trouve dans la littérature de nombreux exemples d'électrolyse en régime impulsionnel [10]. Cependant, en micro-électronique, la plupart des travaux reposent sur l'utilisation d'une source délivrant un courant constant et nous avons retenu cette solution.

Le dispositif de dépôt électrolytique est schématisé sur la figure II.16. Le circuit électrique est alimenté par un générateur régulé en courant. Un contrôle extérieur par simple milliampèremètre peut être utilisé pour déterminer avec précision la densité de courant qui sera un des paramètres essentiels de la croissance. Les deux bornes du générateur sont reliées d'une part au substrat à métalliser et d'autre part à une grille en titane platiné qui constituent les deux électrodes après immersion dans l'électrolyte. Dans la plupart des cas, une température de dépôt supérieure à la température ambiante est préconisée. On utilise ici une plaque chauffante asservie. Le travail à température élevée entraîne une évaporation relativement conséquente de la solution. Il s'avère utile dans ce cas d'isoler le bain de l'extérieur afin de limiter cette évaporation. Cette fonction peut être réalisée au moyen d'un tapis de billes flottantes que nous n'avons pas représenté sur le schéma. Enfin, le recours à un système d'agitation est fréquemment préconisé. Pour les deux cuves dont nous disposons au laboratoire, la solution est brassée par un agitateur magnétique ou par l'échantillon affecté d'un mouvement de va et vient. Au cours de notre étude, nous avons expérimenté deux électrolytes qui ont conduit à des qualités de dépôt très différentes. Les meilleurs résultats à ce jour ont été obtenus à l'aide de l'électrolyte *PURAGOLD 402* de chez *OMI* (Aurocyanure de Potassium).

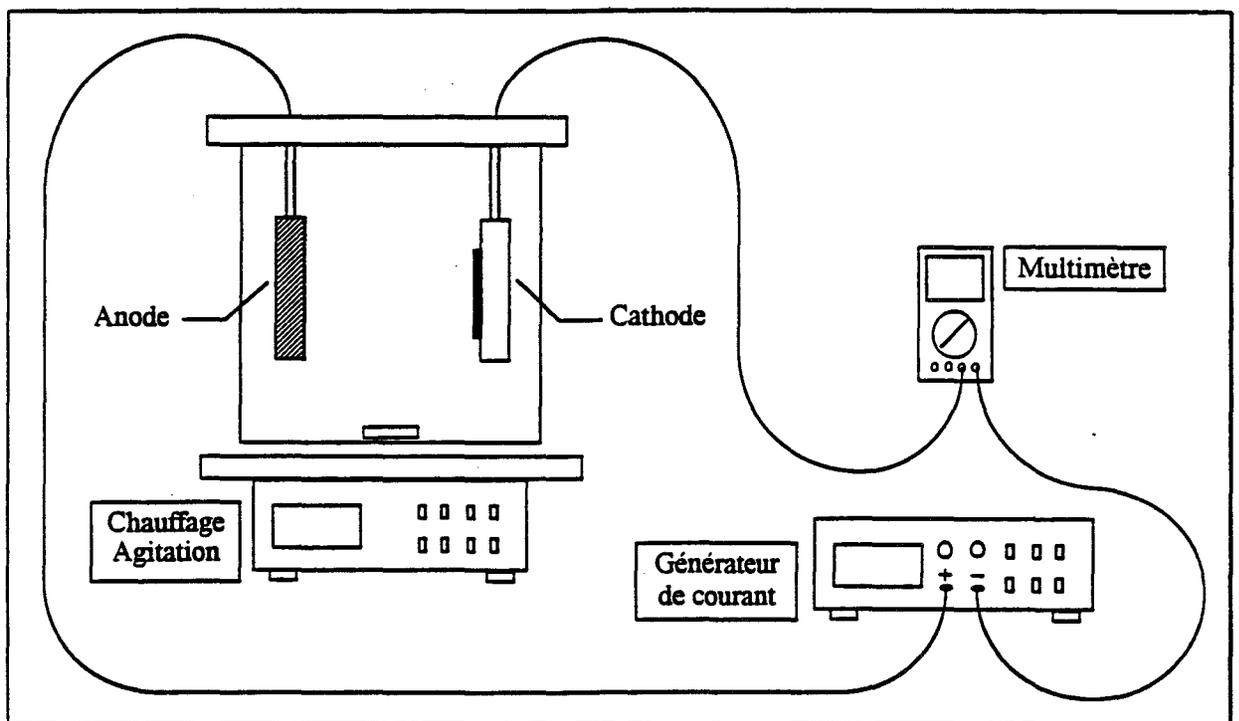


Figure II.16 : Représentation schématique du banc de dépôt électrolytique [11]

La cinétique de croissance électrolytique fait intervenir principalement la densité de courant et la température de la solution. Au second ordre, la nature et la vitesse de l'agitation jouent également un rôle dans la mesure où elles contribuent à l'homogénéisation de l'électrolyte. La cinétique de croissance conditionne la taille des grains d'or obtenue et donc la qualité du dépôt non seulement au point de vue de l'aspect mais également des propriétés électriques et mécaniques.

En ce qui concerne les conditions de croissance, nous nous sommes limités aux critères préconisés par le constructeur. Pour ce qui est de l'optimisation de ces conditions, B Kebabi a mené une étude exhaustive [12] dans des conditions limites où les dimensions des motifs à métalliser sont bien inférieures au micromètre. Nous avons essentiellement reporté notre effort de recherche sur les aspects liés à la lithographie qui est particulièrement cruciale dans l'élaboration du pont à air.

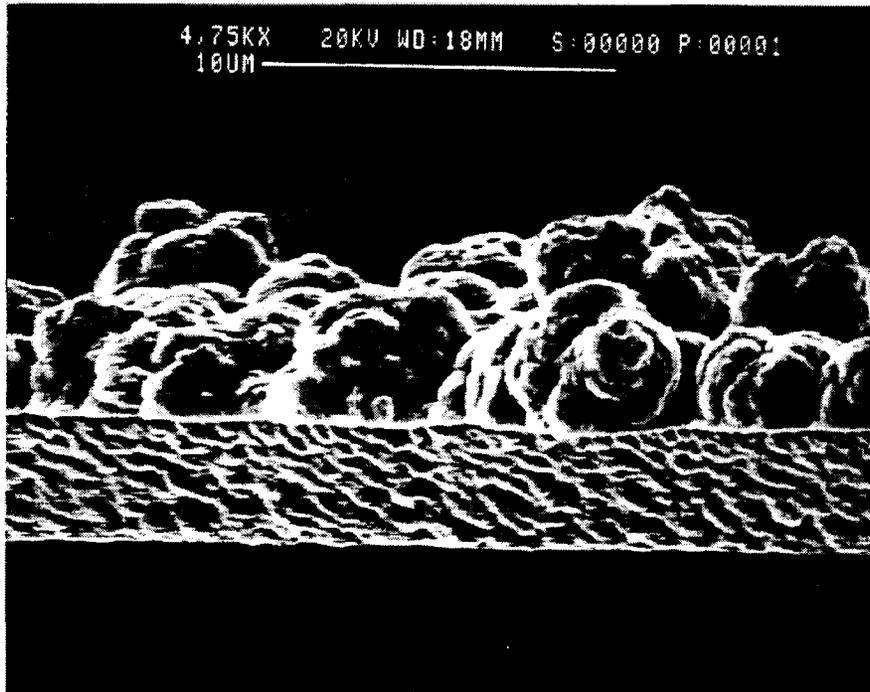


Figure II.17 : Vue au MEB d'une croissance électrolytique dans un motif de résine. La partie supérieure illustre la croissance désordonnée correspondant à une situation de débordement.

522 - Aspects critiques liés à la lithographie

Dans ce paragraphe, nous détaillerons certains des problèmes rencontrés qui concernent notamment la tenue des résines et les effets de surcroissance observés à la périphérie des motifs.

La mauvaise tenue de la résine peut être reliée à deux facteurs. On observe tout d'abord, dans certains cas, un décollement consécutif à l'immersion prolongée de l'échantillon dans l'électrolyte. En dépit du choix d'une résine appropriée, une dégradation du film apparaît parfois en raison du caractère acide ou basique de la solution. C'est une des raisons pour lesquelles de nombreuses solutions commercialisées sont optimisées pour un pH neutre. Nous avons également constaté dans certains cas une croissance de grains d'or sous la résine à la périphérie des motifs, cette infiltration pouvant entraîner un décollement partiel ou total du film. Ce problème est directement lié à l'adhérence de la résine sur le substrat. Outre l'utilisation d'un promoteur d'adhérence, une cuisson prolongée du substrat avant résinage favorise généralement la tenue du film de résine [13]. Les phénomènes de débordement et plus généralement de croissance préférentielle sur la périphérie des motifs sont directement liés au rapport entre l'épaisseur de résine qui canalise le dépôt et la hauteur de ce dernier. On conçoit facilement qu'il faille restreindre cette hauteur de dépôt (H_d) à celle du masque de résine (H_r). En effet, dans ces conditions, les équipotentielles sont parallèles au substrat. La croissance est alors bidimensionnelle. Dans le cas contraire, la croissance s'effectue dans toutes les directions de l'espace comme l'illustre la figure II.17. De façon générale, l'expérience montre que la croissance devient très vite désordonnée au-delà de cette limite. En regard des deux situations de la figure II.18, nous avons reporté des vues au microscope électronique (MEB) qui correspondent à des dépôts de ligne de propagation. Dans un premier temps, les inhomogénéités peuvent se limiter à une surépaisseur à la périphérie du motif ($H_d < H_r$). C'est le cas de la figure II.18a. La figure II.18b illustre la modification de texture apparaissant dans des conditions de débordement ($H_d > H_r$)

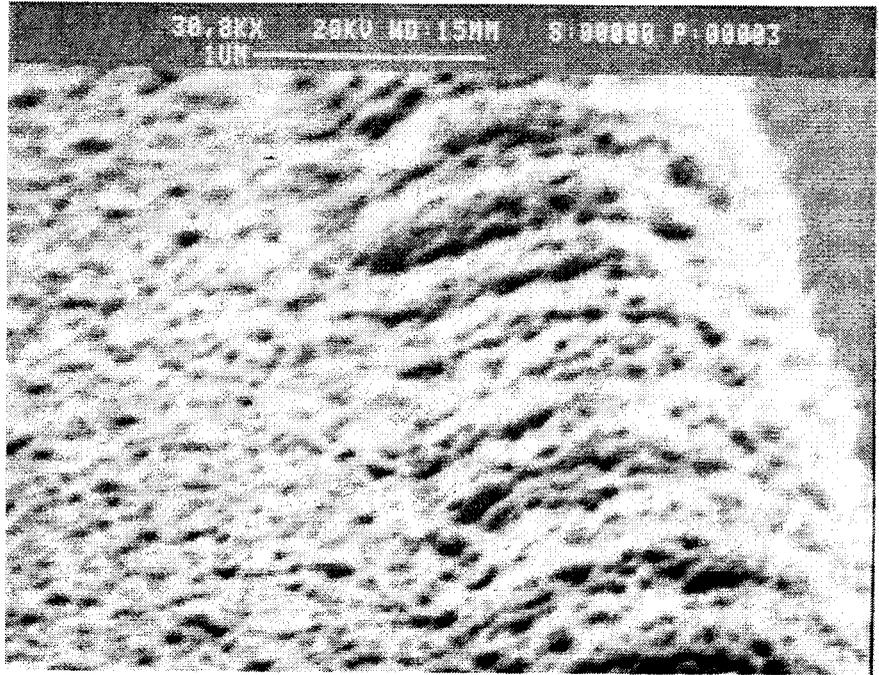
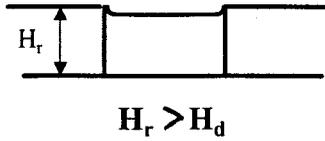


Figure II.18a :Phénomène de surépaisseur à la périphérie du motif lorsque ($H_d < H_r$).

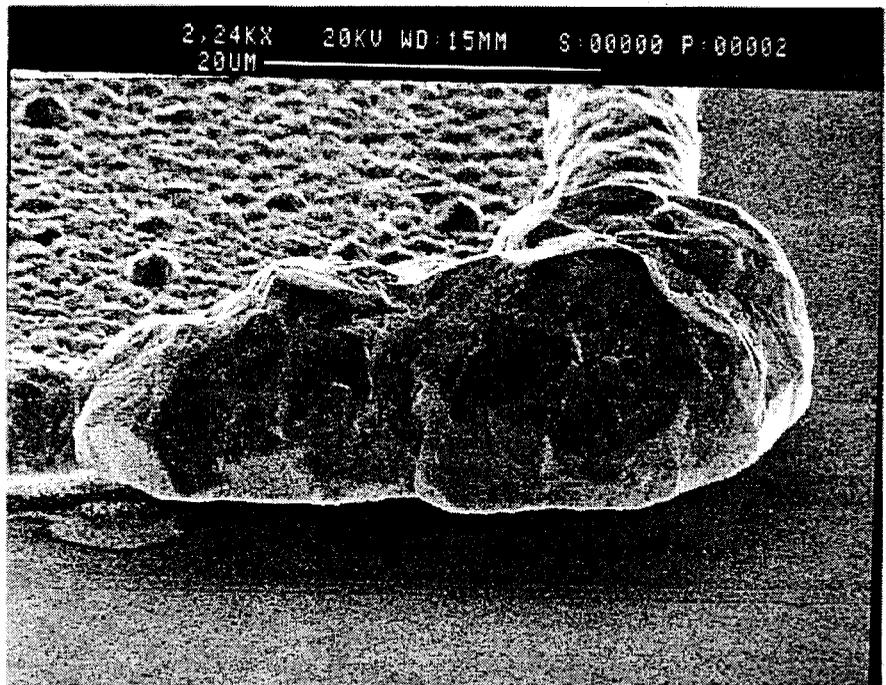
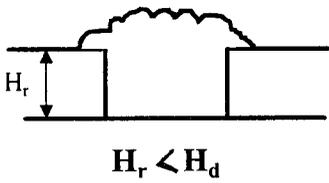


Figure II.18b :Situation de débordement ($H_d > H_r$). L'accroissement de la vitesse de croissance s'accompagne d'une modification de texture de l'or.

Lors de la croissance de motifs très étroits à rapport d'aspect élevé (Hauteur > Largeur), on préconise parfois une épaisseur de résine deux fois supérieure à la hauteur métallique désirée afin de bénéficier d'une grande marge de sécurité. Pour notre étude, avec une épaisseur visée (entre 1,5 μm et 2 μm) qui prend en compte des irrégularités de résine dans le cas de dénivelés importants, le respect d'une telle marge rend les opérations d'exposition et de révélation très délicates. Dans ces conditions de dépôt épais, la principale difficulté est relative à la verticalité des flancs de résine qui conditionne la croissance bidimensionnelle du film d'or. Au cours de ce travail, nous avons testé plusieurs procédés afin d'optimiser les profils de résine.

Tout d'abord, nous sommes partis d'une procédure élémentaire d'écriture directe de résines épaisses (*Shibley TF20*). Dans ce cas, la révélation met en évidence des profils relativement arrondis avec élargissement de la cote initiale. Par ailleurs, ces aspects sont aggravés par les difficultés de plaquage souvent inévitables avec les procédés de lithographie par contact.

Nous nous sommes également inspirés de la procédure décrite dans la référence [14], qui tire parti de l'effet de compensation entre exposition et révélation pour des résines réversibles (*Hoechst 5218*). Nous avons obtenu des résultats concluants pour des dépôts de résine ne dépassant pas l'épaisseur nominale (1,8 μm). Ce procédé est illustré par la figure II.19 qui représente l'image au MEB d'un ruban métallique. La largeur du motif est de 10 μm .

Nous avons finalement envisagé l'emploi d'une technique couramment utilisée dans l'élaboration de masques pour la lithographie X [15] qui consiste à ouvrir la résine par une gravure plasma (dry development). Le motif métallique de la figure II.20 a été défini par ce procédé lithographique. Les flancs obtenus sont pratiquement verticaux. On remarque la présence de stries sur la périphérie de la métallisation qui reflètent l'empreinte de la résine ouverte par l'attaque plasma fortement anisotrope. L'épaisseur du dépôt métallique correspondant à cette figure est de l'ordre de 3,5 μm .

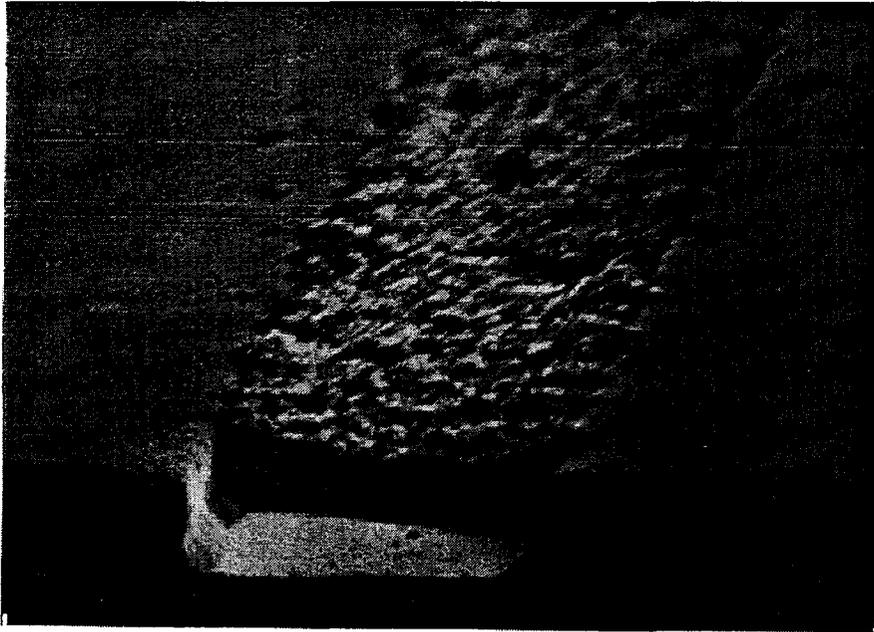


Figure II.19 : Croissance d'une ligne de propagation dans un motif de résine *Hoechst AZ5218* dessiné par un procédé d'inversion.

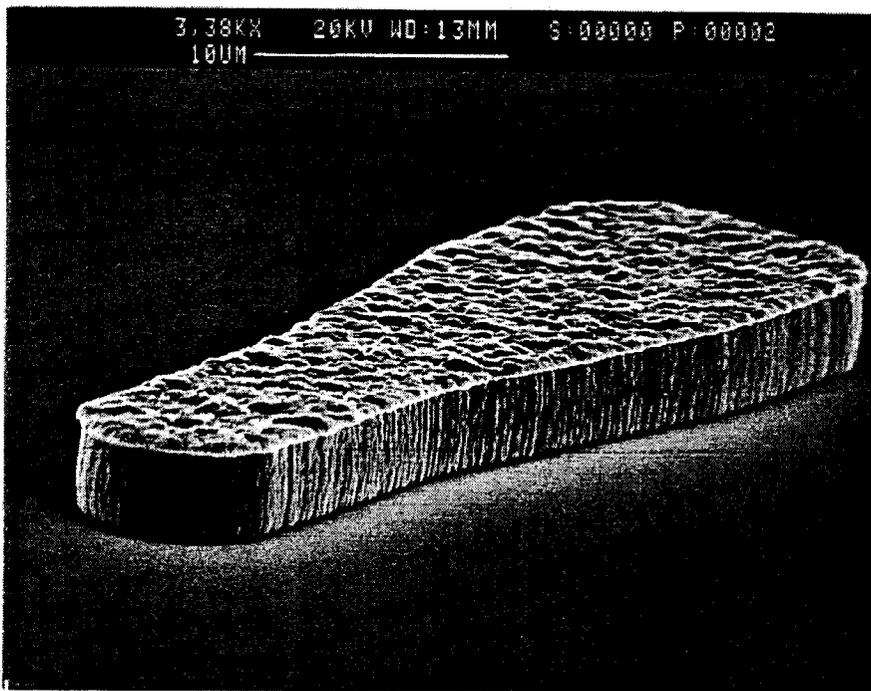


Figure II.20 : Croissance d'un tablier de pont à air dans un motif de résine ouvert par un procédé de gravure plasma.

53 - Ecriture par faisceau électronique

La définition du pont à air au masqueur électronique fait intervenir plusieurs couches de résine de sensibilités différentes. Avant de parler des procédés d'écriture proprement dits, considérons tout d'abord l'étape de résinage.

531 - Résinage multicouche

Les résines utilisées sont du type métaacrylate de méthyle (MMA). Avant l'opération de dépôt, le substrat est nettoyé dans des bains successifs d'acétone et d'alcool isopropylique puis séché à l'azote.

La première résine (950 PMMA A5), de poids moléculaire égal à 950 K, est fournie diluée dans l'anisole dans une proportion de 5 %. Elle est appliquée en couches successives de 4500 Å. Par conséquent, quatre couches sont nécessaires à l'absorption d'un dénivelé de 1,8 µm qui correspond à la hauteur maximale pour les composants que nous avons fabriqués.

Cette première phase est suivie du dépôt du copolymère (MMA MAA) dilué à 13 % dans du lactate d'éthyle. On effectue ici le dépôt de deux couches successives à la tournette pour obtenir une épaisseur uniforme d'environ 2 µm.

Afin de faciliter l'opération de "lift off" consécutive à l'évaporation sous vide du métal, on dépose en dernier lieu une résine PMMA de poids moléculaire faible qui permet d'obtenir un profil en casquette. L'épaisseur de cette dernière couche vaut environ 700 Å. Le dépôt de chaque couche de résine est suivi d'un recuit au four à air pulsé à la température de 170°C pendant 30 minutes.

De manière générale, on constate que le dépôt par centrifugation planarise les surfaces avec une absorption progressive du dénivelé initial. Pour illustrer ce phénomène, nous avons représenté sur la figure II.21 le profil de la structure mesuré à différents stades du résinage. La figure II.21a correspond à l'image du profil non résiné avec une hauteur initiale d'environ 1,8 µm. La figure II.21b représente le profil de la structure à l'issue du dépôt des quatre couches de résine PMMA. Le dénivelé ne vaut plus que 10000 Å environ. Le profil obtenu en fin de résinage (PMMA 950 K+copolymère+PMMA 50 K) montre un dénivelé d'environ 3000 Å pour une épaisseur de résine totale de l'ordre 3,5 µm. Ces premières données offrent un aperçu de l'allure finale du pont à air.

Part ID	
DATA	
Ra	3503.8A
TIR	1.7922um
Height -1.786 um	
Width 17.05 um	
Cursors	
Lt	Rt
Ht 1.771	-.0152
Pos 120.3	137.3
Lev 10.0	400.0
Recipe	
DIODE	
Length	400um
Speed	10 /s
Direction	->
Repeats	1
Sty Force	1.0mg
Radius	0.0um
LW Cutoff	OFF
SW Cutoff	Default
Table X	104738um
Y	105300

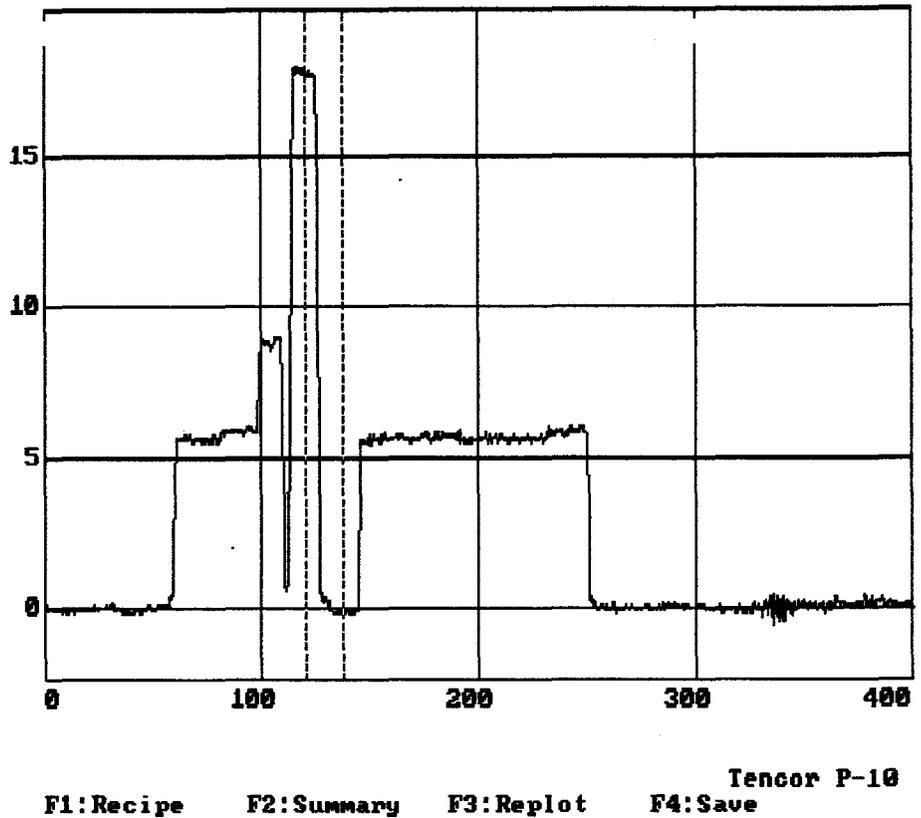


Figure II.21a : Profil de la structure mesuré avant le dépôt des résines.

Part ID	
DATA	
Ra	1580.4A
TIR	1.1022um
Height 767 A	
Width 242.1 um	
Cursors	
Lt	Rt
Ht -104	663
Pos 0.0	242.1
Lev 10.0	79.0
Recipe	
PI0MICRO	
Length	400um
Speed	10 /s
Direction	->
Repeats	1
Sty Force	5.0mg
Radius	0.0um
LW Cutoff	OFF
SW Cutoff	Default
Table X	104986um
Y	103898

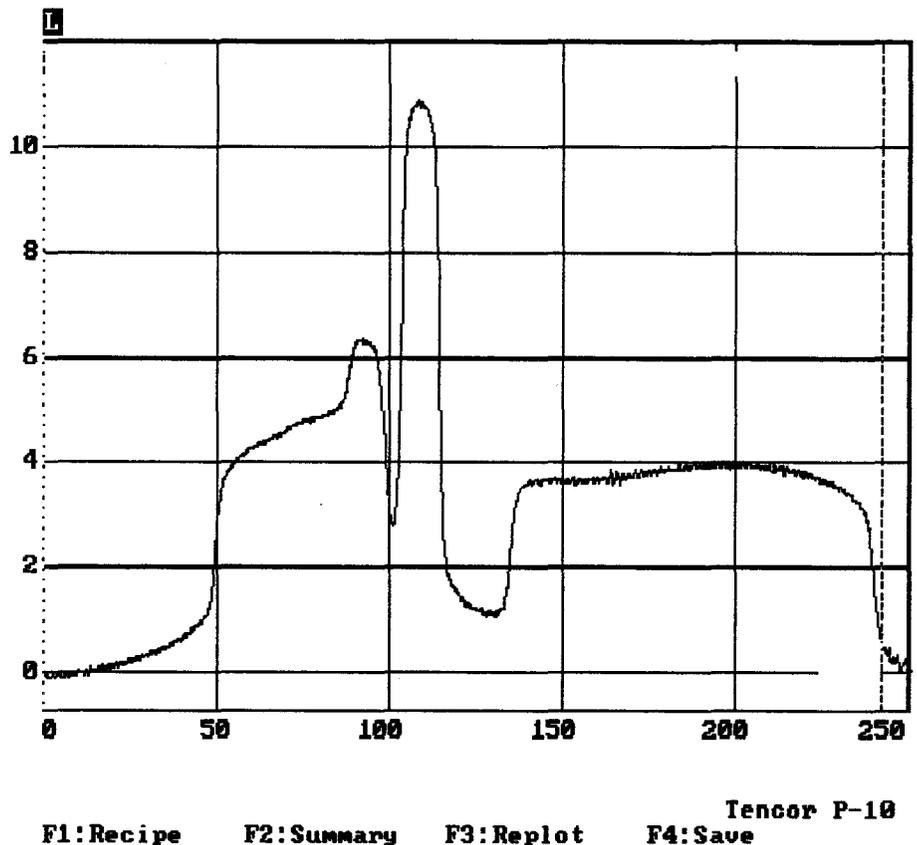


Figure II.21b : Profil de la structure mesuré après le dépôt de la résine PMMA permettant de définir les piliers du pont (4 x 4500 Å).

532 - Procédés d'écriture

L'écriture du motif de pont à air au masqueur électronique s'effectue en deux temps :

- La première phase est destinée à ouvrir le motif du tablier dans le copolymère. La tension d'accélération du faisceau étant fixée à 50 kV, le dosage de l'exposition doit permettre la pénétration des électrons dans le copolymère sans interaction avec la résine PMMA inférieure. Le motif est ensuite révélé dans une solution composée d'un tiers de révélateur MIBK et de deux tiers d'alcool isopropylique, le rinçage s'effectuant dans ce solvant.

- La seconde phase est réservée à la définition des piliers du pont. Précisons que le pilier supérieur est légèrement sous-dimensionné par rapport au contact ohmique de la diode de manière à éviter les débordements consécutifs à une surexposition ou une surélévation. Nous savons par expérience que ces débordements peuvent entraîner la formation de courts-circuits. En effet, tout agrandissement des cotes comparativement aux dimensions du plot de contact ohmique supérieur peut favoriser le dépôt métallique sur les flancs du méso lors de l'évaporation.

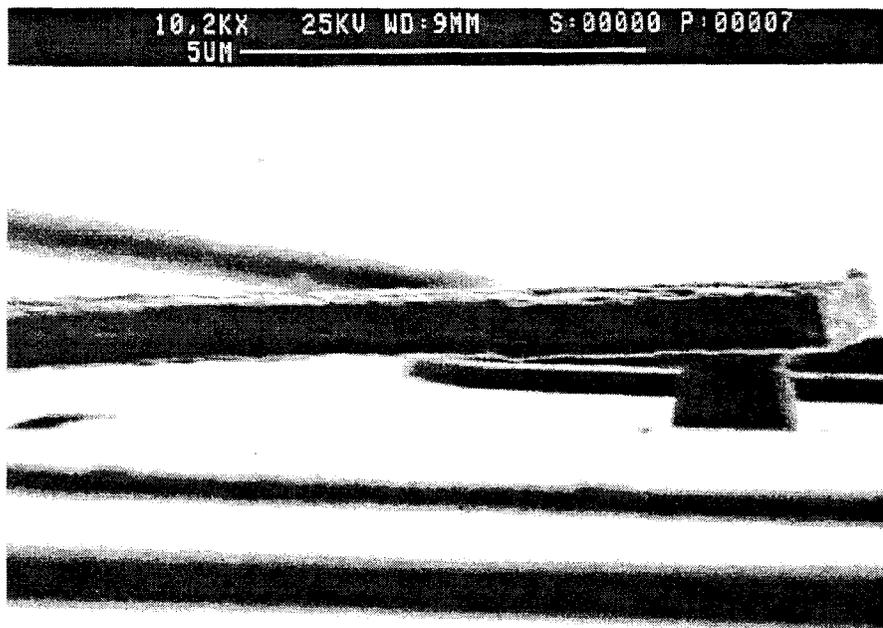


Figure II.22 : Vue au MEB d'une diode connectée par un pont à air dessiné au masqueur électronique.

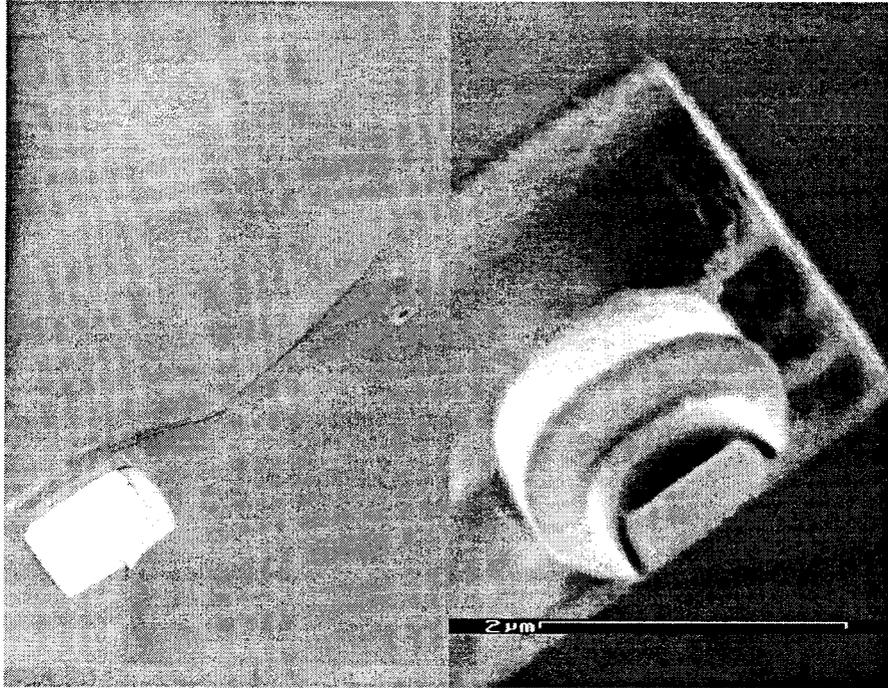


Figure II.23a : Visualisation au MEB de l'empreinte du pont à air dans les différentes résines électroniques.

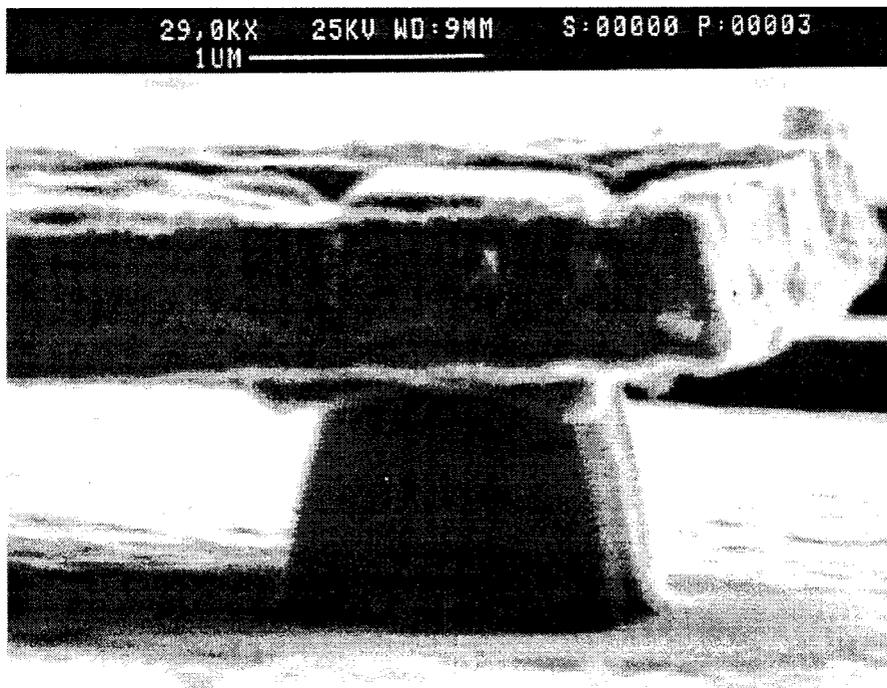


Figure II.23b : Pont à air réalisé par des procédés d'écriture électronique et d'évaporation sous vide. La section de la diode est de $1 \mu\text{m}^2$.

533 - Métallisation du pont à air

Le dépôt du film d'or par évaporation est classique. Il est précédé d'un nettoyage au plasma d'Argon et comprend l'évaporation successive de 500 Å de Titane et de 9500 Å d'Or. L'opération de lift off s'effectue dans un bain d'acétone qui dissout les résines.

La figure II.22 illustre cette technologie de connexion par pont à air. L'image obtenue au MEB, repérée II.23a, correspond au dessin du pont à air dans les différentes résines. La photo repérée II.23b donne un exemple de réalisation du pont sur une diode de section $1 \times 1 \mu\text{m}^2$.

54 - Procédé mixte (lithographie optique-électronique)

Nous avons représenté en figure II.24 une vue en coupe de la structure décrivant notamment l'ouverture des piliers du pont à air et de son tablier. Par ailleurs, nous avons fait figurer le film métallique intermédiaire qui assure la continuité électrique lors de la croissance électrolytique. En pratique, ce film est composé de 200 Å de Titane et de 200 Å d'Or. Il est évaporé sur la première couche de résine après la définition des piliers. L'épaisseur de cette couche métallique intermédiaire est fixée par deux critères : D'une part il doit pouvoir être éliminé facilement en fin de procédé, d'autre part il doit être suffisamment "transparent" de manière à ne pas perturber les phases d'alignement optique des motifs de tablier sur ceux de piliers.

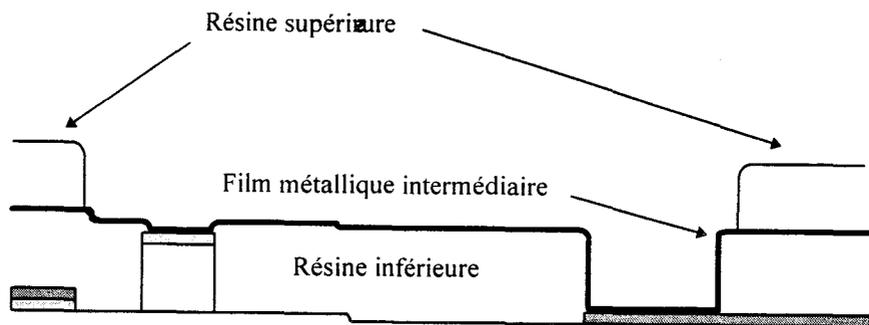


Figure II.24 : Illustration de la fabrication du pont à air par un procédé de photolithographie bi-couche.

Afin de s'affranchir des difficultés de révélations précédemment évoquées, nous utilisons pour la fabrication du tablier deux résines optiques différentes :

- La première résine (*Shiplay 1400-17*), très fluide, peut être déposée en couches minces, ce qui permet d'obtenir une bonne définition. C'est par conséquent la résine que nous utiliserons pour définir le tablier de pont.

- La croissance électrolytique du pont à air s'effectuera dans une couche épaisse de résine (*Hoechst AZ5218*). Le mode opératoire est le suivant :

Après évaporation du film de base (Ti/Au), on procède au dépôt à la tournette de la résine *AZ5218*. Une vitesse de rotation de 1500 tr/min permet d'obtenir une épaisseur typique de 4 μm . Nous avons parfois observé la dégradation du film de base qui se "fripe" suite à une élévation de température de l'ordre de 100°C. Pour éviter ce problème, tous les traitements thermiques postérieurs à l'évaporation de ce film métallique sont effectués à la température de 60°C. C'est le cas des différents recuits de résine et de la cuisson avant dépôt qui vise à améliorer l'adhérence sur le métal conformément à la discussion menée au paragraphe 422.

Après cuisson au four de la résine *AZ5218* à la température de 60 °C pendant deux heures, on évapore une couche d'Aluminium de 500 Å d'épaisseur qui fera office de masque métallique.

La dernière couche de résine (épaisseur 3000 Å) est déposée à la tournette et cuite à 60°C pendant 30 minutes. La technique de fabrication est illustrée par la figure II.25.

Figure II.25a : Le motif de tablier du pont à air est dessiné dans la résine 1400-17 avec les paramètres suivants :

- Insolation 2 s
- Révélation : microposit developer / eau D.I. (1:1) pendant 15 s

Figure II.25b : Le motif obtenu est ensuite recopié dans l'aluminium par attaque chimique avec la solution suivante : $\text{H}_2\text{SO}_4/\text{H}_2\text{O}$ (1:2)

Agitation : 120 tr/min

température : 80°C

La gravure nécessite environ une minute.

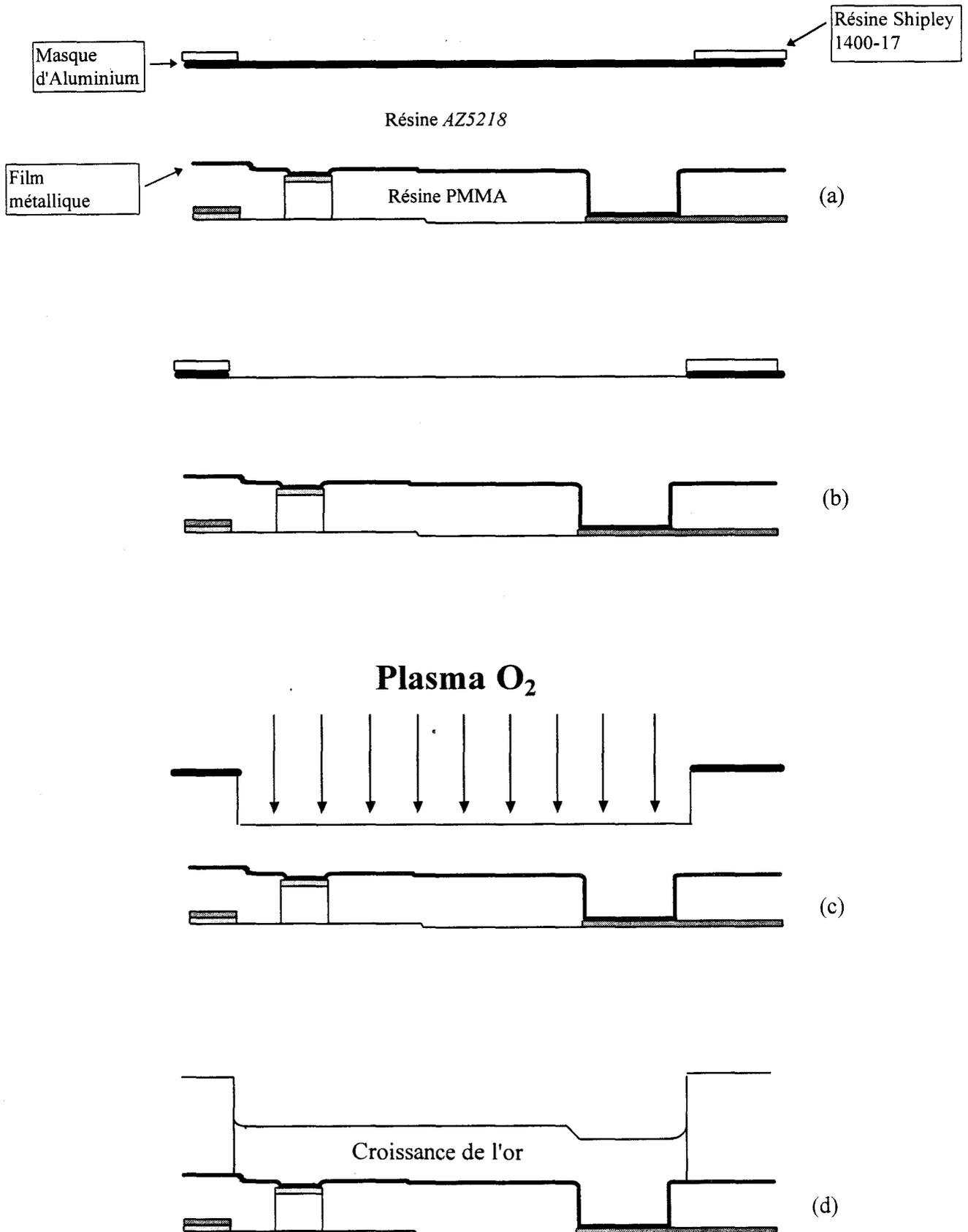


Figure II.25 : Etapes de fabrication du pont à air par un procédé mixte combinant des techniques de lithographie optique et électronique.

Figure II.25c : On procède ensuite à une gravure RIE (Reactive Ion Etching) de la résine AZ5218 au plasma d'Oxygène en utilisant le film d'Aluminium comme masque. La tension est limitée à 160V de manière à ne pas détériorer le masque d'Aluminium ni le film de base.

Plasma O₂
pression : 50 mTorr
Tension : 160 V
Puissance : 50 W

Dans ces conditions, la vitesse de gravure de la résine AZ5218 est de l'ordre de 750 Å/min.

Figure II.25d : Avant de commencer la croissance électrolytique de l'or, on prend soin d'enlever le masque d'Aluminium par gravure chimique à l'aide de la solution précédemment citée. L'étape d'électrodéposition s'effectue dans les conditions suivantes :

Température : 45°C
Densité de courant : 1,5 mA/cm²
Agitation : 200 tr/min

L'épaisseur obtenue est alors d'environ 1,5 µm au bout de 10 minutes de croissance.

La résine AZ5218 est ensuite dissoute dans l'acétone. Le film de base est attaqué par voie chimique à l'aide de la solution KI / I₂ / H₂O qui grave l'or. Le film de Titane est dissout dans l'acide fluorhydrique pur. Enfin, le substrat est plongé dans l'acétone pour retirer la dernière couche de résine.

6 - Caractéristiques électriques

61 - Caractéristiques statiques

Les premières mesures effectuées ont consisté à relever la caractéristique courant - tension des diodes à effet tunnel résonnant, à température ambiante à l'aide d'un système de pointes continues connectées à un traceur de courbes. Deux caractéristiques "typiques " sont présentées sur la figure II.26. Avant de comparer ces relevés aux résultats de simulations du

paragraphe 3, on constate que ces allures illustrent le compromis entre la densité de courant pic J_p et le contraste en courant J_p/J_v . Sur la caractéristique II.26a, le contraste en courant vaut 6,5:1 pour une densité de courant pic égale à 175 kA/cm^2 tandis que sur la caractéristique II.26b, le contraste en courant vaut 9 pour une densité de courant pic égale à 135 kA/cm^2 . Par ailleurs, la variation linéaire liant la densité de courant à la section du composant a pu être vérifiée.

