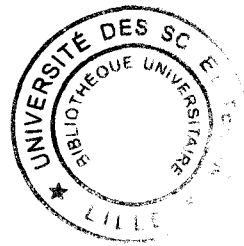


bou 2076 2320

50376
1999
381



THESE

Présentée à

l'Université des Sciences et Technologies de Lille

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE
Spécialité: ELECTRONIQUE

par

Olivier DUPUIS

Technologies et caractérisation hautes fréquences
de composants III-V à effet tunnel résonnant

soutenue le 19 octobre 1999 devant la commission d'examen

| | | |
|-------------------|----------------------|-----------------------|
| Membres du jury : | M. A. Vanoverschelde | Président |
| | M. D. Lippens | Directeur de thèse |
| | M. P. Mounaix | Co-directeur de thèse |
| | M. P. Dollfus | Rapporteur |
| | M. J.L. Pelouard | Rapporteur |
| | M. R. Fauquembergue | Examineur |



D 030 178967 6

REMERCIEMENTS

Cette étude a été effectuée à l'Institut d'Electronique et de Microélectronique du Nord dirigé par Monsieur G. SALMER.

Monsieur A. VANOVERSCHELDE, Professeur à l'Université des Sciences et Technologies de Lille, me fait l'honneur de présider ce jury et je l'en remercie.

Monsieur D. LIPPENS, directeur de recherche au CNRS, a assuré l'encadrement de ce travail. Ses compétences scientifiques, son dynamisme, sa disponibilité et son soutien m'ont permis de le mener à bien. Qu'il trouve ici ma plus profonde reconnaissance et gratitude.

Mes sincères remerciements vont à Monsieur P. MOUNAIX, chargé de recherche au CNRS, pour avoir co-dirigé ce travail, pour son enthousiasme et ses nombreux conseils apportés tout au long de cette thèse.

Je suis particulièrement reconnaissant à Monsieur P. DOLLFUS, chargé de recherche habilité à l'Institut d'Electronique Fondamental, ainsi qu'à Monsieur J.L. PELOUARD, chargé de recherche habilité au Laboratoire L2M, d'avoir accepté de juger ce travail et d'en être les rapporteurs.

Mes plus vifs remerciements s'adressent également à Monsieur R. FAUQUEMBERGUE, Professeur à l'Université des Sciences et Technologies de Lille, qui me fait l'honneur de participer à ce jury.

Je remercie particulièrement Monsieur F. MOLLOT qui a effectué les 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 C. LEGRAND et A. FATTORINI et Messieurs M. MULLER, M. FRANCOIS, J.C. PESANT, A. LEROY, B. GRIMBERT, P. TILMANT et C. BOYAVAL pour l'aide précieuse qu'ils m'ont apportée.

J'adresse également tous mes remerciements à Madame E. DELOS de la centrale de caractérisation pour sa collaboration efficace.

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

Enfin, je remercie vivement tous les membres de l'équipe "composants quantiques et dispositifs terahertz" qui m'ont accompagné durant ces trois années.

SOMMAIRE

INTRODUCTION GÉNÉRALE.....1**CHAPITRE I: EFFET TUNNEL RÉSONNANT****I.1. PRINCIPE3****I.1.1. Rappel sur les hétérojonctions3****I.1.2. La double barrière6**

I.1.2.1. Confinement et niveaux d'énergie.....6

I.1.2.2. Transmission7

I.2. LA DIODE À EFFET TUNNEL RÉSONNANT8**I.2.1. Caractéristique de conduction8****I.2.2. Applications des diodes à effet tunnel résonnant.....9**

I.2.2.1. Applications analogiques9

I.2.2.2. Applications numériques.....13

I.3. ASSOCIATION TUNNEL RÉSONNANT ET TRANSISTOR.....19**I.3.1. Transistors tunnel résonnant19****I.3.2. Association RTD + transistor24**