A partir du graphe de la figure II.26 où sont reportées les évolutions de $I(V)$ pour une diode de $4 \mu\text{m}^2$, nous pouvons directement confronter la caractéristique $I(V)$ relevée à celles obtenues par les simulations détaillées au paragraphe précédent. Qualitativement, l'allure générale confirme les prévisions théoriques. Quantitativement, on constate également une bonne correspondance des valeurs théoriques et expérimentales de la densité de courant pic. En revanche, il existe un décalage d'environ 300 mV sur la valeur de la tension pic et le rapport J_p/J_v est largement surestimé par la théorie. Ce dernier phénomène peut se justifier en partie par le modèle théorique employé. Rappelons en effet que le calcul du courant repose sur l'hypothèse d'un transport par effet tunnel cohérent. Autrement dit, nous avons supposé la conservation de l'énergie et du moment des porteurs incidents.

Or, nous savons désormais que l'électron subit plusieurs types d'interactions dont principalement les chocs sur phonons. En outre, les hétérostructures, qui ne sont pas parfaites, présentent une rugosité d'interface qui tend à perturber le transport des porteurs. Ces interactions modifient les règles de transition de type tunnel en permettant en particulier le passage via le niveau quantique du puits même lorsque celui-ci se situe au-dessous de la bande de conduction de l'émetteur. Ceci a été démontré expérimentalement par la mise en évidence d'un pic dû aux transitions par émission de phonons à basse température [16]. A température ambiante, la probabilité de ces transitions inélastiques augmente et on observe en conséquence une valeur de courant vallée mesurée plus importante que celle calculée. La référence [17] présente des modèles décrivant les phénomènes de tunnel incohérent, plus appropriés à une description quantitative précise des phénomènes observés. Toutefois, avec le but d'optimisation affiché ici, il nous a semblé préférable de se limiter au modèle cohérent qui peut être utilisé avec des temps de calcul raisonnables. En dernière remarque, précisons que les valeurs de contraste en courant mesurées, proches de 10:1 dans les meilleures conditions, se situent parmi les meilleurs résultats publiés dans la littérature pour des structures à hautes densités de courant [18].

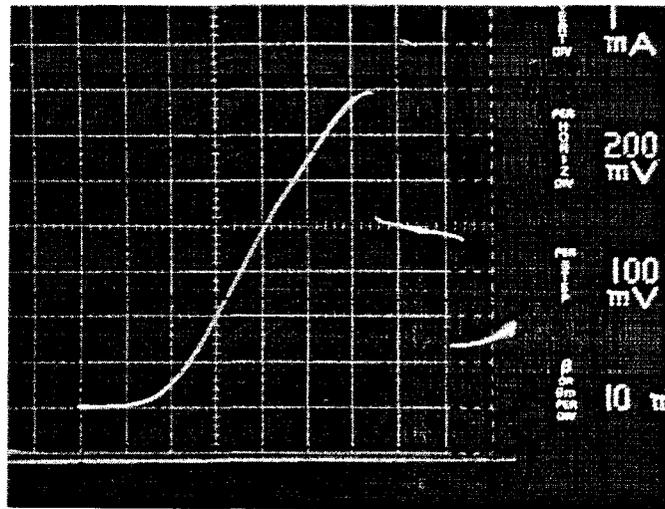


Figure II.26a : Caractéristique $I(V)$ relevée sur une diode double barrière réalisée sur substrat InP. Le contraste en courant vaut 6,5 : 1 pour une densité de courant pic égale à 175 kA/cm^2 .

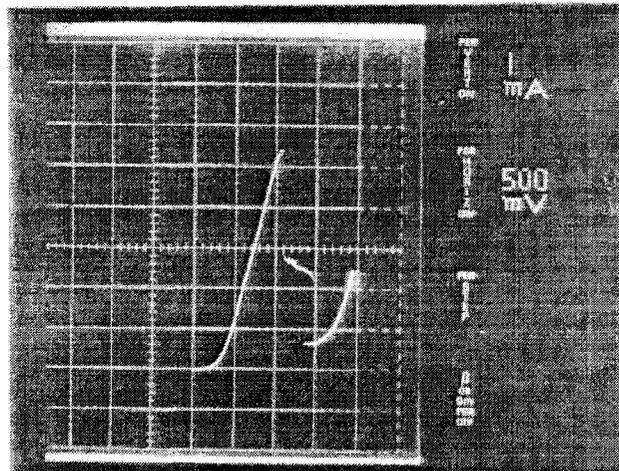


Figure II.26b: Caractéristique $I(V)$ relevée sur une diode double barrière réalisée sur substrat InP. Le contraste en courant vaut 9 : 1 pour une densité de courant pic égale à 135 kA/cm^2 .

Le décalage entre les tensions pics théorique et expérimentale peut être attribué à la valeur de la résistance série R_s qui est directement liée au procédé de fabrication des composants. La détermination précise des différents paramètres du schéma équivalent sera abordée dans le paragraphe suivant. Néanmoins, pour une section de composant de quelques micromètres carrés, la valeur de R_s peut varier entre 10 et 20 Ω . Compte tenu des densités de courant équivalentes à des courants pic de l'ordre de 10 mA, une chute de tension de quelques centaines de millivolts peut se justifier.

Si l'influence de la résistance série sur la valeur de la tension pic est indéniable, son rôle au niveau des performances dynamiques de la diode est également prépondérant comme l'illustre le paragraphe suivant.

62 - Caractéristiques dynamiques

Les lignes d'accès 50 Ω des hétérostructures intégrées par une technologie planaire permettent une caractérisation dynamique directe des composants à l'aide d'un système de pointes hyperfréquences de type *Cascade microtech* ou *Picoprobe*. On évite ainsi les étapes parfois délicates de découpe du substrat et de mise en boîtier de la diode. Par ailleurs, on s'affranchit des termes parasites amenés par les éléments de connexion. Suivant cette méthode, les diodes à effet tunnel résonnant ont été caractérisées en réflexion à l'analyseur de réseau *Hewlett Packard* dans la bande de fréquence 1-40 GHz. Nous présenterons ici les évolutions de l'impédance de la diode en régime de faible excitation en fonction de la fréquence. Ces relevés sont basés sur l'analyse du coefficient de réflexion.

De façon générale, l'apparition d'oscillations spontanées ne facilite pas la polarisation d'une diode à effet tunnel résonnant en zone de résistance différentielle négative. C'est la raison pour laquelle nous ne sommes pas parvenus à nous positionner au point de polarisation optimal correspondant au niveau de conductance le plus important. On peut d'ores et déjà affirmer que cette instabilité met en évidence l'influence des éléments parasites extrinsèques du composant. Une analyse quantitative de ce phénomène passe par la détermination du schéma équivalent "petit signal" qui permet de définir un critère de stabilité. Sur la base d'une comparaison théorie-expérience dans la bande 1- 40 GHz, nous pourrions par ailleurs évaluer les performances fréquentielles du dipôle étudié.

621 - Schéma équivalent petit signal

Le schéma équivalent que nous proposons pour la modélisation du composant en régime de faible excitation est reporté sur la figure II.27. Il faut distinguer dans cette représentation la contribution des éléments intrinsèques C_d et R_d de celle des éléments extrinsèques. Ces derniers termes proviennent des éléments de connexion de l'hétérostructure avec son environnement et dépendent de la technologie employée.

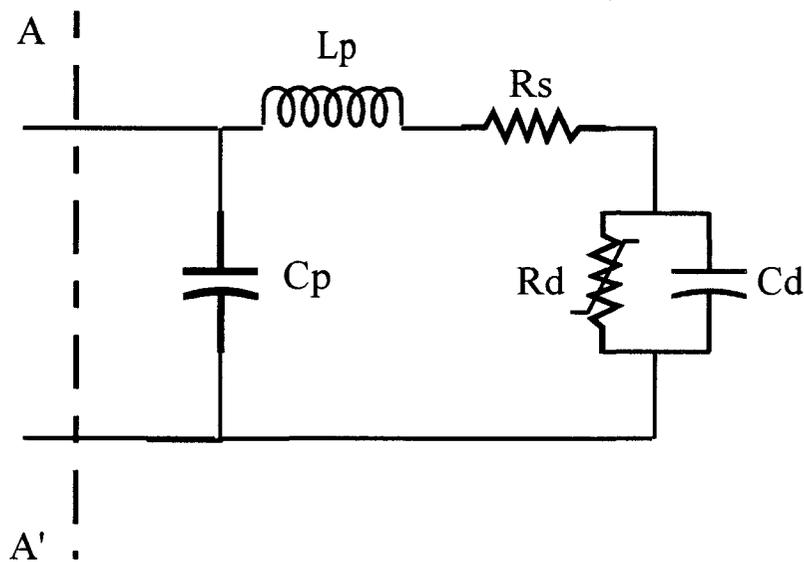


Figure II.27 : Schéma équivalent utilisé pour décrire l'impédance d'une diode à effet tunnel résonnant en régime petit signal.

- Éléments intrinsèques

L'élément R_d matérialise la résistance différentielle du composant qui peut être positive ou négative suivant la valeur de la tension de polarisation. C_d est l'élément localisé qui décrit la capacité de l'hétérostructure à accumuler des charges dans la zone d'émetteur suivant la tension de polarisation. Ces charges vont directement contribuer à l'établissement du champ électrique interne qui sera écranté dans la zone de collecteur par une densité de charges surfacique équivalente (atomes donneurs) résultant de la désertion des électrons.

- Eléments extrinsèques

La technologie de connexion de l'hétérostructure va déterminer l'importance de chaque élément extrinsèque. En toute rigueur, cette connexion devrait être modélisée par des éléments répartis. C'est en particulier le cas des rubans métalliques qui peuvent se comparer à des structures de propagation. Toutefois, compte tenu des faibles dimensions de chaque élément comparées à la longueur d'onde et dans le but de simplifier le schéma, il est possible de représenter ces termes résistifs et réactifs par des éléments localisés. Nous validerons ultérieurement cette approche simplifiée par un très bon accord théorie - expérience.

Le terme selfique parasite L_p décrit l'accès par ruban métallique de largeur relativement faible, caractéristique d'une ligne à haute impédance. Sa valeur dépend directement du procédé d'intégration employée. De quelques dizaines de picohenrys pour une technologie planaire, elle peut être de l'ordre de 0,5 nH pour une connexion par moustache ou par fil d'or.

La capacité parasite C_p englobe les contributions résultant de la mise en regard de deux plans métalliques séparés par l'air (capacité du pont), ou les matériaux semiconducteurs (capacité plot). Cet effet de mise en regard est souvent négligeable dans le cas d'une connexion par moustache.

Enfin, la résistance série R_s décrit les résistances de contact au niveau des connexions métalliques supérieures et inférieures et la résistance d'accès qui s'opposent au passage du courant entre le pied de méso et le contact ohmique inférieur.

622 - Critères de stabilité

Avant de présenter les résultats et de les analyser, il est important de préciser sous quelles conditions le composant peut être caractérisé en zone de résistance différentielle négative. Dans ce but, il est nécessaire d'établir les critères de stabilité [3] [4] qui, avec les notations du schéma équivalent proposées peuvent s'écrire :

$$L_p < |R_d| \cdot R_s \cdot C_d$$

$$|R_d| > R_s$$

On remarque tout d'abord que le terme de droite de la première équation est inversement proportionnel à la section S de la diode. En effet, le produit des résistances R_d et R_s varie, en première approximation, comme $1/S^2$ alors que la capacité est proportionnelle à S . L'influence de S sur L_p n'est pas très sensible. En conséquence, le composant est d'autant plus stable que sa section est faible. Dans ces conditions, la conception de composants très hautes fréquences est difficilement conciliable avec le critère de stabilité. En effet la montée en fréquence impose une réduction du niveau de résistance différentielle négative qui entraîne une diminution du terme $|R_d| \cdot R_s \cdot C_d$. Par ailleurs la technologie d'intégration qui détermine la valeur de L_p a également une importance primordiale dans cette recherche de stabilisation des composants. L'influence néfaste de L_p vient ici renforcer le choix d'une technologie planaire par rapport à une connexion par moustache qui amène en général un terme inductif important.

Le dernier degré de liberté de ces mesures réside dans la modulation du niveau de résistance par la tension. La diode à effet tunnel résonnant est un composant extrêmement non linéaire et il est possible de faire varier son niveau de conductance dans des proportions très importantes à partir d'une excursion de tension de quelques millivolts, principalement au voisinage de V_{pic} . Nous verrons concrètement que pour les composants réalisés, le critère de stabilité ne sera rempli que sur une plage de conductance négative relativement réduite. Sous certaines conditions, l'accès à la résistance différentielle négative est direct dans la mesure où le signal mesuré qui correspond à l'onde réfléchi par le composant possède une amplitude supérieure à l'onde incidente. Le module du coefficient de réflexion est alors supérieur à l'unité comme dans le cas d'un amplificateur à résistance différentielle négative. Au fur et à mesure que la fréquence augmente, la capacité intrinsèque de la diode tend à "court-circuiter" progressivement la résistance différentielle. A la fréquence de coupure, la résistance équivalente devient égale à la résistance série et l'effet de RDN disparaît. Nous allons mesurer cette fréquence de coupure avec précision ; cependant, il est à noter qu'expérimentalement, il est difficile d'accéder à la fréquence de coupure optimale qui correspond à la fréquence maximale d'oscillation que l'on peut définir à partir du schéma équivalent en exprimant la partie réelle de l'impédance :

$$\text{Re}(z) = R_s + \frac{R_d}{1 + R_d^2 \cdot C_d^2 \cdot \omega^2}$$

La résolution de l'équation $\text{Re}(z) = 0$ donne la fréquence de coupure :

$$F_c = \frac{1}{2\pi\sqrt{R_s \cdot |R_d|} \cdot C_d} \times \sqrt{1 - \frac{R_s}{|R_d|}}$$

Cette formule met clairement en évidence l'importance des termes de résistance série R_s et de résistance dynamique R_d , l'optimisation de F_c étant conditionnée par une diminution de ces termes résistifs. Nous avons déjà insisté sur le fait que l'optimisation de R_s était tributaire des techniques de fabrication et de la géométrie du masque d'intégration. Pour que la résistance dynamique R_d soit la plus faible possible, il est nécessaire de travailler à très forte densité de courant. La fréquence maximale d'oscillation est déduite en considérant la tangente à la caractéristique $I(V)$ correspondant à la conductance petit signal maximale. Expérimentalement, le point de polarisation de ce maximum correspond à la tension V pour laquelle la courbe $I(V)$ présente un point d'inflexion. Généralement ce niveau de conductance G_{\max} (résistance minimale) ne satisfait pas le critère de stabilité. La diode oscille alors spontanément et il se superpose à la tension de polarisation continue une tension alternative basse fréquence parasite. L'extension de la modulation autour du point de polarisation affecte la valeur affichée par les appareils qui ne correspond plus à l'impédance petit signal de la diode mais à une valeur moyenne, caractéristique d'un régime grand signal.

L'effet de distorsion de la caractéristique $I(V)$ consécutif à ces oscillations est désormais bien connu. Généralement, ce phénomène est amplifié par l'utilisation de moyens de mesure défavorables à la stabilisation du composant tels que les câbles coaxiaux qui augmentent notablement le niveau d'inductance parasite. Ces effets de distorsion affectent également les mesures dynamiques. On bénéficie toutefois de la possibilité de restreindre l'excursion en tension autour du point de polarisation afin de rester dans les limites de stabilité. En zone d'instabilité, de même que pour les mesures statiques, nous aurons accès à la valeur moyenne d'une impédance grand signal. Dans une situation extrême, la partie réelle de l'impédance peut apparaître positive alors que le composant est polarisé en zone de RDN. Bien que la transition entre les régimes de stabilité et d'instabilité se produise sur une plage de tension très restreinte, on peut généralement affiner la polarisation et observer une dégradation progressive du signal hyperfréquence. En négligeant C_p , la partie imaginaire de l'impédance s'écrit :

$$\text{Im}(z) = L_p \cdot \omega - \frac{R_d^2 \cdot C_d \cdot \omega}{1 + R_d^2 \cdot C_d^2 \cdot \omega^2}$$

On constate qu'il est possible d'obtenir une résonance entre l'inductance parasite et la capacité intrinsèque de la diode C_d . Pour des composants de faible section donc de faible capacité, cette fréquence de résonance est généralement située en dehors de la plage fréquentielle de mesure. En revanche, si on dispose sur le masque de motifs de dimensions différentes, on peut, en travaillant à partir d'une section importante, ramener la fréquence de résonance dans la gamme de mesure, ce qui permet une détermination sans équivoque du terme inductif L_p . On comprend que cette méthode expérimentale n'est valable que si la géométrie des éléments de connexion, en l'occurrence le pont à air, reste inchangée en fonction de la section des composants.

623 - Résultats de mesure

- Structure triple puits pseudomorphique sur substrat GaAs

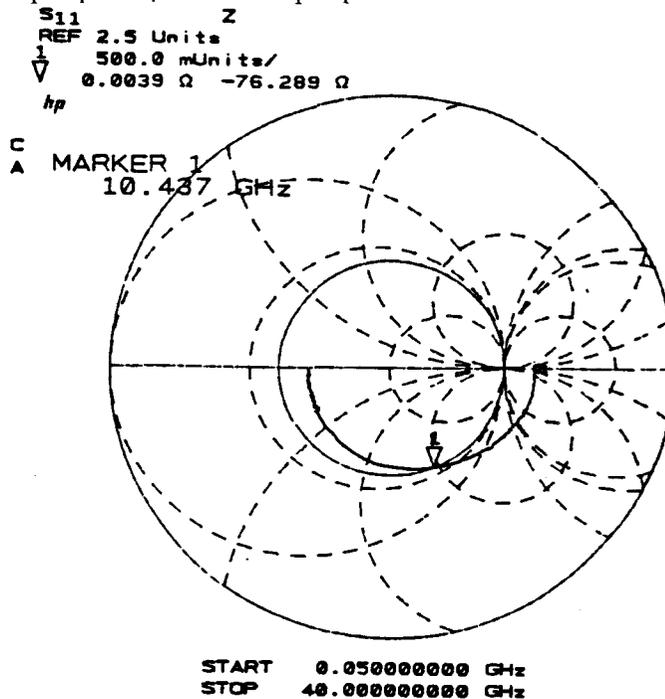


Figure II.28 : Evolution en fonction de la fréquence de l'impédance d'une diode double barrière - triple puits de section $50 \mu\text{m}^2$ réalisée sur substrat GaAs. Le composant est polarisé en zone de résistance différentielle négative.

Les mesures ont été effectuées dans la gamme de fréquence [50 MHz - 40 GHz]. La figure II.28 représente l'évolution en fonction de la fréquence du coefficient de réflexion complexe présenté par la diode dans cette plage. Pour ces premières mesures, nous avons effectué une calibration de type dipôle permettant de définir le plan de référence. Les deux cercles concentriques de l'abaque de Smith correspondent aux modules $|\rho| = 1$ et $|\rho| = 2,5$. Aux basses fréquences, le lieu du coefficient de réflexion se trouve en dehors de l'abaque conventionnel défini par $|\rho| < 1$, dans la zone d'impédance négative élevée. Par augmentation de la fréquence de mesure, on observe une rotation sur l'abaque de Smith dans le demi-plan correspondant à une partie imaginaire capacitive. A la fréquence d'environ 10 GHz pointée par le marqueur 1, la partie réelle de l'impédance équivalente de la diode, autrement dit celle mesurée dans le plan AA' reporté sur la figure II.27 s'annule pratiquement ($\text{Re}(z) = 0,039 \Omega$) tandis que la partie imaginaire prend la valeur $\text{Im}(z) = -76,3 \Omega$. Au-delà de cette fréquence, la partie réelle évolue peu, le lieu de ρ dessinant un cercle d'impédance réelle quasi-constante conformément aux courbes iso-résistances tracées en pointillé. La géométrie du motif utilisé ici correspond à un doigt d'émetteur de $5 \times 10 \mu\text{m}^2$. Pour cette section relativement importante, la fréquence de résonance de la partie imaginaire se situe à la limite de la plage fréquentielle de mesure (40 GHz).

Ces mesures du coefficient du réflexion complexe peuvent être traitées de façons différentes en dissociant les parties réelles et imaginaires. Le tracé de $\text{Re}(z)$ et $\text{Im}(z)$ en fonction de la fréquence est donné sur la figure II.29. Afin de cerner avec précision la fréquence de coupure, l'échelle des résistances a été limitée à 10Ω par division. La croissance rapide de la partie réelle de Z entre 50 MHz et 10 GHz résulte d'une constante RC due à la prépondérance du terme capacitif aux fréquences faibles. Au-delà de la fréquence critique F_c , la partie réelle de l'impédance se stabilise en tendant asymptotiquement vers la valeur de R_s conformément à l'expression théorique de $\text{Re}(z)$. La valeur de R_s déterminée par cette méthode est de 7Ω , ce qui, normalisé par la surface, donne une résistivité de contact, en première approximation, d'environ $3 \cdot 10^{-6} \Omega \cdot \text{cm}^2$. L'évolution de la partie imaginaire, conforme à la discussion précédente, peut conduire à la détermination de la valeur de la capacité intrinsèque par approximations successives. Cependant en pratique, il se révèle souvent plus judicieux de déterminer directement les valeurs de capacité par le relevé des caractéristiques capacité-tension à fréquence basse (typiquement 500 MHz). Par cette détermination de C_d , le seul paramètre inconnu reste l'inductance parasite dans la mesure où la résistance R_d se déduit de l'évolution de la partie réelle de Z .

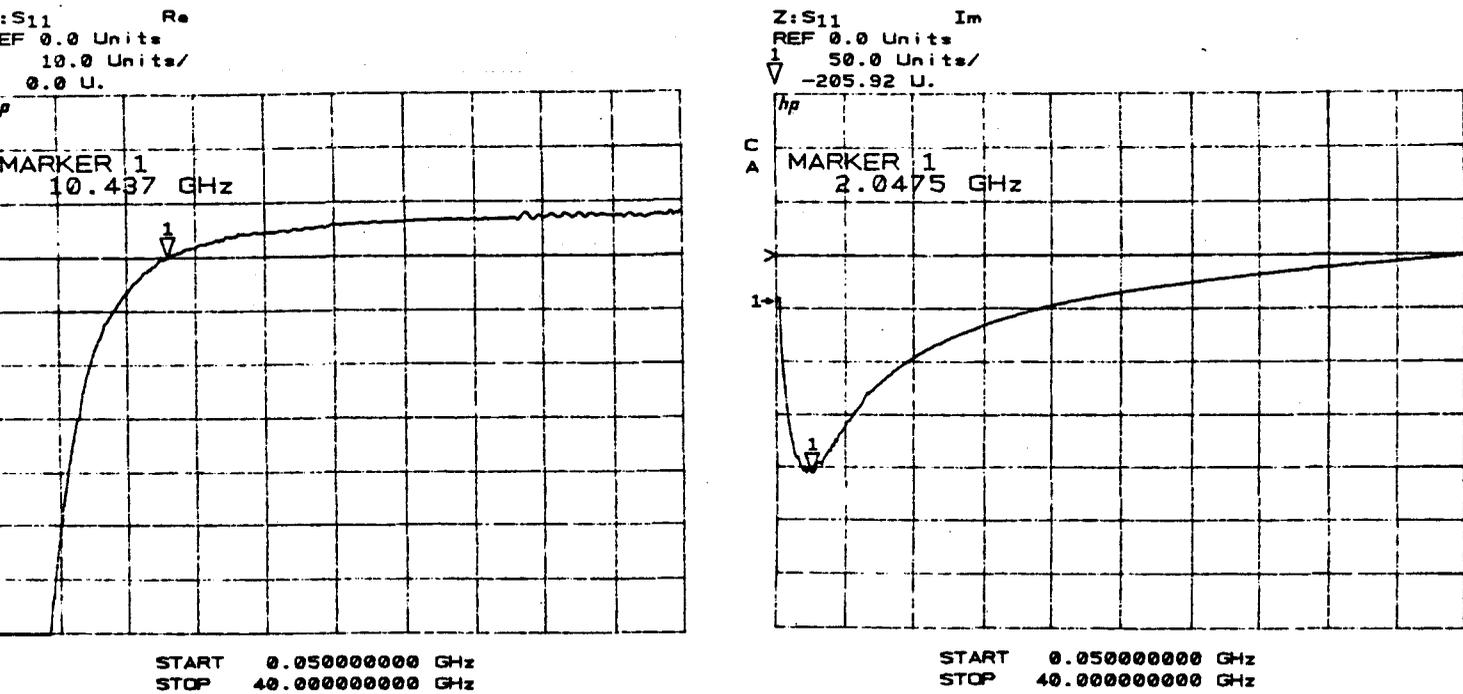


Figure II.29 : Evolution en fonction de la fréquence des parties réelle et imaginaire d'une RTD triple puits GaAs de section $50 \mu\text{m}^2$. Le composant est polarisé en zone de résistance différentielle négative.

Des mesures identiques ont été effectuées pour un composant présentant une section plus faible ($14 \mu\text{m}^2$). Le relevé du coefficient de réflexion complexe obtenu à la limite de stabilité est tracé sur la figure II.30 avec les mêmes facteurs d'échelle que dans le cas précédent. La partie réelle de l'impédance reste négative sur la plage de fréquence de mesure avec une impédance équivalente égale à $-30-j52 \Omega$ à 40 GHz. A partir de ces relevés, on peut déduire l'ensemble des éléments constituant le schéma équivalent hormis la capacité parasite qui peut être mesurée directement à partir de composants en circuit ouvert. Ainsi pour la diode considérée, nous avons déterminé C_p entre 10 et 15 fF. Les valeurs expérimentales des différents éléments sont reportées dans le tableau suivant :

R_d (Ω)	C_d (fF)	R_s (Ω)	L_p (pH)	C_p (fF)
-180	37	9	60	10-15

quantitativement que l'égalité $L_p = R_s \cdot |R_d| \cdot C_d$ est vérifiée. On se trouve au seuil de stabilité. L'inductance de connexion, extrêmement faible (60 pH) explique en partie le succès de ces mesures. La fréquence de coupure maximale peut être estimée à partir d'une détermination de la résistance sécante: De façon très simple, à partir de la caractéristique $I(V)$, on peut déduire une résistance sécante de l'ordre de $\sim 50 \Omega$. En effet, le courant pic est de 7 mA, le courant vallée est de 1 mA alors que la plage de tension de la RDN est d'environ 250 mV. Dans ces conditions, la fréquence maximale d'oscillation est calculée à partir de l'équation $\text{Re}(z) = 0$ en considérant $|R_d| = 50 \Omega$. La valeur ainsi obtenue est de l'ordre de 200 GHz.

• Hétérostructure épitaxiée sur substrat InP.

Nous avons également employé les méthodes de mesure précédentes pour la caractérisation de diodes à effet tunnel résonnant fabriquées sur substrat InP. L'évolution du coefficient de réflexion présenté par la diode est semblable à celle mise en évidence sur les structures précédentes. Toutefois, on observe quelques différences dues notamment à la valeur des éléments intrinsèques. Les caractéristiques obtenues dans ce cas peuvent être modulées très largement en fonction de la tension et de la résistance série qui bénéficie ici des améliorations apportées par une technologie InP. Dans ces conditions, nous avons plus particulièrement cherché à déterminer avec précision la résistance série par le relevé systématique de la fréquence de coupure de la partie réelle de l'impédance en faisant varier le point de polarisation. Dans ce but, nous avons sélectionné un composant de $4 \mu\text{m}^2$ polarisé dans des conditions de haute impédance différentielle négative.

Dans ce cas de figure, le rapport R_s/R_d est très petit devant 1 et l'expression de $\text{Re}(z)$ peut être simplifiée ; ce qui conduit à l'expression suivante pour la fréquence de coupure :

$$F_c = \frac{1}{2\pi \cdot C_d \sqrt{R_s \cdot |R_d|}}$$

On constate alors que F_c est inversement proportionnelle à $\sqrt{|R_d|}$ avec une pente faisant intervenir la capacité intrinsèque de la diode, qui peut être mesurée avec précision, et la résistance série R_s . Or la valeur de la capacité varie très peu pour des excursions de tensions de l'ordre de 100 mV autour du point de polarisation. Par conséquent, il est possible de déduire directement la valeur de R_s à partir des mesures de la fréquence de coupure. La figure

II.31 montre les évolutions des parties réelle et imaginaire de l'impédance en fonction de la fréquence dans la plage comprise entre 50 MHz et 40 GHz. Ces évolutions sont comparées aux caractéristiques obtenues à l'aide du schéma équivalent décrit précédemment. Les valeurs des différents éléments de ce schéma sont affinées par approximations successives. Nous pouvons voir que par cette méthode, un excellent accord avec les points de mesure a pu être obtenu. Les paramètres intrinsèques et extrinsèques de la diode sont reportés en insert. L'impédance calculée est matérialisée par un trait continu. La valeur absolue de la résistance dynamique est ici de 750Ω , la résistance série valant 16Ω . L'hypothèse $R_s/R_d \ll 1$ est ainsi validée. Le calcul de la résistivité de contact montre une amélioration d'un facteur 2 avec des valeurs proches de $6 \cdot 10^{-7} \Omega \cdot \text{cm}^2$. Les éléments C_p et L_p sont quant à eux comparables à ceux déterminés précédemment.

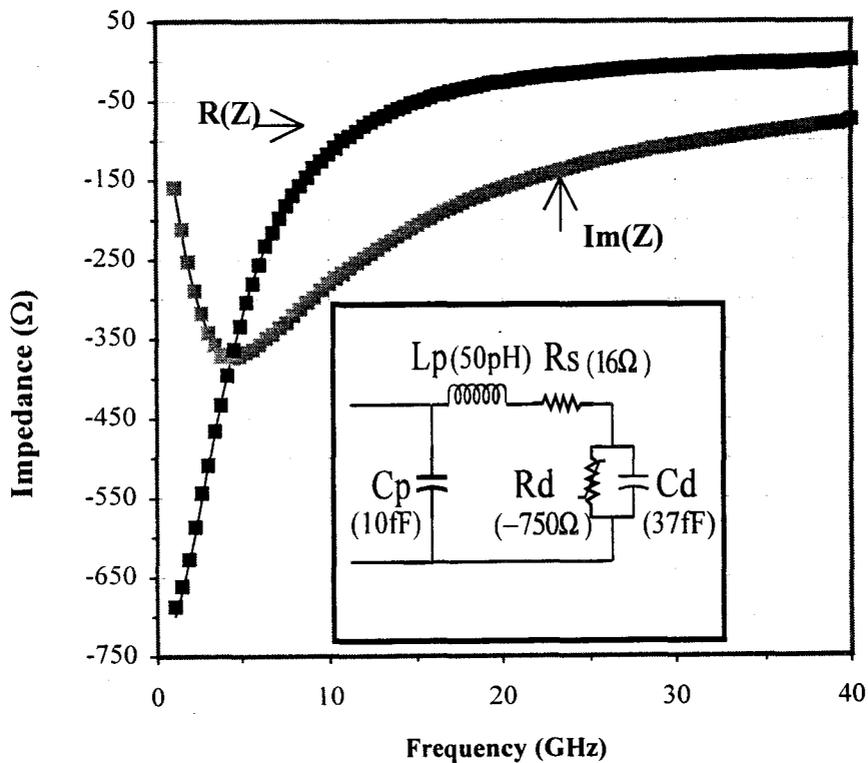


Figure II.31 : Comparaison théorie - expérience des variations de l'impédance complexe d'une diode RTD réalisée sur substrat InP. Le schéma équivalent utilisé est reporté en insert.

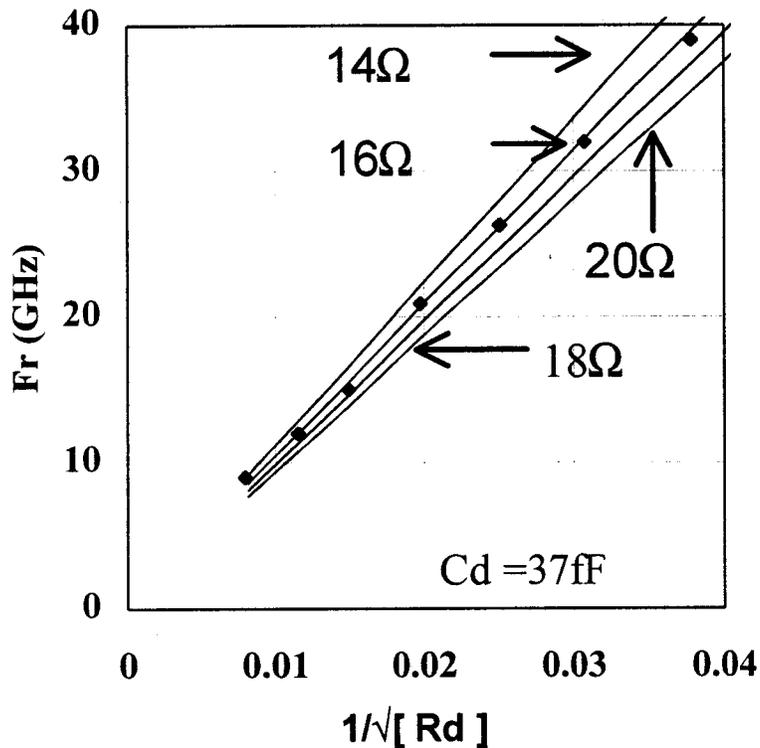


Figure II.32 : Variations de de la fréquence de coupure de la partie réelle de l'impédance d'une diode RTD InP en fonction de $1/\sqrt{R_d}$. Ces caractéristiques sont paramétrées par la résistance série R_s .

En augmentant à présent légèrement la tension, on introduit un glissement de F_c vers les basses fréquences consécutif à l'augmentation continue du niveau de résistance dynamique lorsqu'on s'approche de la tension $V_{\text{vallée}}$. Sur la figure II.32 sont tracées les variations de la fréquence de coupure résistive en fonction de $1/\sqrt{R_d}$. On obtient des évolutions quasi linéaires pour la plage des fréquences comprises entre 10 et 40 GHz. Ces évolutions sont paramétrées par quatre valeurs de R_s comprises entre 14 et 18 Ω . Un très bon accord théorie expérience est obtenu pour une valeur de 16 Ω . Par la méthode précédemment décrite, en considérant la résistance sécante correspondant à un niveau de résistance intrinsèque minimal, la fréquence maximale d'oscillation peut être estimée à 300 GHz.

En résumé, l'impédance d'une diode à effet tunnel résonnant peut typiquement varier d'un ordre de grandeur sur une plage de tension restreinte à 100 mV. L'étape suivante consiste à profiter de cette non-linéarité très marquée des caractéristiques de conduction pour effectuer

une première étude de l'impédance grand signal à partir de moyens de caractérisation généralement réservés aux mesures petit signal.

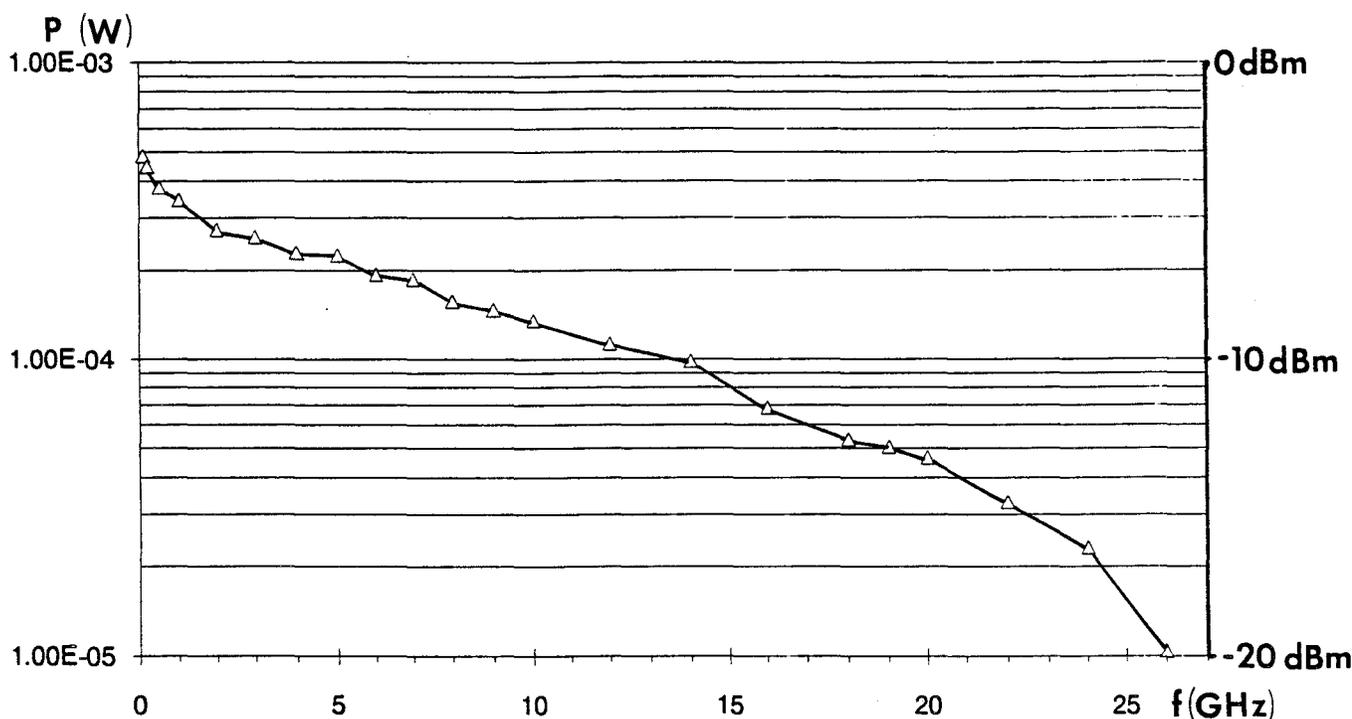


Figure II.33 : Variation de la puissance de sortie fournie par l'analyseur de réseau Hewlett Packard en fonction de la fréquence [21].

624 - Mesures en régime grand signal

Cette étude qui a fait l'objet d'une publication [20] a été effectuée pour les structures pseudomorphiques triple puits épitaxiées sur substrat GaAs.

Pour connaître des conditions de mesure, la première démarche a consisté à relever, à l'aide d'une tête bolométrique, la puissance délivrée par le générateur en absence de toute atténuation. Cette première mesure montre que la source est capable de fournir plusieurs centaines de microwatts avec cependant une chute progressive de la puissance disponible à fréquence croissante. Pour remédier à ce problème, nous avons utilisé une fonction disponible sur l'analyseur de réseau qui permet de compenser cette diminution de puissance. On obtient alors une puissance d'excitation relativement constante, d'autant plus élevée que la plage fréquentielle d'analyse est restreinte.

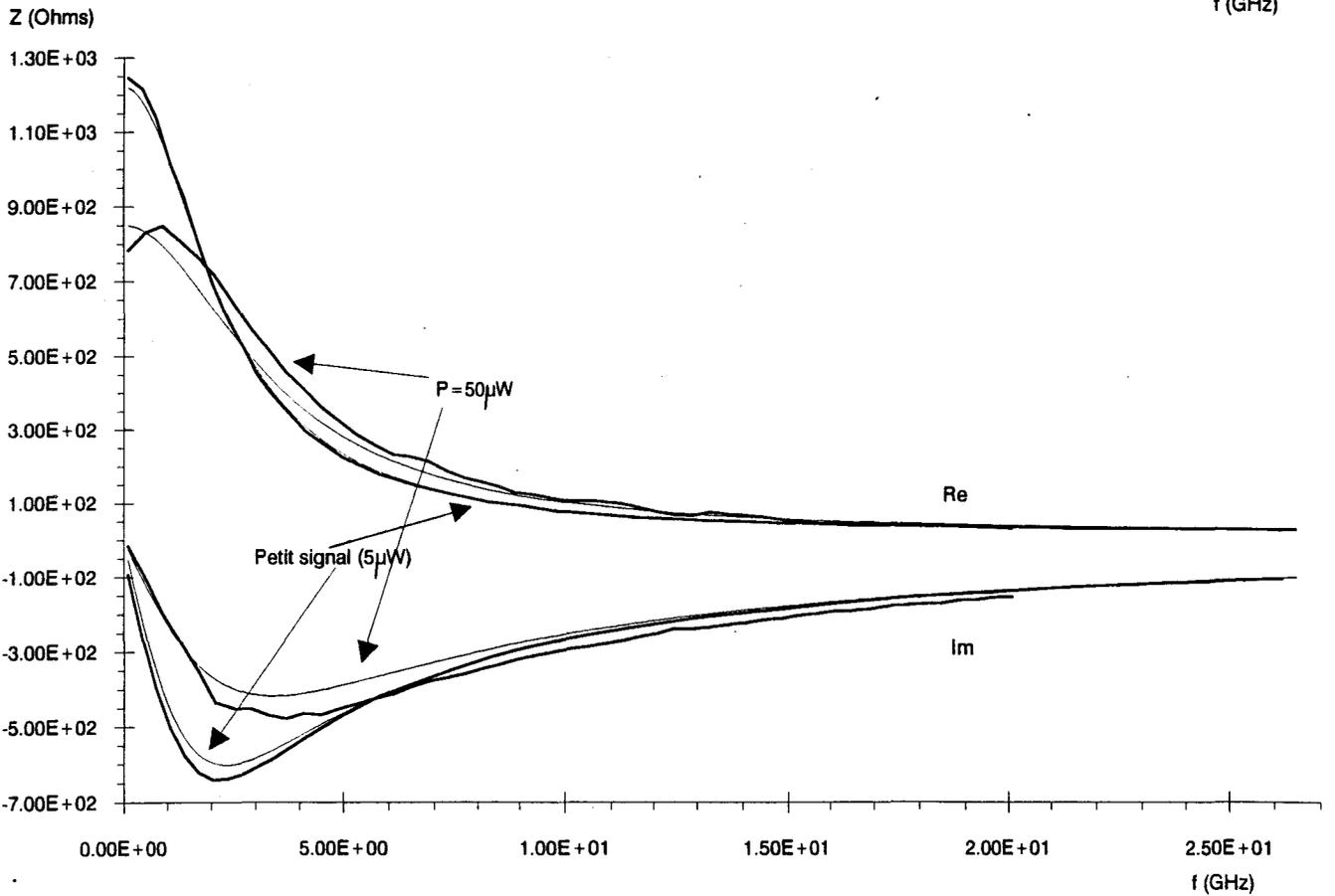
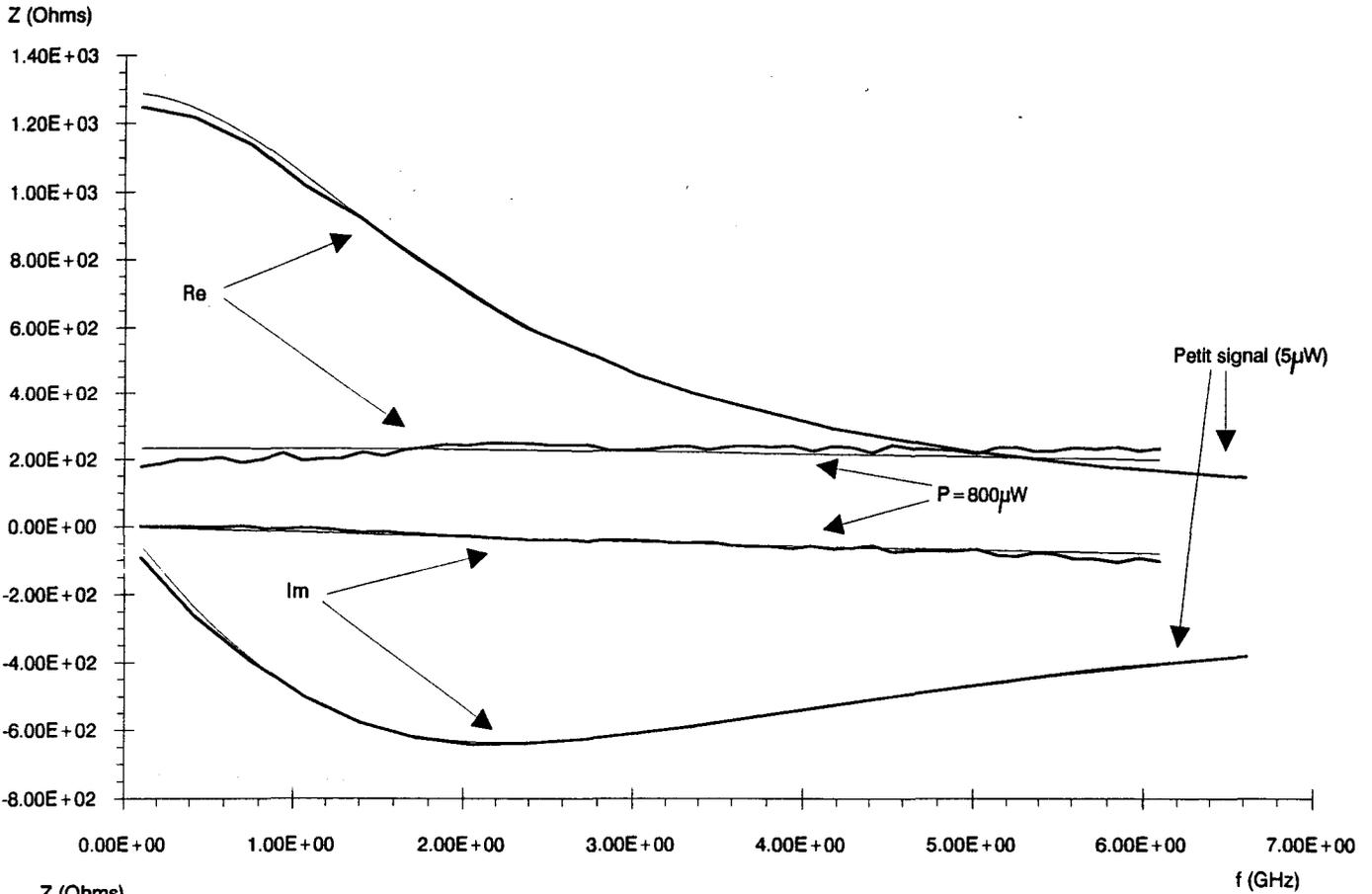


Figure II.34 : Variation de l'impédance complexe d'une diode de section $20 \mu\text{m}^2$ à polarisation nulle pour différentes valeurs de puissance. Les évolutions théoriques sont représentées en trait fin, les courbes expérimentales en trait gras [21].