I.3.2.1. Association "série"24

I.3.2.1.1. Principe24

I.3.2.1.2. Exemples24

I.3.2.2. Association "parallèle"27

I.3.2.2.1. Principe27

I.3.2.2.2. Exemples d'applications28

I.4. CONCLUSION30**RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES.....30**

CHAPITRE II: MODELISATION ET OPTIMISATION DE STRUCTURES TUNNEL RESONNANT SUR InP et GaAs

| | |
|---|-----------|
| II.1. INGÉNIERIE DE BANDE INTERDITE | 37 |
| II.1.1. Croissance en adaptation de maille | 37 |
| II.1.1.1. Substrat GaAs | 38 |
| II.1.1.2. Substrat InP..... | 39 |
| II.1.2. Croissance en désadaptation de maille..... | 40 |
| II.1.2.1. Croissance pseudomorphique..... | 40 |
| II.1.2.1.1. Longueur critique..... | 40 |
| II.1.2.1.2. Paramètres structuraux | 41 |
| II.1.2.2. Croissance métamorphique sur GaAs (à base d'antimoine)..... | 42 |
| II.1.2.2.1. Dislocations et couche tampon | 42 |
| II.1.2.2.2. InAs/AlSb..... | 42 |
| II.1.2.2.3. InAs/AlSb/GaSb | 43 |
| II.2. MODÉLISATION..... | 43 |
| II.2.1. Effet tunnel résonnant interbande et intrabande..... | 43 |
| II.2.2. Notions de base pour la modélisation | 46 |
| II.2.2.1. Confinement électronique et niveaux quasi liés | 46 |
| II.2.2.2. Transmission | 46 |
| II.2.2.2.1. Matrices de transfert | 47 |
| II.2.2.2.2. Résolution directe de l'équation de Schrödinger | 48 |
| II.2.2.3. Réaction de charge d'espace | 49 |
| II.2.3. Caractéristique de conduction | 50 |
| II.2.3.1. Potentiel auto-cohérent | 50 |
| II.2.3.1.1. Modèle Thomas-Fermi..... | 51 |
| II.2.3.1.2. Modèle quantique | 51 |
| II.2.3.2. Expression du courant | 52 |
| II.2.3.2.1. Courant 3D..... | 53 |

| | |
|---|-----------|
| II.2.3.2.2. Courant 2D..... | 53 |
| II.2.3.3. Comparaison des modèles semi-classique et quantique..... | 54 |
| II.2.3.3.1. Potentiel et densité de porteurs..... | 54 |
| II.2.3.3.2. Charge accumulée et temps fuite..... | 56 |
| II.2.3.3.3. Caractéristiques courant-tension..... | 57 |
| <u>II.3. CONCEPTION ET OPTIMISATION DES COUCHES TUNNEL RÉSONNANT</u> | 57 |
| II.3.1. Objectifs..... | 57 |
| II.3.2. Perturbation de potentiel sur InP..... | 58 |
| II.3.2.1. Intérêt du puits enterré..... | 58 |
| II.3.2.2. Etude paramétrée..... | 59 |
| II.3.3. Perturbation de potentiel sur GaAs..... | 64 |
| II.3.3.1. Intérêt du triple puits..... | 64 |
| II.3.3.2. Etude paramétrée..... | 64 |
| <u>II.4. CONCLUSION</u> | 70 |
| <u>RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES</u> | 71 |
| <u>CHAPITRE III: TECHNOLOGIE ET CARACTERISATION DE DIODES A EFFET TUNNEL RESONNANT</u> | |
| <u>III.1. INTRODUCTION</u> | 75 |
| <u>III.2. PROCÉDÉ DE RÉALISATION DE DIODES MICRONIQUES</u> | 76 |
| III.2.1. Définition des contacts ohmiques supérieurs..... | 76 |
| III.2.1.1. Ouverture de la résine..... | 76 |
| III.2.1.2. Dépôt du contact ohmique..... | 78 |
| III.2.2. Gravure du mesa de diode..... | 78 |
| III.2.3. Dépôt de second contact ohmique..... | 82 |