- Mesures à polarisation nulle

Sur les figures II.34, nous reportons en traits pleins les mesures de l'impédance équivalente d'un composant de section $20 \mu\text{m}^2$ à polarisation nulle. Ces mesures ont été effectuées d'une part pour une puissance de source de $50 \mu\text{W}$ maintenue constante jusqu'à 20 GHz (figure II.34b) d'autre part pour une puissance de $800 \mu\text{W}$ avec une fréquence limite de 6 GHz (figure II.34a). A titre de comparaison, nous avons également reporté les impédances mesurées pour une puissance de source de $5 \mu\text{W}$. Pour cette dernière valeur, on peut considérer que les mesures sont effectuées dans des conditions de faible excitation (petit signal).

- Polarisation proche de la tension pic

Suite à ces premiers résultats, nous avons effectué des mesures pour une polarisation proche de la tension pic, cette fois ci sans introduire de correction sur la puissance de sortie de manière à disposer d'un spectre de fréquence le plus large possible. Les résultats de ces mesures sont reportés sur la figure II.35 pour trois valeurs d'atténuation qui sont 0, 10 et 20 dB.

De l'observation de ces caractéristiques peuvent se dégager deux remarques essentielles.

- Les différentes courbes tracées semblent converger lorsque la fréquence augmente. Ce comportement s'explique par l'influence croissante du terme capacitif qui "court-circuite" progressivement R_d et par la diminution du signal d'excitation.

- On constate également un nivellement des différentes caractéristiques avec l'augmentation de la puissance. Ce comportement particulier peut se comprendre si on songe aux conséquences d'une plus grande excursion en tension. En effet, en augmentant le niveau d'entrée, on finit par atteindre la zone de résistance différentielle négative.

Ces mesures mettent en évidence une propriété remarquable des composants étudiés : on observe en effet que pour des valeurs d'atténuation de 10 et 20 dB, la partie imaginaire de l'impédance reste nulle tandis que la partie réelle vaut environ 50Ω sur toute la largeur du spectre. Ces comportements de $\text{Re}(z)$ et $\text{Im}(z)$ signifient que la diode est naturellement adaptée en impédance lorsqu'elle est polarisée autour de la tension pic. Ceci constitue un atout pour certaines applications telles que la détection d'un signal hyperfréquence. Pour cette utilisation, le composant est polarisé à la tension pic de manière à bénéficier d'une sensibilité optimale. La puissance recueillie est alors maximale à condition que ce composant soit adapté en impédance. Dans notre cas, la vérification de cette condition n'implique pas l'emploi d'un dispositif d'adaptation extérieur.

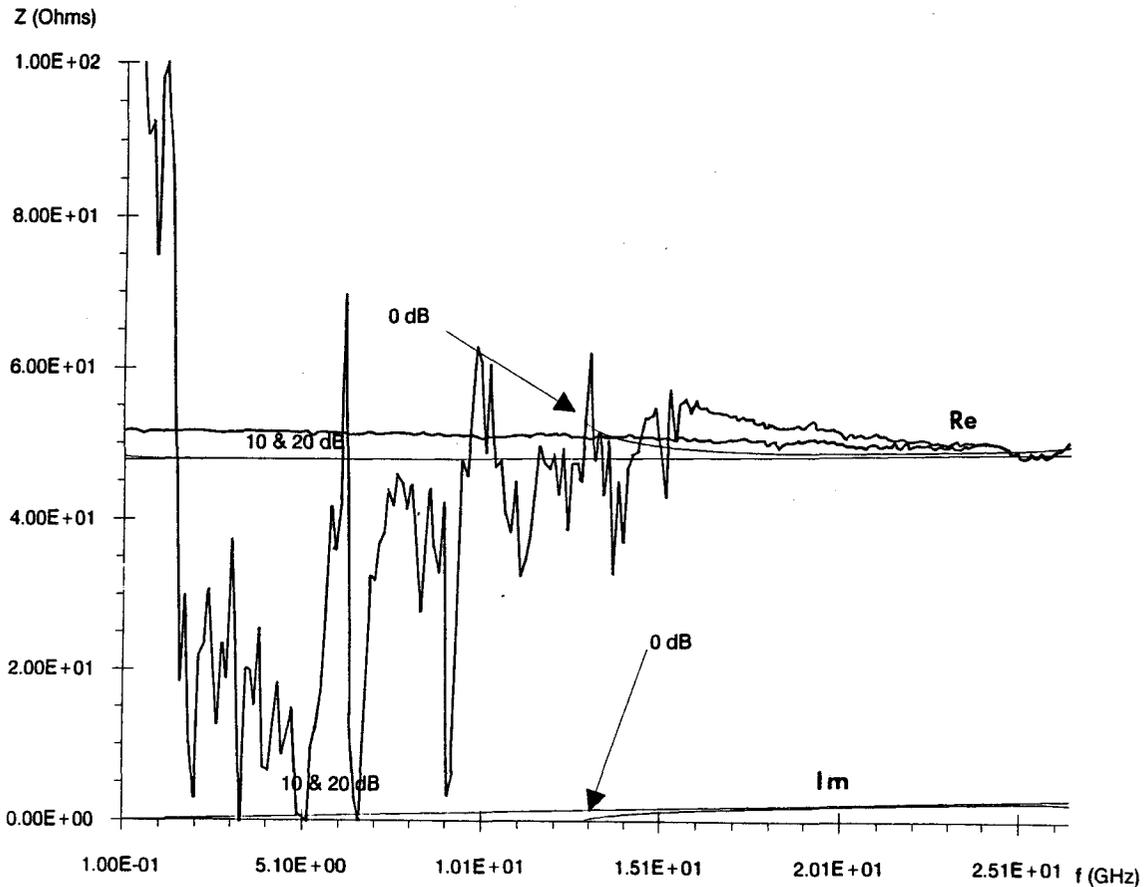


Figure II.35 : Comparaison théorie (trait fin) - expérience (trait gras) pour une diode de section $20 \mu\text{m}^2$ polarisée à une tension proche du pic [21].

En revanche, en l'absence d'atténuation, il semble difficile voire impossible d'assurer la stabilité de la diode jusqu'à des fréquences d'environ 15 GHz. Les fluctuations relevées dans les évolutions de $Z(f)$ s'expliquent par la mise en oscillation du dispositif grâce à l'excursion alternative du signal de mesure qui permet d'explorer la zone de résistance différentielle négative bien que le dispositif soit polarisé à la tension pic : $V = 0,601 \text{ V}$. Ce résultat illustre toute la difficulté de la mise en oeuvre d'un détecteur à RTD, qui peut sous certaines conditions, entrer en oscillation spontanément. Face à ces difficultés, on peut envisager la stabilisation du composant par un circuit extérieur comme cela a été démontré pour un détecteur à 94 GHz [22]. La seconde solution consiste à réduire davantage la section des diodes de manière à les rendre inconditionnellement stables.

Conclusion

Dans ce chapitre consacré aux diodes doubles barrières résonnantes, deux hétérostructures qui se différencient principalement par les matériaux utilisés ont été considérées. Une première série d'échantillons a été réalisée sur substrat GaAs. L'originalité au niveau de l'épitaxie est liée à l'insertion de puits de potentiels dans les zones adjacentes et au sein même de la structure quantique. Ces perturbations visent à induire des transitions par effet tunnel entre deux puits couplés. La seconde série de composants a été fabriquée sur substrat InP. Dans ce cas, on cherche principalement à tirer parti des procédés de croissance pseudomorphiques appropriés pour l'épitaxie des barrières ultra-fines.

Deux technologies d'intégration ont été exposées en détail, toutes deux faisant appel à des procédés de connexion par pont à air en vue de caractériser les échantillons en dynamique, directement sur tranche. Pour les très petites dimensions, typiquement de l'ordre du micromètre, il a été nécessaire de développer un procédé d'écriture directe par faisceau d'électrons dans des résines multicouches. Pour des dimensions supérieures, où les sections utiles sont dans ce cas de l'ordre de $10 \mu\text{m}^2$, la fabrication peut être simplifiée par l'introduction d'étapes de photolithographie. Pour ce qui est de la métallisation du pont, nous avons eu recours aux procédés d'évaporation sous vide et de croissance électrolytique.

En règle générale, les composants ainsi fabriqués présentent de très bonnes caractéristiques courant-tension qui associent des fortes densités de courant pic à des contrastes en courant élevés. Les caractérisations dynamiques effectuées dans des conditions de petit et de grand signal confirment l'aptitude de ces composants à la génération directe d'un signal aux longueurs d'onde millimétriques et submillimétriques avec des fréquences de coupure maximales de l'ordre de 300 GHz.

Références bibliographiques

- [1] P. Mounaix, "Hétérostructures double barrière pour la réalisation de diodes et de transistors à effet tunnel résonnant", *Thèse*, Lille, avril 1992
- [2] E. Lheurette, B. Grimbert, M. François, P. Tilmant, D. Lippens, J. Nagle and B. Vinter, $\text{In}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As}/\text{GaAs}/\text{AlAs}$ Pseudomorphic resonant tunneling diodes integrated with airbridge, *Electronic Letters*, **28**(10), 937 (1992)
- [3] M. E. Hines, *Bell System Technology Journal*, **39**, 477 (1960)
- [4] C. Kidner, I. Medhi, J.R. East, G.I. Haddad, "Power and Stability limitations of resonant tunneling diodes", *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, **38**(7), 864 (1990)
- [5] V. Sadaune, "Effet tunnel résonnant dans les hétérostructures de matériaux semiconducteurs pour différentes situations de confinement", *Thèse*, Lille, octobre 1993
- [6] A. Mikhail, *Thèse*, Lille, à paraître
- [7] G. Klimeck, R. Lake, C. Bowen, W. R. Frensley and T. S. Moise, "Quantum device simulation with a generalized tunneling formula", *Appl. Phys. Lett.*, **67**(17), 2539 (1995)
- [8] E. Leduc, "Optimisation des contacts ohmiques sur GaAs et GaInAs en vue d'améliorer les performances des transistors TEGFET AlInAs/GaInAs sur substrat InP.", *Rapport de DEA*, Lille, juillet 1994
- [9] S. Roy and M. Mehregany, "Microfabricated relays using Nickel surface micromachining", *Electrochemical Society Proceedings*, **95-27**, 214 (1995)
- [10] S. Chiu and R. E. Acosta, "Electrodeposition of low stress gold for X-ray mask", *J. Vac. Sci. Technol.*, **B 8**(6), 1589 (1990)
- [11] A. Spisser, "Réalisation de lignes de propagation et d'éléments passifs en technologie coplanaire pour circuits intégrés en bande W", *Rapport de stage*, Lille, juin 1996
- [12] B. Kebabi, "Réalisation de motifs submicroniques pour masques X : Contribution à leur replication par l'utilisation du rayonnement synchrotron", *Thèse*, Université de Paris-Sud, Juillet 1991
- [13] M. Gentili, A. Lucchesini, P. Lugli, G. Messina, A. Paoletti, S. Santangelo; A. Tucciarone and G. Petrocco, "electron scattering effects in master mask fabrication by single layer process for submicron X-ray lithography", *J. Vac. Sci. Technol.*, **B 7**(6), 1586 (1989)

- [14] R. Hamelin, "Etude et réalisation d'émetteurs optiques intégrés sur matériau III-V", *Thèse*, Lille, Novembre 1995
- [15] M. B. Stern, S. C. Palmateer, M. W. Horn, M. Rothschild, B. E. Maxwell and J. E. Curtin "Profile control in dry development of high-aspect-ratio resist structures", *J. Vac. Sci. Technol*, **B 13**(6), 3017 (1995)
- [16] P. Mounaix, J.M. Libberecht and D. Lippens, "Electron transfer between two coupled quantum wells in a resonant tunneling diode structure", *Solid-State Electronics*, **38**(11), 1899 (1995)
- [17] O. Vanbésien, " Simulation et caractérisation électrique des diodes double barrière à effet tunnel résonnant", *Thèse*, Lille, avril 1991
- [18] P. Mounaix, E. Lheurette, F Mollot and D Lippens, "Frequency capability of strained AlAs/InGaAs resonant tunnelling diodes", *Electronics Letters*, **31**(17), 1508 (1995)
- [19] J.K.A. Everard and K.K.M. Cheng, "High performance direct coupled bandpass filters on coplanar waveguide", *IEEE Transactions on Microwaves Theory and Techniques*, **41**(9), 1568 (1993)
- [20] J.F. Lampin, O. Vanbésien, O. Tanguy, D. Lippens, "Large signal impedance of resonant tunneling diodes", *Fifth International Symposium on Space Terahertz Technology*, University of Michigan, Ann Arbor Michigan, May 10-12, 1994
- [21] J.F. Lampin, "Phénomènes non linéaires dans les diodes a effet tunnel résonnant", *Rapport de stage d'application*, Octobre 1993
- [22] Brugger, communication privée
- [23] S. M. Sze, "High-Speed Semiconductor Devices", *Wiley-Interscience*
- [24] E. R. Brown, J. R. Söderström, C.D. Parker, L. J. Mahoney, K. M. Molvar and T. C. McGill, "Oscillations up to 712 GHz in InAs/AlSb resonant-tunneling diodes", *Applied Physics Letters*, **58**(20), 2291 (1991)

Chapitre III

La diode varactor à hétérostructure

Introduction

Ce chapitre traite de la fabrication et de l'évaluation des performances fréquentielles de diodes varactor à hétérostructures. Ces composants ne sont pas fondamentalement quantiques au même titre que la diode à effet tunnel résonnant. Néanmoins, nous aurons recours à la physique quantique pour décrire les phénomènes à l'origine des courants de fuite en raison de la très forte contribution de l'effet tunnel dans le franchissement de la barrière de potentiel.

Dans une première partie, nous tenterons d'explicitier les critères de conception des structures qui doivent inhiber tout mécanisme de conduction sur une large plage de tension tout en favorisant la modulation de capacité à l'origine de l'effet varactor.

Dans une seconde partie, nous considérerons, les procédés technologiques spécifiques que nous avons développés à partir des procédures mises au point pour l'intégration des diodes à effet tunnel résonnant.

Nous concluons cette étude par l'exposé des résultats de mesures de conduction et de capacité. En outre, ces données expérimentales seront discutées en termes de fréquence de coupure et de rendement de conversion pour les applications en multiplication de fréquence.

1 - Critères de fonctionnement

A partir de la discussion menée au chapitre I, nous avons montré qu'il était difficile de générer directement un signal de puissance non négligeable pour des fréquences supérieures à 500 GHz. C'est la raison pour laquelle nous nous proposons de compléter le travail relatif aux diodes doubles barrières résonnantes destinées à l'oscillation en mode fondamental par l'étude d'un autre composant à hétérostructure pouvant être utilisé pour la génération d'un signal par multiplication de fréquence.

Nous savons désormais que la génération d'harmoniques utilise le caractère non linéaire d'un composant actif et que le recours à une non linéarité réactive semble plus favorable en termes de rendement de conversion que l'emploi d'une non linéarité résistive [1]. Généralement cette non linéarité réactive est obtenue par variation de capacité en fonction de la tension externe. Ce mécanisme régit notamment le fonctionnement des diodes Schottky varactor, très largement utilisées en multiplication de fréquence. Rappelons que les critères de performances sont, dans ce cas, un contraste en capacité élevé et des courants de fuite très

faibles. Dans ce qui suit, nous allons essayer de montrer comment obtenir ces propriétés spécifiques non plus grâce à la barrière de potentiel induite par un contact Schottky mais en considérant une hétérostructure de matériaux semiconducteurs. Notons que ces critères se situent à l'opposé de ceux développés pour les diodes à effet tunnel résonnant présentées au chapitre précédent et il nous semble intéressant de préciser au préalable les conditions qui favorisent une modulation de capacité importante associée à un faible niveau de conduction parasite.

11 - Influence de la conduction parasite

Dans la mesure où les harmoniques sont générés par une non linéarité réactive, la présence d'un courant de conduction entraîne des pertes par effet Joule qui viennent dégrader le rendement de conversion du multiplicateur. Pour cette raison, il est impératif que la valeur du courant I donnée par la caractéristique $I(V)$ du composant reste la plus faible possible sur toute la plage de modulation de la tension V . Pour plus de justesse, nous préférons raisonner en termes d'impédance. Dans ce sens, le terme résistif directement relié au courant de fuite doit être très grand devant la composante réactive afin de bénéficier pleinement de la variation de capacité. Nous verrons comment, en pratique, inhiber les mécanismes de conduction à l'aide d'une barrière bloquante.

12 - Variation de capacité par désertion progressive

Dans le cas d'une barrière Schottky, la variation de capacité a pour origine la désertion progressive de la zone adjacente à la jonction métal-semiconducteur. Ce principe est le même pour une hétérostructure simple barrière. Néanmoins, si les mécanismes fondamentaux sont comparables, les valeurs minimales et maximales de capacité sont différentes, à l'image des zones de charge d'espace. Le processus de désertion dans une structure à simple barrière de potentiel peut s'expliquer facilement par le modèle élémentaire du condensateur plan (deux plateaux métalliques encadrant une couche diélectrique). Dans le cas d'une hétérostructure simple barrière, la zone désertée matérialise la couche diélectrique tandis que les zones adjacentes peuplées s'apparentent aux plateaux métalliques. Par conséquent, la longueur minimale de désertion (niveau de capacité maximal) d'une hétérostructure simple barrière

correspond, dans l'absolu, à la largeur de la barrière de potentiel. alors que pour une diode Schottky, cette longueur minimale est fixée par le potentiel de "built in". Avec de telles conditions de fonctionnement, on bénéficie au départ d'une certaine liberté dans la conception des composants à hétérostructures SBV (Single Barrier Varactor). Le niveau de capacité minimal est quant à lui obtenu par l'extension maximale de la zone désertée.

Dans le paragraphe suivant, sur la base des critères précédents, nous discuterons des choix relatifs à l'hétérostructure en considérant d'une part la barrière bloquante et d'autre part les zones adjacentes.

2 - Choix de la structure

21 - Configuration de la barrière bloquante

Rappelons que la notion de barrière de potentiel s'oppose ici à celle développée dans les structures à effet tunnel résonnant dans la mesure où son rôle consiste non seulement à empêcher l'injection thermoionique mais également à bloquer le passage des porteurs par effet tunnel. Ceci implique l'emploi d'une barrière haute (pas d'injection thermoionique) et épaisse (pas de passage par effet tunnel).

En pratique, il est difficile de satisfaire ces deux conditions élémentaires simultanément et les solutions sont peu nombreuses. En effet, avec le système de matériaux $\text{Ga}_{(1-x)}\text{Al}_x\text{As}/\text{GaAs}$, des hauteurs de barrières importantes ne sont pas envisageables dans la mesure où le gap du $\text{Ga}_{(1-x)}\text{Al}_x\text{As}$ devient indirect à partir de $x > 0,45$, ce qui réduirait la discontinuité de bande de conduction la barrière. Les matériaux adaptés en maille sur InP peuvent constituer une alternative intéressante avec cependant des tensions de seuil à la conduction relativement faibles en raison de la "triangularisation" progressive de la barrière de potentiel. Ce point sera développé au paragraphe suivant. Une fois de plus, nous aurons recours à des solutions mettant en jeu des couches contraintes afin de concilier les critères d'épaisseur et de hauteur.

22 - Définition des zones adjacentes

Les zones adjacentes à la barrière bloquante vont comporter deux couches, l'une modérément dopée qui va permettre la variation de capacité, l'autre fortement dopée qui fera office de couche de contact.

• Zones modérément dopées

Les deux paramètres essentiels sont ici la concentration en espèces dopantes et l'épaisseur. Ce couple de paramètres doit être choisi de manière à obtenir une désertion complète de la zone modérément dopée au point de claquage qui correspond à l'excursion maximale en tension. Lorsque ces paramètres ne sont pas optimisés, deux situations peuvent se présenter :

Dans le premier cas, pour un dopage trop élevé ou une épaisseur trop importante, il y aura systématiquement présence d'une zone non désertée inutilisée.

Dans le second cas, la "respiration" de capacité sera bloquée prématurément, minorant de ce fait le rapport C_{max}/C_{min} (contraste en capacité).

Enfin, il est impératif de conserver une certaine similitude au niveau des dopages et des épaisseurs des couches amont et aval par souci de symétrie de la caractéristique $C(V)$ qui, comme nous l'avons mentionné au chapitre 1, présente un réel avantage en multiplication de fréquence.

• Zones fortement dopées

Le rôle de ces couches est double :

Placées de part et d'autre de la structure, elles vont supporter les contacts ohmiques. Ces préoccupations ont été mentionnées au chapitre précédent. Le dopage élevé va limiter la résistivité du contact et donc la résistance série R_s du composant. Nous verrons que ce paramètre est l'un des principaux facteurs limitatifs au niveau des performances fréquentielles.

Par ailleurs, ces couches fortement dopées constituent des zones réservoirs nécessaires au déplacement des charges qui créent une zone d'accumulation en amont et absorbent les électrons de la zone de charge d'espace située en aval de la barrière.

Ces premières considérations vont nous permettre de choisir les matériaux de la structure et de chiffrer les différents paramètres.

3 - Choix des matériaux - Définition des paramètres de la structure

31 - Franchissement de la barrière

Afin de comprendre l'origine des courants de fuite d'une diode SBV, nous avons schématisé sur la figure III.1 les variations du profil de potentiel lorsqu'on applique une tension externe en représentant par ailleurs les différents chemins de conduction possibles.

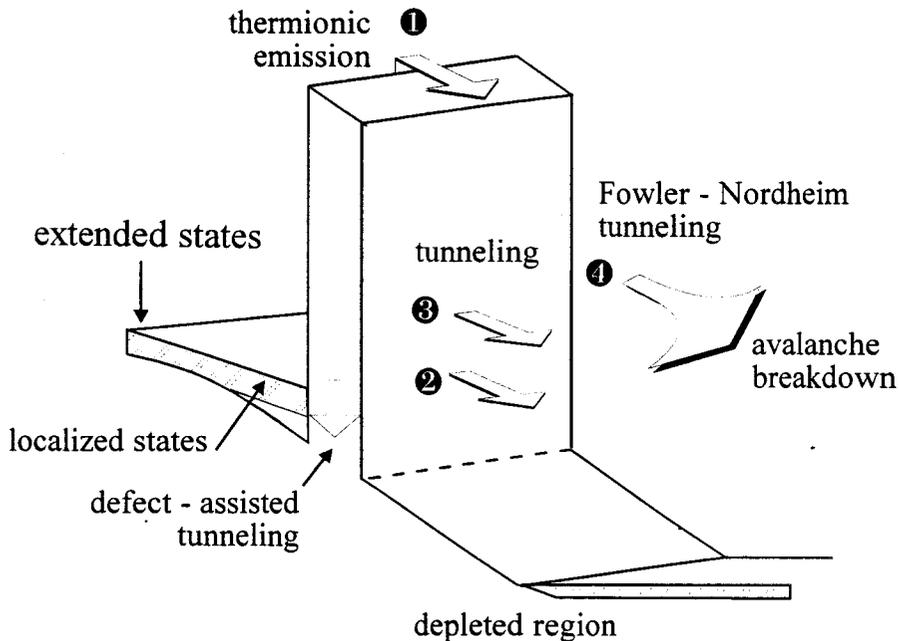


Figure III.1: Représentation schématique des mécanismes de conduction à travers une simple barrière de potentiel.

On constate tout d'abord que sous l'effet de cette tension externe, la bande de conduction se courbe au voisinage de la zone d'émetteur. La première conséquence de l'existence de cette zone d'accumulation est l'abaissement de la barrière de potentiel s'opposant au passage des électrons. Par rapport à la référence d'énergie prise dans la zone d'émetteur, on constate que les électrons voient une barrière apparente plus "basse". Un calcul montre que la profondeur de la zone d'accumulation peut très rapidement atteindre 100 meV. En pratique, il faudra tenir compte de cette abaissement par rapport à la hauteur obtenue dans une situation d'équilibre.

Le chemin repéré 1 représente l'émission thermoionique des électrons par dessus la barrière de potentiel. Ce mode de transmission ne concerne que les électrons d'énergie

supérieure à la hauteur de barrière. Cette composante peut être traitée de façon classique en introduisant la constante de Richardson, la hauteur de barrière et la température de fonctionnement. Nous verrons par la suite que cette contribution peut également être décrite en termes de probabilité de franchissement avec les mêmes expressions que celles utilisées pour modéliser l'effet tunnel. De cette façon, il est possible de rendre compte des effets de réflexion quantique. Quantitativement, on peut s'attendre à une composante thermoionique minoritaire. En effet, les hauteurs de barrières sont typiquement de plusieurs centaines de meV tandis que le niveau de Fermi dans la zone d'émetteur se situe généralement à quelques dizaines de meV du bas de la bande de conduction. On comprendra facilement que les états d'énergie supérieure à la hauteur de barrière ϕ_B soit très peu occupés par les électrons, ce qui limite fortement l'injection par dessus ce mur de potentiel.

En plus de ce mécanisme thermoionique, il existe plusieurs autres possibilités de franchissement de la barrière qui mettent en jeu la contribution de l'effet tunnel. Nous distinguerons ici trois composantes de courant selon le niveau d'énergie des électrons.

La première de ces composantes (chemin 2) correspond au passage direct depuis les états majoritairement occupés sous le niveau de Fermi. Bien que les porteurs soient très nombreux dans cette zone, la probabilité de transfert par effet tunnel est très faible et donc la composante de courant associée reste négligeable pour les faibles tensions. La majeure partie du courant traversant la structure provient en réalité des mécanismes de transport par effet tunnel assistés thermiquement.

Les porteurs vont tout d'abord profiter d'une augmentation très significative de leur probabilité de passage par effet tunnel consécutive à une augmentation de leur énergie (chemin 3).

En outre, la barrière se triangularise très rapidement sous l'influence de la tension externe et dans ces conditions, on constate que la distance tunnel décroît très rapidement par rapport à l'épaisseur initiale L_B . La composante de courant associée (chemin 4) devient maximale lorsque que la barrière se triangularise totalement. En première approximation, en négligeant les zones d'écrantage du champ électrique, cette valeur de tension critique qui est l'image de la hauteur de barrière serait de 1 V dans le cas le plus favorable. Dans le paragraphe suivant, la description qualitative des mécanismes de conduction présentée ici sera complétée par une analyse numérique reposant sur des procédures de calcul tout à fait comparables à celles employées pour les structures double barrières résonnantes. Auparavant

nous allons considérer le mécanisme de claquage par avalanche qui exige un traitement spécifique.

32 - Claquage par avalanche

Nous avons représenté sur la figure III.2 l'allure classique de la caractéristique I(V) d'une diode à simple barrière de potentiel jusqu'à la tension de claquage. La montée exponentielle du courant est un comportement fréquemment rencontré en électronique qui peut aussi bien s'apparenter aux processus d'injection par effet tunnel qu'au phénomène de claquage par avalanche. Pour permettre la multiplication des chocs à l'origine d'un phénomène d'avalanche, les porteurs doivent être soumis à un champ électrique important sur des distances suffisamment grandes. La dimension globale d'une hétérostructure SBV est favorable au développement de champ électriques supérieurs à 100 kV/cm à partir de tensions externes de l'ordre du Volt. A tension donnée, ces valeurs du champ électrique interne vont dépendre directement de la longueur des espaceurs et de leurs dopages. Dans un premier temps, nous allons essayer de chiffrer la tension de claquage par avalanche à l'aide de la formule de Sze [2] qui a été établie pour des homojonctions PN abruptes en Silicium, Germanium et matériau binaire tels que GaAs et GaP. 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.

$$V_b = 60(E_g/1,1)^{3/2}(N_b/10^{16})^{-3/4}$$

Avec E_g : gap du matériau en eV

N_b : quantité d'espèces dopantes en at.cm^{-3}

Le rôle du gap est primordial puisqu'il détermine directement l'énergie de seuil d'ionisation. A titre de comparaison, pour un dopage de $10^{17}.\text{cm}^{-3}$, la valeur de V_b est de l'ordre de 16 V pour le matériau GaAs contre 6 V pour le ternaire GaInAs adapté en maille sur l'InP. Nous avons également appliqué cette formule pour évaluer la tension de claquage de l'InAs dans la mesure où l'hétérostructure InAs/AlSb présente des potentialités intéressantes en terme de hauteur de barrière ($\Delta E_c \approx 2 \text{ eV}$). La tension de claquage correspondant à cette

hétérostructure vaut environ 2 V. Cette première estimation peut être validée dans un second temps par l'évaluation de la condition d'avalanche qui s'écrit :

$$\int_0^W \alpha(x) \exp\left[-\int_0^x (\alpha(x') - \beta(x')) dx'\right] dx = 1$$

avec W longueur de la zone de charge d'espace

α : coefficient d'ionisation des électrons

β : coefficient d'ionisation des trous

La principale incertitude est relative aux valeurs des coefficients d'ionisation. S'ils sont largement référencés pour les matériaux binaires GaAs et InP, on observe parfois une très grande dispersion sur les valeurs reportées dans la littérature en ce qui concerne les matériaux à petit gap tels que l'InAs ou le $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$. En outre, ces coefficients sont généralement déterminés dans des conditions de champ électrique faible.

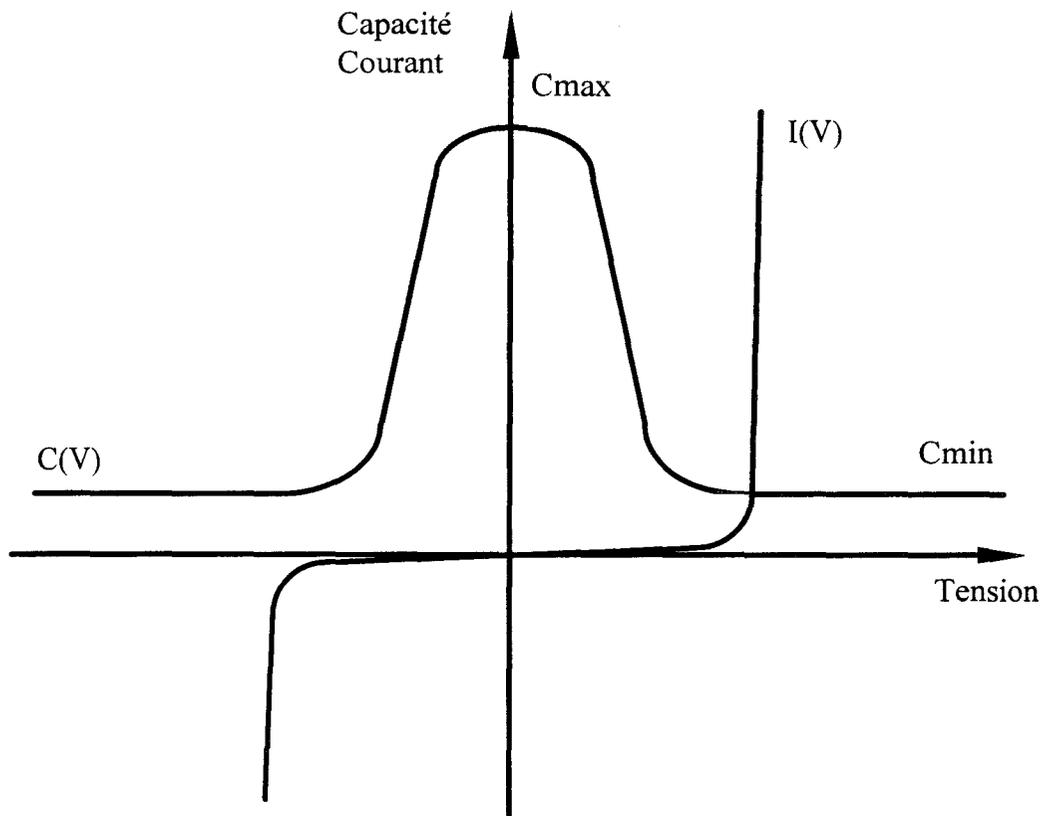


Figure III.2 : Variation typique du courant en fonction de la tension pour une hétérostructure simple barrière. L'évolution de la capacité est également reportée sur le graphique.

En pratique, la procédure de calcul peut être décomposée en deux étapes :

- La première consiste à déterminer le profil de potentiel de la structure qui, après dérivation permet de calculer la carte de champ électrique. Nous en déduisons l'évolution de $\alpha(x)$ à partir de la variation $\alpha(E)$ correspondante, référencée dans la littérature. La procédure de calcul du profil de potentiel est analogue à celle décrite au chapitre précédent.

- La seconde étape consiste à déterminer, par itérations successives, la tension qui satisfait la condition d'avalanche en calculant systématiquement l'intégrale d'ionisation.

Cette procédure numérique a pu être validée pour les structures $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$ et GaAs pour lesquelles nous disposons des variations des coefficients d'ionisation établies par Pearsall [3]. Dans ce cas, la méthode numérique appliquée à une structure $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$ comportant des zones d'espaceurs de dopage $10^{17} \text{ at.cm}^{-3}$ et d'épaisseur 3000 \AA aboutit à la vérification de la condition d'ionisation pour une tension de $6,2 \text{ V}$. L'intégrale d'ionisation ne vaut que $0,9$ à 6 V et $0,65$ à $5,5 \text{ V}$. Dans ces conditions, la valeur du champ électrique maximal entre le matériau de barrière et la zone d'espaceur désertée par la tension externe est de l'ordre de 350 kV/cm . et l'intégrale d'ionisation atteint l'unité pour une distance comprise entre 1000 \AA et 1500 \AA à cause des variations exponentielles des coefficients d'ionisation α et β avec le champ électrique. L'accord entre les résultats de simulation numérique de la condition d'avalanche et les valeurs obtenues par la formule de Sze est donc très satisfaisant. Expérimentalement, nous verrons que les tensions de seuil de conduction définies pour une densité de courant égale à 10 A/cm^2 sont du même ordre de grandeur que la valeur de $6,2 \text{ V}$ qui a été calculée. Cependant, pour cette valeur de tension, les courants tunnel qui initialisent le phénomène d'avalanche sont relativement importants. Il subsiste par conséquent une ambiguïté quant à l'origine exacte du phénomène de claquage qui peut être attribuée aussi bien à la transmission par effet tunnel à travers la barrière triangularisée qu'au mécanisme d'ionisation par chocs. A ce propos, il nous semble que seul un travail mené sur des caractéristiques paramétrées par la température puissent apporter des éléments de réponse sur l'importance relative de ces deux phénomènes.

33 - Couches épitaxiales

La figure III.3 représente les séquences épitaxiales de deux hétérostructures fabriquées et caractérisées.

InGaAs	$5.10^{18} \text{ cm}^{-3}$	3000 Å			
InGaAs	10^{17} cm^{-3}	3000 Å			
InGaAs	NID	50 Å			
InAlAs	NID	50 Å			
AlAs	NID	30 Å			
InAlAs	NID	50 Å			
InGaAs	NID	50 Å			
InGaAs	10^{17} cm^{-3}	3000 Å			
InGaAs	$5.10^{18} \text{ cm}^{-3}$	5000 Å			
substrat InP semi-isolant					
InGaAs	$5.10^{18} \text{ cm}^{-3}$	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	$5.10^{18} \text{ cm}^{-3}$	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 des hétérostructures simple barrière. La structure de droite (DSHBV) correspond à l'empilement épitaxial de deux hétérostructures élémentaires SHBV.

La première structure référencée SHBV (Single Heterostructure Barrier Varactor) est conforme aux descriptions précédentes. Elle comporte une simple barrière encadrée par des zones d'espaceur. La barrière bloquante est conçue sur la base d'une alternance de matériaux AlInAs-AlAs-AlInAs. Pour comprendre la nécessité d'un tel schéma, nous avons représenté sur la figure III.4 les caractéristiques courant-tension calculées, à partir des modèles détaillés au chapitre précédent, pour une barrière homogène AlInAs de 130 Å et pour l'épitaxie décrite figure III.3a. Dans le premier cas, le courant augmente très rapidement dès que la tension approche 2 V. Cette augmentation, bien inférieure à la tension d'avalanche de 6 V est une conséquence directe de la "triangularisation" de la barrière. Pour le second cas, autrement dit avec l'insertion d'une barrière d'AlAs de 30 Å, on constate que la tension de seuil correspondant à un courant de fuite significatif vaut désormais 6 V ce qui représente un gain d'un facteur 3 concernant la "tenue en tension". Ces calculs, qui seront validés par une comparaison théorie - expérience justifient tout à fait l'utilisation de barrières de potentiel

pseudomorphiques AlAs qui ont été employées par la suite de façon systématique. Conformément à la discussion précédente, les zones d'espaceurs sont constituées de couches GaInAs dopées à 1.10^{17} at.cm⁻² juxtaposées à des zones très fortement dopées à 5.10^{18} at.cm⁻³ afin de garantir une très faible résistivité de contact.

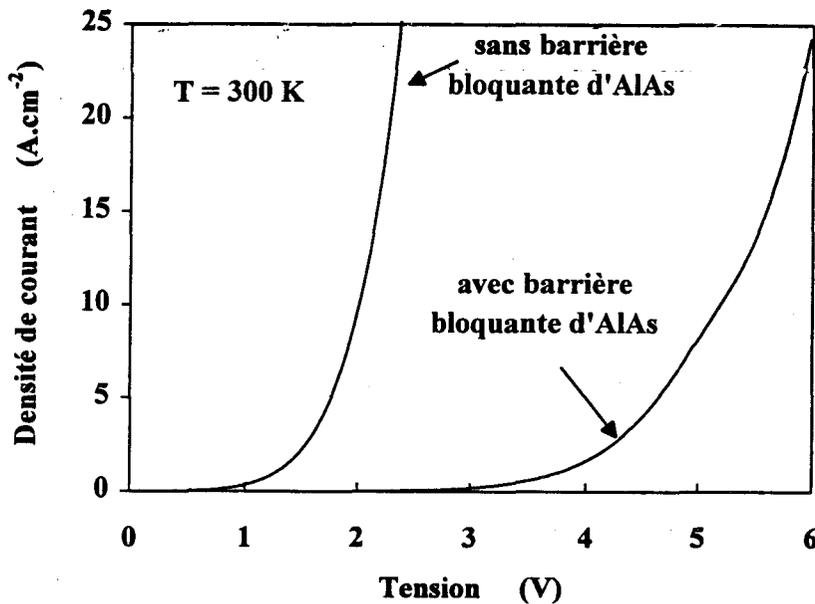


Figure III.4 : Evolutions I(V) théoriques pour les structures simple barrière AlInAs et AlInAs-AlAs-AlInAs à température ambiante.

La seconde séquence est un empilement, sur une même épitaxie, de deux structures élémentaires barrière - zone adjacente. Il est à noter que nous n'avons pas inséré de couches fortement dopées entre ces deux structures élémentaires. En effet, les zones adjacentes où s'étend la désertion des porteurs sont directement accolées entre elles. Par cette mise en série, nous divisons théoriquement le niveau de capacité par 2. Par ailleurs, nous espérons augmenter la tension admissible sachant que la différence globale de potentiel, en cas de parfaite symétrie des couches, se répartit de façon équitable sur chaque structure. En réalité, sous la condition de symétrie, il s'établit une zone d'accumulation en amont de la deuxième barrière qui est l'image de la désertion de l'espaceur aval de la première barrière. La neutralité des charges surfaciques conduit à une égalité des charges accumulées qui assurent l'équirépartition du champ interne au niveau de chaque barrière.

En pratique les couches ont été réalisées par l'équipe *Epitaxie par Jets Moléculaires* à l'aide d'un bâti à sources gazeuses. Une étude préliminaire a été menée afin de déterminer l'épaisseur optimale de la couche contrainte AlAs épitaxiée en croissance pseudomorphique

sur le matériau AlInAs. Le critère essentiel est d'inhiber la génération de dislocations. La composition des alliages ainsi que les vitesses de croissance ont été déduites à partir des mesures de l'intensité du signal RHEED du matériau AlAs épitaxié sur InP et sur GaAs. Les niveaux de dopage ont été déterminés sur des structures de calibration par des procédés de caractérisation utilisant l'effet Hall. La croissance a été effectuée sans interruption à une température de 520 °C pour les matériaux binaires et ternaires.

4 - Fabrication des composants

De même que pour les diodes à effet tunnel résonnant, la méthode de fabrication sera dictée par les dimensions des composants à intégrer. Nous retrouverons les grandes lignes du procédé présenté au chapitre précédent qui comprend notamment une descente de méso pont à air sur motifs coplanaires avec cependant quelques différences que nous détaillerons. Par analogie avec l'étude du chapitre II, nous commencerons par fixer les ordres de grandeur des dimensions verticale et latérale.

- Dimensions latérales

La particularité des diodes SBV (Single Barrier Varactor) réside dans l'absence théorique de conduction. Nous verrons sur les caractéristiques statiques que les densités de courant relevées sont très faibles sur une large plage de tension (de l'ordre de 10 A/cm^2 à 5 V). Cette spécificité a deux conséquences immédiates :

D'un point de vue thermique, la situation n'est pas aussi critique que celle des composants "fort courant" tels que les diodes à effet tunnel résonnant. Par conséquent, il n'est pas impératif de réduire la section à quelques microns carrés pour éviter la destruction par échauffement des hétérojonctions. Cette première idée nous a conduit à imaginer une technologie simplifiée qui permet d'évaluer rapidement les potentialités des structures au moyen de caractérisations $I(V)$ et $C(V)$ avant l'élaboration d'un composant intégré.

D'un point de vue électrique, en raison du rôle déterminant de la capacité maximale C_{max} , il sera impératif de minimiser sa valeur pour les applications "très hautes fréquences". Comme dans le cas d'une diode à effet tunnel résonnant, cette diminution passe par une limitation de la section du composant. Cependant, l'étude théorique menée au paragraphe précédent nous a montré que la diminution du niveau de capacité intrinsèque pouvait être

obtenue par l'empilement épitaxial de plusieurs structures simple barrière (Stacked varactor). Cette option semble très intéressante pour les applications de multiplication en bandes millimétrique et submillimétrique. Dans ce cas, il est envisageable de travailler avec des composants de section équivalente à quelques dizaines de microns carrés [4].

- Dimensions verticales

Dans le cas de diodes SBV, les hauteurs de méso sont souvent supérieures à celles des structures double barrière résonnantes dans la mesure où les zones d'espaceurs sont plus étendues. Par ailleurs, dans le cas de diodes empilées (Stacked Varactor), cette dimension augmente en fonction du nombre de structures élémentaires que comporte l'épitaxie. A titre d'exemple, la hauteur de l'empilement de deux structures simple barrière tel que nous l'avons défini est de l'ordre de 1,7 μm . Dans ces conditions, les problèmes liés à la sous gravure, consécutifs à l'attaque chimique des mésas, sont amplifiés. Pour pallier cet inconvénient, nous donnerons la préférence à des procédés de gravure assistés par plasma.

Après ces considérations relatives au rapport d'aspect des diodes SBV, il convient de détailler les différentes techniques spécifiques à l'intégration planaire de ces composants. Auparavant, nous présenterons la technologie mise en oeuvre pour l'évaluation rapide des structures.

41 - Technologie d'évaluation rapide

Cette technologie a été développée dans le but d'élaborer rapidement des "structures test" avant la fabrication de composants intégrés. Une telle méthode se justifie par la possibilité de travailler sur des structures directement contactables à l'aide d'un équipement de pointes hyperfréquences, sans avoir recours à des procédés de connexion par pont à air. Dans ce cas, la fabrication peut être notablement simplifiée. En effet, il est possible d'écrire les différents motifs à l'aide d'une lithographie optique non critique et de définir les mésas par des procédés d'attaque chimique sans que les effets de sous gravures soient préjudiciables. En outre, le recours à des sections relativement importantes permet d'avoir directement accès à la valeur de la capacité par unité de surface.

La figure III.5 présente une visualisation optique de ces structures test. Le disque intérieur correspond au contact ohmique supérieur. Quatre sections différentes sont disponibles (de 78 μm^2 à 1256 μm^2) de manière à établir les niveaux d'impédance normalisés

par rapport à la section. L'anneau extérieur correspond au contact ohmique inférieur qui sert de plan de masse pour la caractérisation sous pointes hyperfréquences, cette manipulation nécessitant un accès coplanaire.

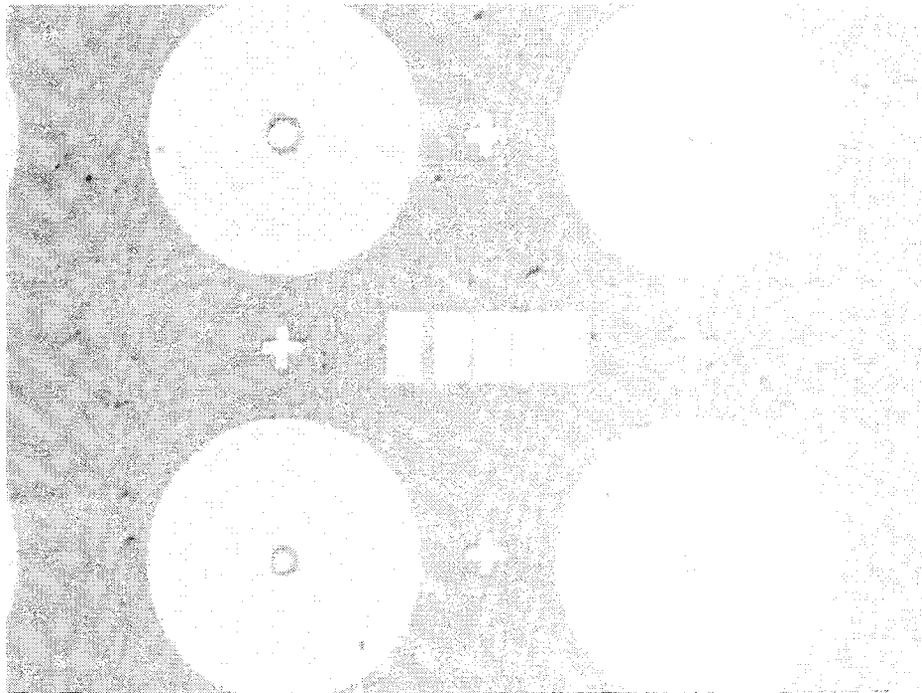


Figure III.5 : Visualisation au microscope optique des composants - test réalisés sur substrat InP semi isolant.

En pratique, ces caractérisations hyperfréquences effectuées à l'analyseur de réseau permettent de déterminer directement, pour chaque point de polarisation l'impédance équivalente de la diode en fonction de la fréquence. Par interprétation en termes de schéma équivalent, il est possible d'avoir accès à la capacité en fonction de la tension. De façon plus précise, on peut également fixer la fréquence et faire varier la tension pour mesurer directement la caractéristique $C(V)$. Les niveaux de masques optiques sont également pourvus de motifs d'échelle de résistance afin de déterminer expérimentalement la résistivité des contacts ohmiques par des mesures quatre pointes. Nous avons souligné auparavant qu'une étude en température pouvait conduire à une meilleure compréhension des phénomènes de conduction parasite. Les structures test fabriquées peuvent être utilisées pour ces caractérisations, en froid ou en chaud, afin d'étudier les processus activés thermiquement.

Parallèlement à la mise au point de ce procédé d'évaluation rapide, nous avons entamé une étude de la gravure ionique réactive des matériaux épitaxiés sur substrat InP. Ce travail se

justifie en regard du rapport d'aspect entre les dimensions latérale et verticale des diodes SBV de faibles sections, lequel est amplifié dans l'intégration épitaxiale de structures élémentaires. Il s'agit ici de préparer la fabrication des composants utilisables dans un environnement guide d'onde ou quasi-optique.

42 - Formation de mésas par gravure ionique réactive

La figure III.6 illustre le problème rencontré lors de la gravure humide de composants de section réduite. L'exemple retenu ici correspond à une situation extrême avec une gravure du GaAs de plus de $4\ \mu\text{m}$ pour des motifs de mésas dont les dimensions latérales sont de $6\ \mu\text{m}$. Face à cette situation à laquelle nous sommes également confrontés pour notre système de matériaux, nous avons essayé de développer une méthode de gravure spécifique. Dans la littérature de très nombreuses références [5] expliquent de manière détaillée les différents procédés d'usinage assisté par plasma. Nous nous intéresserons plus particulièrement à la technique de gravure ionique réactive (RIE pour Reactive Ion Etching) qui peut être mise en oeuvre au laboratoire.

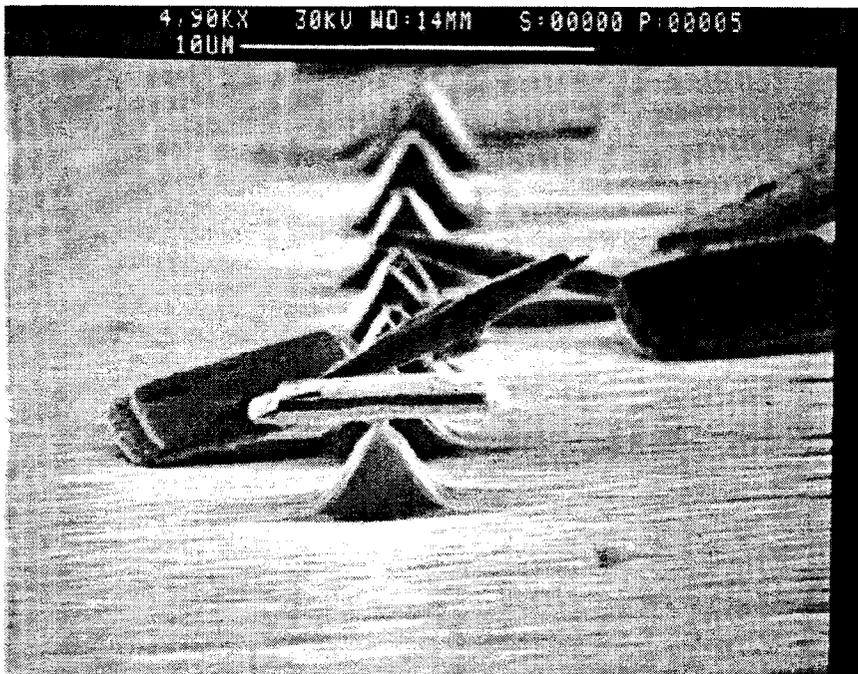


Figure III.6 : Visualisation au MEB de mésas définis par gravure chimique : Illustration des phénomènes de sous gravure.

Rappelons très brièvement que l'idée de base consiste à tirer parti de l'accélération directionnelle d'ions pour obtenir une forte anisotropie de gravure. Nous avons schématisé sur la figure III.7 l'équipement nécessaire à la mise en oeuvre d'un tel procédé. L'électrode inférieure fait office de porte-échantillon. La surface de l'électrode supérieure, qui est généralement formée par l'enceinte, présente une surface très grande par rapport à celle du porte-échantillon. On montre que grâce à ce rapport de surface élevé, la majorité de la différence de potentiel entre les électrodes se localise au voisinage de l'électrode inférieure. Le bâti du laboratoire dispose d'une excitation alternative de forte puissance (plusieurs centaines de Watts), la fréquence étant de 13,56 MHz. Une capacité de blocage repérée C_B sur le schéma est insérée dans le circuit d'excitation pour éviter qu'un courant continu soit extrait du plasma. Pour un système de gaz donné, il est possible de modifier les flux (exprimés en sccm) contrôlés par débitmètre massique. La pression dans l'enceinte est un paramètre déterminant. Elle est généralement de quelques dizaines de millitorrs sachant qu'un fonctionnement à basse pression améliore la directivité dans la mesure où les diffusions au sein du gaz sont réduites. La puissance du plasma peut être modifiée et on mesure de façon complémentaire la tension d'autopolarisation qui correspond à une composante de redressement de l'excitation alternative.

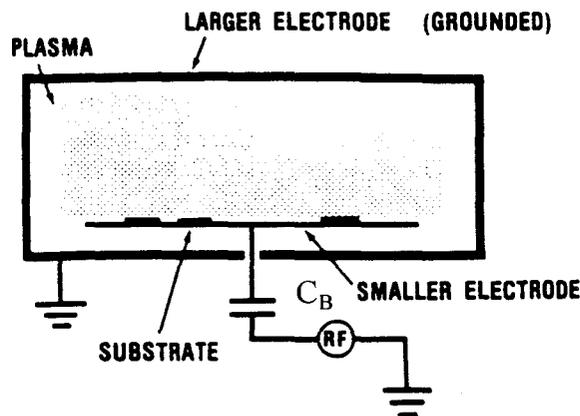


Figure III.7 : Représentation schématique d'un système de gravure RIE [5]

421 - Choix des gaz de gravure

Pour l'attaque RIE des mésas, trois conditions interviennent dans le choix des gaz.

- Les réactions chimiques doivent produire des espèces stables et suffisamment volatiles pour être évacuées par le système de pompage.

- De façon idéale, les espèces réactives ne doivent pas altérer les résines de masquage et les plots métalliques tels que les contacts ohmiques que nous utilisons comme masque. En réalité, on observe fréquemment une gravure des résines dont la cinétique doit être prise en compte dans le choix de leurs épaisseurs.

- Enfin, la vitesse de gravure doit être adaptée à la profondeur recherchée.

L'emploi du système de gaz méthane / hydrogène est relativement fréquent pour la gravure des matériaux semiconducteurs de la filière InP. On ajoute parfois un flux d'Argon afin d'améliorer l'homogénéité ainsi que l'état de surface[17]. Cette technique, couramment utilisée dans l'élaboration de composants opto-électroniques a été éprouvée récemment pour la gravure des "recess de grille" de transistors HEMT sur InP [6].

Pour graver nos structures composées essentiellement de GaInAs adapté en maille sur InP, nous avons ajusté les paramètres comme suit :

CH₄ / H₂ / Ar

6 50 10 sccm

Pression : 65 mTorr

Puissance : 225 W

Tension : 410 V

Dans ces conditions, la vitesse moyenne de gravure est d'environ 100 Å/min, ce qui permet d'effectuer la gravure des mésas dans des temps raisonnables. Par ailleurs, cette vitesse semble suffisamment faible pour que l'on puisse stopper l'usinage avec une précision satisfaisante.

422 - Problèmes rencontrés

Lors de la gravure de nos mésas, en utilisant le contact ohmique supérieur comme masque, nous avons rencontrés quelques problèmes liés pour la plupart à des phénomènes connus et référencés dans la littérature.

- Formation de polymère

De façon générale, lors de l'attaque d'un composé III-V par le mélange ternaire $\text{CH}_4/\text{H}_2/\text{Ar}$, il se forme un polymère recouvrant les surfaces non masquées.

Ce phénomène peut s'expliquer par l'existence de plusieurs chemins de réactions possibles responsables de la formation simultanée d'espèces volatiles et de polymères. Dans une certaine mesure, il est possible de favoriser l'un ou l'autre de ces chemins de réactions en ajustant les paramètres d'attaque [6]. Néanmoins, en pratique, il semble très difficile de bloquer totalement les réactions parasites. Par conséquent, on est fréquemment amené à prévoir, lors des gravures épaisses une ou plusieurs interruptions afin d'éliminer la couche de polymère. Nous avons choisi cette solution en incluant périodiquement (toutes les 10 min) des étapes de nettoyage au plasma d'oxygène dans les conditions suivantes :

Plasma O_2

Pression : 100 mTorr

Puissance : 25 W

Tension : 80V

Outre sa capacité à graver le polymère, le plasma d'oxygène, à faible puissance, offre l'avantage de ne pas altérer le matériau semiconducteur.

- Ecart de vitesse

Des écarts relativement importants de la cinétique d'attaque ont été constatés. Ces écarts sont visibles au passage des interfaces entre deux matériaux de nature ou de dopage différent. En effet, nous avons relevé un rapport égal à 2 entre la vitesse de gravure des couches GaInAs dopé à $5 \cdot 10^{18}$ et $10^{18} \cdot \text{cm}^{-3}$. (respectivement 60 Å/min contre environ 120 Å/min). Par conséquent, ne disposant pas de détecteur de fin d'attaque, nous sommes astreints à interrompre fréquemment la gravure afin de contrôler les épaisseurs.

- Inhomogénéités

La photo reportée en figure III.8 témoigne de ce problème. Au départ, la présence de motifs concentriques semble révéler des inhomogénéités de croissance épitaxiale dans la mesure où ce phénomène est également observable lors de gravures humides. Néanmoins, l'importance des écarts mesurés en fin d'usinage nous amène à penser que l'attaque $\text{CH}_4/\text{H}_2/\text{Ar}$ amplifie ces inhomogénéités initiales. Dans le cas de nos structures à barrières bloquantes AlInAs/AlAs, ce phénomène d'amplification peut s'expliquer par l'accélération de la formation de polymère sur les composés à base d'Aluminium. Dans certaines conditions de gravure cette tendance est tellement marquée qu'elle peut conduire à une sélectivité quasi-infinie du GaInAs par rapport à l'AlInAs [6]. Dans ce cas, la croissance de polymère s'oppose fortement à l'attaque du matériau semiconducteur.

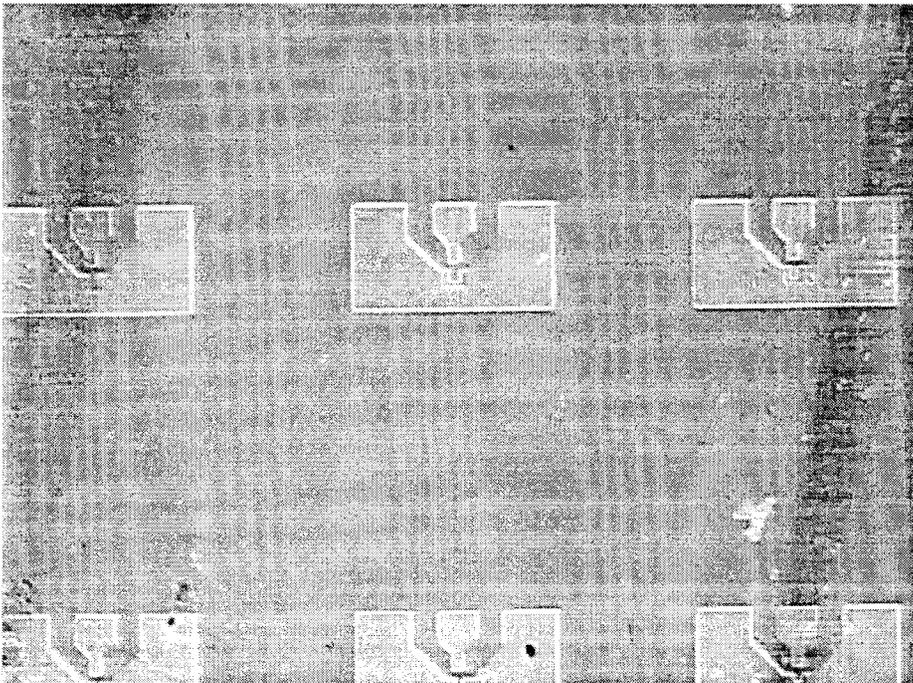


Figure III.8 : Visualisation au microscope optique des inhomogénéités de surface consécutives à la gravure des structures SBV épitaxiées sur substrat InP, par le système de gaz $\text{CH}_4/\text{H}_2/\text{Ar}$.

423 - Résultats

La prise en compte des problèmes précédemment évoqués nous a permis d'obtenir des résultats satisfaisant comme celui illustré par la figure III.9. Cette photo représente une vue au MEB d'un composant de section $1 \mu\text{m}^2$. Les flancs obtenus sont quasi-verticaux sur une hauteur de l'ordre de $1,5 \mu\text{m}$ et le fond de gravure ne comporte pas d'aspérités importantes. Le sommet un peu plus clair de la colonne correspond à un épaissement métallique.

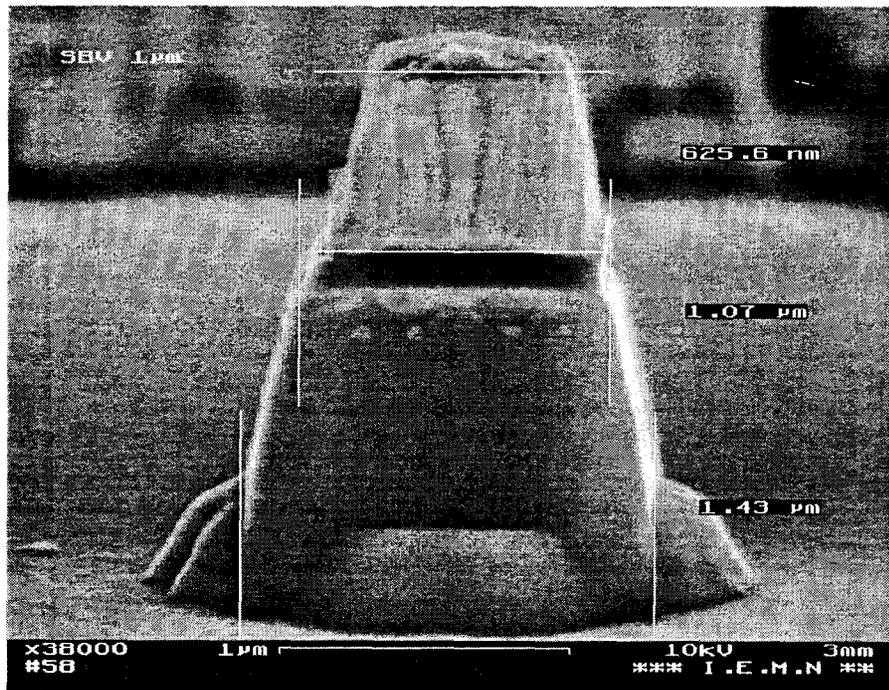


Figure III.9 : Vue au MEB d'une diode de section $1 \times 1 \mu\text{m}^2$ définie par gravure plasma $\text{CH}_4/\text{H}_2/\text{Ar}$. La partie supérieure correspond à un épaissement métallique.

43 - Problèmes liés aux dénivelés importants

Pour les diodes empilées (DHBV), la hauteur totale du dénivelé peut avoisiner $2 \mu\text{m}$. La formation du pont à air demande par conséquent un résinage en couche épaisse conformément au procédé décrit au chapitre II. Or, avec une lithographie optique classique, l'exposition est uniforme sur toute la surface de la plaquette. A partir de dénivelés de l'ordre du micron, il est par conséquent très difficile d'obtenir à la fois une définition correcte du pilier inférieur sans pour autant surexposer le motif de pilier supérieur. Nous savons par

expérience qu'une surexposition du pilier supérieur peut entraîner des courts-circuits lors de l'étape finale de métallisation du pont.

En revanche, avec les techniques de lithographie électronique, il est possible de modifier localement le flux d'électrons lors de l'exposition. La mise à profit de cette opportunité permet d'obtenir simultanément une bonne définition des piliers inférieurs et supérieurs. Il convient cependant de signaler les difficultés que nous avons rencontrées avec ce procédé d'écriture directe dans le repérage des motifs. En effet, pour des épaisseurs de résine supérieures à 2 μm , l'opération de recherche automatique des marques d'alignement peut s'avérer délicate. De plus, il est nécessaire d'effectuer au préalable une étude systématique de l'efficacité d'ouverture des motifs dans la résine en choisissant différents dosages électroniques. Ce travail préliminaire ne peut être réalisé que sur des composants car les dénivelés ainsi que les surfaces métalliques sous-jacentes influencent directement les conditions d'exposition. Après révélation, un contrôle optique permet de définir la dose optimale qui sera conservée pour le process réel. Un programme de correction référencé CFA (Conditional Figure Assignment) permet d'ajuster localement le dosage électronique en fonction des variations de surface.

Cependant, un tel procédé ne nous semble pas applicable dans le cas de dénivelés supérieurs à 2 μm dans la mesure où la capacité de planarisation des résines PMMA reste limitée. Pour une planarisation totale, des résines de type PMGI nous semblent plus appropriées

5 - Caractérisation des composants SHBV et DHBV

Les mesures présentées dans ce paragraphe ont été effectuées à partir de composants élaborés au moyen du procédé de fabrication rapide présenté au paragraphe 41.

Les deux structures épitaxiales définies au paragraphe 3 ont été étudiées. Rappelons qu'il s'agit d'une hétérostructure simple barrière AlAs/AlInAs (SHBV) et d'une structure empilée comprenant deux barrières de ce type (DHBV).

Dans un premier temps, nous présenterons les caractéristiques de l'évolution du courant ainsi que de la capacité en fonction de la tension V . Il est à noter que ces caractéristiques $I(V)$ et $C(V)$ ont été relevées pour différentes sections de composant.

51 - Caractéristiques courant-tension

Les courbes de la figure III.10 ont été relevées sur un traceur de caractéristiques *TEKTRONIX* au moyen d'un système de pointes continues. A l'aide du système de mémorisation de cet équipement, nous avons pu reporter dans le même repère, les caractéristiques de diodes SHBV et DHBV de sections identiques ($1256 \mu\text{m}^2$). Ces mesures ont été faites à température ambiante.

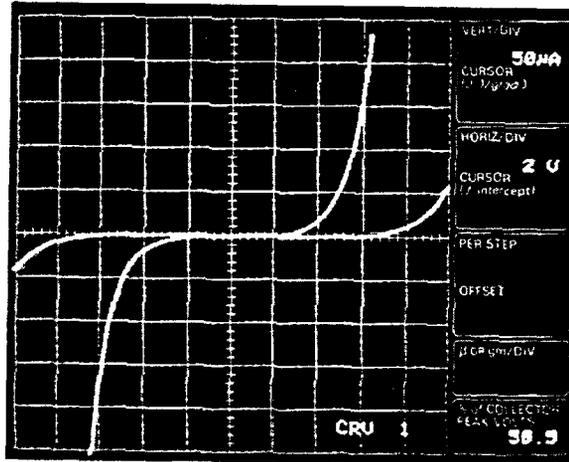


Figure III.10 : Caractéristiques I(V) de structures SHBV et DSHBV relevées à température ambiante sur composants de sections identiques égales à $1256 \mu\text{m}^2$.

- On remarque tout d'abord l'existence d'un facteur 2 entre les tensions de seuil à la conduction des deux structures. Cette tension vaut environ 5 V pour la diode SHBV contre 10 V pour la diode DHBV.

- Par ailleurs les deux caractéristiques relevées apparaissent symétriques par rapport à l'origine en dépit d'un léger écart de pente visible dans la montée en courant. Nous aurons l'occasion de revenir sur cet écart lors de la comparaison théorie-expérience.

- Enfin, on constate que les densités de courant obtenues sont très faibles : sur les structures SHBV, elles valent environ 10 A/cm^2 à 6 V (12 V pour les DHBV).

52 - Caractéristiques capacité-tension

Les mesures ont été effectuées à l'aide d'un système de pointes *picoprobe* relié à un analyseur de réseau *Hewlett Packard*. Nous avons relevé la caractéristique $C(V)$ à la fréquence de 500 MHz, également à température ambiante. Nous avons reporté sur la figure III.11 les évolutions obtenues pour les structures caractérisées précédemment en continu.

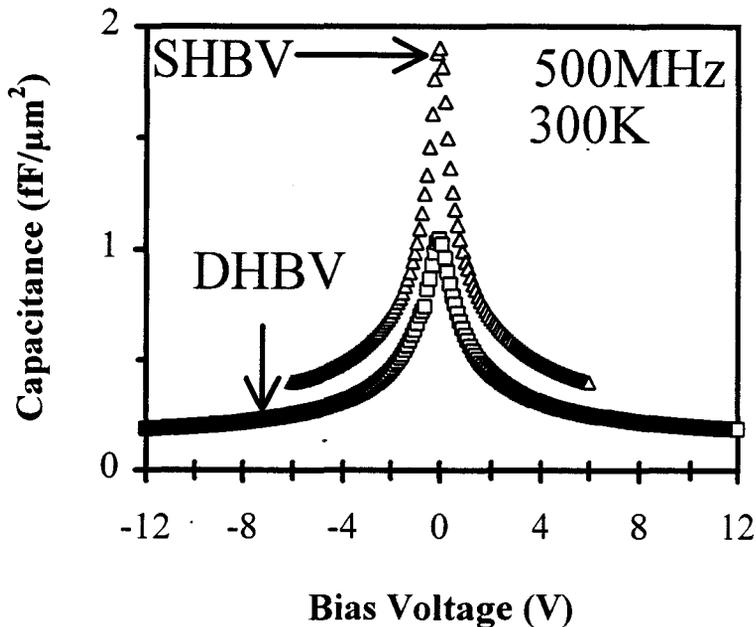


Figure III.11 : Caractéristiques $C(V)$ relevées à la fréquence de 500 MHz pour les composants SHBV et DSHBV de section $1256 \mu\text{m}^2$.

- De la même manière, les capacités obtenues sont également dans un rapport 2. Ainsi, le niveau capacitif de la structure DHBV, qui présente une longueur de désertion globalement plus importante, est deux fois plus faible.

- Par ailleurs les points de mesure relevés en polarisations positive et négative sont symétriques par rapport à l'axe des ordonnées, ce qui témoigne ici encore de la bonne symétrie des couches épitaxiales.

- Enfin, il est à noter que les niveaux de capacité mesurés sont très faibles. Les capacités maximales C_{max} normalisées par rapport à la section sont de l'ordre de $2 \text{ fF}/\mu\text{m}^2$ pour la structure SHBV et $1 \text{ fF}/\mu\text{m}^2$ pour la structure DHBV. Dans les deux cas le contraste $C_{\text{max}}/C_{\text{min}}$ vaut environ 5. De telles performances en termes de capacité maximale et de contraste $C_{\text{max}}/C_{\text{min}}$ sont comparables aux meilleurs résultats publiés dans la littérature.

53 - Détermination des résistances de contact

Rappelons que la série de masques comporte des motifs TLM qui peuvent être utilisés pour chiffrer la résistance de contact des couches d'accès. Ces mesures ont été effectuées sur la couche d'accès inférieure qui présente les mêmes spécificités que la couche supérieure. La résistance déterminée à partir de l'ordonnée à l'origine est de $0,3\Omega$. Par ailleurs, nous avons estimé la longueur de transfert à $0,79\ \mu\text{m}$. A partir de ces données, nous déduisons une résistance d'accès normalisée par rapport à la surface de $1,2 \cdot 10^{-7}\ \Omega \cdot \text{cm}^2$. Cette valeur peut être comparée à celles obtenues pour les structures tunnel résonnant InGaAs/AlAs à partir du relevé de la fréquence de coupure. Ce faible niveau de résistance de contact justifie, ici encore, le choix de couches d'accès InGaAs fortement dopées, la valeur mesurée figurant parmi les meilleurs résultats publiés dans la littérature [7]. La connaissance de ce paramètre par des procédés de caractérisation continue est un premier élément d'information. Dans l'état actuel des technologies, il nous semble difficile de compléter cette étude par des mesures fréquentielles semblables à celles effectuées sur les diodes à effet tunnel résonnant.

En effet, l'utilisation de sections importantes qui facilite les mesures de capacité se révèle en revanche pénalisante pour la détermination des résistances séries. A titre d'exemple, pour la section la plus faible dont nous disposons sur le masque ($78\ \mu\text{m}^2$), en supposant une résistance de contact de $2 \cdot 10^{-7}\ \Omega \cdot \text{cm}^2$, le niveau de résistance attendue est de $0,25\ \Omega$. Cette valeur est inférieure à la résistance des pointes de mesure. En outre, une telle étude fréquentielle expérimentale ne semble pas très favorable dans la mesure où nous ne disposons pas d'un point remarquable tel que le changement de signe de l'impédance présenté par les diodes double barrière résonnantes.

6 - Interprétation des résultats

61 - Comparaison théorie-expérience

Ce travail est effectué sur la base des calculs de courant de conduction et des densités de charges intégrées [18]. Rappelons que les courants parasites à travers une structure simple barrière résultent principalement du franchissement par effet tunnel. Par conséquent, la première étape de la modélisation consiste à déterminer les probabilités de transmission quantique. Cette étape est suivie du calcul de la fonction de distribution des états occupés et disponibles respectivement dans les zones d'émetteur et de collecteur pour déterminer les composantes de courant. Le problème posé est donc comparable à celui rencontré pour les

diodes à effet tunnel résonnant. De la même manière, nous émettons l'hypothèse d'un transport cohérent des charges et il nous semble nécessaire de décrire avec une précision suffisante la zone d'accumulation en amont de la barrière. Nous avons vu que le rôle de cette perturbation de potentiel était primordial dans la mesure où elle induit un abaissement de la barrière favorisant ainsi la conduction parasite. Les algorithmes utilisés sont identiques à ceux détaillés dans le chapitre II. Le profil de potentiel (évolution spatiale du bas de la bande de conduction) est déterminé par résolution de l'équation de Poisson (description de la réaction de charge d'espace et de la distribution de Fermi-Dirac). Nous déduisons alors une probabilité de transmission quantique en utilisant ce profil de potentiel dans la résolution de l'équation de Schrödinger. Les composantes de courant, quelles que soient leur origine (transport par effet tunnel pur ou assisté thermiquement) sont déterminées par le calcul de l'intégrale de courant donnée par l'équation :

$$J(V) = \frac{em^* k_b T}{2\pi^2 \hbar^3} \int_0^\infty T(E, V) F(E, V) dE \quad \text{avec } F(E, V) \text{ la fonction d'alimentation}$$

$T(E, V)$ le spectre de transmission

611 - Caractéristique courant-tension

La figure III.12 donne la comparaison des caractéristiques courant-tension calculées à partir de la procédure décrite précédemment et mesurées à la température de 300 K. La représentation en échelle logarithmique permet de visualiser les états de faible conduction. L'accord théorie-expérience obtenu pour ces états de faible conduction est remarquable dans la mesure où le calcul est effectué avec l'hypothèse d'une parfaite cohérence des phénomènes de transport. En d'autres termes, il n'est pas nécessaire d'invoquer ici la présence de défauts qui peuvent assister le passage des porteurs à travers la barrière.

A plus forte tension, on constate un écart entre les évolutions théorique et expérimentale qui pourrait s'expliquer par les mécanismes de transport multivallées que nous ne prenons pas en compte dans la simulation. Cependant, compte tenu de la faible épaisseur de la couche d'AlAs, on peut s'attendre à une contribution mineure de ce dernier phénomène.

Il convient de mentionner une dispersion des caractéristiques sur l'ensemble du substrat, le résultat présenté ici correspondant à une valeur centrée. A notre avis, cette dispersion est une conséquence directe de la non uniformité de l'épaisseur de la barrière sur l'ensemble de la plaquette. Quant à la légère dissymétrie de la caractéristique $I(V)$ mentionnée

au paragraphe 51, son origine nous semble attribuable à l'inégalité des interfaces directe et inverse relativement au sens de croissance plutôt qu'à des différences de dopage ou de largeur des zones d'espaceur. Néanmoins, l'importance toute relative de cette dissymétrie témoigne d'une certaine maîtrise de la qualité des interfaces. Par ailleurs, la dispersion des valeurs absolues de courant est tout à fait tolérable dans une application de multiplication de fréquence utilisant des modulations de capacité plutôt qu'une non linéarité de conduction. Dans ces conditions où la montée en courant n'est qu'un phénomène parasite, les dispersions qui lui sont relatives n'interviennent pas au premier ordre.

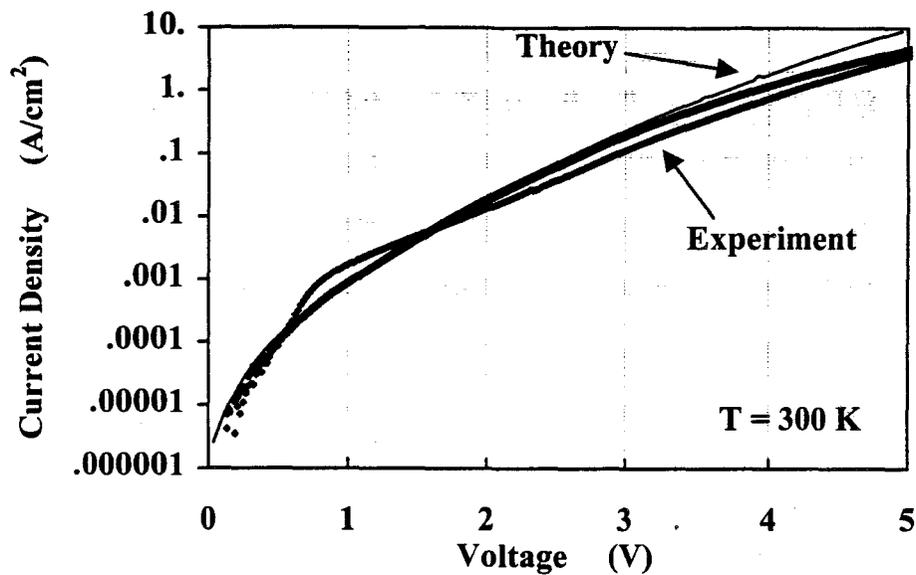


Figure III.12 : Evolution I(V) théorique des diodes SHBV. Les points expérimentaux relevés en polarisation directe et inverse sont reportés sur le graphique.

622 - Caractéristique capacité-tension

L'information de capacité est obtenue à partir des calculs du profil de potentiel par résolution autocohérente des équations de Poisson et de Thomas-Fermi. En effet, par définition, la capacité traduit l'accumulation des charges au voisinage des électrodes de la structure. La variation des charges en fonction de la tension peut être calculée en amont ou en aval de la barrière de potentiel. Généralement, on effectue cette détermination théorique en aval de la barrière [8] par référence à la diode Schottky Varactor qui est le dipôle à capacité variable le plus répandu. Le domaine d'intégration varie avec l'extension de la zone désertée. Dans la situation inverse où on considère la zone d'accumulation, ce domaine d'intégration peut être supposé constant, ce choix n'ayant pas d'incidence sur les résultats finaux.

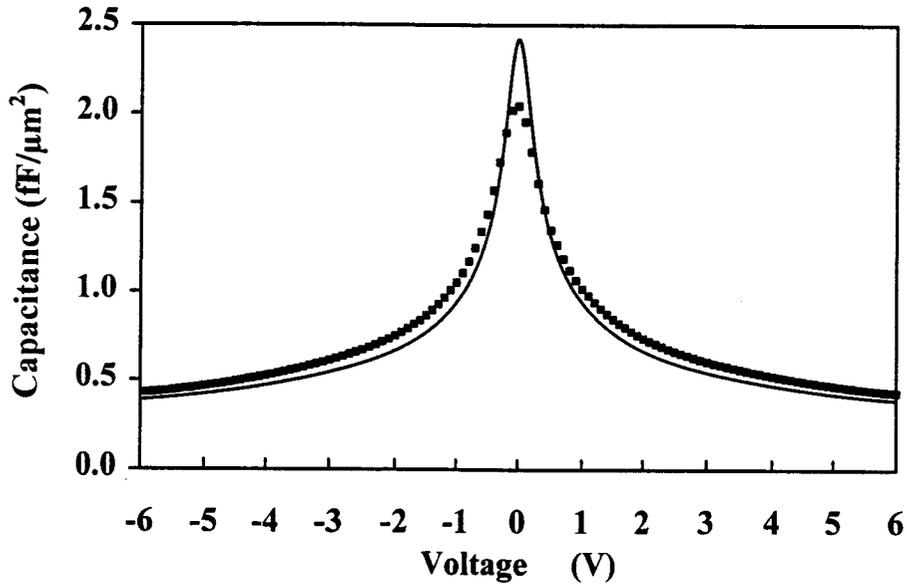


Figure III.13 : Comparaison théorie - expérience des variations $C(V)$ d'une diode SHBV. Le trait continu correspond à l'évolution théorique.

Le calcul du potentiel passe par la détermination de la densité locale de charges dans l'ensemble de la structure. On déduit la capacité en dérivant la densité surfacique de charges obtenue par intégration sur la zone d'accumulation. Pour ce calcul, nous avons émit l'hypothèse d'une statistique d'occupation de type Thomas-Fermi qui suppose que la densité volumique de charges soit une fonction exponentielle de la différence entre le niveau de Fermi pris constant dans la zone d'émetteur, conformément à la discussion du chapitre précédent, et le bas de la bande de conduction. Il en résulte un maximum de la densité volumique de charges à l'interface InGaAs/AlInAs. En toute rigueur, ceci est contraire aux lois de la mécanique quantique qui attribue à la barrière un potentiel répulsif, ce qui induit un décalage du maximum de la probabilité de présence par rapport à cette interface. Ce décalage permet d'assurer la continuité de la charge. Toutefois, nous verrons que les erreurs commises en utilisant l'approximation de Thomas-Fermi sont minimales, elles affectent plus particulièrement les valeurs maximales de la capacité au voisinage de l'équilibre.

La figure III.13 compare les résultats calculés et mesurés pour une diode SHBV. Hormis l'écart relevé sur la valeur de C_{max} que nous venons de mentionner, l'accord théorie-expérience est très satisfaisant. Rappelons ici que la procédure de calcul employée ne décrit pas complètement les phénomènes de confinement. En effet, le puits quantique formé par la zone d'accumulation n'est pas véritablement pris en compte dans la mesure où on considère

un continuum d'énergie entre le bas de la bande de conduction et le niveau de Fermi. En réalité, le passage de la résolution quantique à la résolution classique se traduit par un écart des charges à intégrer relativement faible (de l'ordre de 5 %) en dépit de variations très importantes pour une énergie donnée. Nous montrons ici que l'approximation de Thomas-Fermi est appropriée pour décrire la capacité qui est donnée par la dérivée de la charge surfacique en fonction de la tension.

Par ailleurs, on constate une certaine analogie entre les variations de capacité des diodes SHBV et Schottky varactor. Ce résultat n'est pas surprenant dans la mesure où le processus fondamental repose, dans les deux cas, sur une modulation de zone désertée. Il est possible de tirer parti de cette analogie pour déterminer expérimentalement le niveau de dopage des zones adjacentes à partir de la dérivée de la grandeur $1/C^2$ en fonction de la tension. Par ce moyen nous avons retrouvé le niveau de dopage nominal de 1.10^{17} at.cm⁻³ dans les zones d'espaceurs situées en amont et en aval de la barrière. En outre, nous avons vérifié que la condition de "punch through" (désertion totale de l'espaceur) était remplie à la tension critique de 6 V. Dans ces conditions, la marge d'optimisation de la valeur minimale de capacité est relativement faible. Par conséquent, l'amélioration du contraste en capacité sera conditionnée par l'augmentation de C_{max} . Pour illustrer les possibilités d'optimisation de ce paramètre, il nous semble intéressant d'évaluer la longueur ou encore l'épaisseur de diélectrique équivalente dans l'approche du condensateur plan. Cette longueur l est égale à ϵ/C avec C , la capacité par unité de surface et ϵ , la permittivité du semiconducteur qui sera considérée constante. La valeur de C correspondant à la capacité maximale C_{max} est égale à $2 \text{ fF}/\mu\text{m}^2$, ce qui conduit à une longueur équivalente d'environ 550 Å. Cette longueur est bien supérieure à l'épaisseur de la barrière de potentiel qui vaut environ 150 Å. Ceci montre que l'écrantage du champ électrique interne correspondant à une faible modulation de tension s'établit sur des distances importantes, comparables à l'épaisseur de la barrière. De façon très simplifiée, l'épaisseur équivalente de diélectrique est $L_B + 2L_S$ où L_S est la longueur d'écrantage. On ne peut raisonnablement diminuer L_B car ceci augmenterait la "transparence de la barrière" et par conséquent la résistance de fuite. Pour augmenter la capacité à l'équilibre C_{max} , la seule solution consiste à réduire les longueurs d'écrantage L_S , ce qui peut être obtenu par une augmentation des niveaux de dopage au voisinage de la simple barrière. C'est le but poursuivi avec les structures à plans de dopage que nous nous proposons de considérer dans le paragraphe suivant.

63 - Structures à plans de dopage

La discussion précédente conclut à la nécessité d'un profil différencié avec un niveau de dopage élevé au voisinage de la barrière et modéré dans les zones adjacentes pour assurer la respiration de capacité. En pratique, on se heurte à la difficulté suivante :

L'obtention d'un bon état des interfaces est souvent incompatible avec des dopages élevés, ce qui justifie, dans la plupart des structures quantiques, la présence de très faibles zones d'espaceurs non intentionnellement dopées (typiquement 50 Å) destinées à limiter la diffusion des espèces dopantes vers l'hétérojonction. Or, dans notre cas, il est nécessaire de positionner les zones de dopages élevés le plus près possible de la barrière afin de limiter au maximum l'extension du champ électrique interne. Avec de telles contraintes, on pense naturellement à l'utilisation de plans de dopage qui peuvent être placés relativement près des interfaces. L'idée de structures " δ dopées", a déjà été testée dans d'autres laboratoires principalement pour des structures Schottky [9]. Dans ce cas, la présence d'un plan de dopage au voisinage de la jonction métal-semiconducteur augmente très fortement la transmission par effet tunnel. Une telle situation est analogue à celle des contacts ohmiques sur couche δ dopée où la conduction par effet tunnel est augmentée en limitant l'extension de la zone désertée. La réduction du courant de fuite des diodes Schottky passe par l'utilisation d'hétérostructures qui permettent à la fois de limiter la conduction parasite par l'insertion d'une couche à large bande interdite et d'optimiser la capacité grâce à un plan de dopage [10]. Cette dernière structure, qui se rapproche de celles que nous étudions, ne présente pas, cependant, des caractéristiques naturellement symétriques. Ce problème ne peut être résolu que par une implantation tête-bêche. En outre, les barrières métal-semiconducteur sont incompatibles avec une mise en série épitaxiale. En ce qui concerne les hétérostructures simple barrière à plans de dopage, à notre connaissance, un seul essai est référencé dans la littérature. Il s'agit d'un travail effectué par l'équipe de Haddad à l'université du Michigan [11]. Les composants réalisés à cette époque ont présenté un courant de fuite important lié à la prépondérance des mécanismes de conduction assistés thermiquement. C'est la raison pour laquelle la caractéristique $C(V)$ n'a pu être observée qu'au voisinage de l'équilibre, à la température de l'azote liquide. Nous reviendrons sur ce résultat en le comparant à nos propres travaux.

La structure épitaxiale utilisée dans cette étude, fabriquée par l'équipe *Épitaxie par Jets Moléculaires* est donnée sur la figure III.14. Nous conservons la configuration de la barrière bloquante (AlInAs/AlAs/AlInAs). Deux plans de dopage (dopant : Si) sont placés de part et

d'autre de cette barrière bloquante, à une distance de 50 Å. La charge équivalente par unité de surface est de $2.10^{12} \text{ cm}^{-2}$. Les espaceurs qui permettent l'extension des zones désertées sont identiques à ceux décrits précédemment.

InGaAs	$5.10^{18} \text{ cm}^{-3}$	3000 Å
InGaAs	10^{17} cm^{-3}	3000 Å
InGaAs	NID	50 Å
InGaAs	NID	50 Å
InAlAs	NID	50 Å
AlAs	NID	30 Å
InAlAs	NID	50 Å
InGaAs	NID	50 Å
InGaAs	NID	50 Å
InGaAs	10^{17} cm^{-3}	3000 Å
InGaAs	$5.10^{18} \text{ cm}^{-3}$	3000 Å
InP	$5.10^{18} \text{ cm}^{-3}$	5000 Å
substrat InP semi-isolant		

Figure III.14 : Séquence de croissance épitaxiale de l'hétérostructure simple barrière à plans de dopage. Ces plans de dopage ($2.10^{12} \text{ cm}^{-2}$) sont localisés par les traits gras.

631 - Caractéristique I(V)

Nous avons représenté sur la figure III.15 l'évolution du courant en fonction de la tension mesurée à température ambiante pour une diode à plans de dopage de section $1256 \mu\text{m}^2$. La tension de seuil de conduction est inférieure à 1 V. On note par ailleurs une dissymétrie entre les caractéristiques directe et inverse. Il existe toutefois un plateau qui permet d'espérer un processus de blocage du courant à faible tension de polarisation. Nous avons de nouveau utilisé les outils de simulation précédemment décrits pour comprendre les résultats obtenus. Sur la figure III.16, nous avons reporté le profil de potentiel pour différentes tensions de polarisation. On remarque la présence de courbures très importantes de chaque côté de la barrière. Ces courbures sont centrées sur des points de rebroussement situés à l'abscisse des plans de dopage. Il est important de noter que la courbure de bande est dissymétrique de part et d'autre du plan de dopage. Cette dissymétrie résulte directement de la proximité de la barrière de potentiel. En effet, dans le cas d'un plan de dopage isolé, la charge électronique libre s'équ répartit de part et d'autre de ce plan. Dans le cas présent, cette répartition est perturbée par la faible probabilité de présence électronique dans la barrière. Si

le plan de dopage était situé à l'hétérojonction, ce qui constitue un cas pratique défavorable, on observerait un décalage très important du barycentre des charges libres. Cette dissymétrie entraînerait un abaissement de la barrière de potentiel à l'équilibre qui favoriserait les phénomènes de conduction assistés thermiquement. Sous polarisation, on observe une ouverture progressive du puits de potentiel électrostatique situé en aval. Nous allons nous intéresser plus particulièrement à cet effet de fuite des charges initialement piégées qui va se traduire par des différences visibles sur les évolutions $I(V)$ et $C(V)$.

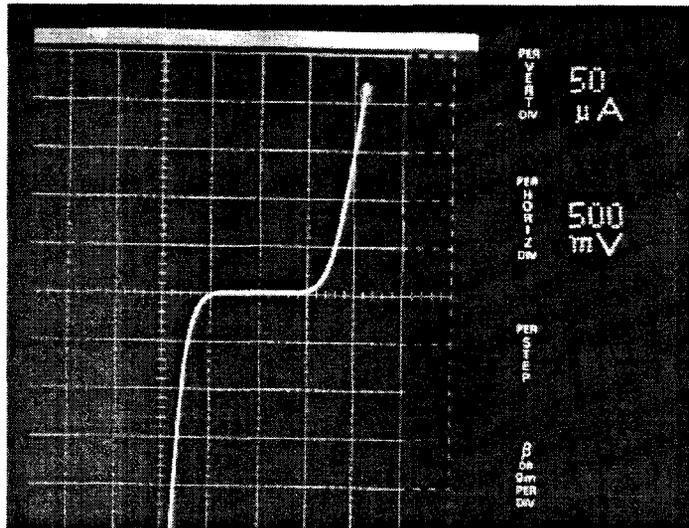


Figure III.15 : Caractéristique courant-tension relevée à température ambiante sur une diode simple barrière à plans de dopage de section $1256 \mu\text{m}^2$.

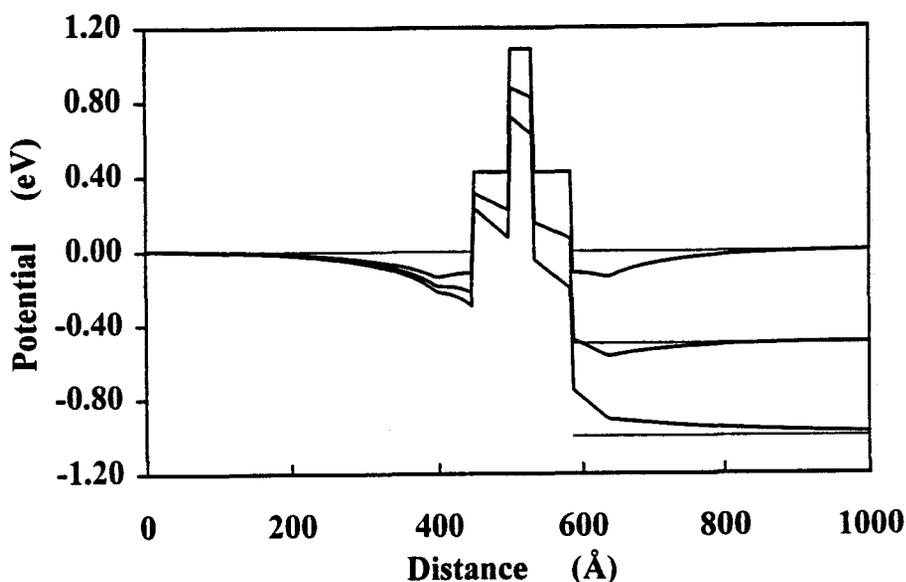


Figure III.16 : Profil de potentiel d'une structure SBV à plans de dopage calculé pour différentes valeurs de tension.