| | |
|---|-------------------|
| III.2.4. Mesa d'isolation..... | 83 |
| III.2.5. Dépôt des lignes d'accès | 85 |
| III.2.6. Intégration par pont à air | 85 |
| III.2.6.1. Dépôt électrolytique | 86 |
| III.2.6.2. Evaporation..... | 93 |
| III.2.6.2.1. Bicouche optique | 93 |
| III.2.6.2.2. Bicouche mixte : optique-électronique | 96 |
| III.2.6.2.3. Bicouche électronique..... | 97 |
| | |
| <u>III.3. PROCÉDÉ D'IMPLANTATION SUR GaAs</u> | <u>102</u> |
| | |
| III.3.1. Intérêt de l'implantation ionique | 102 |
| III.3.2. Technologie des diodes sur GaAs..... | 102 |
| III.3.2.1. Principe | 102 |
| III.3.2.2. Définition de la diode par isolation | 103 |
| | |
| <u>III.4. TECHNOLOGIE SUBMICRONIQUE</u> | <u>106</u> |
| | |
| III.4.1. Intérêt..... | 106 |
| III.4.2. Procédé de réalisation de diodes submicroniques | 107 |
| | |
| <u>III.5. CARACTÉRISATION</u> | <u>114</u> |
| | |
| III.5.1. Caractéristiques statiques | 115 |
| III.5.1.1. RTD sur InP..... | 115 |
| III.5.1.2. RTD sur GaAs | 123 |
| III.5.2. Caractérisation hyperfréquence | 127 |
| III.5.2.1. Notion de stabilité | 127 |
| III.5.2.2. Mesure de paramètre [S]..... | 127 |
| III.5.2.3. Détermination du schéma équivalent petit signal..... | 128 |
| | |
| <u>III.6. CONCLUSION</u> | <u>132</u> |
| | |
| <u>RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES.....</u> | <u>133</u> |

CHAPITRE IV: LIGNES DE PROPAGATION SUR MEMBRANES DIELECTRIQUES

IV.1. LIGNES DE PROPAGATION SUR MEMBRANES DIÉLECTRIQUES 137

IV.1.1. Intérêt des lignes de transmission sur membrane..... 137

IV.1.2. Procédés technologiques de fabrication. 140

IV.1.2.1. Dépôt du diélectrique 141

IV.1.2.2. Réalisation des lignes..... 141

IV.1.2.3. Micro-usinage du substrat 142

IV.1.3. Détermination des dimensions de lignes..... 143

IV.1.4. Caractérisation des lignes sur membrane 146

IV.1.5. Simulation électromagnétique des lignes sur membrane..... 150

IV.1.5.1. Méthode de simulation 150

IV.1.5.2. Comparaison des résultats de mesures et de simulation 152

IV.2. FILTRES SUR MEMBRANE 156

IV.2.1. Principe du filtrage..... 156

IV.2.2. Filtres sur membrane 158

IV.2.2.1. Filtre à 25 GHz 158

IV.2.2.2. Filtre à 250GHz 162

IV.3. CONCLUSION..... 165

RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES..... 166

CONCLUSION GÉNÉRALE 169

INTRODUCTION GENERALE

Dans le contexte général de la montée en fréquence des dispositifs électroniques, les composants à hétérostructures se sont révélés être des candidats sérieux. Nous nous intéresserons dans ce travail à la diode à effet tunnel résonnant. Celle-ci se révèle très intéressante du fait de sa caractéristique de conduction, qui présente un effet de résistance différentielle négative. Les temps de réponse très courts qui y sont associés, de l'ordre de la picoseconde, permettent en effet d'envisager des fréquences de fonctionnement proche du Terahertz. Outre la réalisation de sources à l'état solide aux longueurs d'ondes submillimétriques, l'augmentation de la fonctionnalité de systèmes électroniques, notamment de circuits logiques, semble être également une orientation privilégiée de l'utilisation de la diode à effet tunnel résonnant.