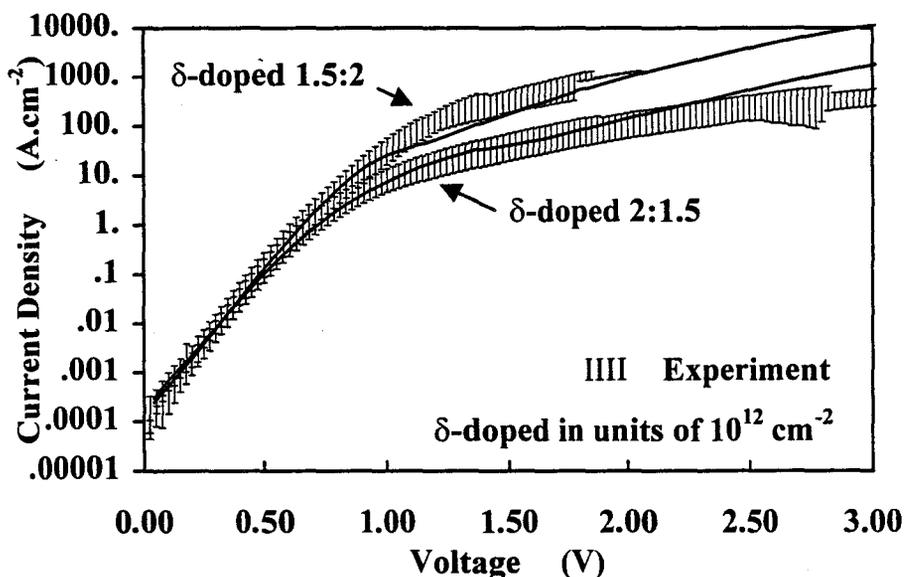


Figure III.17 : Variations théoriques des densités de courant en fonction de la tension à température ambiante pour des structures à plans de dopage dissymétriques ($1,5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ et $2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$). Les points expérimentaux relevés en polarisations directe et inverse sont reportés sur le graphique.

Sur la figure III.17, nous avons tracé en échelle logarithmique les variations de la densité de courant en fonction de la tension pour les deux sens de polarisation. Le plan de dopage amont est équivalent à une densité de charges surfaciques de $1,5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ tandis qu'en aval, nous avons considéré le dopage nominal de $2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$. La première courbe correspond à la polarisation directe et la seconde, à la polarisation inverse. Le but de ces simulations est de comprendre la dissymétrie des caractéristiques expérimentales en introduisant dans le calcul une différence de charge intégrée. Nous avons reporté sur ces évolutions théoriques les points de mesures en incluant la dispersion relevée sur un quart de plaquette. En remarque générale, l'accord théorie expérience est satisfaisant en dépit des écarts constatés pour les valeurs de tensions élevées. Ce dernier aspect, qui a déjà été observé sur les structures SHBV à dopage uniforme, a été commenté dans le paragraphe précédent. La particularité de l'évolution $I(V)$ des structures à plans de dopage réside dans la modification de pente qui survient pour une tension de l'ordre de 1 V. Ce phénomène peut s'expliquer simplement de la façon suivante :

Nous avons constaté à plusieurs reprises, aussi bien dans le cas d'une diode à effet tunnel résonnant que sur une structure simple barrière, que la zone d'espaceur amplifiait les tensions globales. Toutefois, pour les structures δ -dopées ce phénomène ne se manifeste pas immédiatement dans la mesure où la quantité de charges piégées dans le puits de potentiel

induit par le plan de dopage est importante. Autrement dit, quel que soit le sens de polarisation, l'excursion en tension provoque la succession de deux mécanismes physiques qui sont directement identifiables sur la caractéristique $I(V)$ par le changement de pente :

- Pour des tensions inférieures à 1 V, le puits de potentiel induit par le plan de dopage situé en aval s'évase progressivement, libérant ainsi les charges libres. Par rapport aux diodes à dopage uniforme, la zone où s'établit le champ électrique est restreinte, ce qui entraîne une augmentation du niveau de capacité au voisinage de l'équilibre. En contre partie, la hauteur de la barrière diminue dans la mesure où celle-ci absorbe la quasi-totalité du champ électrique.

- Pour des tensions supérieures à 1 V, toutes les charges du puits de potentiel ont été libérées, ce qui conduit à une meilleure répartition globale du champ électrique. On retrouve 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.

632 - Caractéristique $C(V)$

Sur la figure III.18, nous avons reporté les points expérimentaux obtenus par mesure de la caractéristique $C(V)$ à la fréquence de 500 MHz. Ces mesures ont été effectuées entre -2 V et 2 V. En dehors de cet intervalle, la diode présente un niveau de conduction élevé qui perturbe la mesure. A titre de comparaison, nous avons représenté les données correspondantes pour une diode SHBV à dopage uniforme. On constate que l'objectif d'augmenter la capacité C_{max} est atteint puisque la valeur relevée à l'équilibre est deux fois plus importante. Pour justifier ces résultats, nous avons tracé en trait continu les courbes théoriques obtenues par dérivation des densités surfaciques de charge. Ces évolutions théoriques, qui décrivent une augmentation de la capacité à l'équilibre C_{max} ne révèlent pas de variation de la capacité C_{min} . Ainsi, le contraste C_{max}/C_{min} théorique, deux fois plus important que celui d'une structure SHBV classique, atteint la valeur de 10. Nous avons vu que ce rapport constituait un critère essentiel sur le plan des applications. Il convient de signaler que ce résultat n'a pas pu être vérifié expérimentalement à cause des phénomènes de conduction parasite.

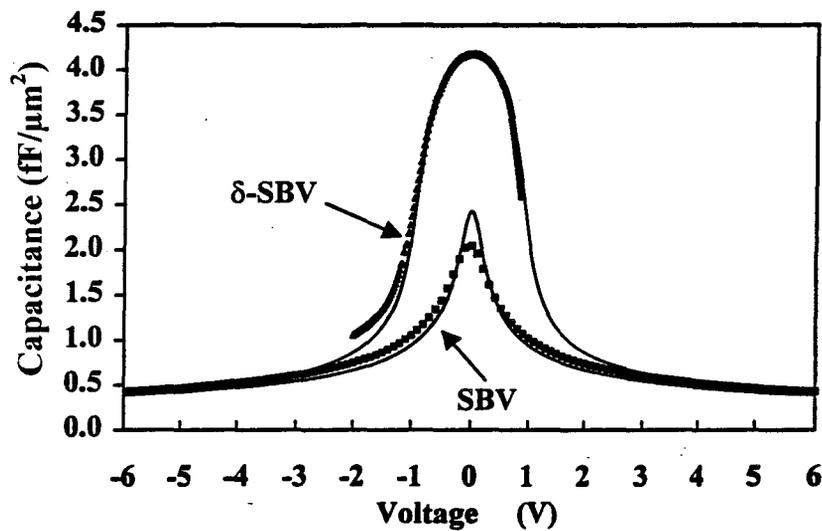


Figure III.18 : Caractéristique $C(V)$ relevée à la fréquence de 500 MHz sur une structure SBV à plans de dopage. Les points correspondants au même relevé effectué sur une diode SBV à dopage uniforme sont reportés sur le graphique. Les évolutions théoriques sont dessinées en trait continu.

Il est à noter que la présentation de ces caractéristiques ne permet pas d'appréhender la complexité des phénomènes. En particulier, il est difficile de se rendre compte de la valeur importante des champs de diffusion. C'est la raison pour laquelle nous avons tracé, sur la figure III.19, la carte de champ électrique pour différentes tensions de polarisation comprises entre 0 et 2 V. On se rend compte qu'à l'équilibre, le champ de diffusion consécutif à la délocalisation de la charge électronique par rapport au plan de dopage excède la valeur de 100 kV/cm. On note par ailleurs, pour un même plan de dopage, une dissymétrie de près de 50 % sur les pics positif et négatif du champ électrique. La tension critique d'environ 1 V qui correspond au changement de signe du champ électrique est en accord avec les évolutions expérimentales.

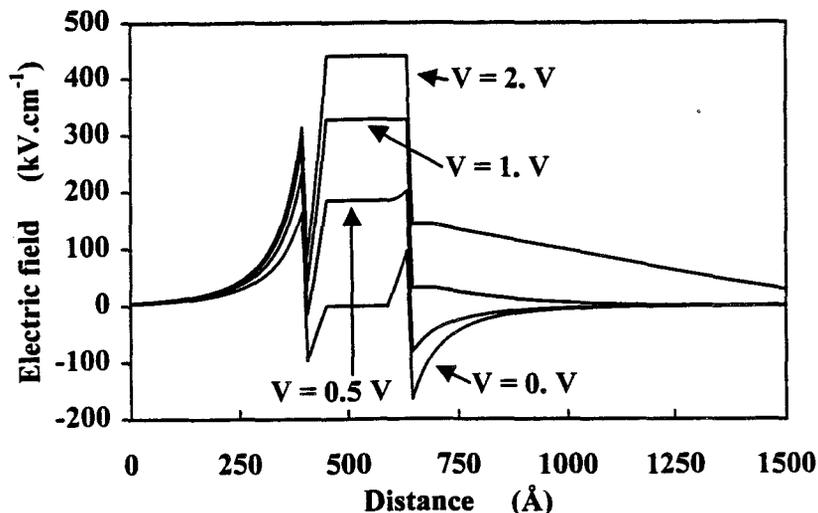


Figure III.19 : Carte de champ électrique d'une structure simple barrière à plans de dopage pour différentes valeurs de tension comprises entre 0 et 2 V.

En conclusion, nous avons vu que l'insertion de plans de dopage à très forte densité surfacique de charges permettait effectivement d'augmenter la capacité C_{max} . En contre partie, l'importance des courants de fuite à plus faible tension limite la plage d'excursion. Ces effets sont d'autant plus néfastes que la hauteur effective de barrière est faible. Dans certains cas, les composantes de courant activées thermiquement rendent la caractérisation à température ambiante très délicate. Ceci explique la procédure de refroidissement employée par l'université du Michigan [11]. En ce qui nous concerne, l'utilisation d'une couche contrainte ALAs au sein de la barrière de potentiel permet un fonctionnement à température ambiante avec cependant une réduction notable des tensions de seuil à la conduction. Sur le plan des applications, cette réduction nous empêcherait de profiter pleinement du contraste en capacité.

7 - Bilan des performances

En guise de conclusion à ce chapitre, nous présenterons une discussion sur les fréquences de coupure des composants suivie de quelques considérations relatives au rendement et à la puissance de sortie disponibles dans le cadre d'une utilisation des diodes SBV en multiplication de fréquence. Cet exposé sera précédé de quelques généralités portant sur la génération d'harmoniques à partir d'une non linéarité capacitive.

Les figures III.20 permettent de comprendre de façon qualitative le principe et les limites de la multiplication de fréquence. Sur le premier graphique (figure III.20a), nous avons reporté les allures des caractéristiques $I(V)$ et $C(V)$ ainsi que la tension alternative de pompe. La plage de tension, où une variation de capacité est observée, fixe théoriquement l'excursion de la tension de pompe. Nous avons vu que, en pratique, cette plage pouvait être restreinte par l'apparition d'un courant de fuite important. Lors d'une utilisation en multiplication de fréquence, les diodes ne sont pas polarisées ; on profite ainsi des propriétés de symétrie de la caractéristique $C(V)$ qui conduisent à la génération d'harmoniques de rang impair uniquement. L'excitation par la tension de pompe à polarisation nulle donne l'allure du courant représenté sur la figure III.20.b. La richesse harmonique d'un tel signal est représentée en insert. On comprendra ici que le rendement de la conversion de fréquence soit fortement conditionné par le contraste C_{max}/C_{min} et par la plage de tension où s'effectue la modulation de capacité. Avant de détailler ces aspects, nous allons donner quelques indications relatives aux limitations fréquentielles d'une diode SBV.

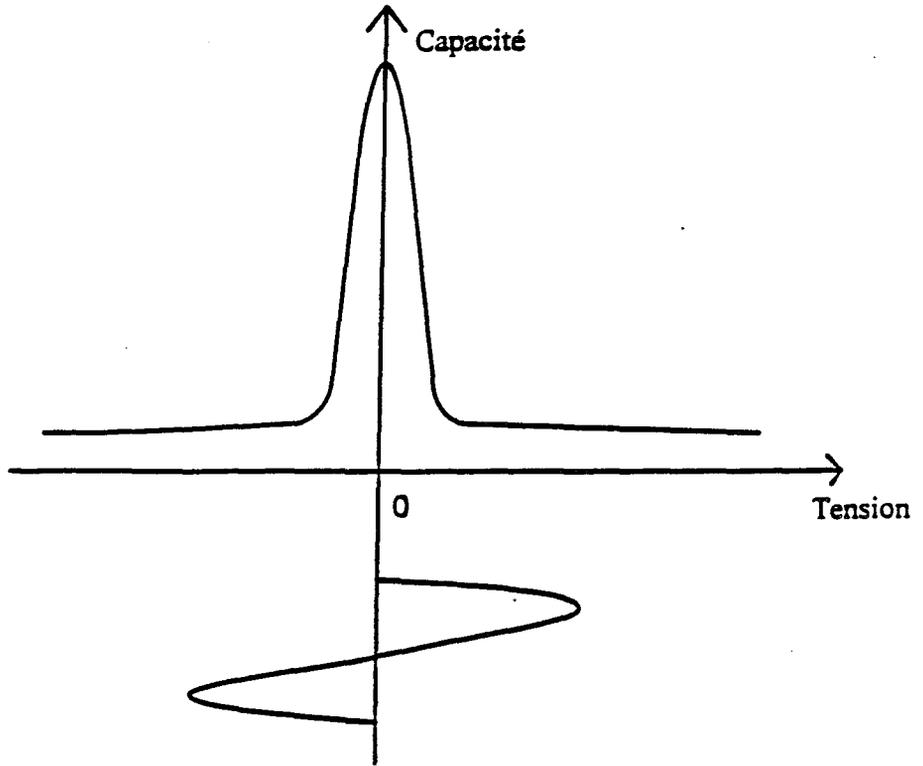


Figure III.20a : Représentation schématique de l'effort de pompe nécessaire afin de tirer pleinement parti de la non linéarité de capacité.

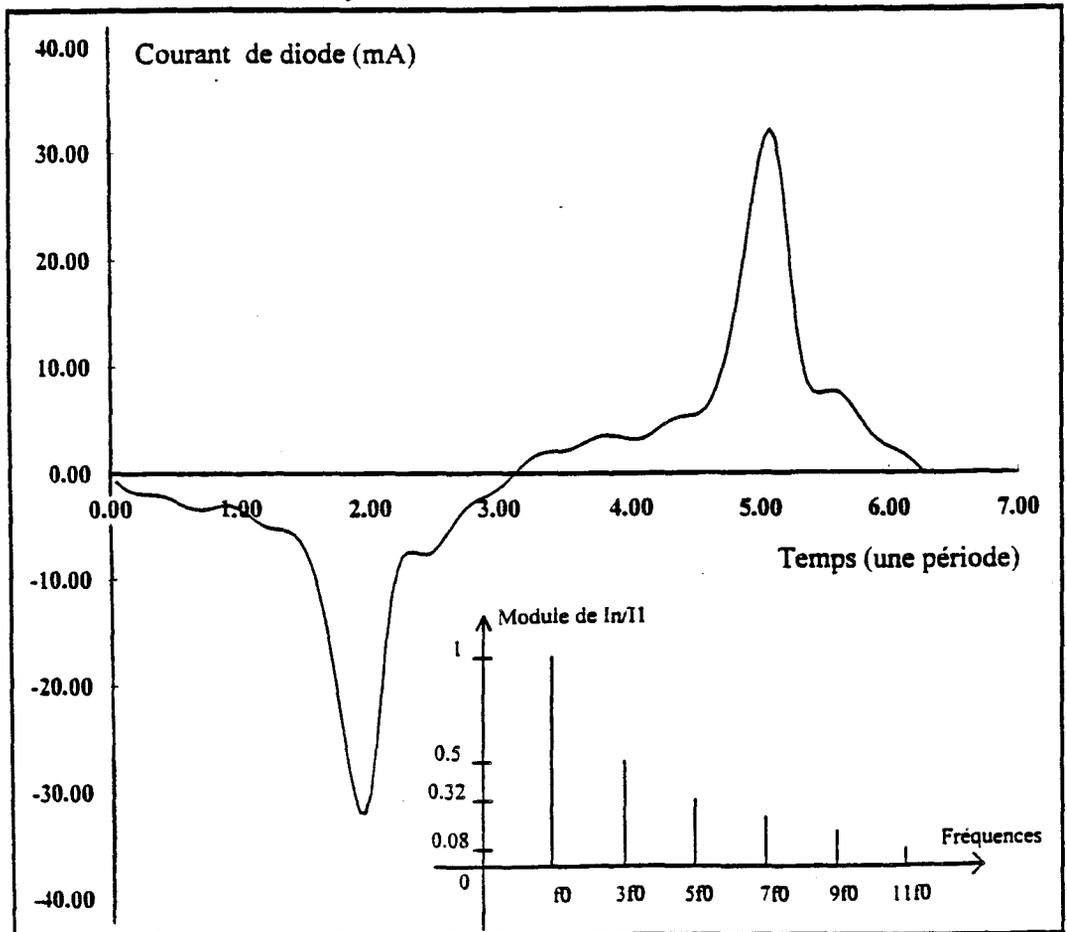


Figure III.20b : Evolution temporelle du courant de déplacement d'une diode SBV. La richesse harmonique résultante est donnée en insert [12]

71 - Fréquences de coupure

Il apparaît difficile de définir une fréquence de coupure absolue car les mécanismes de limitations sont nombreux. Tout d'abord, de manière intuitive, on peut concevoir que lorsque la fréquence du signal de pompe augmente très fortement, elle impose un rythme dans la modulation de la zone désertée incompatible avec la vitesse de déplacement des électrons dans le semiconducteur. A titre d'exemple, une modulation à 500 GHz, correspondant à une période de 2 ps, implique une vitesse de déplacement de 6.10^7 cm/s lorsqu'on considère un taux de modulation de 100 % de la zone d'espaceur de 3000 Å. Cette valeur est irréaliste dans la mesure où la vitesse maximale communément employée dans les semiconducteurs varie entre 2 et 3.10^7 cm/s. A priori, on serait tenté de tirer parti de la survitesse résultant des phénomènes de relaxation de l'énergie. Nous pensons cependant que dans nos structures, les effets de survitesse et de sousvitesse se compensent et que globalement, la vitesse moyenne de déplacement correspond à celle d'un régime stationnaire.

La saturation en courant est, à notre avis, la seconde limitation intrinsèque importante. C'est la conséquence directe de la loi de conservation des courants dans la structure : Le courant de déplacement dans la zone désertée doit être égal au courant de conduction dans la zone non désertée [13]. Le premier terme, proportionnel à la dérivée première du champ électrique, croît en fonction de la fréquence alors que le second ne dépend que de la vitesse maximale dans le semiconducteur et du niveau de dopage. Dans ces conditions, la fréquence de fonctionnement sera limitée par le courant dans la zone non désertée, impliquant un choix judicieux du semiconducteur et de son niveau de dopage.

Enfin, il est possible de définir d'autres fréquences limites intrinsèques reliées directement aux temps caractéristiques du semiconducteur. On peut retenir l'exemple de la fréquence de collision qui est inversement proportionnelle au temps de libre parcours moyen et donc à la mobilité des porteurs dans le matériau.

En terme d'efficacité de conversion, on définit généralement la fréquence de coupure suivante [14] :

$$F_c = (1/2\pi R_s)(S_{max} - S_{min})$$

Dans cette expression S désigne l'élastance définie comme l'inverse de la capacité. La fréquence de coupure peut donc s'écrire sous une autre forme :

$$F_c = \frac{1}{2\pi R_s C_{\min}} \left(1 - \frac{C_{\min}}{C_{\max}} \right)$$

où C_{\min} désigne la capacité en saturation et C_{\max} , la capacité à l'équilibre. Même si cette définition de la fréquence de coupure extrinsèque nous semble représentative, d'autres expressions analytiques ont été proposées [14]. A partir des valeurs de capacité mesurées, la formule précédente donne une fréquence de coupure égale à 6 THz pour les structures SHBV élémentaires et 12 THz pour les diodes DHBV empilées. D'une certaine manière, cette fréquence de coupure nous renseigne sur les rendements de conversion susceptibles d'être obtenus. En effet, on peut montrer que plus cette fréquence de coupure est élevée par rapport à la fréquence de travail, plus on tend vers le rendement théorique de 100 % prédit par les lois de Manley-Rowe. Toutefois au vu des discussions précédentes à propos des fréquences intrinsèques, on comprendra que F_c dépasse généralement la limite de fonctionnement correct de la diode.

Si on analyse la formule précédente en termes de rapport de capacité, on se rend compte qu'il serait préférable de rechercher un contraste en capacité le plus élevé possible. Ainsi, dans l'hypothèse d'un rapport C_{\max}/C_{\min} très grand devant 1, la fréquence de coupure peut s'exprimer sous la forme $1/2\pi R_s C_{\min}$. Cependant une analyse approfondie va nous montrer que la valeur du contraste en capacité que nous avons obtenue, $C_{\max}/C_{\min}=5$, se révèle particulièrement favorable pour la génération d'harmoniques.

72 - Critères de rendement et de puissance

Nous utiliserons ici la notion de rendement intrinsèque défini comme étant le rapport entre la puissance délivrée à un harmonique donné et la puissance absorbée à la fréquence primaire. Dans ce cas de figure, on considère que l'adaptation en entrée comme en sortie est parfaite. En pratique, les problèmes d'adaptation ne sont pas triviaux dans la mesure où le lieu de l'impédance de la diode se situe en périphérie d'abaque de Smith et que l'adaptation est obtenue à coefficient de réflexion nul, autrement dit pour le point correspondant au centre de

l'abaque. Dans ces mauvaises conditions d'adaptation, il est certain que des rendements qui atteignent plusieurs dizaines de pour-cent, sont surestimés. Dans la réalité, les rendements en bande millimétrique et submillimétrique dépassent rarement 10 %. Ces calculs permettent toutefois de définir des règles dans la conception des composants en s'affranchissant des problèmes qui relèvent du circuit. Pour illustrer ce point, nous avons reporté sur la figure III.21 les évolutions du rendement de conversion en fonction du rapport C_{max}/C_{min} pour un fonctionnement en tripleur de fréquence. Les différentes caractéristiques tracées sont paramétrées par la valeur de la résistance série R_s entre 2 et 20 Ω . Si ces rendements sont fortement conditionnés par le contraste en capacité, on constate néanmoins que les allures obtenues traduisent un phénomène de saturation pour C_{max}/C_{min} supérieur à 6. De ce point de vue, l'obtention de contrastes en capacité très élevés ne semble pas primordiale.

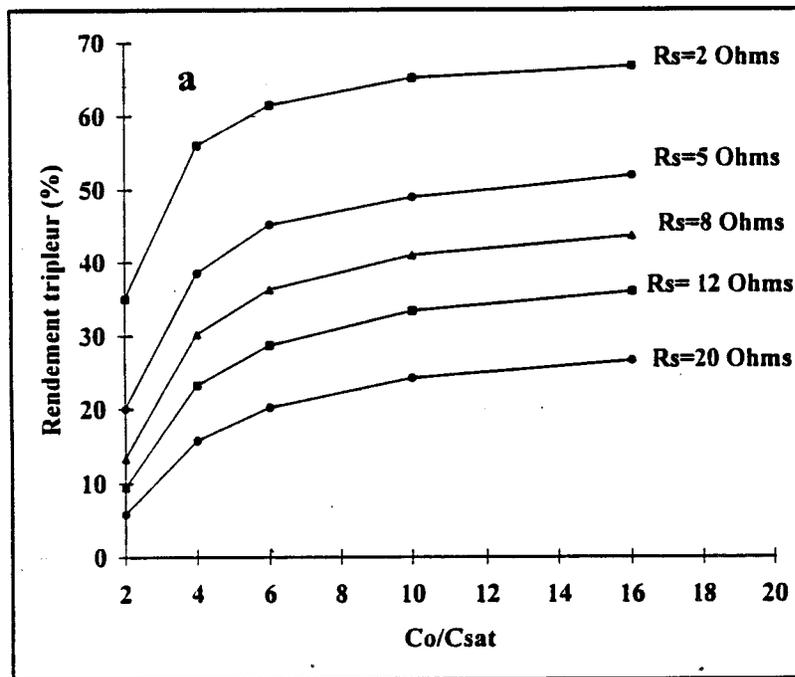


Figure III.21 : Variations du rendement de conversion en fonction du rapport C_{max}/C_{min} (C_o/C_{sat}) pour un fonctionnement en tripleur de fréquence. Les caractéristiques sont paramétrées par les valeurs de R_s [12].

A présent, il nous semble important de fixer un ordre de grandeur à propos de la section du composant en tenant compte de la fréquence visée qui est un paramètre déterminant. Pour le comprendre, nous avons reporté sur la figure III.22 l'évolution du rendement en tripleur en fonction de la fréquence de sortie. Les courbes sont ici paramétrées

par les valeurs de la capacité C_{min} qui s'échelonnent entre 2 fF et 20 fF. La valeur de la résistance série est fixée à 10 Ω . En bande millimétrique, les écarts observés en fonction de C_{min} sont inférieurs à un ordre de grandeur. En revanche, les rendements chutent très rapidement lorsqu'on se rapproche du terahertz.. Pour $C_{min}=2\text{fF}$, le rendement reste sensiblement constant sur la plage de fréquence comprise entre 10 GHz et 1 THz. Si on suppose R_s égale à 10 Ω , la fréquence de coupure maximale égale à $1/2\pi R_s C_{min}$ est de 8 THz. Par conséquent, en première approximation, on peut considérer que le rendement en tripleur reste optimal tant que la fréquence en sortie n'excède pas $F_c/10$.

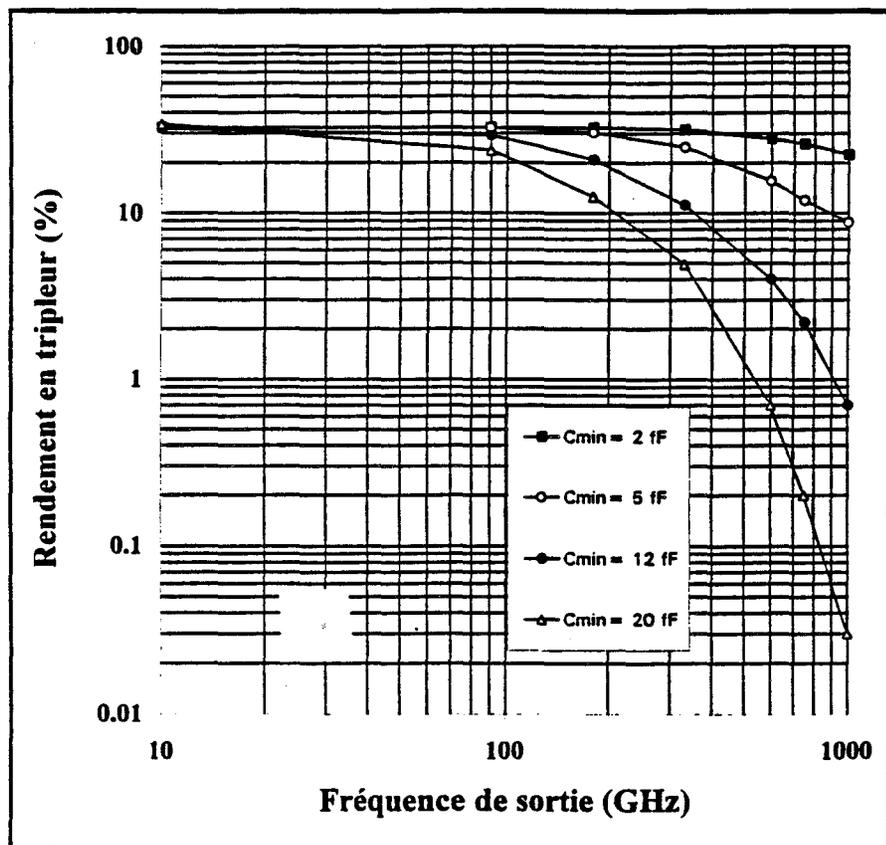


Figure III.22 : Evolutions du rendement en tripleur en fonction de la fréquence de sortie. Les courbes sont paramétrées par les valeurs de C_{min} [12].

Ceci constitue une première indication pour un fonctionnement en gamme submillimétrique. Ainsi, pour une configuration de deux structures empilées (DHBV) où nous avons mesuré un niveau de capacité minimale égal à $2 \text{ fF}/\mu\text{m}^2$, on peut admettre une section de diode de l'ordre de $10 \mu\text{m}^2$, ce qui correspond à des dimensions latérales d'environ $3 \mu\text{m}$. En visant, par contre, un fonctionnement à fréquence plus basse, comme par exemple

100 GHz qui est une fréquence clef en raison de la présence d'une fenêtre atmosphérique, les contraintes sur le niveau d'impédance ne sont pas du même ordre de grandeur. En tirant parti, comme précédemment, de la diminution de capacité consécutive à l'empilement il est possible de travailler avec des sections plus importantes. C'est, à notre avis, une des idées les plus intéressantes qui favorise l'augmentation des niveaux de puissance délivrés. Rappelons que la tension globale est multipliée par le nombre n de composants élémentaires. La capacité par unité de surface est, quant à elle, divisée par n . Par conséquent, en maintenant le niveau d'impédance constant, la surface de l'échantillon peut être augmentée de ce même facteur qui amplifie également le courant dans la structure. Globalement, la puissance disponible peut être augmentée d'un facteur n^2 par rapport à celle d'un composant élémentaire.

Toutefois ces prévisions théoriques doivent être tempérées par les difficultés d'élaboration de l'épitaxie et des composants lorsque la hauteur de l'empilement devient très importante. En outre, même si la proportionnalité des tensions et de la capacité a été vérifiée pour le cas de structures doubles (DHBV), on s'expose, par un empilement excessif, à l'apparition de dissymétries.

Dans notre raisonnement, nous avons omis les effets de conduction parasite en fixant seulement les limites de pompage par la source primaire sur un intervalle borné par les tensions de claquage. Différentes études ont considéré le cas de diodes non idéales en intégrant la contribution néfaste du courant de fuite. On trouvera notamment dans la référence [15] une approche qui prend en compte ce phénomène parasite par la définition d'un coefficient de qualité du dipôle multiplicateur.

Conclusion

Dans ce chapitre relatif à la fabrication et à la caractérisation de diodes à simple barrière de potentiel, nous avons tout d'abord explicité nos choix concernant les matériaux et les structures. Ceux ci ont été étayés sur la base de simulations des caractéristiques $I(V)$ et $C(V)$. Les résultats de ces simulations montrent sans ambiguïté l'intérêt de combiner l'utilisation de zones adjacentes en GaInAs et d'une barrière bloquante composée d'une couche contrainte AlAs insérée entre deux couches d'AlInAs. Par ailleurs, nous avons émit l'hypothèse du claquage par avalanche dans les zones désertées adjacentes à la simple barrière. De ce point de vue, les composés à très forte concentration d'Indium tels que l'InAs généralement associé à une barrière de potentiel AlSb sont fortement pénalisés. En revanche les espaceurs en GaInAs adaptés en maille sur InP semblent constituer un compromis intéressant associant une mobilité et une tension de claquage relativement élevées. C'est la solution que nous avons retenue. Néanmoins, nous pensons que le système de matériau InAs/AlSb pourrait jouer un rôle décisif aux très hautes fréquences, comme ce fut le cas pour les diodes à effet tunnel résonnant. Dans cette optique, l'intégration verticale pourrait permettre d'augmenter la tension de claquage.

En ce qui concerne, les techniques de fabrication des composants, l'accent a été mis sur le développement de procédés de gravure sèche assisté par plasma. La principale motivation est de supprimer des effets de sous gravures particulièrement destructifs dans le cas de mésas à rapport d'aspect élevé. Par ailleurs nous avons mis au point une technologie appropriée à l'évaluation rapide des structures épitaxiales.

Les composants ont été fabriqués en configuration simple barrière unique et double par l'empilement de deux structures épitaxiales élémentaires. Dans chaque cas, les résultats obtenus se situent à l'état de l'art en ce qui concerne le contraste en capacité, la tenue en tension et la fréquence de coupure [16].

Sur la base de ces travaux expérimentaux, en s'appuyant sur des résultats de simulation numérique, nous avons tenté d'estimer les performances de tels composants pour une utilisation en multiplication de fréquence aux longueurs d'ondes millimétriques et submillimétriques.

Références bibliographiques

- [1] J. M. Manley and H. E. Rowe, "Some general properties of nonlinear elements - Part I. General energy relations", *Proceedings of the IRE*, 905 (1956)
- [2] 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.*, **8** (5), 111 (1966)
- [3] G. Yaron and L.D. Hess, "Application of laser annealing techniques to increase channel mobility in silicon on sapphire transistors", *Appl. Phys. Lett.*, **36** (3), 220 (1980)
- [4] J.R. Jones, "CAD of millimeter wave frequency multipliers : an experimental and theoretical investigation of the heterostructure barrier varactor", *Ph'D*, University of Virginia, USA, January 1996
- [5] R. Williams, "Modern GaAs processing methods", ed. Artech House
- [6] J.E. Schramm, E.L. Hu, J.L. Merz, J.J. Brown, M.A. Melendes, M.A. Thompson and A.S. Brown, "Highly selective reactive ion etch process for InP-based device fabrication using methane/hydrogen/argon", *J. Vac. Sci. Technol*, **B**, **11**(6), 2280 (1993)
- [7] W.L. Chen, J.C. Cowles, G.I. Haddad, G.O. Munns, K.W. Eisenberg and J.R. East, "Ohmic contacts study for quantum effects transistors and heterojunction bipolar transistors with InGaAs contact layers", *J. Vac. Sci. Technol.*, **10**, 2354 (1992)
- [8] 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.*, **72**(6), 2340 (1992)
- [9] D. Choudhury, P.H. Siegel, R.P. Smith, A.V. Räisänen, S.C. Martin and M.A. Frerking, "Integrated back to back barrier-N-N⁺ varactor diode tripler using a split-waveguide block", *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, **43**(4), 948 (1995)
- [10] K.Hong, P.F. Marsh, G.I. Ng, D. Pavlidis and C.H. Hong, "Optimization of MOVPE grown In_xAl_{1-x}As/In_{0.53}Ga_{0.47}As planar heteroepitaxial Schottky diodes for terahertz applications", *IEEE Transactions on Electron Devices*, **41**(9), 1489 (1994)
- [11] G.I. Haddad, communication privée
- [12] O. Tanguy, "Multiplicateurs de fréquence à hétérostructures III-V aux longueurs d'ondes millimétriques et submillimétriques", *Thèse*, Lille, juin 1995
- [13] 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*, **40**(5), 831 (1992)

- [14] P. Penfield Jr and R.P. Rafuse, "Varactor applications", ed. The M.I.T. Press
- [15] K. Krishnamurthi, "Heterostructure varactors on InP and GaAs for millimeter-wave frequency triplers", *Thèse*, Carleton University, Canada, Janvier 1995
- [16] E. Lheurette, P. Mounaix, P. Salzenstein, F Mollot, and D. Lippens, "High performance InP based heterostructure barrier varactors in single and stack configuration", *Electronics Letters*, **32**(15), 1417, (1996)
- [17] L. Henry, C. Vaudry and P. Granjoux, "Novel process for integration of optoelectronic devices using reactive ion etching without chlorinated gas", *Electronics Letters*, **23**(24), 1253 (1987)
- [18] P. Mounaix, X. Wallart, J. M. Libberecht and D. Lippens, "Charge distribution and capacitance of double barrier resonant tunneling diodes", *5th International Conference on Simulation of Semiconductor Devices and Processes*, Vienna, AUSTRIA, September 7-9, 1993

Chapitre IV

*Aspects électromagnétiques en vue de
l'utilisation des hétérostructures.*

Introduction :

Le premier chapitre proposait un éventail des différentes techniques employées aux longueurs d'ondes millimétriques et submillimétriques. Ce travail préliminaire a permis d'orienter notre choix vers deux composants actifs particulièrement intéressants pour la génération d'un signal de fréquence élevée. L'étude de ces composants a été détaillée à l'occasion des chapitres II et III qui présentent certainement la part la plus importante de ce travail de thèse. Ce dernier chapitre sera quant à lui consacré à l'étude de structures passives en vue de l'utilisation de ces dispositifs actifs dans les spectres millimétrique et submillimétrique, la tête de réception constituant l'application majeure. Dans ce sens, l'objectif est double :

Si on envisage l'utilisation des composants actifs sous forme de systèmes intégrés, le développement de structures de propagation plaquées faibles pertes est primordial. C'est la raison pour laquelle nous consacrerons une partie de ce chapitre à l'étude des lignes coplanaires sur membrane.

Par ailleurs, l'obtention de niveaux de puissance importants, incompatible dans la plupart des cas avec la réduction de section des dispositifs semiconducteurs aux fréquences élevées, passe inévitablement par l'association de plusieurs composants élémentaires. De ce point de vue, l'implantation sous forme de matrice rayonnante nous semble prometteuse. Cette approche nous oblige à considérer les aspects relatifs à la propagation d'une onde hyperfréquence dans l'espace libre. Avec comme objectif l'utilisation des diodes à effet tunnel résonnant en génération directe, nous proposons, en guise d'introduction aux dispositifs quasi-optiques, l'étude d'une cavité résonnante de type Fabry-Perot destinée à verrouiller le fonctionnement d'un oscillateur.

Enfin nous nous intéresserons à la modélisation des éléments parasites d'une diode SBV intégrée par pont à air afin d'introduire la notion de circuit résonnant au niveau du composant discret. Ce travail nous permet d'aborder les problèmes relatifs à l'adaptation d'impédance en vue d'une utilisation des diodes SBV en multiplication de fréquence. En outre, il nous apportera les premiers éléments de réflexion pour la conception d'un masque d'intégration purement planaire approprié aux structures empilées à hauteur de méso importante.

1 - Lignes de propagation sur membrane

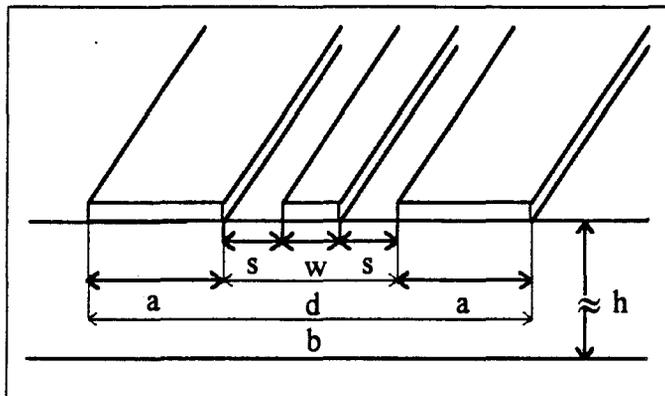
L'usage des lignes coplanaires se généralise désormais jusqu'aux longueurs d'ondes millimétriques. Cependant, en raison de l'apparition d'effets de dispersion et de l'augmentation globale des différents termes de pertes consécutifs à l'accroissement de la fréquence de travail, leur utilisation semble compromise pour des applications au delà de 100 GHz. On attribue généralement cette dégradation des performances à la présence d'un substrat de forte constante diélectrique qui peut notamment propager une grande partie de l'énergie électromagnétique lorsque la longueur d'onde se compare à son épaisseur. Dans ce contexte, plusieurs études ont été menées dans le but de réduire cet effet par amincissement du substrat. L'aboutissement de cette démarche est illustré par le développement récent des technologies de type membrane. Dans ce cas, en raison de son épaisseur négligeable, le support mécanique des lignes coplanaires n'affecte pas les phénomènes de propagation. Dans ce paragraphe, nous détaillerons des procédés de fabrication de lignes coplanaires sur membrane qui présentent l'originalité d'être compatibles avec les technologies "III-V", avec pour perspective l'intégration monolithique d'éléments actifs et passifs. Jusqu'à présent, quelques études caractérisées par l'utilisation des technologies "Silicium" sont référencées dans la littérature [1]. Les premiers essais ont consisté à définir des lignes sur membranes semiconductrices obtenues par usinage volumique du substrat. Ce techniques sont semblables à celle employées dans la fabrication des capteurs d'accélération[2]. Dans ces conditions, il apparaît difficile d'envisager des épaisseurs de membrane inférieures à la dizaine de microns. En effet, la profondeur d'usinage chimique d'un matériau homogène, qui ne comporte pas de couche d'arrêt, est très difficile à maîtriser. Par ailleurs, la forte inclinaison des flancs de gravure, à l'image des directions cristallines, oblige à considérer initialement des ouvertures de fenêtre relativement importantes. Face à ces problèmes, la solution consiste à utiliser un film diélectrique déposé sur le substrat en tout début de process. Ce film fait office de couche d'arrêt lors de la gravure chimique. Le procédé de fabrication le plus connu reste sans doute celui développé à l'Université du Michigan qui combine l'emploi des matériaux SiO_2 et Si_3N_4 pour compenser les contraintes de surfaces [3]. Dans les premières réalisations sur substrat GaAs, nous nous sommes inspirés de cette technique en développant un procédé de fabrication utilisant des techniques de dépôt sous vide de Nitrure de Silicium très répandues en technologie III-V. Par la suite, nous avons adopté une technique nouvelle par rapport aux

travaux publiés sur ce sujet, reposant sur le dépôt d'un film de polyimide par centrifugation. Dans les deux cas, les épaisseurs de membrane obtenues sont à l'échelle du micromètre, ce qui représente une diminution d'un ordre de grandeur par rapport à l'épaisseur des membranes silicium.

Avant de considérer dans le détail les aspects liés à la fabrication et de commenter les résultats obtenus en termes de constante de propagation complexe, il nous semble intéressant de définir les critères de conception à partir d'une démarche analytique.

11 - Critères de conception

L'analyse théorique que nous allons brièvement présenter est détaillée dans les références [4] et [5]. Elle vise à dimensionner les lignes coplanaires pour une impédance caractéristique Z_c donnée. Par conséquent, il sera nécessaire de déterminer les variations de cette impédance caractéristique en fonction des différents paramètres géométriques d'une ligne coplanaire et d'étudier plus particulièrement l'influence de l'épaisseur du substrat.



avec

- w: la largeur du conducteur central
- s: la largeur des fentes
- d: la distance inter-plans de masse
- a: la largeur des plans
- b: la largeur de la ligne
- h: l'épaisseur du substrat

Figure IV.1 : Dimensions caractéristiques d'une ligne coplanaire.

En toute rigueur, la détermination de lignes coplanaires quasi-suspendues dans le vide (cas des lignes sur membranes) passe par un calcul complet du champ électromagnétique à partir des équations de Maxwell. La méthode choisie ici repose sur une approche analytique largement éprouvée dans le cas de substrats épais [6]. En négligeant l'épaisseur de métallisation des lignes, l'impédance caractéristique peut s'exprimer par la formule :

$$Z_c = \eta_0 \frac{K(k)}{4\sqrt{\epsilon_{\text{eff}}} K(k')} \quad \text{avec } \eta_0 \text{ impédance du vide } (\eta_0 = 377 \Omega)$$

$K(k)$ intégrale elliptique complète de première espèce

k, k' dimensions de l'intégrale

ϵ_{eff} , permittivité effective.

k et k' dépendent des dimensions géométriques de la ligne. ϵ_{eff} rend compte à la fois de la propagation dans l'air et dans le diélectrique. Les paramètres caractéristiques d'une ligne coplanaire sont donnés par la figure IV.1. Les expressions simplifiées de Z_c et ϵ_{eff} issues de la référence [4] sont :

pour $0 < k \leq 0.173$:

$$\epsilon_{\text{eff}} = 1 + \frac{\epsilon_r - 1}{2} \cdot \frac{\ln(2 / \sqrt{k'})}{\ln(2 / \sqrt{k})}$$

et

$$Z_c = \frac{\pi \cdot \eta_0}{16 \sqrt{\epsilon_{\text{eff}}} \ln(2 / \sqrt{k})}$$

pour $0.173 < k \leq 1$:

$$\epsilon_{\text{eff}} = 1 + \frac{\epsilon_r - 1}{2} \cdot \frac{\ln(2) + 2 \operatorname{arcth}(\sqrt{k})}{\ln(2) + 2 \operatorname{arcth}(\sqrt{k'})}$$

et

$$Z_c = \frac{\eta_0}{4 \pi \sqrt{\epsilon_{\text{eff}}}} \left\{ \ln(2) + 2 \operatorname{arcth}(\sqrt{k}) \right\}$$

A partir de ces relations, nous avons pu déduire les évolutions des figures IV.2a et IV.2b. La figure IV.2a montre l'augmentation de Z_c en fonction de l'épaisseur du substrat pour une topologie de lignes 50 Ω classique (à savoir un conducteur central de 70 μm et des fentes de 50 μm). Le réseau de courbes paramétré par (a/d) avec a la largeur des plans de masse et d la distance entre les plans de masse représente les variations de Z_c en fonction du rapport (h/d) , h désignant l'épaisseur du substrat. La figure IV.3 correspond à l'évolution de Z_c en fonction de (w/d) pour différentes valeurs de (h/d) où w est la largeur du conducteur central.

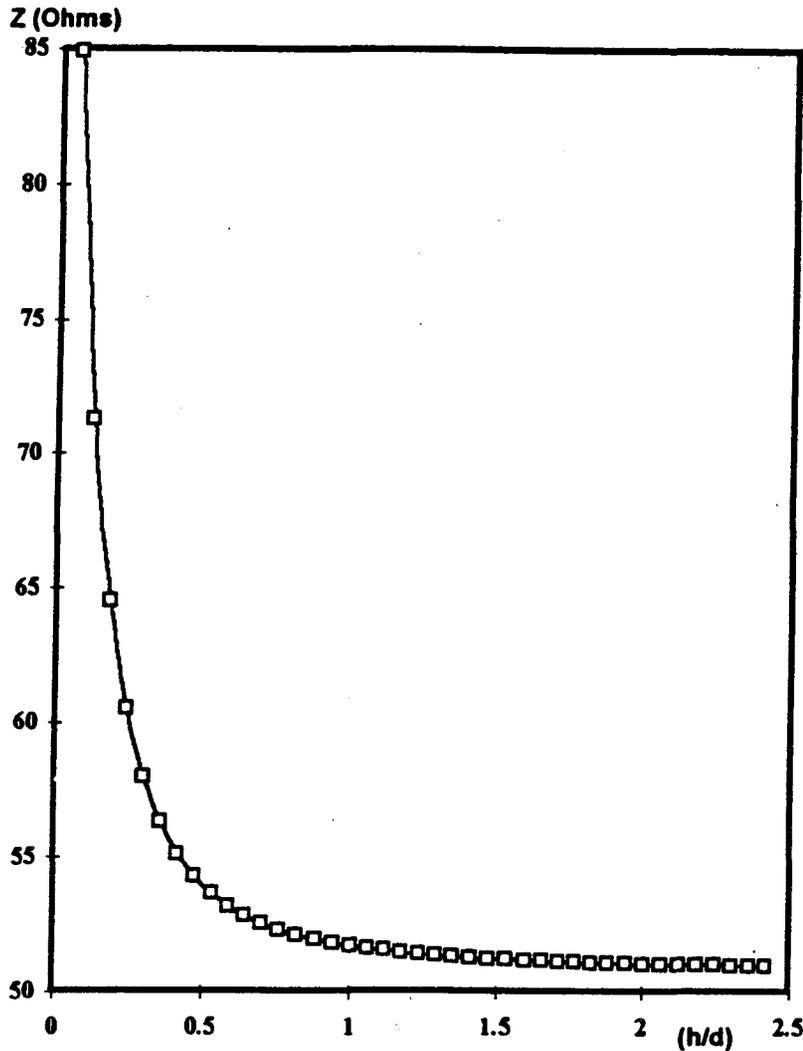


Figure IV.2a : Evolution de Z_c en fonction de (h/d) .

Ces caractéristiques mettent avant tout en évidence le rôle prépondérant du substrat lorsque son épaisseur avoisine la distance entre les plans de masse ($h/d = 1$), la diminution de cette épaisseur se traduisant par un accroissement de l'impédance caractéristique. Ceci montre que l'utilisation de membranes avec une topologie de ligne inchangée entraînerait une augmentation de Z_c . Si on souhaite maintenir ce dernier paramètre constant pour des structures combinant substrats épais et mince, il nous faudra modifier fortement le dimensionnement des lignes et concevoir des zones de transitions.

On constate également que dès que le rapport (a/d) devient supérieur à l'unité, autrement dit dès que la distance entre les plans de masse devient inférieure à la largeur de ces plans de masse, toute augmentation de ce dernier paramètre est superflue. Ce phénomène s'explique par la fermeture correcte des lignes de champ obtenues pour $a/d = 1$.

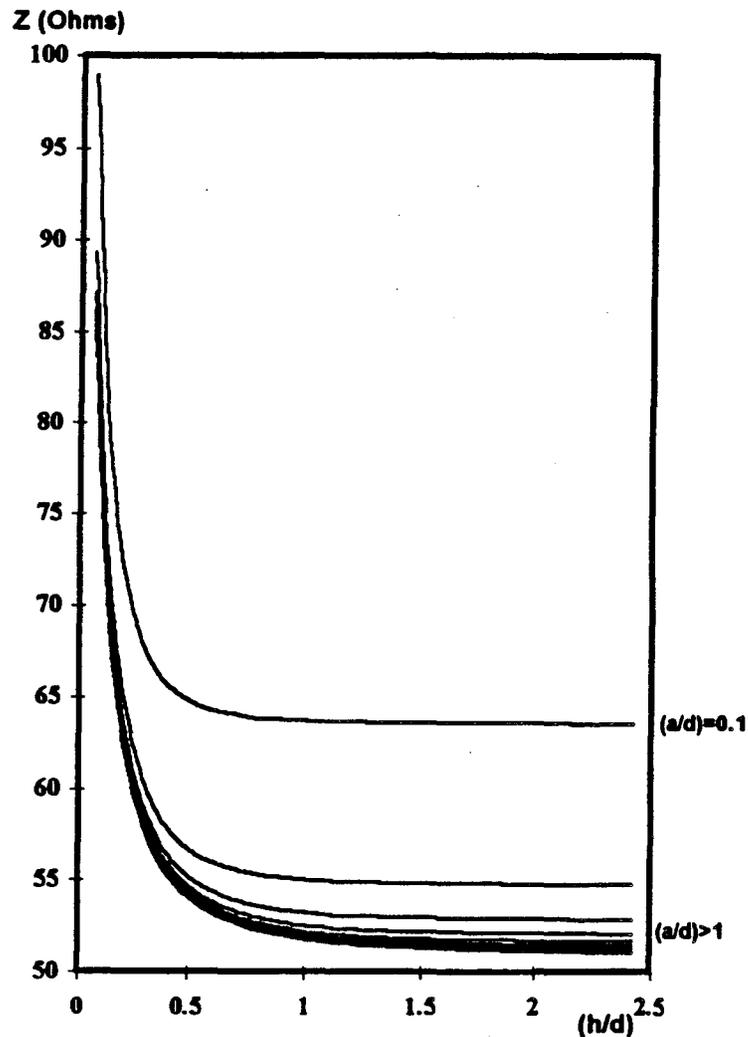


Figure IV.2b : Evolution de Z_c en fonction de (h/d) . Les courbes sont paramétrées par les valeurs de (a/d) .

En outre, au vu des résultats reportés sur la figure IV.3, il est à noter que plus le rapport h/d diminue pour une impédance donnée, plus le rapport w/d tend vers 1. Ainsi, pour un rapport h/d de 0,06 et une impédance caractéristique de 50Ω , la largeur de la métallisation est égale à $0,8d$. Pour les situations expérimentales auxquelles nous serons confrontés, l'épaisseur de la membrane est bien inférieure à toutes les autres dimensions mises en jeu. Dans de telles conditions de limite asymptotique, la validité de l'approche analytique peut être remise en question. C'est la raison pour laquelle nous avons tenu à renforcer cette étude théorique par des simulations de propagation sur ligne coplanaire effectuées par M. Helal. On trouvera dans la référence [7] les détails de cette modélisation. A posteriori, nous avons comparé ces résultats numériques aux premières prévisions obtenues par une méthode analytique. En dépit de la précision requise par la description des comportements

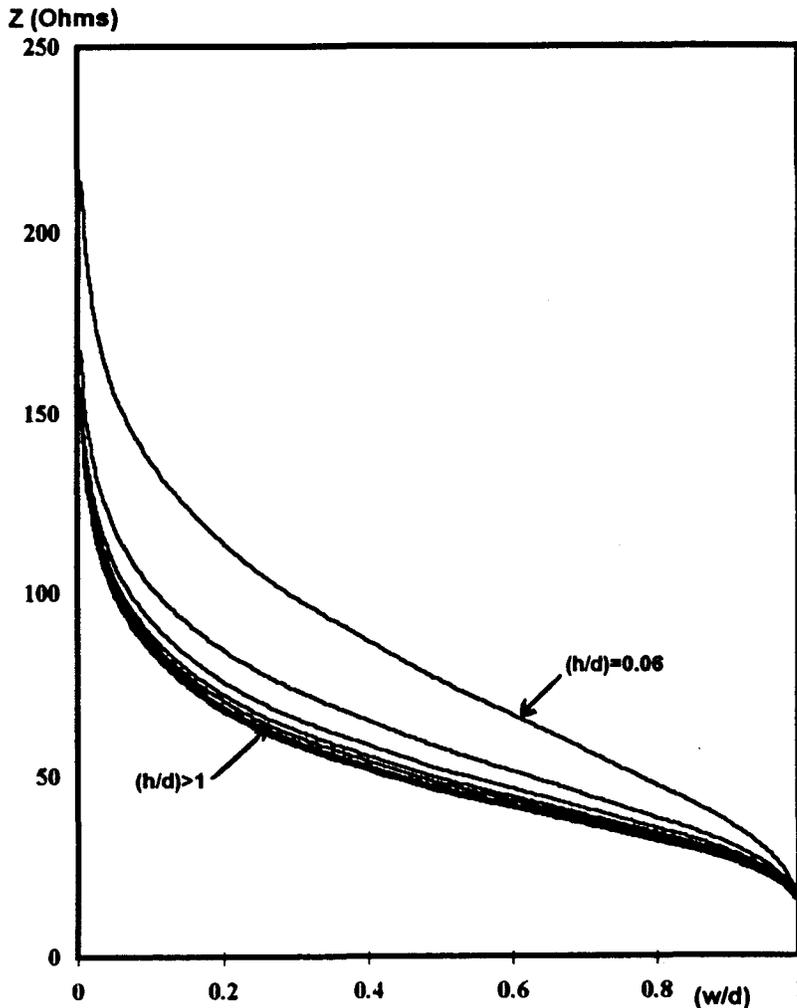


Figure IV.3 : Variations de l'impédance caractéristique en fonction du rapport (w/d) pour différentes valeurs de (h/d) .

Sur la base de cette étude préliminaire, nous avons réalisé un jeu de masques qui comporte plusieurs motifs de lignes de transmissions d'impédances caractéristiques et de longueurs différentes. La caractérisation sur des lignes de longueurs différentes permet de s'affranchir des zones d'accès. Par le recours à plusieurs valeurs d'impédances caractéristiques, nous pouvons valider les résultats obtenus dans des conditions de basse et de haute impédances.

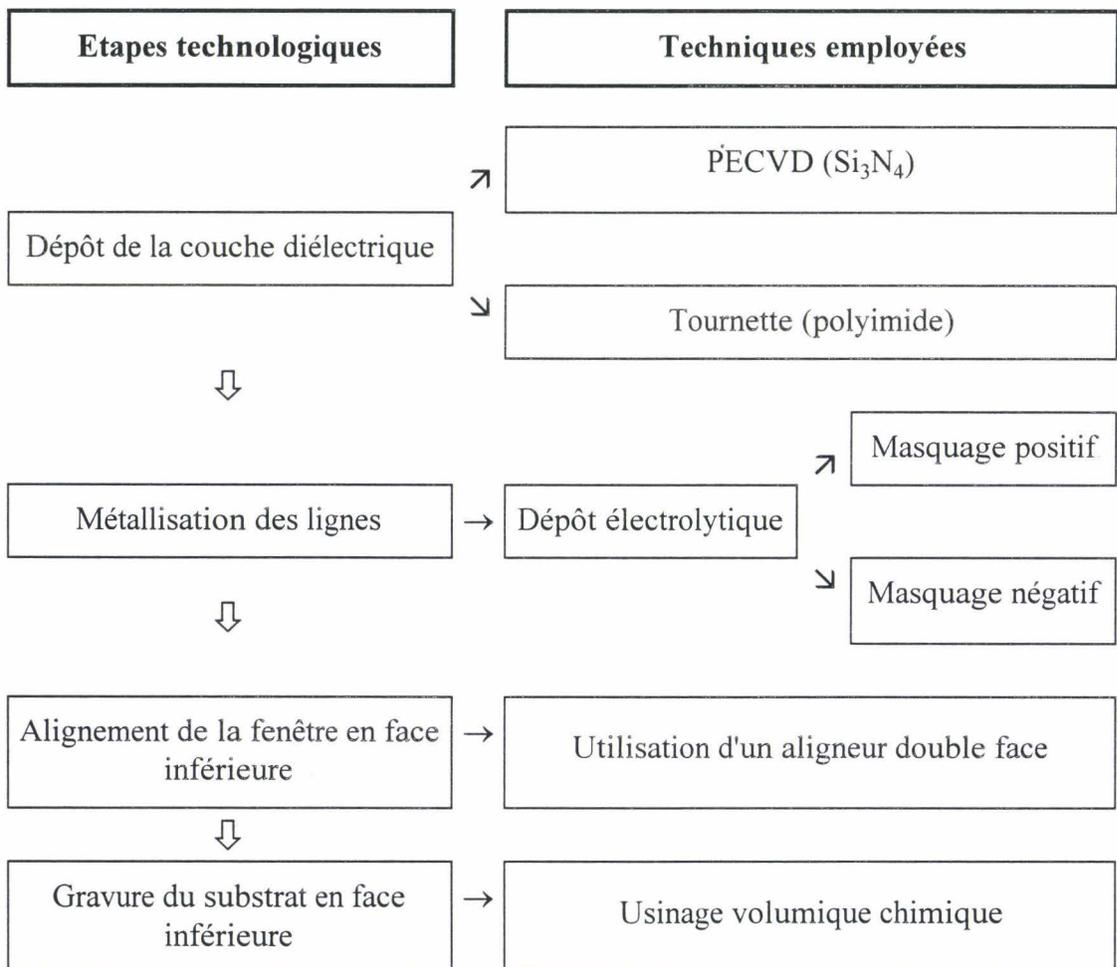
Le parcours des lignes est amorcé sur le substrat épais afin de permettre la caractérisation hyperfréquence à l'aide d'un système de pointes *Cascade*, d'où la nécessité de réaliser une zone de transition (taper) afin d'adapter les dimensions des lignes déposées sur le substrat épais et la membrane.

A partir d'épaisseurs de substrat GaAs égale à $410 \mu\text{m}$ et de membrane diélectrique de l'ordre du micromètre, nous avons retenu les dimensions résumées dans le tableau suivant :

Impédance de la ligne (Ω)	50	50	75	100
	substrat épais	membrane	membrane	membrane
Largeur du conducteur central w (μm)	70	550	300	300
Largeur des fentes s (μm)	50	10	27	75
Largeur des plans de masse a (μm)	700	500	608	560

12 - Procédés de fabrication

Le tableau suivant résume les différentes étapes de fabrication des lignes coplanaires sur membrane :



Dans ce tableau, deux méthodes de dépôts diélectriques sont référencées. Dans les premiers essais, nous avons fabriqué des membranes en Si_3N_4 dans la mesure où les techniques de dépôt assisté par plasma de type PECVD sont très utilisées au laboratoire pour l'isolation, la passivation et le support de métallisation de composants électroniques. Les membranes réalisées par ce procédé se sont révélées relativement fragiles en raison d'un état de contrainte très important. C'est la raison principale qui a motivé l'emploi de polyimide. En outre, le dépôt de polyimide s'effectue par centrifugation (tournette) et n'implique pas la mise en oeuvre de moyens technologiques importants. Par ce procédé, nous avons obtenu des membranes d'épaisseur $2\ \mu\text{m}$ avec des surfaces avoisinant la dizaine de centimètres carrés pour l'échantillon test représenté en figure IV.4.

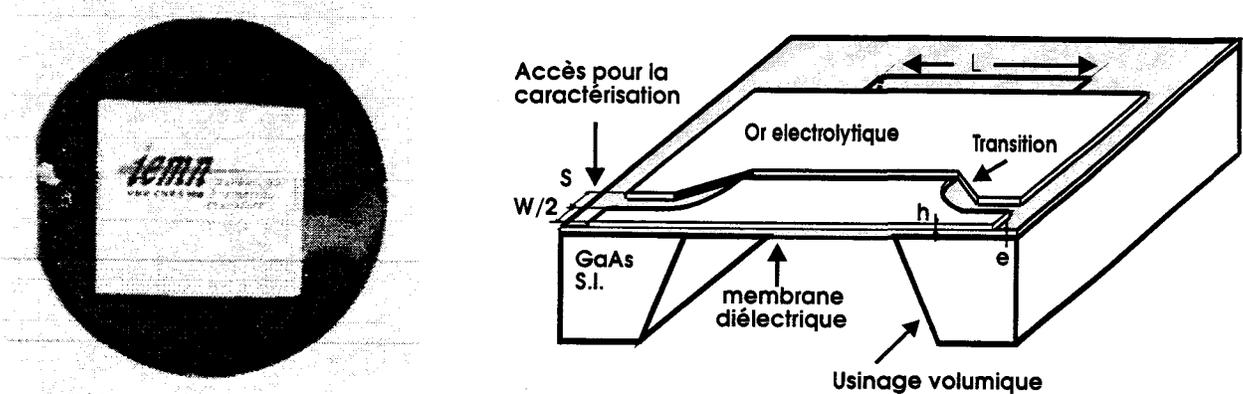


Figure IV.4 : Membrane polyimide (épaisseur $2\ \mu\text{m}$) dégagée par usinage volumique d'un substrat de GaAs de diamètre égal à 2 pouces. Vue en coupe d'une ligne de propagation.

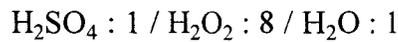
Avec des épaisseurs visées de l'ordre de $2\ \mu\text{m}$, la métallisation des lignes a été effectuée par dépôt électrolytique. Nous avons retenu un procédé de résinage négatif qui comprend les étapes suivantes :

- Dépôt du film de base (Ti/Au) par évaporation sous vide.
- Croissance électrolytique de l'or sur toute la surface de l'échantillon.
- Masquage des surfaces à préserver par une résine optique (utilisation d'un masque négatif).
- Gravure chimique de l'or et du film de base.

Cette technique permet d'éviter les problèmes liés à la photolithographie des motifs épais et au décollement des résines lors de la croissance auxquels nous avons été confronté avec un procédé de résinage positif (cf. chapitre II).

L'étape d'alignement du motif d'ouverture en face arrière par rapport aux lignes métallisées sur la face supérieure est certainement la plus décisive dans la mesure où toute erreur de positionnement du taper d'une dizaine de microns se solde par une rupture d'impédance relativement importante comme nous avons pu le voir en analysant la figure IV.2. Sur ce plan, des progrès décisifs ont été accomplis dès que nous avons pu disposer d'un aligneur double face.

Pour la gravure volumique du substrat de GaAs jusqu'à la membrane, nous avons utilisé une solution d'attaque caractérisée par une vitesse de gravure importante qui soit sans effet sur la résine optique, les métallisations et sur le polyimide, la structure devant être immergée dans la solution pendant plusieurs dizaines de minutes. En pratique nous avons retenu la composition suivante qui grave le GaAs à la vitesse d'environ 12 $\mu\text{m}/\text{min}$.



Sans tenir compte des effets de saturation de la solution, la durée minimale de gravure est d'environ une demi-heure.

13 - Caractérisations hyperfréquences

131 - Détermination de la vitesse de phase

Pour déterminer la constante de propagation complexe nous avons utilisé la méthode de Bianco et Parodi basée sur l'interprétation de mesures en quadripôles de lignes de longueurs différentes. Les équations qui permettent de déterminer ce paramètre à partir du module et de la phase des termes de la matrice de répartition sont reportées en détail dans l'article original [8]. Cette méthode a été validée à l'occasion d'une première campagne de mesures résumée dans le DEA d'O. Dupuis [5].

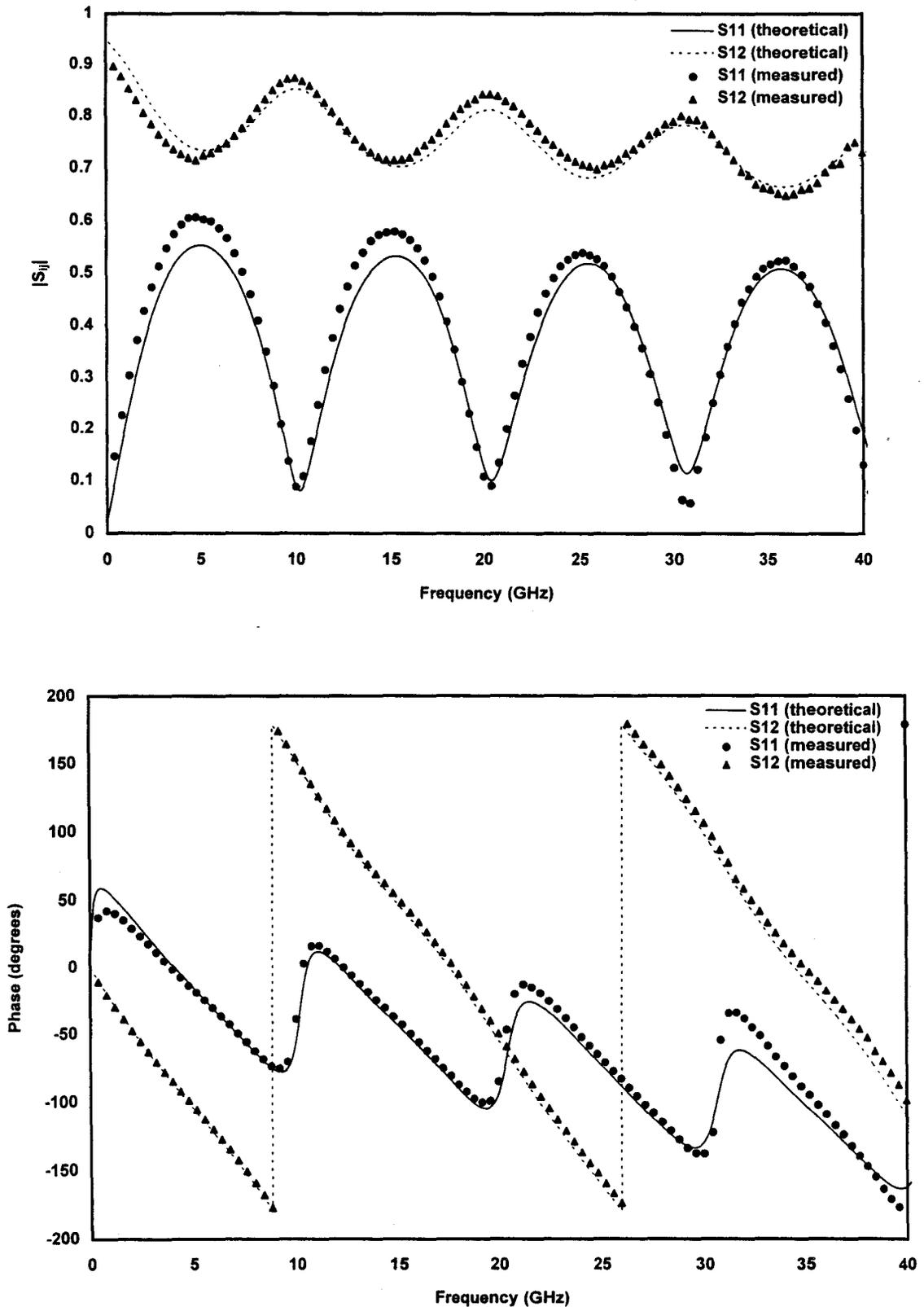


Figure IV.5 : Variations du module et de la phase des paramètres S_{11} et S_{12} relevés en fonction de la fréquence sur une ligne d'impédance $Z_c = 100 \Omega$ et de longueur 13 mm.

Les figures IV.5a et IV.5b montrent respectivement l'amplitude et la phase des coefficients S_{11} et S_{12} relevés sur une ligne d'impédance $Z_c = 100 \Omega$ et de longueur 13 mm. En raison de la désadaptation d'impédance entre le système de mesure 50Ω et la ligne de transmission supportée par la membrane, les effets de résonance observés dans le module de S_{11} et de S_{12} sont très marqués. Ces résonances sont une conséquence directe de l'adaptation de la longueur d'onde à la dimension de la membrane. Dans ce cas, le tronçon de ligne quasi-suspendu se comporte comme un résonateur et une première estimation de la vitesse de phase peut être effectuée à partir de la condition de résonance. Elle se note :

$$F_r = nV\varphi/2L \text{ avec } V\varphi, \text{ vitesse de phase}$$

Dans cette expression, l'entier n est l'indice de résonance. A cause des difficultés d'alignement, la distance L peut inclure une partie des zones de transition. La faible décroissance en fonction de la fréquence observée dans le module des S_{ij} est due aux pertes intrinsèques qui atténuent aussi bien les ondes transmises que réfléchies. A partir de ces résultats, on peut tracer, pour chaque valeur de fréquence, la constante de propagation calculée à l'aide des relations établies par Bianco et Parodi. Les résultats de ces calculs sont reportés sur la figure IV.6. Nous n'avons pas pu effectuer les mesures sur l'ensemble de la plage de fréquence [1-110] GHz car nous ne disposons pas d'équipement pour le domaine compris entre 40 et 50 GHz. On constate toutefois que les variations obtenues sont quasi-linéaires, ce qui témoigne d'une absence de dispersion en accord avec le but recherché.

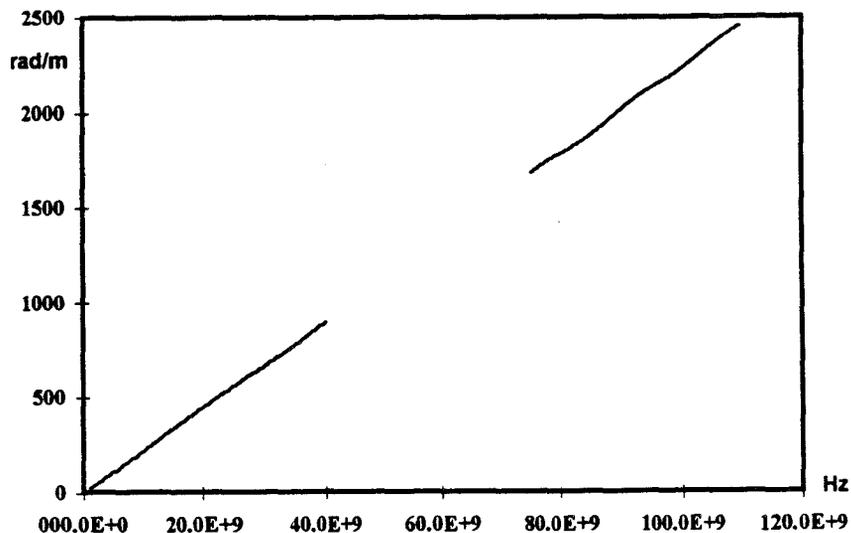


Figure IV.6 : Variation de la constante de propagation en fonction de la fréquence pour une ligne d'impédance caractéristique 100Ω .

Il est possible de déduire de cette caractéristique la permittivité effective donnée par la relation :

$$\epsilon_{\text{eff}} = (\Delta\beta \cdot c)^2 / (2\pi \cdot \Delta f)^2$$

Cette détermination donne une permittivité effective égale à 1,08. Cette valeur est très proche de l'unité qui correspondrait au cas de lignes suspendues dans l'air. Ceci témoigne de l'influence négligeable de la membrane. En raison de sa très faible épaisseur, on comprend facilement que la fermeture des lignes de champs se fasse principalement dans l'air.

Une observation approfondie révèle des différences sur les valeurs de la constante diélectrique effective suivant l'impédance caractéristique choisie. Ce résultat peut être attribué à la différence d'espace entre les rubans de métallisation qui conduit, dans le cas d'un écart restreint à une répartition plus superficielle du champ électromagnétique. Cette hypothèse confirme le fait que la valeur expérimentale de ϵ_{eff} soit plus élevée pour les lignes de faible impédance caractéristique.

La valeur de $\epsilon_{\text{eff}} = 1,08$ donne une vitesse de phase équivalente à $2,9 \cdot 10^8$ m/s, par conséquent très proche de la vitesse de propagation d'une onde électromagnétique dans le vide. On peut s'attendre à une diminution sensible de cette vitesse de phase lorsque l'épaisseur de la membrane augmente. Cette remarque semble être confirmée par les premiers résultats publiés sur les membranes Silicium (épaisseur 10 μm). Dans ce cas cependant, les dispositifs souffrent également d'une permittivité diélectrique initiale relativement élevée ($\epsilon_r = 11,9$) en raison de l'utilisation du Silicium. La permittivité relative du polyimide n'est que d'environ 3. Indépendamment de ces aspects liés à la vitesse de phase, il nous semble que l'atout le plus important des structures de propagation sur membrane soit leur faible niveau de pertes.

132 - Caractérisations des pertes

La figure IV.7 montre l'évolution de la constante d'atténuation α pour une ligne de propagation 100 Ω mesurée jusqu'à la fréquence de 75 GHz. Cette évolution a été représentée en échelle logarithmique afin de mettre en évidence la dépendance fréquentielle en \sqrt{f} obtenue en pratique. Une telle évolution de α est caractéristique de l'effet de peau dans les semiconducteurs. Ceci montre que les pertes d'ordre diélectrique peuvent être considérées comme négligeables jusqu'à des fréquences minimales de 75 GHz.

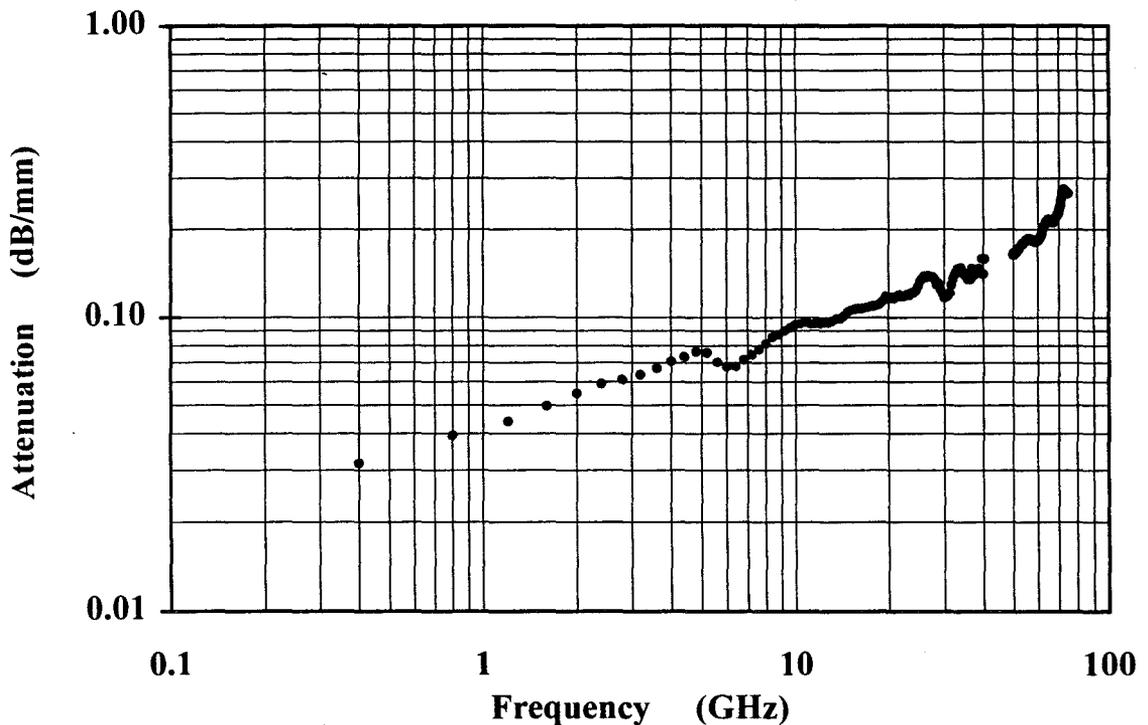


Figure IV.7 : Variation de la constante d'atténuation α pour une ligne de propagation 100Ω en fonction de la fréquence.

Nous avons pu remarquer toutefois, une dispersion relativement importante des valeurs mesurées, les meilleurs résultats se situant entre 0,05 et 0,1 dB/mm aux fréquences respectives de 10 et 40 GHz. Il semblerait que cette dispersion soit la conséquence directe des imperfections de fabrication. A ce sujet plusieurs études reportées dans la littérature font état du rôle non négligeable de la rugosité des métallisations aux fréquences élevées. En ce qui concerne nos réalisations, la technique de dépôt par électrolyse n'apparaît pas très favorable à l'obtention de surfaces parfaitement lisses.

En dernière remarque, nous pouvons établir que les pertes sont d'autant plus faibles que l'impédance caractéristique est élevée pour les configurations de lignes étudiées dans ce travail. Ce phénomène peut s'expliquer par l'influence croissante des imperfections en bordure de métallisation lorsque la distance entre les rubans diminue.

14 - Bilan des résultats

Ces premières réalisations de lignes coplanaires sur membrane diélectrique nous ont permis de démontrer l'absence de dispersion jusqu'à la fréquence de caractérisation limite des

analyseurs de réseau (110 GHz) avec des constantes diélectriques effectives très proches de l'unité. Tout laisse à penser que cette propriété se conserve bien au delà de cette fréquence dans la mesure où la membrane est quasi-transparente d'un point de vue électromagnétique.

Par ailleurs l'atténuation relevée qui n'est que l'image des pertes métalliques peut être maintenue à un niveau très faible. Au cours de cette première étude, qui ne se voulait pas exhaustive, nous n'avons pas testé de nombreux motifs de géométries différentes. A l'avenir, une optimisation semble tout à fait possible en jouant d'une part sur la topologie des surfaces métalliques et d'autre part en améliorant l'état de surface des métallisations. De même que pour les propriétés de propagation, il ne semble pas utopique d'espérer une conservation des faibles niveaux de perte pour des fréquences bien supérieures à la centaine de gigahertz. La caractérisation nécessiterait alors la mise en oeuvre de techniques basées sur l'échantillonnage électro-optique.

Le problème le plus délicat reste à notre avis l'adaptation d'impédance. En effet, nous avons vu que pour maintenir une impédance caractéristique constante, la différence de topologie entre les motifs déposés sur le substrat épais et la membrane impliquait la présence d'une zone de transition d'autant plus brutale que le substrat est épais. Or, ce taper ne remplit sa fonction que dans des conditions d'alignement parfaites entre les motifs de lignes et l'ouverture du substrat pratiquée depuis la face inférieure. A cette difficulté de positionnement viennent s'ajouter les problèmes occasionnés par l'usinage volumique du substrat par voies chimiques. En particulier la révélation de flancs de gravure de faible verticalité oblige nous oblige à pratiquer une ouverture de dimensions latérales supérieures à l'encombrement effectif de la membrane. Nous pensons que l'utilisation de substrats amincis pourrait faciliter ces différentes étapes technologiques, ce qui pourrait conduire à une diminution des ruptures d'impédances parasites au niveau de la zone de transition.

2 - Cavité résonnante quasi-optique

21 - Motivations

Nous avons pu voir au cours de l'étude des diodes à effet tunnel résonnant que ces composants présentaient un effet de résistance différentielle négative sur une plage de fréquence extrêmement étendue. Le principal inconvénient relatif au caractère large bande des

RTD est la faible pureté spectrale du signal généré par oscillation directe. Par ailleurs, nous avons constaté une dispersion des caractéristiques relativement importante sur un même substrat liée à la très grande sensibilité de l'effet tunnel aux paramètres de la structure. Dans l'optique d'une implantation matricielle des diodes, cette dispersion est un très grand handicap car on peut s'attendre à un décalage des fréquences d'oscillation néfaste à l'addition des puissances. Pour résoudre ce problème de stabilité des oscillateurs, la méthode la plus répandue consiste à synchroniser l'ensemble des composants à l'aide d'une cavité résonnante. Aux fréquences visées et dans le contexte d'une propagation quasi-optique il nous semble préférable d'envisager l'emploi d'une cavité de type Fabry-Perot qui peut présenter, comme nous allons le voir, des coefficients de qualité importants. Nous ne prétendons pas ici faire une étude complète des aspects relatifs à la synchronisation des oscillateurs qui sortent largement du cadre de cette thèse. Nous présenterons la conception et l'expérimentation d'un prototype de cavité adapté aux basses fréquences pour des raisons de commodité dans la fabrication et la caractérisation. La généralisation de ces études aux fréquences très élevées ne modifie pas les règles élémentaires de conception.

22 - Généralités sur l'optique gaussienne

On emploie l'adjectif quasi-optique lorsque l'approximation de l'optique géométrique n'est pas possible à cause de la divergence du faisceau de propagation. Néanmoins, l'importance relative de cette divergence ne justifie pas un traitement faisant appel à une résolution complète des équations de Maxwell. En effet, le traitement quasi-optique est basé sur l'utilisation du mode fondamental gaussien. Ce mode de propagation est particulièrement adapté à l'étude des structures ouvertes aux longueurs d'ondes millimétriques et submillimétriques dans la mesure où les cornets utilisés, pour effectuer la transition guide d'onde - espace libre, possèdent généralement une répartition de l'énergie électromagnétique très proche d'une gaussienne. C'est le cas notamment des cornets corrugués et des cornets bi-modes présentés au chapitre 1. En outre, le faisceau gaussien n'est pas dénaturé par l'interaction avec la plupart des dispositifs tels que les lentilles ou les filtres dichroïques. Pour cela, la surface des éléments utilisés doit être suffisamment grande de manière à ne pas "diaphragmer" ce faisceau.

23 - Principes de fonctionnement d'une cavité quasi-optique

Le schéma simplifié de la cavité représentée en figure IV.8 aide à comprendre son fonctionnement. Le dispositif est constitué de deux miroirs placés face à face et séparés par une distance D . On utilise généralement un miroir plan et un miroir concave (sphérique dans notre cas). L'onde électromagnétique générée par une source placée sur l'un des miroirs sera soumise à des réflexions multiples. Celles-ci vont créer des ondes stationnaires correspondant aux modes propres de résonance. Le faisceau se concentre autour de l'axe longitudinal et s'affaiblit rapidement sur les bords des miroirs : il prend la forme d'un faisceau gaussien. On peut montrer que la variation de l'amplitude de ce faisceau s'exprime sous la forme :

$$\psi = \psi_0 \frac{W_0}{W(z)} \exp\left(\frac{-r^2}{W(z)^2}\right) \exp\left(-ikz - \frac{ikr^2}{2R(z)} + i\phi(z)\right)$$

avec ψ_0 : constante, $k=2\pi/\lambda$,

W_0 : rayon à $1/e$, à l'endroit où la taille du faisceau passe par un minimum. W_0 est communément appelé le waist.

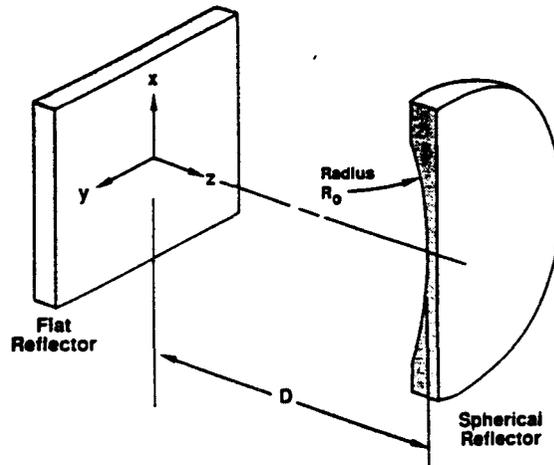


Figure IV.8 : Représentation en perspective d'une cavité résonnante ouverte [9].

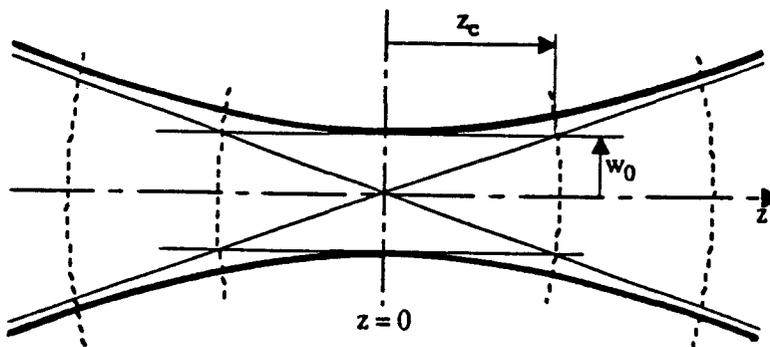


Figure IV.9 : Représentation schématique d'un faisceau gaussien.

Nous avons schématisé sur la figure IV.9 un faisceau gaussien. La distance reportée Z_c est donnée par la formule :

$$z_c = \pi W_0^2 / \lambda$$

Cette distance est un paramètre particulièrement important dans la mesure où elle correspond à la limite définie entre le champ proche et le champ lointain. Les caractéristiques du faisceau en fonction de la distance z sont donnés par :

$$W(z) = W_0 \sqrt{1 + \frac{z^2}{z_c^2}} \quad R(z) = z \left[1 + \frac{z_c^2}{z^2} \right] \quad \phi(z) = \arctan \left[\frac{z}{z_c} \right]$$

Le waist est situé dans le plan $Z=0$.

Le mode fondamental dans la cavité résonnante est le mode T_{EMmnq} avec $m=0$ et $n=0$. Les indices m et n expriment les variations du champ dans une section droite de la cavité tandis que q est l'indice de variation longitudinale. Le waist s'exprime en fonction de la distance D par la formule suivante :

$$W_0 = \sqrt{\frac{\lambda}{\pi}} \cdot [D(R_0 - D)]^{1/4} \quad R_0 \text{ est le rayon de courbure du miroir sphérique.}$$

231 - Fréquences de résonance

Pour un mode T_{EMmnq} , la fréquence de résonance de la cavité est donnée par la relation :

$$f_{mn} = \frac{c}{2D} \cdot \left[q + \frac{m+n+1}{\pi} \cdot \arctan \sqrt{\frac{D}{R_0 - D}} \right]$$

Avec c , la vitesse de la lumière.

Dans le cas où le miroir est recouvert d'une couche diélectrique d'épaisseur h qui décrit en particulier la situation d'un substrat semiconducteur, la valeur de f_{mn} est modifiée :

$$f_{mn} = \frac{c}{2D} \left[q + \frac{m+n+1}{\pi} \cdot \arctan \sqrt{\frac{D}{R_0 - D'}} \right] \text{ avec } D' = D + \frac{1}{h} \cdot \arctan \left[\frac{\tan kh\sqrt{\epsilon_r}}{\sqrt{\epsilon_r}} \right] - h$$

$k=2\pi/\lambda$ est le vecteur d'onde

232 - Coefficient de qualité

Le phénomène de résonance dans la cavité s'accompagne de pertes qui peuvent être de natures différentes. En règle générale, le coefficient de qualité Q s'exprime sous la forme :

$$Q = \omega \frac{\text{Energie moyenne emmagasinée}}{\text{Puissance moyenne de pertes}} \quad \omega \text{ est la pulsation}$$

Lorsque la cavité n'est pas couplée avec l'extérieur, on définit le coefficient de qualité à vide Q_0 . En pratique, on ne tient compte que des pertes ohmiques dans les miroirs. Dans ce cas, le coefficient de qualité s'exprime sous la forme :

$$Q_0 = D/(\delta_1 + \delta_2) \quad \text{où } \delta_1 \text{ et } \delta_2 \text{ sont les épaisseurs de peau des deux miroirs.}$$

Toutefois, il est possible de prendre en compte les pertes diélectriques dans l'expression du coefficient de qualité à vide. Ce cas de figure peut se présenter lorsqu'on insère un échantillon semiconducteur sur l'un des miroirs.

Lorsque la cavité est couplée avec l'extérieur, on définit un coefficient de qualité externe qui prend en compte ce couplage. Le coefficient de qualité global Q_{ch} , qui décrit la situation de cavité en charge, se déduit des paramètres précédents par la relation :

$$1/Q_{ch} = 1/Q_0 + 1/Q_{ext}$$

Expérimentalement, nous avons accès au coefficient de qualité en charge. Il est calculé à partir de l'analyse de la résonance en fonction de la fréquence. Sa valeur est directement déduite de l'élargissement fréquentiel mesuré à 3 dB par la relation :

$$Q_{ch} = f_0/\Delta f \quad \text{avec } f_0, \text{ fréquence de résonance}$$

Δf , largeur de la raie à 3 dB

Pour accéder au coefficient de qualité intrinsèque, il nous faut décrire les éléments de couplage qui, dans notre exemple, est réalisé par des lignes microrubans. Dans ce but, la

cavité couplée est modélisée par un schéma équivalent à constantes localisées. La procédure de détermination de Q_0 sera décrite par la suite.

24 - Conception et fabrication du prototype

La figure IV.10 représente la cavité vue en coupe. La fréquence de résonance est conditionnée par la distance D et le rayon de courbure R_0 du miroir sphérique. L'optimisation de ces deux paramètres essentiels sera complétée par la détermination des rayons r_1 et r_2 décrivant respectivement l'encombrement latéral des miroirs plan et sphérique.

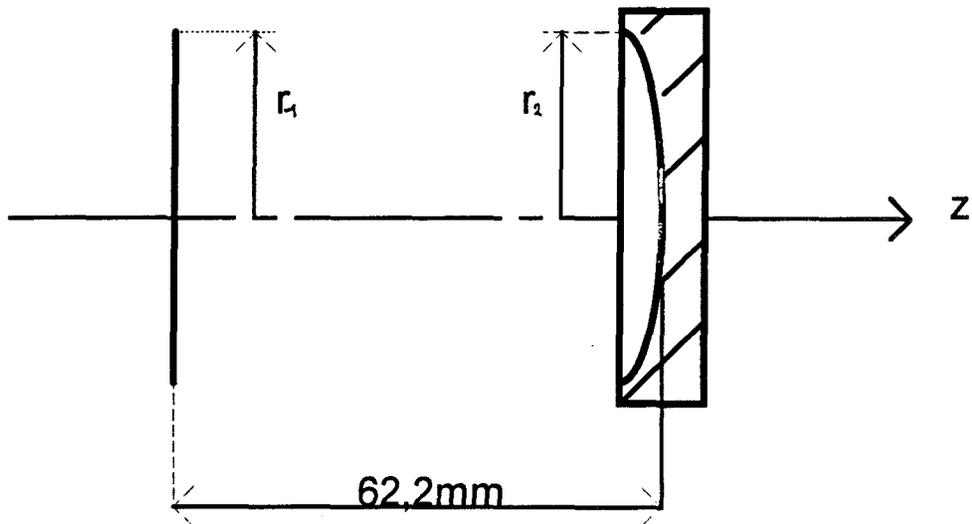


Figure IV.10 : Vue en coupe de la cavité constituée par les deux miroirs de rayons r_1 et r_2 .