Pour des applications très hautes fréquences, l'environnement circuit de tels composants actifs est également primordial. En ce sens, il est nécessaire d'envisager des structures passives adaptées capables de propager des signaux de fréquences élevées de manière faiblement dispersive et avec le moins de pertes possibles. Pour cela, nous compléterons notre étude des composants actifs par des recherches sur des lignes de transmission sur membranes diélectriques.

Au cours du premier chapitre, nous présenterons les principes généraux de l'effet tunnel résonnant, pour ensuite nous intéresser aux principales utilisations de cet effet au niveau des composants. A travers la diode à effet tunnel résonnant et particulièrement sa caractéristique de conduction qui présente des effets de résistance différentielle négative extrêmement marqués, nous montrerons l'intérêt de cette spécificité au niveau de différentes applications, aussi bien analogiques que numériques. L'association de structures tunnel résonnant à des transistors sera ensuite présentée, que ce soit sous la forme d'un seul composants de type transistors tunnel résonnant, ou d'association transistors-diodes, avec pour objectif la simplification de circuits logiques. Par ailleurs, nous estimerons leurs fréquences caractéristiques intrinsèques, liées à la physique du composant, et extrinsèques relatifs au circuit pour une utilisation en très hautes fréquences.

Dans le deuxième chapitre, qui traite de la modélisation et de l'optimisation de diodes à effet tunnel résonnant sur InP et GaAs, nous rappellerons tout d'abord le principe d'ingénierie de bande interdite et notamment les différentes possibilités technologiques (matériaux et conditions de croissance) de réalisation de diodes à effet tunnel résonnant. Nous nous intéresserons ensuite aux techniques numériques nécessaires à la modélisation de telles structures et particulièrement à la prédiction de leur caractéristique de conduction. Sur cette base, en mettant en jeu de manière systématique des perturbations de potentiel, l'optimisation de couches tunnel résonnant, dans les filières InP et GaAs, sera présentée, dans le but d'obtenir des densités de courant pic très importantes et des tensions de seuil faibles.

Le troisième chapitre sera consacré à la technologie et la caractérisation de diodes à effet tunnel résonnant de petites dimensions, typiquement $(1 \times 1) \mu\text{m}^2$. Concrètement, trois procédés technologiques seront illustrés :

- un procédé de réalisation de diodes microniques qui définit la diode par gravure ionique réactive et l'intègre à une ligne d'accès par pont à air.
- une technologie totalement planaire, pour le système de matériau GaAs, qui permet de réaliser des diodes par la technique d'implantation ionique.
- une technologie de diodes submicroniques qui combine gravures humides et lithographie électronique (grille en T).

Les résultats de caractérisations statiques et hyperfréquences seront ensuite présentés, particulièrement pour des diodes inconditionnellement stables. Cette étude nous permettra de valider les couches optimisées avec l'obtention de résultats à l'état de l'art dans les deux systèmes de matériaux étudiés, InP et GaAs.

Enfin la possibilité d'utiliser des structures passives à très hautes fréquences sera présentée dans le quatrième chapitre. En premier lieu, la réalisation technologique de lignes de propagation sur membranes diélectriques sera illustrée, ainsi que leur caractérisation hyperfréquence. Le dernier volet concernera l'analyse électromagnétique à la fois de ce type de lignes et de structures de filtrage sur membranes.

CHAPITRE I

EFFET TUNNEL RESONNANT

Nous nous proposons dans ce chapitre de définir le contexte relatif aux composants à effet tunnel résonnant. Cet effet s'observe dès que l'on conjugue les effets de confinement quantique et de conduction par effet tunnel. Nous précisons les conséquences de cet effet sur la caractéristique de conduction d'une structure double barrières-puits qui apparaît comme la structure générique compte tenu de l'essor des hétérostructures de semi-conducteurs.

Ensuite, nous passerons en revue les applications potentielles des diodes à effet tunnel résonnant. Celles-ci présentent un effet de conductance différentielle négative qui peut être mis à profit dans l'électronique analogique non linéaire, notamment le mélange, la génération et la multiplication de fréquence.

Enfin, nous nous attacherons à définir différentes filières permettant la réalisation d'un dispositif tripôle combinant les effets tunnel résonnant et transistor. Pour chacune de ces filières, un certain nombre d'exemples seront donnés.

I.1. Principe

I.1.1. Rappel sur les hétérojonctions

Les matériaux semi-conducteurs se distinguent du point de vue électronique par leur structure de bandes d'énergie. La structure de bandes d'énergie d'un matériau semi-conducteur représente les relations de dispersion $\varepsilon(k)$ entre l'énergie ε et le vecteur d'onde k . Un exemple de structure de bandes est donné sur la figure I.1. Il s'agit ici du cas de l'arséniure de gallium, dont la structure de bandes a été calculé par la méthode du pseudo-potential empirique [1,2]. Celle-ci met en évidence la présence d'une bande interdite d'énergies de 1.49 eV (au point Γ) et permet de définir la bande de valence et la bande de conduction.

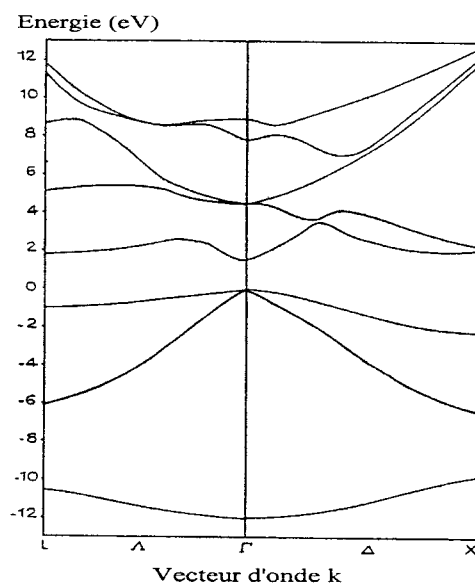


Figure I.1: Structure de bandes d'énergie du matériau GaAs dans les directions $\Delta(\langle 100 \rangle)$ et $\Lambda(\langle 111 \rangle)$.

De manière pratique, les matériaux semi-conducteurs sont caractérisés par leur paramètre de maille cristalline a et leur largeur de bande interdite E_g . Pour les matériaux III-V qui nous intéressent plus particulièrement, la figure I.2 présente l'évolution du paramètre de maille en fonction du gap des différents composés [3]. Celle-ci montre la grande diversité des matériaux III-V que l'on peut envisager de synthétiser, ce qui ouvre la voie à la conception de composants à base d'hétérostructures par ingénierie de bandes.