241 - Optimisation de D et R_0

La caractéristique reportée en figure IV.11 illustre la loi de proportionnalité entre la distance D et le coefficient de qualité à vide de la cavité Q_0 .

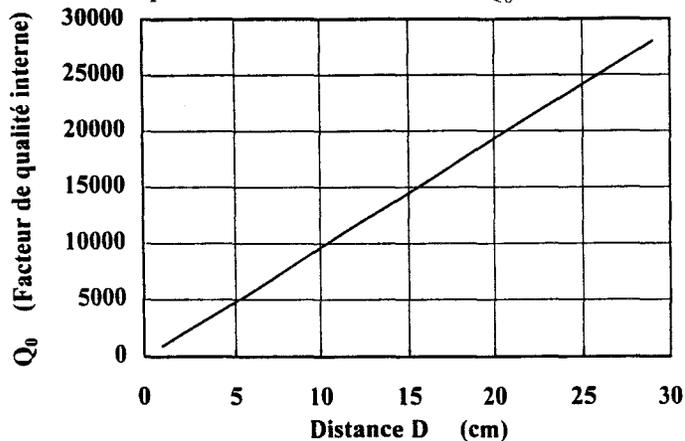


Figure IV.11 : Evolution du coefficient de qualité à vide Q_0 en fonction de la distance D .

Nous avons considéré les parois des miroirs parfaitement lisses. Le choix des paramètres D et R_0 doit garantir un écart fréquentiel significatif entre le mode fondamental T_{EM00q} et les autres modes excités. Pour préciser les différences entre les fréquences propres des différents modes, nous avons reporté sur la figure IV.12 le réseau de caractéristiques donnant l'évolution de l'écart entre le mode T_{EM00q} et le mode T_{EM01q} en fonction de la distance D pour différentes valeurs du rayon de courbure R_0 . En réalité, le mode T_{EM01q} est celui possédant la fréquence de résonance la plus proche de celle du mode fondamental, ce qui limite l'analyse à la comparaison de ces deux modes. Ces deux premiers résultats mettent en évidence l'antagonisme entre l'obtention d'un coefficient de qualité élevé et de fréquences de résonance suffisamment résolues. Par conséquent le choix de R_0 et de D doit satisfaire un compromis. Compte tenu des contraintes fréquentielles, nous avons retenu les valeurs suivantes :

$$R_0 = 10 \text{ cm} \quad D = 6,22 \text{ cm}$$

En supposant les miroirs parfaitement lisses et en considérant les conductivités suivantes :

$$\gamma_1 = 5,9 \cdot 10^7 \text{ S/m (Cuivre)} \text{ et } \gamma_2 = 3,8 \cdot 10^7 \text{ S/m (Aluminium)},$$

La valeur théorique de Q_0 est proche de 60000 et l'écart théorique entre les fréquences de résonance des modes T_{EM00q} et T_{EM01q} est de l'ordre de 0,68 GHz pour $f_0 = 20$ GHz. Les choix de l'Aluminium et du Cuivre seront justifiés par la suite.

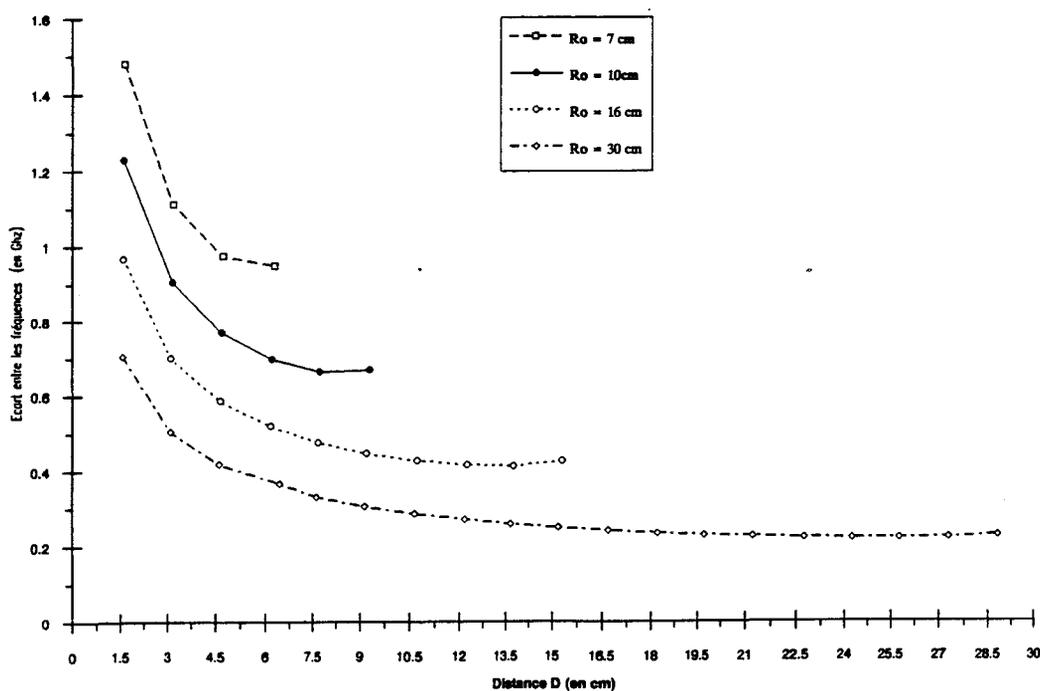


Figure IV.12 : Intervalle séparant la fréquence du mode T_{EM00q} de celle du mode T_{EM01q} en fonction de la distance D . Les courbes sont paramétrées par les valeurs du rayon de courbure R_0 .

242 - Détermination des rayons r_1 et r_2

Les valeurs de r_1 et r_2 doivent être suffisamment grandes afin de limiter les pertes par diffraction. En supposant que le module du champ électrique varie comme $\exp(-\rho^2/W_z^2)$, avec $\rho^2 = x^2 + y^2$ et $W_z = W_0^2 \cdot (1 + z^2/z_0^2)$. Les rayons r_1 et r_2 sont calculés pour que l'intensité du champ électromagnétique sur la périphérie soit 1000 fois plus faible que celle mesurable au centre. Ce qui donne :

$$r_1 = 27,7 \text{ mm et } r_2 = 46 \text{ mm}$$

243 - Excitation de la cavité

Afin d'évaluer ses performances intrinsèques, la cavité est testée en transmission. Le dispositif de couplage doit être conçu de manière à ce qu'il y ait correspondance entre les configurations des champs électromagnétiques de la cavité et des sondes d'excitation et de détection. Afin de se rapprocher d'une structure planaire conforme à la topologie de diodes intégrées, notre choix s'est porté vers des antennes de type microrubans. Les dimensions de ces antennes ont été déterminées au moyen des relations approchées de Schneider et Hammerstadt [10]. Les calculs ont été effectués en considérant un substrat de DUROÏD qui possède les caractéristiques suivantes :

$$\varepsilon_r = 2,2$$

$$\text{épaisseur de diélectrique : } 0,51 \text{ mm}$$

$$\text{épaisseur de Cuivre : } 5 \cdot 10^{-3} \text{ mm}$$

La figure IV.13 représente la topologie des lignes assurant l'émission et la détection de l'onde électromagnétique. Les dimensions choisies pour la largeur W et la longueur L sont :

$$W = 1,57 \text{ mm et } L = 5,48 \text{ mm}$$

Pour cette détermination, on se base sur une fréquence de résonance de 20 GHz et une impédance caractéristique de ligne égale à 50 Ω . Les points d'excitation repérés sur la figure IV.13 ont été délocalisés vers l'extérieur du dispositif afin de minimiser les perturbations électromagnétiques qu'ils peuvent entraîner. Le choix de la distance E qui sépare les deux motifs d'antenne se révèle assez crucial et fait l'objet d'un nouveau compromis. En effet, dans l'absolu, le couplage en entrée comme en sortie est d'autant plus efficace que l'élément rayonnant est situé proche du centre du miroir plan en raison de la concentration de l'énergie

électromagnétique en ce point. Cependant, dans le cas d'un écart réduit entre les antennes de réception et de détection, on s'expose à des effets de couplage direct. En pratique, nous avons optimisé cette distance E à l'aide d'une modélisation par schéma équivalent. Ces études ont montré qu'un couplage correct pouvait être préservé jusqu'à une distance E égale à 9 mm qui correspond au choix définitif.

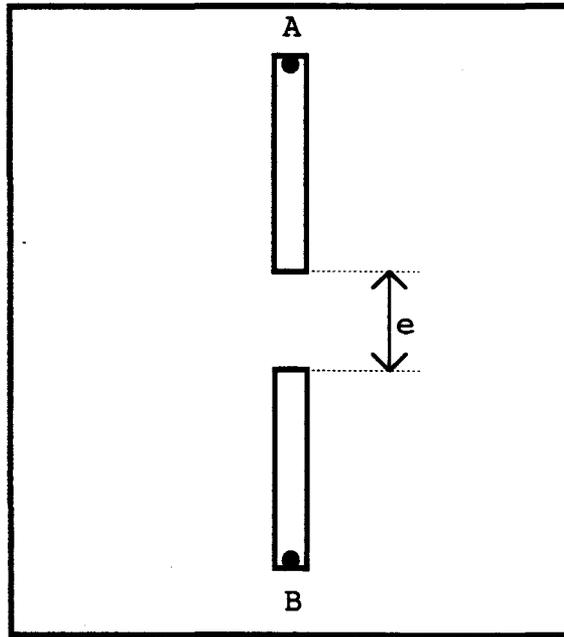


Figure IV.13 : Représentation de la topologie des lignes microrubans sur le miroir plan.

244 - Fabrication de la cavité

Pour la fabrication du miroir sphérique reportée en détail dans le rapport d'A. Le Bayon [11], nous avons choisi l'Aluminium afin de faciliter l'usinage, opération confiée à un atelier de micromécanique. Par ailleurs le choix du matériau se justifie par la possibilité d'obtenir un poli-miroir. L'état de surface des miroirs est déterminant en termes d'efficacité de réflexion et de focalisation de l'énergie.

Le miroir plan qui inclut le dispositif de couplage, conformément à la configuration déterminée au paragraphe précédent, a été réalisé par des techniques d'élaboration de circuits imprimés (fabrication d'un masque de Mylar à l'échelle 10, gravure chimique du cuivre par une solution de perchlorure de fer). Le cuivre des lignes plaquées et du plan de masse justifie le choix d'une conductivité égale à $5,9 \cdot 10^7$ S/m dans les simulations numériques. Il est à noter que le DUROÏD qui constitue une couche diélectrique perturbe la réflexion de l'onde

électromagnétique. Par conséquent, on peut s'attendre à un écart théorie - expérience relativement important par rapport au cas idéal considéré pour les calculs (miroirs métalliques). Nous allons à présent nous intéresser à la caractérisation du phénomène de résonance par des mesures en transmission à l'analyseur de réseau.

25 - Caractérisation en transmission de la cavité

Nous avons reporté sur la figure IV.14 l'évolution du module de S_{21} dans la plage de fréquence [18 - 22] GHz qui caractérise le spectre de transmission. Sur cet intervalle, on observe plusieurs résonances avec un maximum pour la fréquence de 20,15 GHz. Cette résonance principale est conforme à l'objectif visé dans la mesure où le dispositif a été dimensionné pour une fréquence centrale de 20 GHz. Afin d'analyser plus précisément l'encombrement spectral, nous avons restreint la bande de fréquence à la plage [19,5 - 20,5] GHz. Le spectre correspondant est donné sur la figure IV.15. Ces relevés ont été effectués pour une distance D égale à 6,2 cm. La valeur maximale du module de S_{21} témoigne de pertes relativement importantes. Cette mauvaise transmission de l'énergie résulte principalement :

- Des pertes au niveau des éléments de connexions (cordons coaxiaux, connecteur K) que nous pouvons estimer à environ 1 dB.
- Des pertes de couplage qui traduisent le compromis sur la distance interligne (E).
- Les phénomènes de diffraction liés en particulier à la présence des lignes dans la cavité.
- Des pertes diélectriques justifiées par la présence du DUROÏD sur le miroir plan.

26 - Détermination des coefficients de qualité en charge et à vide de la cavité

La valeur expérimentale du coefficient de qualité en charge (Q_{ch}) s'obtient directement par la mesure de l'élargissement du pic de transmission $|S_{21}|_{max}$. En revanche, la détermination expérimentale du coefficient de qualité à vide Q_0 n'est pas immédiate. En effet, seule la comparaison entre la valeur expérimentale du pic de transmission $|S_{21}|_{max}$ et le maximum théorique obtenu à partir du schéma équivalent de la cavité couplée permet, par approximations successives de déterminer Q_0 . La connaissance des éléments de couplage

permet de déduire la valeur de chaque élément intrinsèque en combinant les informations sur la résonance. Le coefficient de qualité intrinsèque est obtenu à partir de l'expression :

$$Q_0 = r_0 C_0 \omega_0$$

où r_0 et C_0 sont les éléments localisés modélisant la cavité à vide.

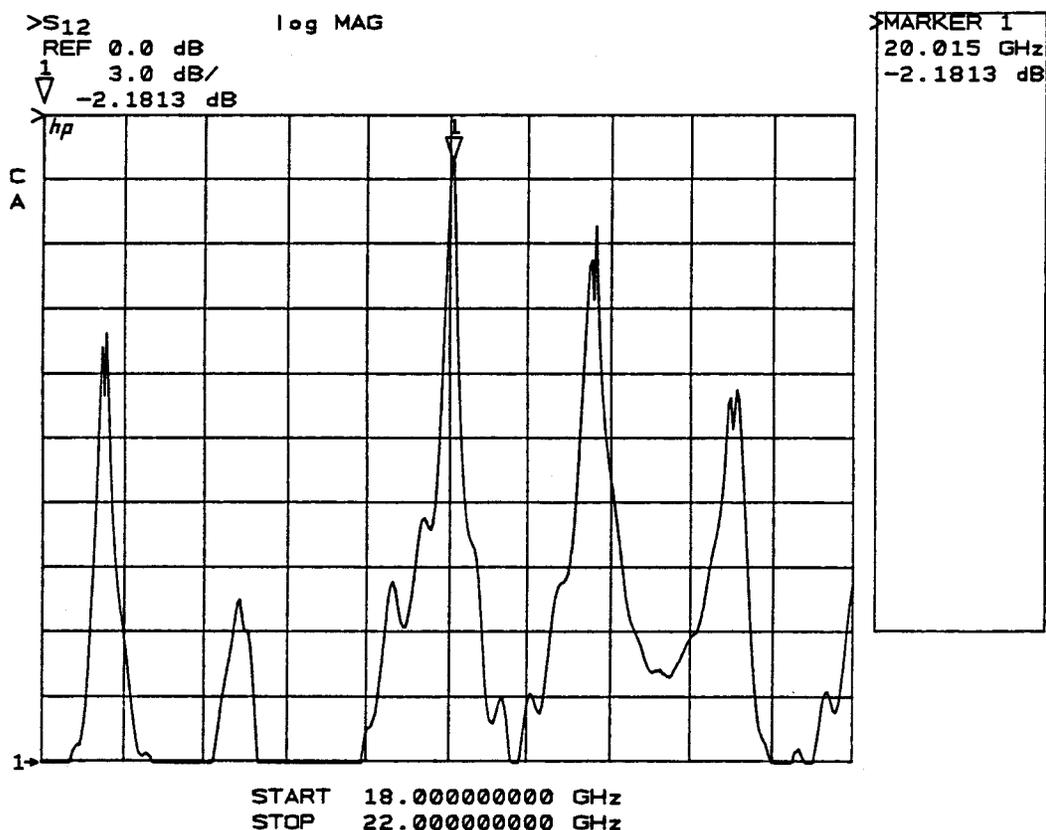


Figure IV.14 : Variation en fonction de la fréquence du module de S_{21} dans la plage [18 - 22] GHz.

L'évolution expérimentale de Q_0 en fonction de la distance D est reportée sur la figure IV.16. Pour des valeurs de D inférieures à 60 mm, le coefficient de qualité intrinsèque varie de façon quasi-linéaire, ce qui est en accord avec les prévisions théoriques. En revanche, pour une distance supérieure à la valeur nominale théorique de 6,2 cm, le coefficient de qualité décroît. Cette variation peut s'expliquer par l'augmentation de la section du faisceau gaussien avec la distance D . En effet, dans des conditions où le diamètre de ce faisceau devient supérieur au diamètre du miroir sphérique, la réflexion de l'onde électromagnétique n'est que partielle. Enfin, on peut constater que les valeurs expérimentales sont très inférieures aux valeurs estimées dans le cas idéal de deux miroirs métalliques parfaitement réfléchissants. Une telle différence peut se justifier par le rôle néfaste des nombreux éléments perturbateurs localisés au niveau du miroir plan.

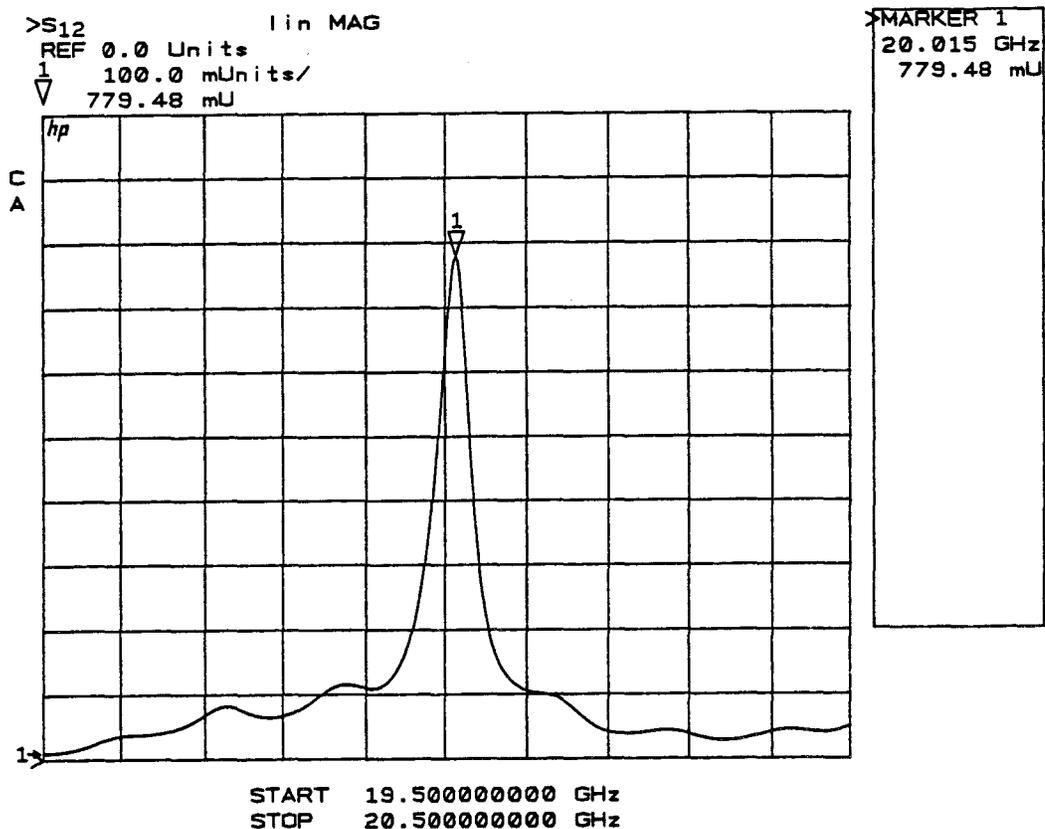


Figure IV.15 : Variation en fonction de la fréquence du module de S_{21} dans la plage [19,5 - 20,5] GHz.

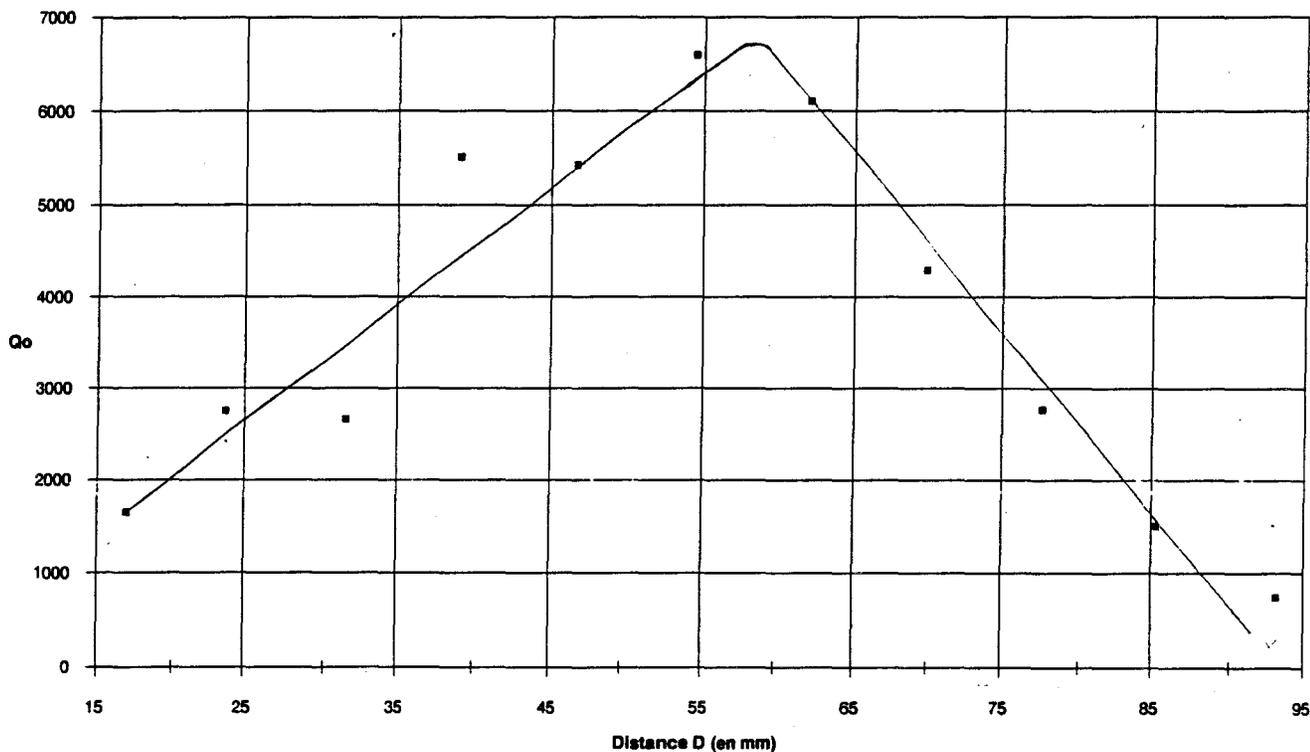


Figure IV.16 : Evolution expérimentale de Q_0 en fonction de la distance D .

3 - Optimisation des termes parasites des diodes SBV intégrées par pont à air

Pour terminer ce chapitre, nous allons nous intéresser à l'étude des termes parasites résultant des procédés d'intégration planaire. Ce travail devra conduire à la détermination des conditions d'accord du circuit résonnant constitué par la structure simple barrière de potentiel et ses éléments de connexion. Cette démarche, justifiée par des valeurs de capacité intrinsèque très faibles, va conditionner l'utilisation des diodes SBV en multiplication de fréquence.

Cette étude nous permettra également de fixer quelques paramètres d'optimisation dans le but de concevoir un nouveau masque approprié à l'association d'hétérostructures élémentaires. Au cours des chapitres précédents, nous avons insisté sur les aspects de puissance souvent incompatibles avec l'augmentation des fréquences de fonctionnement. Une première possibilité d'amélioration a été définie avec la mise en série épitaxiale de structures simple barrière. Sur la base de ces premières réalisations qui conduisent à un partage tant au niveau du signal de pompe que de la puissance de sortie, il nous semble que l'étape ultérieure soit l'intégration tridimensionnelle. A ce titre, en termes de puissance, l'idée de compléter la mise en série verticale par une implantation des composants élémentaires sous forme de matrice rayonnante semble tout à fait en accord avec les principes de l'optique gaussienne. En effet, l'encombrement initial du faisceau permet d'introduire naturellement une répartition de l'énergie sur plusieurs dipôles élémentaires. Avec cet objectif d'intégration tridimensionnelle, le procédé technologique développé dans cette thèse souffre de quelques limitations. Nous nous attacherons à définir les améliorations possibles dans une perspective à court terme.

Cette étude sera menée à partir de simulations électromagnétiques à l'aide du logiciel *HFSS* de *Hewlett Packard* que nous allons brièvement présenter.

31 - Présentation du logiciel

Le logiciel *Hewlett Packard HFSS* (High Frequency Structure Simulator) permet de résoudre par la méthode des éléments finis les équations de Maxwell dans les trois directions de l'espace pour des structures passives. En revanche, il ne nous est pas possible de traiter directement les interactions du composant actif avec son environnement électromagnétique. Toutefois, le calcul de la répartition du champ électromagnétique sur l'ensemble de l'espace et notamment au voisinage de régions de forte conductivité peut être

envisagé. Ceci permet de modéliser des structures métalliques suspendues s'apparentant aux ponts à air et à des zones semi-conductrices fortement dopées. La procédure numérique est basée sur la subdivision du domaine de simulation en nombreuses régions tétraédriques. Ce maillage de la zone de simulation s'adapte progressivement à la géométrie des motifs à simuler. Ce processus adaptatif est illustré par la figure IV.17 avec en a, une visualisation du maillage initial par une discontinuité de type microruban, en b les subdivisions à la troisième itération et en c, celles correspondant à la huitième itération .

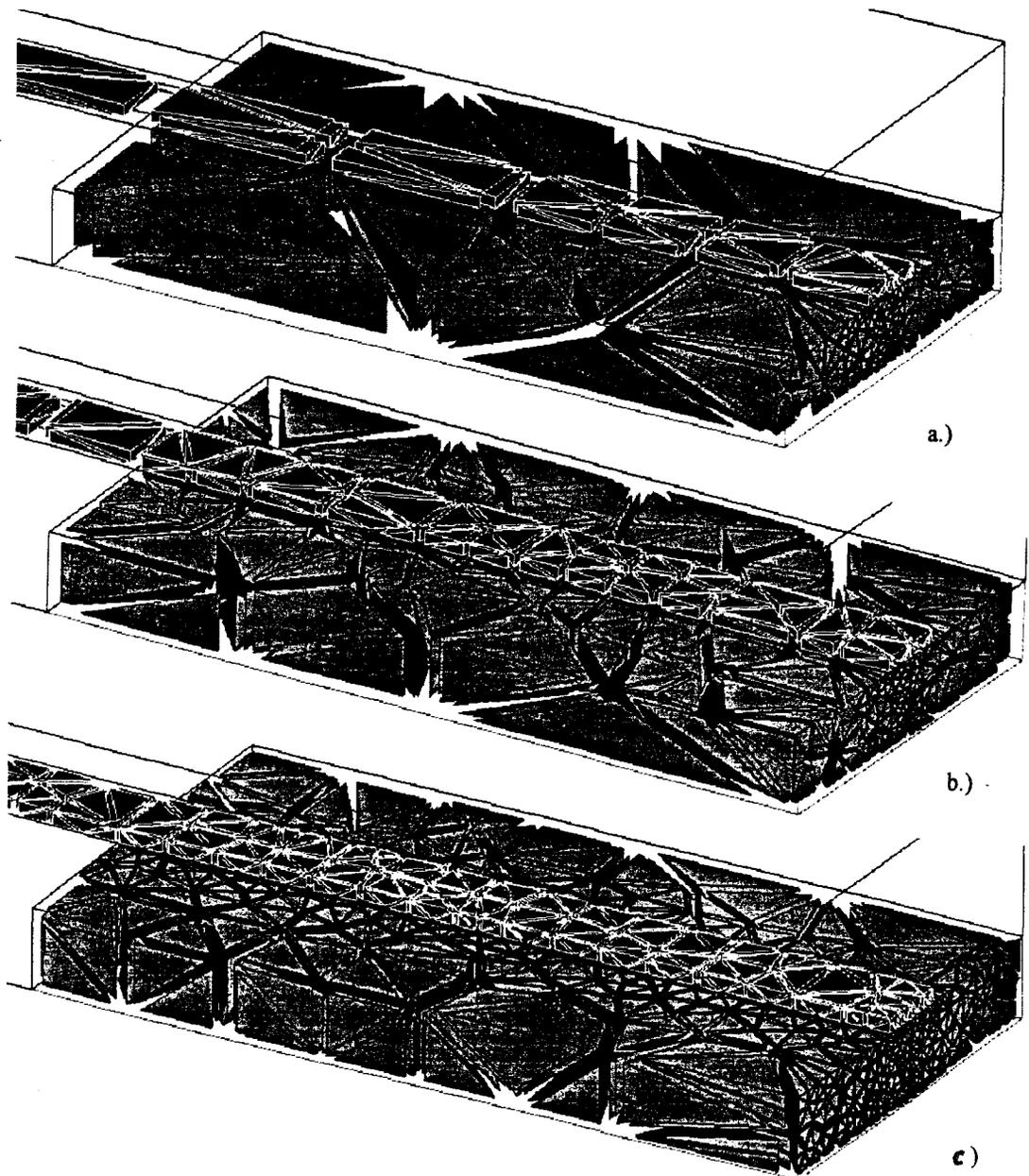


Figure IV.17 : Evolution temporelle du maillage décrivant un dispositif microruban. Les vues successives représentent les descriptions adoptées par le logiciel initialement (a), à la troisième itération (b) puis à la huitième itération (c). [12].

Pour calculer les champs électromagnétiques, il est également nécessaire de définir les conditions aux limites du domaine de simulation ainsi que celles correspondant aux ports d'entrée et de sortie. Dans sa version initiale, le logiciel n'était adapté qu'à des structures fermées, ce qui limitait les possibilités au seul cas des structures blindées. Il est désormais possible de fixer des conditions aux limites absorbantes (Absorbing Boundary Conditions) qui autorisent le traitement de structures ouvertes. La définition spatiale de ces conditions est un aspect particulièrement déterminant pour le succès des simulations.

Outre les répartitions du champ électromagnétique à l'intérieur de la structure le logiciel calcule également les termes de la matrice de répartition qui donnent accès aux coefficients de transmission et de réflexion.

32 - Approches d'optimisation de situations technologiques

321 - Pont à air avec dénivelé

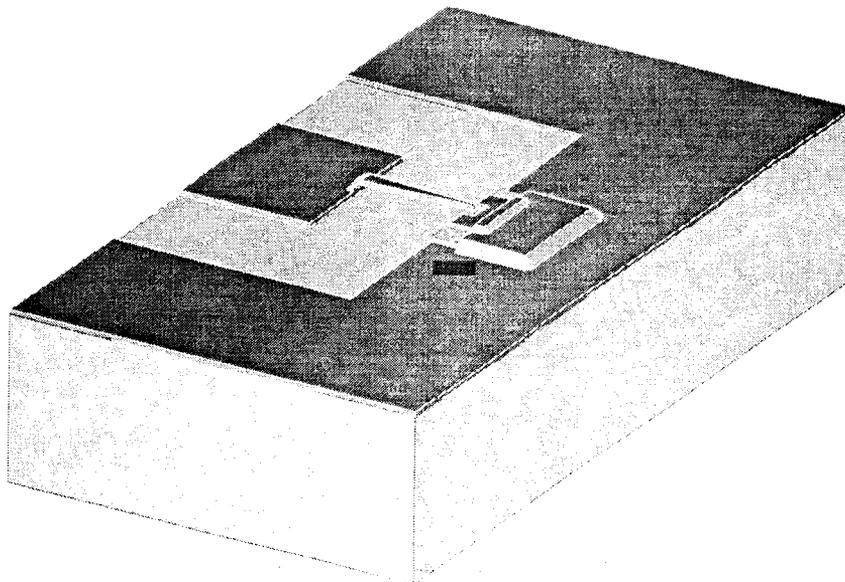


Figure IV.18 : Représentation en perspective d'une diode intégrée par pont à air avec report des contacts sur substrat semi-isolant [12].

La figure IV.18 est une représentation en perspective des technologies telles que celles que nous avons utilisées. Le contact supérieur est reporté sur le substrat semi-isolant pourvu de motifs de métallisation coplanaire. La simulation de la structure complète se révèle assez délicate dans un but d'optimisation en raison de temps de calcul prohibitifs (simulation sur plusieurs jours, station *Hewlett-Packard 9000*) et d'une occupation d'espace mémoire très importante. C'est la raison pour laquelle, dans un premier temps, nous avons cherché à accéder à deux grandeurs, la capacité parasite et l'inductance de la structure métallique suspendue. Cette dernière est schématisée sur la figure IV.19. Il s'agit d'une simple métallisation suspendue entre deux plots. L'intérêt d'une telle simulation est double.

- Elle permet de valider nos calculs par comparaison avec des résultats de la littérature obtenus pour des structures similaires à partir de logiciels de résolution des équations de Maxwell non commerciaux.

- D'autre part, cette structure peut se comparer à une ligne de propagation qui, par adaptation de sa longueur à la longueur d'onde électromagnétique présente des effets de résonance en fonction de la fréquence.

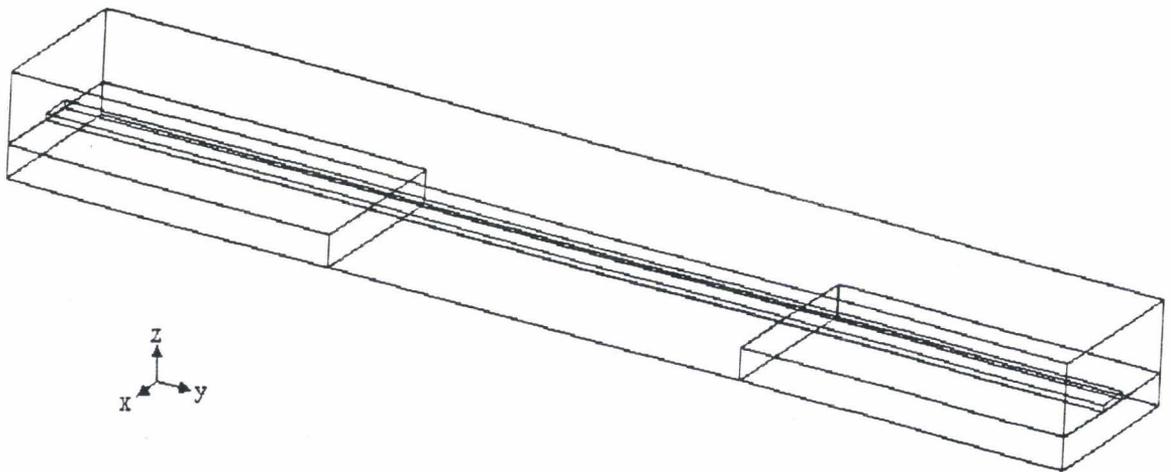


Figure IV.19 : Représentation en perspective de la structure métallique simulée [13]

Pour les premiers essais, nous avons repris les dimensions données dans les références [14] et [15] publiées respectivement par les équipes de Hartnagel et de Mittra. La largeur de la

métallisation est de $100\ \mu\text{m}$ pour une épaisseur de $20\ \mu\text{m}$. Les plots de support, de hauteur $100\ \mu\text{m}$ sont en GaAs ($\epsilon_r = 12,9$). Les zones d'accès sont de $1000\ \mu\text{m}$ et la longueur de ligne suspendue prend successivement les valeurs 317 , 635 , et $1270\ \mu\text{m}$. Les modules des coefficients de réflexion en fonction de la fréquence, obtenus pour ces trois longueurs, sont donnés sur la figure IV.20.

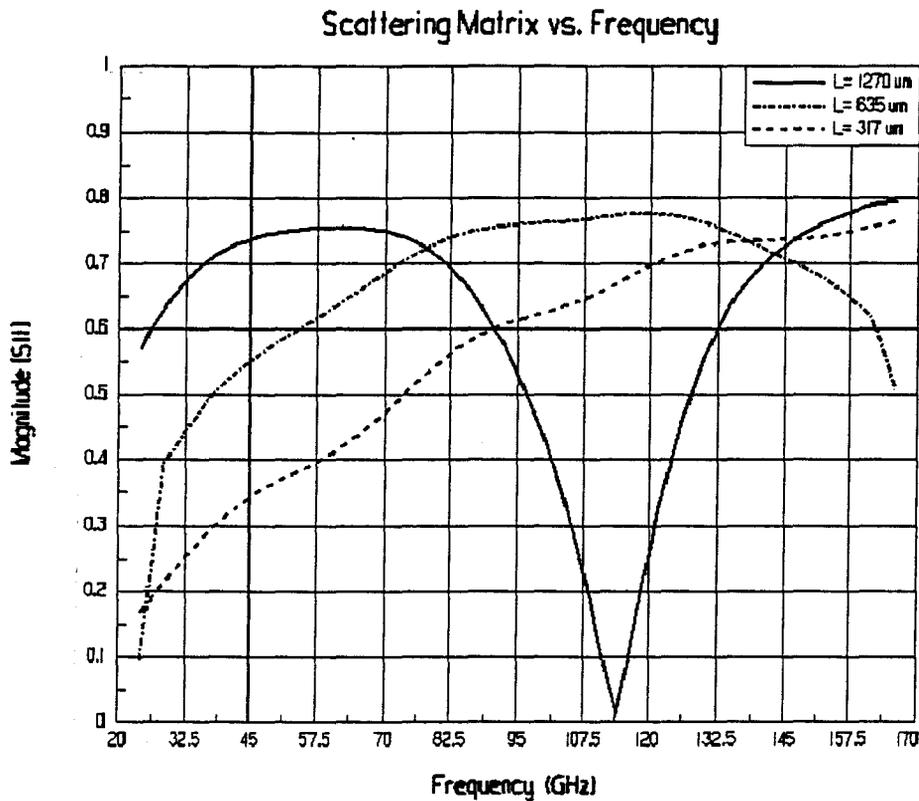


Figure IV.20 : Variations des modules des coefficients de réflexion en fonction de la fréquence pour trois longueurs de ligne suspendue [12].

Pour la longueur de $1270\ \mu\text{m}$, la résonance se situe au voisinage de $110\ \text{GHz}$, lorsqu'il y a couplage d'une demi-longueur d'onde sur la longueur physique du pont. Comme attendu elle se décale progressivement vers les hautes fréquences lorsqu'on diminue la valeur de ce paramètre. Une première comparaison entre nos résultats de simulation (trait continu) et ceux obtenus par Wang et Mitra est effectuée sur la figure IV.21.

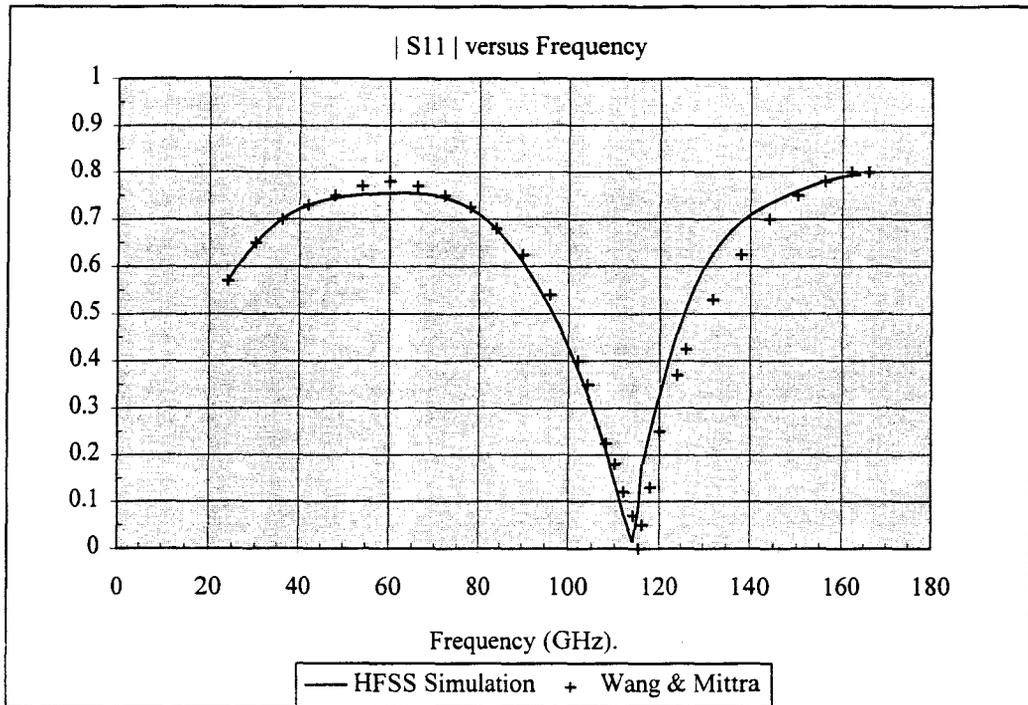


Figure IV.21 : Comparaison entre nos résultats et ceux de Wang et Mittra [14] pour l'évolution de la fréquence de résonance avec la longueur de ligne suspendue [12].

L'accord est ici tout à fait satisfaisant, ce qui est un premier élément de validation à la fois du logiciel pour des structures ouvertes et de nos choix quant à la définition des conditions absorbantes. En pratique cependant, la structure d'accès se modélise plus aisément à partir d'éléments localisés. En outre, la situation qui nous intéresse, à savoir la structure pont à air à l'échelle d'une diode de section équivalente à quelques microns carrés, correspond à des dimensions globalement dix fois plus faibles que celles du dispositif précédemment étudié. Afin de valider la représentation sous forme d'éléments localisés, nous avons effectué une comparaison entre les évolutions fréquentielles calculées par les logiciels *HFSS* et *MDS* (Microwave Design System, *Hewlett Packard*) en adoptant le schéma équivalent donné sur la figure IV.22. Sur ce schéma sont également reportées les valeurs d'inductance et de capacité des tronçons comprenant les zones d'accès, les zones de transition et le pont à air. Pour décrire les phénomènes de dispersion, nous avons repris la formule analytique de Kobayashi [15] reliant la permittivité effective à la fréquence. La figure IV.23 compare les évolutions fréquentielles obtenues par *HFSS* et par *MDS*. On note très peu de différences tant au niveau du module que de la phase. Ceci montre sans ambiguïté la possibilité de décrire l'accès par

pont à air sous forme d'éléments localisés avec des valeurs d'inductance parasite de quelques dizaines de picohenrys aux fréquences concernées.

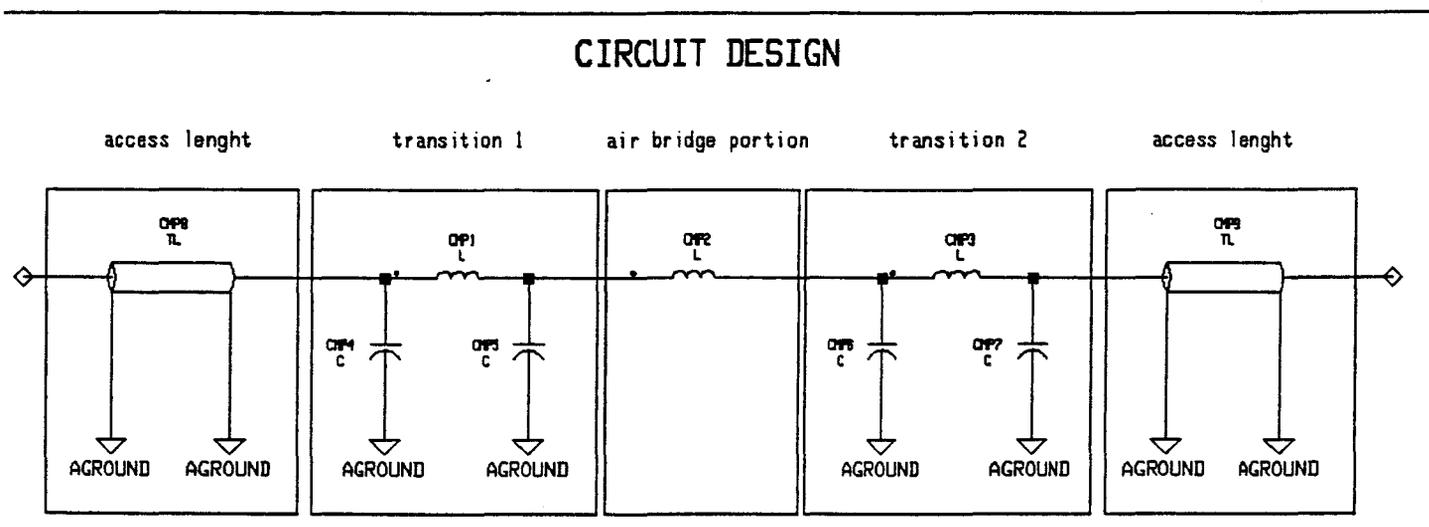


Figure IV.22 : Schéma équivalent utilisé pour modéliser la structure métallique suspendue à l'aide du logiciel MDS.

Après avoir considéré l'inductance parasite ramenée par un tronçon de ligne suspendu, le second point important concerne la capacité parasite et notamment la capacité entre les plots de contact C_{pp} (capacité pad to pad). Sur ces aspects, l'Université de Virginie [16] a eu une démarche très intéressante en développant des technologies entièrement planaires isolant le composant par gravure profonde, la connexion de l'anode s'effectuant par pont à air, sans dénivelé. Cette technologie (surface channel technology) nous semble particulièrement adaptée à la fabrication de diodes varactor dans la mesure où elle apporte une solution au problème des structures empilées à hauteur de méssa importante. Nous proposons dans le paragraphe suivant, une première étude relative à ce procédé en termes de capacité plots.

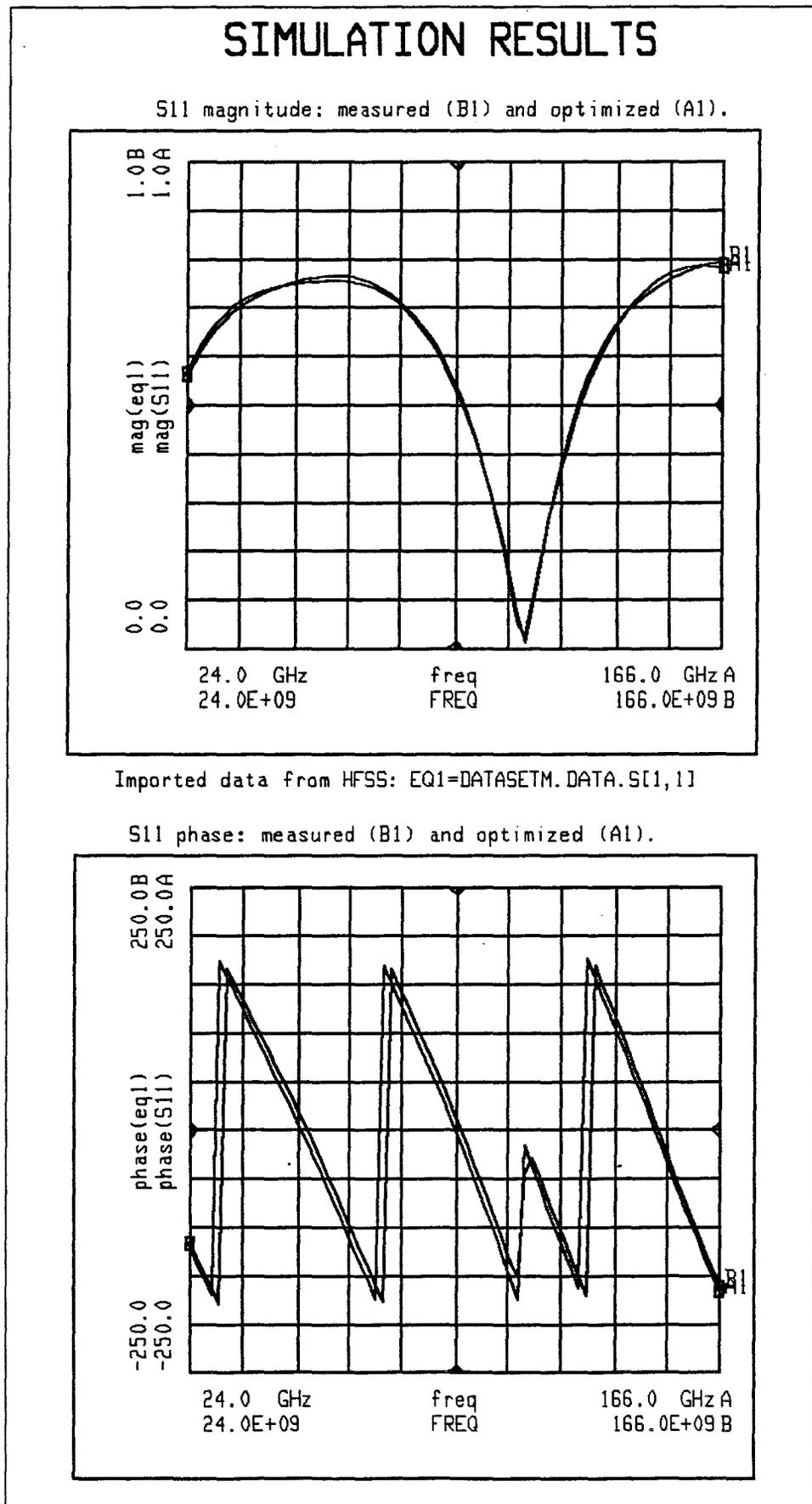


Figure IV.23 : Variations du coefficient de réflexion en fonction de la fréquence obtenues par les logiciels HFSS et MDS pour la structure métallique suspendue.

322 - Procédé du type "surface channel"

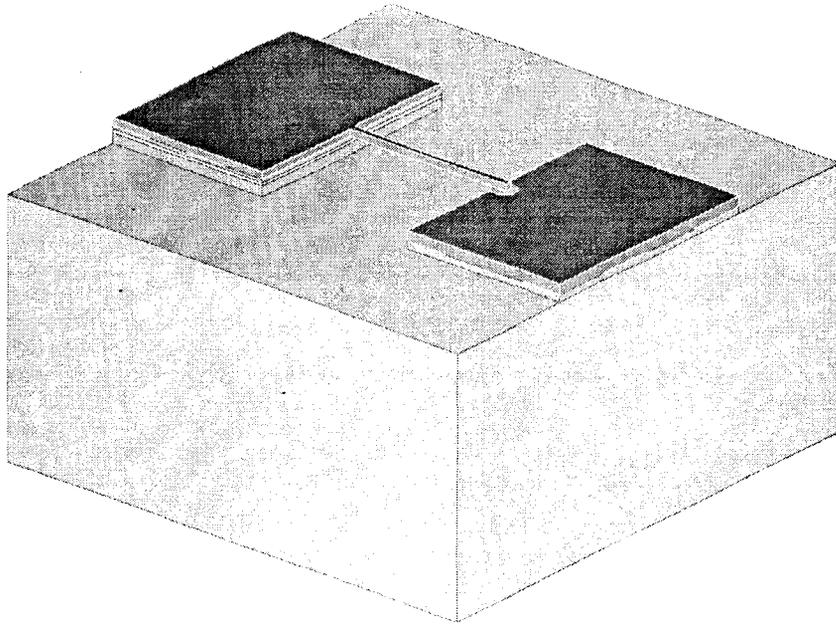


Figure IV.24 : Représentation en perspective d'une diode intégrée par un procédé du type surface channel technology.

La figure IV.24 donne une vue d'ensemble de cette technologie dans le cas d'accès série. Par rapport au procédé précédent, la métallisation en forme de doigt connecte deux plots situés sur un même plan, permettant ainsi de s'affranchir des difficultés rencontrées dans le cas de dénivelés importants (cf chapitre II). Ici encore, nous nous intéresserons tout d'abord à une structure simplifiée constituée par deux tronçons de ligne métallique de largeur $50\ \mu\text{m}$ déposés sur substrat GaAs et séparés par une distance d (25 ou $50\ \mu\text{m}$). L'étude consiste à étudier l'influence de la profondeur d'une tranchée séparant ces deux métallisations sur la valeur de la capacité C_{pp} . Cette tranchée destinée à isoler la partie active du composant est gravée profondément de manière à minimiser cette capacité C_{pp} . Cette justification intuitive se vérifie par le calcul comme on peut le constater sur la figure IV.25 qui donne les variations de la capacité équivalente en fonction de la profondeur de gravure. Cette description par éléments localisés reprend les techniques précédentes avec le calcul de la répartition du champ électromagnétique, la détermination des paramètres de la matrice de répartition en fonction de la fréquence comparés à ceux obtenus avec *MDS*. De manière asymptotique, pour des gravures très profondes, la valeur de la capacité tend vers celle de deux plots coplanaires

suspendus dans l'air. Cette valeur atteint au minimum 2 fF pour des profondeurs de gravure de l'ordre de 20 μm .

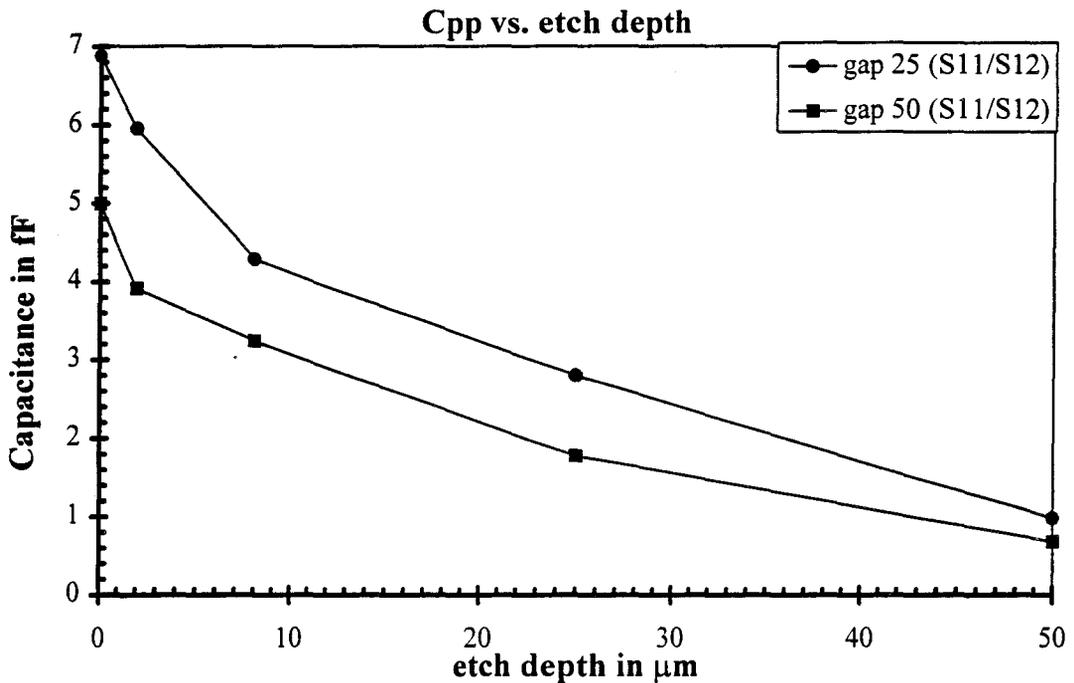


Figure IV.25 : Variation théorique de la capacité C_{pp} en fonction de la profondeur de gravure. La largeur de la tranchée d peut être égale à 25 μm ou 50 μm .

Ces premiers résultats vont nous aider à définir les grandes lignes de conception d'un nouveau jeu de masques adapté aux hétérostructures simple barrière élémentaires et mises en série par empilement épitaxial. A l'issue de ces premiers essais se dessinent deux étapes supplémentaires qui nous semblent particulièrement importantes.

En raison des très faibles valeurs de capacité intrinsèque relevées sur les hétérostructures SBV qui sont du même ordre de grandeur que celles des capacités parasites, le recours à un schéma équivalent plus complexe nous semble indispensable. Le modèle devra prendre en compte non seulement les capacités intrinsèques et plots mais également le terme capacitif résultant de la mise en regard du pont à air avec les couches semiconductrices fortement dopées.

Par ailleurs, les fréquences de résonances élevées associées aux très faibles valeurs d'inductance et de capacité parasite peuvent constituer un atout en termes d'adaptation d'impédance. En effet, il peut être envisagé d'utiliser ces deux paramètres comme éléments

d'accord de la diode pour sa fréquence d'utilisation, par optimisation des dimensions géométriques du pont à air. Dans ce sens, il peut être intéressant d'étudier l'évolution de la fréquence de résonance d'un circuit complexe comprenant les différentes contributions précédemment énumérées en fonction de la profondeur de gravure de la tranchée dans la mesure où cette grandeur est le seul paramètre ajustable en cours de process.

Conclusion

Les différentes études proposées dans ce chapitre nous montrent des possibilités d'ouverture vers différents aspects du système complet. La dernière partie illustre parfaitement le lien entre le dispositif actif semiconducteur et son environnement électromagnétique dans la mesure où nous avons vu qu'une diode varactor à faible capacité intrinsèque intégrée par des procédés de fabrication planaire pouvait être abordée comme un dipôle actif complété d'un circuit d'accord résonnant.

Le travail mené à partir de structures de propagation sur membranes a conduit à des résultats très concluants avec la mise en évidence de phénomènes de propagation très faibles pertes et sans dispersion démontrés de façon expérimentale jusqu'à la fréquence de 110 GHz [17]. L'extension la plus naturelle de cette étude concerne à notre avis les dispositifs de filtrage. Plusieurs réalisations ont été publiées dans le contexte des technologies sur substrat Silicium et il nous semble que le report d'un motif métallique de filtre sur membrane polyimide en technologie GaAs ne pose pas de difficultés de principe. En revanche l'alternance de tronçons basses et hautes impédances superposée aux phénomènes de résonances mis en évidence par la caractérisation des lignes peut entraîner des difficultés dans l'interprétation des résultats. A ce titre, il nous semble nécessaire d'approfondir notre compréhension relative aux aspects électromagnétiques des structures sur membrane.

En ce qui concerne les structures ouvertes, nous avons démontré la faisabilité d'une cavité quasi-optique à la fréquence de 20 GHz par des techniques d'usinage conventionnelles. En caractérisant un tel dispositif par des mesures du coefficient de transmission, des propriétés théoriques ont pu être vérifiées notamment la variation du coefficient de qualité intrinsèque de l'espacement entre les miroirs et l'existence d'un seuil de diffraction lorsque le diamètre du faisceau se compare aux dimensions latérales des éléments réflecteurs. A court terme, l'augmentation des fréquences de résonance ne devrait pas entraîner de modification

dans les critères élémentaires de conception. En revanche, on peut se heurter à des difficultés d'usinage consécutives à la réduction des dimensions. Des solutions à ces problèmes pourraient être apportées par les techniques développées en microtechnologie. A titre d'exemple, aux très hautes fréquences, la réalisation d'un miroir concave à l'échelle du millimètre peut se concevoir par des procédés de gravure anisotrope.

Enfin, des règles de conception ont pu être dégagées pour la fabrication de composants en structure planaire. A l'heure actuelle, nous nous heurtons à l'importance des calculs en termes de durée et d'espace mémoire souvent incompatibles avec un objectif d'optimisation. Les premières simulations effectuées en modélisant séparément les éléments parasites montrent qu'il semble possible d'obtenir des capacités comparables aux valeurs rencontrées à partir de technologies de type moustache. Par ailleurs, dans une optique d'utilisation de la diode à simple barrière en multiplication de fréquence, l'idée sous jacente serait d'adapter en impédance une diode varactor à hétérostructure à partir du circuit résonnant constitué par sa capacité intrinsèque et ses éléments de connexion.

Références bibliographiques

- [1] K. C. Lee, "The fabrication of thin, freestanding, single-crystal, semiconductor membranes", *Journal of Electrochemical Society*, **137**(8), 2556(1990)
- [2] T. W. Kenny, W. J. Kaiser, J. K. Reynolds, J. A. Podosek, H. K. Rockstad, E. C. Vote, and S. B. Waltman, "Electron tunnel sensors", *Journal of Vacuum Science and Technology A*, **10**(4), 2114(1992)
- [3] N. I. Dib, W. P. Harokopus, L. P. B. Katehi, C. C. Ling and G. M. Rebeiz, "Study of a novel planar transmission line.", *1991 IEEE MTT-S International Symposium Digest*.
- [4] P. Salzenstein, "Technologie des composants à hétérostructures pour les têtes de réception par satellite aux longueurs d'ondes millimétriques", *Thèse*, à paraître.
- [5] O. Dupuis, "Fabrication et caractérisation de lignes coplanaires sur membranes diélectriques.", *Rapport de DEA*, Lille, juillet 1995
- [6] R. K. Hoffman, "Handbook of microwave integrated circuits". Norwood, MA, *Artech*, 1987
- [7] M. Helal, J. G. Legier, P. Pribetich, P. Kennis, "Analysis of coplanar transmission lines and microshield lines with arbitrary metallization cross sections using finite elements methods.", *1994 IEEE MTT-S Digest*.
- [8] B. Bianco, M. Parodi, "determination of the propagation constant of uniform microstrip line", *Alta Frequenza*, **X**(2), 107 (Février 1976).
- [9] K. D. Stephan, S. Young and S. Wong, "Microstrip circuit applications of high-Q open microwave resonators", *IEEE Transactions on Microwave Theory and Technique*, **36**(9), 1319(1988).
- [10] K. C. Gupta, "Microstrip lines and slotlines", *Artech*, 1979
- [11] A. Le Bayon, "Etude d'une cavité quasi-optique de type Fabry-Perot et de son mode d'excitation à 20 GHz.", *Rapport d'activité*, Lille, Octobre 1994.
- [12] J. Carbonell, "Electromagnetic simulation of millimeter wave electronic and micromechanical systems", *Rapport de stage*, Lille, avril 1995
- [13] A. Christ and H. L. Hartnagel, "Three-dimensional finite difference method for the analysis of microwave device embedding", *IEEE Transactions on Microwave Theory and Technique*, **35**, 688 (1987)

- [14] J. S. Wang and R. Mittra, "Finite element analysis of MMIC structures and electronic packages using absorbing boundary conditions ", *IEEE Transactions on Microwave Theory and Technique*, **42**(3), 441(1994)
- [15] R. E. Collin, "Foundation for Microwave Engineering", New York, *Mc Graw-Hill*, 2nd edition, 1992
- [16] W. L. Bishop, T. Crowe and R. J. Mattauch, "Planar Schottky diode fabrication : Progress and challenges", *Fourth International Symposium on Space Terahertz Technology*, University of California Los Angeles, April 1993
- [17] P. Salzenstein, O. Dupuis, M.Hélal, E. Lheurette, O. Vanbésien, P. Mounaix and D. Lippens, "Coplanar waveguides on dielectric membranes micromachined on a GaAs substrate", *Electronics Letters*, **32**(9), 821(1996)

CONCLUSION GENERALE

Par rapport aux critères définis au premier chapitre, les diodes à effet tunnel résonnant (RTD) et les composants à hétérostructures simple barrière (SBV) fabriqués puis caractérisés au cours de ce travail ont confirmé leurs potentialités en termes de performances fréquentielles.

Même si ces composants fonctionnent suivant des principes complètement opposés (forte conduction dans le cas des RTD, absence de conduction dans le cas des SBV), l'optimisation de leur structure épitaxiale respective s'appuie sur les mêmes critères essentiels, à savoir :

- Des fortes discontinuités de bande de conduction qui fixent les hauteurs de barrières de potentiel.
- La possibilité de faire croître des zones à faible gap afin d'augmenter la mobilité des porteurs de charge.
- L'opportunité d'obtenir des dopages très importants dans le but de minimiser la résistivité des contacts ohmiques.

Dans ce contexte, le choix d'épitaxies pseudomorphiques sur substrat GaAs ou InP semble particulièrement approprié.

Pour nous aider à tirer parti de ces systèmes de couches contraintes, nous avons utilisé des techniques numériques d'optimisation des propriétés de conduction. Ces procédures, basées sur l'hypothèse d'un transport purement cohérent conduisent, dans le cas de diodes à effet tunnel résonnant, à une description des tensions critiques satisfaisante et à une estimation des niveaux de courant. Cette étude numérique a permis la définition de deux structures clefs épitaxiées sur substrats GaAs et InP. La première se caractérise par l'introduction de perturbations de potentiel InGaAs dans une structure GaAs-AlAs. La seconde est une hétérostructures InGaAs-AlAs à barrières contraintes. L'approche numérique fait appel à la résolution de l'équation de Schrödinger couplée à la détermination du profil de potentiel dans l'approximation de Thomas-Fermi. Elle permet de déterminer les probabilités de transmission et les états propres des systèmes. Ces logiciels se sont également révélés efficaces pour décrire les états de conduction parasite dominés par la transmission par effet tunnel dans les hétérostructures à simple barrière. Par ailleurs, les variations de capacité ont pu être parfaitement décrites à partir du bilan des charges accumulées aux interfaces des hétérojonctions. Sur la base de ce travail théorique, des résultats à l'état de l'art ont été obtenus

pour les diodes à effet tunnel résonnant et varactor à barrières contraintes épitaxiées sur substrat InP.

Plus précisément, les structures RTD constituées de barrières AlAs de 17 Å ont affiché simultanément des densités de courant pic de l'ordre de 175 kA/cm^2 et des contrastes en courant de l'ordre de 6:1 à température ambiante. Nous avons pu caractériser ces composants en régime dynamique à partir d'une polarisation en zone de résistance différentielle négative sur une plage de tension vérifiant le critère de stabilité. Le succès de ces mesures, effectuées sur des composants à très forte densité de courant naturellement instables, est attribuable à l'intégration de diodes de section réduite (de l'ordre du μm^2) présentant des éléments parasites extrinsèques très faibles. Outre l'établissement d'un schéma équivalent nécessaire à toute simulation non linéaire des dispositifs, nous avons pu estimer des fréquences maximales d'oscillation supérieures à 300 GHz.

Les diodes simple barrière expérimentales ont eu pour dénominateur commun le recours à une hétérostructure du type AlInAs-AlAs-AlInAs permettant de bloquer simultanément la composante de courant tunnel et la conduction liée aux effets d'injection thermoionique. La structure de base optimisée pour favoriser la modulation de capacité a permis d'atteindre des contrastes $C_{\text{max}}/C_{\text{min}}$ de l'ordre de 5:1 avec un niveau C_{max} normalisé par rapport à la section de $2 \text{ fF}/\mu\text{m}^2$. Pour expliquer l'augmentation brutale du courant de conduction, nous avons retenu l'hypothèse d'un claquage par avalanche apparaissant pour des situations de désertion totale de la zone espaceur, ce qui correspond à une tension de polarisation de l'ordre de 6 V. Cette limite a pu être doublée par l'empilement sur une même épitaxie de deux structures élémentaires. Ce procédé d'intégration verticale a conduit également à une division de la capacité ($C_{\text{max}} = 1 \text{ fF}/\mu\text{m}^2$) dans le même rapport, sans modification du contraste $C_{\text{max}}/C_{\text{min}}$. Enfin, les dernières réalisations ont permis d'évaluer les potentialités de structures à plans de dopage en termes de modulation de capacité. A ce sujet, les caractéristiques expérimentales obtenues ont confirmé les prévisions théoriques, à savoir l'augmentation de C_{max} et la préservation d'un faible niveau de capacité en saturation (C_{min}). Néanmoins, l'optimisation de la caractéristique $C(V)$ et le maintien d'un seuil de conduction autorisant une modulation totale de capacité semblent difficilement conciliables, ce qui apparaît préjudiciable sur le plan des applications. Pour une utilisation en multiplication de fréquence, le concept de structures SBV empilées sans plans de dopage nous semble le plus prometteur. La non linéarité capacitive présentée par ces structures

($C_{\max} = 1 \text{ fF/cm}^2$, $C_{\max}/C_{\min} = 5:1$), associée à une fréquence de coupure estimée à 12 THz avec une tension de seuil à la conduction de 12 V entre dans le cadre des objectifs de nombreux projets de recherche spatiale tels que ceux définis récemment par l'ESA.

Pour ce qui est des procédés de fabrication, nous avons mis au point des techniques d'intégration par pont à air en essayant de définir plusieurs options pour la lithographie (optique, électronique), la métallisation (évaporation sous vide, dépôt électrolytique) et la gravure des mésas (attaque chimique, gravure ionique réactive) de manière à satisfaire les différentes exigences fixées par le rapport d'aspect des structures. Pour les diodes RTD, les meilleurs résultats concernent les composants de section avoisinant le micron carré fabriqués à partir de motifs dessinés par faisceau électronique. Pour les diodes SBV, les difficultés sont associées à la présence de dénivelés importants (entre 1 et 2 μm) induits par l'opération de gravure profonde assurant l'isolation de chaque diode. A l'avenir, on peut s'attendre à une augmentation de la hauteur des épitaxies illustrée notamment par la publication récente de Krishnamurthi [1] qui présente l'intégration de trois structures simple barrières élémentaires. Avec les procédés de fabrication développés au cours de cette thèse qui mettent en jeu le report des connexions sur le substrat semi-isolant, il nous semble que des dénivelés excédant 2 μm sont difficilement viables. A l'opposé, les techniques d'intégration purement planaires telles que celles développées à l'Université de Virginie [2] pourraient constituer une solution à court terme.

Indépendamment de ces difficultés de fabrication, il nous semble que l'étape ultérieure est l'optimisation de l'environnement électromagnétique de la structure active. Plusieurs éléments ont été acquis sur le sujet avec l'obtention de faibles niveaux d'inductance (quelques dizaines de picohenrys) et de capacité (quelques femtofarads) parasites. Néanmoins, avec des niveaux de capacité intrinsèque comparables aux valeurs minimales des capacités extrinsèques, il semblerait plus adéquat de considérer la diode SBV intégrée comme un circuit comprenant un élément actif et quelques éléments passifs. Partant de cette notion, la démarche d'optimisation consiste alors à accorder entre eux les éléments intrinsèques et extrinsèques avec pour objectif une meilleure adaptation d'impédance.

Enfin, les travaux présentés dans le dernier chapitre doivent être perçus comme des études préliminaires en relation avec deux développements prospectifs qui nous apparaissent essentiels.

Le premier concerne l'intégration monolithique aux longueurs d'ondes millimétrique et submillimétrique. Dans ce sens, nous avons développé des lignes de propagation coplanaires faibles pertes pour des fréquences de fonctionnement supérieures à 100 GHz. Ces dispositifs reposent sur l'utilisation d'une membrane de polyimide d'épaisseur avoisinant le micron déposée sur un substrat GaAs. La membrane fait office de support mécanique pour les structures de propagation qui se comportent alors comme des lignes quasi-suspendues dans l'air. Ce procédé apporte ainsi des solutions aux problèmes posés par la présence d'un substrat épais (pertes diélectriques, couplage avec les modes du substrat). Ces avantages sont néanmoins conditionnés par la parfaite maîtrise de la transition entre substrat épais et membrane.

Parallèlement aux développements de dispositifs intégrés adaptés aux très hautes fréquences de fonctionnement, le second développement essentiel pourrait passer par l'association de composants élémentaires dans le but d'augmenter les puissances des sources solides qui restent pour le moment limitées. L'intégration épitaxiale de structures simple barrière constitue une approche prometteuse dans la mesure où nous avons montré que la puissance fournie par le composant semiconducteur pouvait être augmentée d'un facteur n^2 , n correspondant au nombre de structures élémentaires empilées. La seconde possibilité consiste à implanter les composants sous forme de matrices rayonnantes qui sont compatibles avec une propagation de type quasi-optique. Avec ces techniques d'association se pose néanmoins le problème de synchronisation des "sources élémentaires". C'est la principale raison qui a motivé la conception d'un prototype de cavité ouverte. L'expérimentation a confirmé les prévisions théoriques notamment en termes de fréquence de résonance.

[1] K. Krishnamurthi, R.G Harrison, " Millimetre -wave frequency tripling using stacked heterostructure- barrier varactor on InP", *IEE Proc. Microw. Antennas. Propa.*, **143**(4) 272(1996)

[2]J.R. Jones, "CAD of millimeter wave frequency multipliers : an experimental and theoretical investigation of the heterostructure barrier varactor", *Ph'D*, University of Virginia, USA, January 1996

ANNEXES

Nous détaillerons ici les procédés de fabrication des composants étudiés. Nous définirons au préalable les étapes de "résinage standard" et de "traitement pour l'obtention d'un profil en casquette".

Résinage standard

Résine *SHIPLEY 1400-27*

Vitesse : 3000 tr/min

Accélération : 4000 tr/min/s

Durée : 5 s (capot fermé) ou 60 s (capot ouvert)

Epaisseur théorique : 1,4 μm

Traitement de la résine pour l'obtention d'un profil en casquette (Shipley 1400-27)

Premier recuit au four à air pulsé

Température : 60 °C

Durée : 20 min

Immersion dans le Chlorobenzène (séchage à l'azote)

Durée : 17 min

Deuxième recuit au four à air pulsé

Température : 80 °C

Durée : 30 min

Développement : Microposit developer / eau DI (1:1),

Durée : 20 s

Chaque étape de dépôt métallique par évaporation est précédée d'un nettoyage par plasma d'Argon

Procédé de fabrication des RTD par photolithographie sur substrat GaAs

1 - Contact ohmique supérieur

Nettoyage de la plaquette : Acétone, Alcool isopropylique (séchage azote)

Résinage standard

Traitement de la résine pour l'obtention d'un profil en casquette

Alignement / Exposition / Révélation (masque de contacts ohmiques supérieurs)

Evaporation sous vide Ni/Ge/Au/Ti/Au

150/195/340/500/2000 Å

Lift off dans l'acétone (utilisation éventuelle des ultrasons)

Rinçage à l'alcool isopropylique

Séchage à l'azote

2 - Premier méssa

Désoxydation chimique de la plaquette

Solution : NH_4OH (1) / H_2O (10)

Durée : 20 s

Gravure chimique jusqu'à la couche GaAs fortement dopée inférieure

Solution : NH_4OH (1) / H_2O (100)/ H_2O_2 (1)

Les métallisations précédentes font office de masque

3 - Contact ohmique inférieur

Nettoyage de la plaquette : Acétone, Alcool isopropylique (séchage azote)

Résinage standard

Traitement de la résine pour l'obtention d'un profil en casquette

Alignement / Exposition / Révélation (masque de contacts ohmiques inférieurs)

Evaporation sous vide Ni/Ge/Au/Ti/Au

150/195/340/500/2000 Å

Lift off dans l'acétone (utilisation éventuelle des ultrasons)

Rinçage à l'alcool isopropylique

Séchage à l'azote

Recuit rapide des deux plots de contacts ohmiques sous flux d'Azote hydrogéné

Température : 400 °C

Durée : 30 s

4 - Mésa d'isolation

Nettoyage de la plaquette : Acétone, Alcool isopropylique (séchage azote)

Résinage standard

Recuit au four à air pulsé

Température : 80 °C

Durée : 30 min

Alignement / Exposition / Révélation (masque de mésas inférieurs)

Désoxydation chimique de la plaquette

Solution : NH_4OH (1) / H_2O (10)

Durée : 20 s

Gravure chimique jusqu'à la couche GaAs semi-isolante

Solution : NH_4OH (1) / H_2O (100) / H_2O_2 (1)

Dissolution de la résine de masquage dans l'acétone

Rinçage à l'alcool isopropylique

Séchage à l'azote

5 - Épaissement et définition des motifs d'accès coplanaires

Nettoyage de la plaquette : Acétone, Alcool isopropylique (séchage azote)

Résinage standard

Traitement de la résine pour l'obtention d'un profil en casquette

Alignement / Exposition / Révélation (masque de plots d'épaissement coplanaires)

Evaporation sous vide Ti / Au (500 / 3000 Å)

Lift off dans l'acétone (utilisation éventuelle des ultrasons)

Rinçage à l'alcool isopropylique

Séchage à l'azote

6 - Pont à air par photolithographie

•Définition des piliers

Nettoyage de la plaquette : Acétone, Alcool isopropylique (séchage azote)

Résinage standard

Recuit au four à air pulsé

Température : 80 °C

Durée : 30 min

Alignement / Exposition / Révélation (masque de piliers de ponts à air)

Evaporation sous vide du film métallique intermédiaire Ti : 200 Å / Au : 200 Å

•Definition des tabliers

Résinage standard

Traitement de la résine pour l'obtention d'un profil en casquette

Alignement / Exposition / Révélation (masque de tabliers de ponts à air)

Evaporation sous vide du pont à air Ti : 500 Å / Au : 9500 Å

Lift off et dissolution des deux couches de résines

(utilisation des ultrasons pour casser le film métallique intermédiaire)

Rinçage à l'alcool isopropylique

Séchage à l'azote

Procédé de fabrication des RTDs de faible section sur substrat InP

1 - Contact ohmique supérieur

Nettoyage de la plaquette : Acétone, Alcool isopropylique (séchage azote)

Résinage PMMA 5 %, 950 K

Vitesse : 2000 tr/min

Accélération : 2000 tr/min/s

Durée : 20 s (Capot fermé)

Epaisseur théorique : 4500 Å

Recuit au four à air pulsé

Température : 170 °C

Durée : 30 min

Ecriture au masqueur électronique

Tension d'accélération : 100 kV

Dosage électronique : 550 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$

Diamètre du faisceau : 100 nm

Révélation

Solution : 1/3 MIBK, 2/3 Alcool isopropylique

Rinçage : Alcool isopropylique

Evaporation sous vide Ni/Ge/Au/Ti/Au

150/195/340/500/2000 Å

Lift off dans l'acétone (utilisation des ultrasons)

Rinçage à l'alcool isopropylique

Séchage à l'azote

2 - Premier méso

Désoxydation chimique de la plaquette

Solution : NH_4OH (1) / H_2O (10)

Durée : 20 s

Gravure chimique jusqu'à la couche GaInAs fortement dopée inférieure

Solution : H_3PO_4 (3) / H_2O_2 (1) / H_2O (20)

Les métallisations précédentes font office de masque.

3 - Contact ohmique inférieur

Nettoyage de la plaquette : Acétone, Alcool isopropylique (séchage azote)

Résinage standard

Traitement de la résine pour l'obtention d'un profil en casquette

Alignement / Exposition / Révélation (masque de contacts ohmiques inférieurs)

Evaporation sous vide Ni/Ge/Au/Ti/Au

150/195/340/500/2000 Å

Lift off dans l'acétone (utilisation éventuelle des ultrasons)

Rinçage à l'alcool isopropylique

Séchage à l'azote

Recuit rapide des deux plots de contacts ohmiques

Température : 400 °C

Durée : 30 s

4 - Mésa d'isolation

Nettoyage de la plaquette : Acétone, Alcool isopropylique (séchage azote)

Résinage standard

Recuit au four à air pulsé

Température : 80 °C

Durée : 30 min

Alignement / Exposition / Révélation (masque de mésas inférieurs)

Désoxidation chimique de la plaquette

Solution : NH_4OH (1) / H_2O (10)

Durée : 20 s

Gravure chimique jusqu'à la couche InP fortement dopée

Solution : H_3PO_4 (3) / H_2O_2 (1) / H_2O (20)

Gravure chimique jusqu'à la couche InP semi-isolante

Solution : HCl (5) / H_2O (4)

Dissolution de la résine de masquage dans l'acétone

Rinçage à l'alcool isopropylique

Séchage à l'azote

5 - Epaisseur et définition des accès coplanaires

Nettoyage de la plaquette : Acétone, Alcool isopropylique (séchage azote)

Résinage standard

Traitement de la résine pour l'obtention d'un profil en casquette

Alignement / Exposition / Révélation (masque de plots d'épaissement coplanaires)

Evaporation sous vide Ti / Au (500 / 3500 Å)

Lift off dans l'acétone (utilisation éventuelle des ultrasons)

Rinçage à l'alcool isopropylique

Séchage à l'azote

6 - Pont à air

• Définition des piliers

Nettoyage de la plaquette : Acétone, Alcool isopropylique (séchage azote)

Résinage standard

Recuit au four à air pulsé

Température : 80 °C

Durée : 30 min

Alignement / Exposition / Révélation (masque de piliers de ponts à air)

Evaporation sous vide du film métallique intermédiaire Ti : 200 Å / Au : 200 Å

Etuvage au four à air pulsé

Température : 60 °C

Durée : 30 min

• Définition des tabliers

Résinage *Hoechst AZ5218*, (capot fermé)

Vitesse : 2600 tr/min

Accélération : 3000 tr/min/s

Durée : 15 s

Epaisseur théorique : 1,8 µm

Recuit au four à air pulsé

Température : 60 °C

Durée : 60 min

Alignement / Exposition / Révélation (masque de tabliers de ponts à air)

Croissance électrolytique (Electrolyte *Pelidag* : cyanure Ni/Au)

Densité de courant : 4 mA/cm²

Durée approximative : 30 min

Epaisseur théorique : 1,5 µm

Dissolution de la résine supérieure dans l'acétone (durée 30 s)

Gravure chimique de l'or du film de base

Solution : KI / I₂ / H₂O

Gravure chimique du titane

HF pur (durée 10 s)

Dissolution de la résine inférieure dans l'acétone

Utilisation des ultrasons

Rinçage à l'alcool isopropylique

Séchage à l'azote

Procédé de fabrication des SBVs de faible section sur substrat InP (SHBV et DHBV)

1 - Contact ohmique supérieur

Nettoyage de la plaquette : Acétone, Alcool isopropylique (séchage azote)

Résinage PMMA 5 %, 950 K (capot fermé)

Vitesse : 2000 tr/min

Accélération : 2000 tr/min/s

Durée : 20 s

Epaisseur théorique : 4500 Å

Recuit au four à air pulsé

Température : 170 °C

Durée : 30 min

Ecriture au masqueur électronique

Tension d'accélération : 100 kV

Dosage électronique : 550 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$

Diamètre du faisceau : 100 nm

Révélation

Solution : 1/3 MIBK, 2/3 Alcool isopropylique

Rinçage : Alcool isopropylique

Evaporation sous vide Ni/Ge/Au/Ti/Au

150/195/340/500/2000 Å

Lift off dans l'acétone (utilisation des ultrasons)

Rinçage à l'alcool isopropylique

Séchage à l'azote

2 - Mésa inférieur

Nettoyage de la plaquette au plasma O₂

Gravure RIE des mesas supérieurs

Les métallisations font office de masque

CH₄ (6) / H₂ (50) / Ar (10)

Puissance : 225 W

Tension : 410 V

Pression : 65 mTorr

Vitesse théorique : 100 Å/min

La gravure est entrecoupée de phases de nettoyage au plasma O₂ (toutes les 10 min)

Puissance : 25 W

Tension : 80 V

Pression : 100 mTorr

3 - Contact ohmique inférieur

Nettoyage de la plaquette : Acétone, Alcool isopropylique (séchage azote)

Résinage standard

Traitement de la résine pour l'obtention d'un profil en casquette

Alignement / Exposition / Révélation (masque de contacts ohmiques inférieurs)

Evaporation sous vide Ni/Ge/Au/Ti/Au

150/195/340/500/2000 Å

Lift off dans l'acétone (utilisation éventuelle des ultrasons)

Rinçage à l'alcool isopropylique

Séchage à l'azote

Recuit rapide des deux plots de contacts ohmiques

Température : 400 °C

Durée : 30 s

4 - Mésa d'isolation

Nettoyage de la plaquette : Acétone, Alcool isopropylique (séchage azote)

Résinage standard

Recuit au four à air pulsé

Température : 80 °C

Durée : 30 min

Alignement / Exposition / Révélation (masque de mésas inférieurs)

Désoxydation chimique de la plaquette

Solution : NH₄OH (1) / H₂O (10)

Durée : 20 s

Gravure chimique jusqu'à la couche InP semi-isolante

Solution : H₃PO₄ (3) / H₂O₂ (1) / H₂O (20)

Dissolution de la résine de masquage dans l'acétone

Rinçage à l'alcool isopropylique

Séchage à l'azote

5 - Épaissement et définition des accès coplanaires

Nettoyage de la plaquette : Acétone, Alcool isopropylique (séchage azote)

Résinage standard

Traitement de la résine pour l'obtention d'un profil en casquette

Alignement / Exposition / Révélation (masque de plots d'épaissement coplanaires)

Evaporation sous vide Ti / Au (500 / 3500 Å)

Lift off dans l'acétone (utilisation éventuelle des ultrasons)

Rinçage à l'alcool isopropylique

Séchage à l'azote

6 - Pont à air

Nettoyage de la plaquette : Acétone, Alcool isopropylique (séchage azote)

Résinage PMMA 5 %, 950 K (capot fermé)

Vitesse : 2000 tr/min

Accélération : 2000 tr/min/s

Durée : 20 s

Épaisseur théorique : 4500 Å

Recuit au four à air pulsé

Température : 170 °C

Durée : 30 min

L'opération est renouvelée 2 (SHBV) ou 3 fois (DHBV)

Résinage copolymère MMA MAA 13 % (capot fermé)

Vitesse : 2000 tr/min

Accélération : 2000 tr/min/s

Durée : 20 s

Épaisseur théorique : 9500 Å

Recuit au four à air pulsé

Température : 170 °C

Durée : 30 min

L'opération est renouvelée 2 fois

Résinage PMMA 50K 5% (capot fermé)

Vitesse : 2000 tr/min

Accélération : 2000 tr/min/s

Durée : 20 s

Epaisseur théorique : 700 Å

Recuit au four à air pulsé

Température : 170 °C

Durée : 30 min

•Définition des tabliers

Ecriture au masqueur électronique (motifs des tabliers de ponts à air)

Tension d'accélération : 50 kV

Dosage électronique : 175 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$

Diamètre du faisceau : 100 nm

Révélation

Solution : 1/3 MIBK, 2/3 Alcool isopropylique

Rinçage : Alcool isopropylique

•Définition des piliers

Ecriture au masqueur électronique (motifs des piliers de ponts à air)

Tension d'accélération : 50 kV

Dosage électronique : 500 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$ (dose de base)

Diamètre du faisceau : 100 nm

Révélation

Solution : 1/3 MIBK, 2/3 Alcool isopropylique

Rinçage : Alcool isopropylique

Evaporation sous vide du pont à air Ti : 500 Å / Au : 9500 Å

Lift off et dissolution des deux couches de résines

(utilisation des ultrasons pour casser le film métallique intermédiaire)

Rinçage à l'alcool isopropylique

Séchage à l'azote

Procédé de fabrication des SBVs sur substrat InP (Technologie d'évaluation rapide)

1 - Contact ohmique supérieur

Nettoyage de la plaquette : Acétone, Alcool isopropylique (séchage azote)

Résinage standard

Traitement de la résine pour l'obtention d'un profil en casquette

Alignement / Exposition / Révélation (masque de contacts ohmiques supérieurs)

Evaporation sous vide Ni/Ge/Au/Ti/Au

150/195/340/500/2000 Å

Lift off dans l'acétone (utilisation éventuelle des ultrasons)

Rinçage à l'alcool isopropylique

Séchage à l'azote

2- Premier méso

Désoxydation chimique de la plaquette

Solution : NH_4OH (1) / H_2O (10)

Durée : 20 s

Gravure chimique jusqu'à la couche GaInAs fortement dopée inférieure

Solution : H_3PO_4 (3) / H_2O_2 (1) / H_2O (20)

Les métallisations précédentes font office de masque

3- Contact ohmique inférieur

Nettoyage de la plaquette : Acétone, Alcool isopropylique (séchage azote)

Résinage standard

Traitement de la résine pour l'obtention d'un profil en casquette

Alignement / Exposition / Révélation (masque de contacts ohmiques inférieurs)

Evaporation sous vide Ni/Ge/Au/Ti/Au

150/195/340/500/2000 Å

Lift off dans l'acétone (utilisation éventuelle des ultrasons)

Rinçage à l'alcool isopropylique

Séchage à l'azote

Recuit rapide des deux plots de contacts ohmiques

Température : 400 °C

Durée : 30 s

4 - Mésa d'isolation

Nettoyage de la plaquette : Acétone, Alcool isopropylique (séchage azote)

Résinage standard

Recuit au four à air pulsé

Température : 80 °C

Durée : 30 min

Alignement / Exposition / Révélation (masque de mésas inférieurs)

Désoxydation chimique de la plaquette

Solution : NH_4OH (1) / H_2O (10)

Durée : 20 s

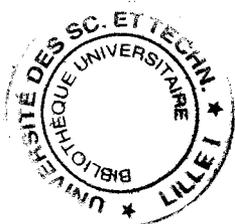
Gravure chimique jusqu'à la couche GaInAs semi-isolante

Solution : H_3PO_4 (3) / H_2O_2 (1) / H_2O (20)

Dissolution de la résine de masquage dans l'acétone

Rinçage à l'alcool isopropylique

Séchage à l'azote



Résumé

Ce travail de thèse est consacré à l'étude de composants semiconducteurs à hétérostructures pour la génération, directe ou par multiplication de fréquence, d'un signal aux fréquences proches du terahertz.

Pour la génération directe, nous nous intéressons aux diodes à effet tunnel résonnant, qui présentent un effet de résistance différentielle négative (RDN), en concevant des hétérostructures à partir de couches pseudomorphiques épitaxiées sur substrats GaAs et InP. Plusieurs séries de composants, fabriqués puis caractérisés, ont confirmé les potentialités de ces structures quantiques avec des résultats en régime statique à l'état de l'art (densités de courant supérieures à 150 kA/cm^2 , contrastes en courant entre les états passant et non passant de l'ordre de 6). En régime dynamique, nous avons pu observer des coefficients de réflexion supérieurs à 1 en se polarisant en zone de RDN.

Pour la multiplication de fréquence, nous utilisons la non linéarité capacitive qui peut être mise en évidence sur des diodes simple barrière avec des propriétés de symétrie qui éliminent les transpositions de puissance sur les harmoniques pairs. Nous présentons deux possibilités d'optimisation de ces structures. La première solution consiste à augmenter le contraste en capacité par l'insertion de plans de dopages de part et d'autre de la simple barrière. La seconde solution repose sur la mise en série épitaxiale de structures élémentaires dans le but de diminuer les constantes de temps RC. La caractérisation électrique de ces hétérostructures intégrées sur une même épitaxie a conduit à des résultats de premier plan en termes de variations capacité-tension ($C_{\text{max}} = 1 \text{ fF}/\mu\text{m}^2$, $C_{\text{max}}/C_{\text{min}} = 5$) et de tension de seuil à la conduction (de l'ordre de 12 V). La fréquence de coupure maximale est estimée à 12 THz.

Pour la fabrication de ces deux types de composants, nous avons développé des procédés d'intégration monolithique planaire basés sur des techniques de gravure anisotrope de matériaux III-V et de connexion par pont à air. Ces études technologiques qui constituent une première ouverture vers la conception d'un système complet ont conduit notamment au développement de lignes de propagation monomode faibles pertes sur membranes diélectriques.

Mots clés :

- Hétérostructure
- Barrière de potentiel
- Intégration planaire
- Dépôt électrolytique
- Effet tunnel résonnant
- Non linéarité capacitive
- Pont à air
- Terahertz