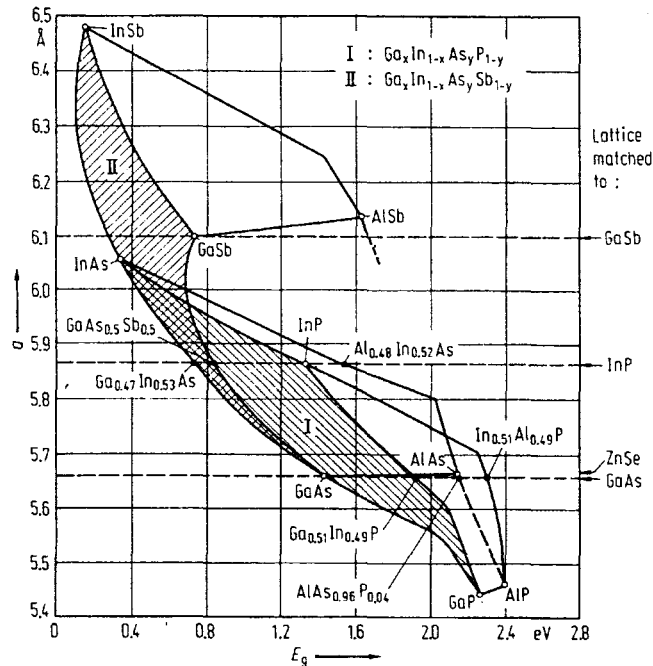


Figure I.2: Evolution du paramètre de maille (a) en fonction du gap d'énergie (E_g) de l'ensemble des composés III-V.

L'hétérostructure simple (hétérojonction), qui consiste en l'adjonction de deux matériaux de nature différente, est caractérisée par une répartition de la discontinuité de bande interdite entre la bande de conduction et la bande de valence [4].

Suivant les matériaux mis en jeu, cette répartition s'opère de différentes façons, entraînant une classification en différents types d'hétérostructures. La figure I.3 illustre schématiquement ces différents types dans l'hypothèse d'une interface abrupte entre les deux matériaux.

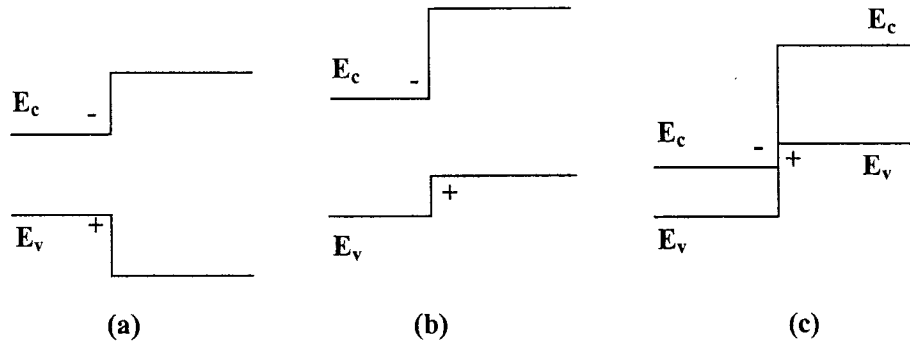


Figure I.3: Représentation schématique d'hétérostructures :

- de type I : (a), GaAlAs/GaAs par exemple.
- de type II : (b), InAs/AlSb par exemple.
- (c), InAs/GaSb par exemple.

L'hétérostructure de type I est définie par le fait que les extremums d'énergie des bande de conduction et de valence, et donc les populations d'électrons et de trous, sont situés dans une même région de l'espace. Comme le montre le cas (a), le matériau à large bande interdite constitue une barrière de potentiel à la fois pour les électrons et les trous localisés dans le matériau de plus petit gap.

L'hétérostructure de type II, quant à elle, présente des extremums des bandes de conduction et de valence dans deux régions distinctes de l'espace. On distingue, de plus, deux configurations différentes pour l'hétérostructure de type II :

- le cas (b) pour lequel le matériau à faible bande interdite forme une barrière de potentiel pour les trous, la barrière de potentiel électronique étant, comme pour l'hétérostructure de type I, réalisée par le matériau à plus large bande interdite.
- le cas (c) pour lequel il existe une rupture de bande interdite (broken-gap). En effet, la bande de conduction du matériau à faible bande interdite et la bande de valence du matériau à large bande interdite sont dans ce cas en regard.

Suivant les propriétés spécifiques (optiques, électroniques) que l'on voudra privilégier pour les composants, on pourra choisir le type d'hétérostructures simples adaptées ainsi que leurs agencements.

I.1.2. La double barrière

Un des composants les plus simples qui tirent profit de l'utilisation d'hétérostructures est la diode double barrière dite aussi diode à effet tunnel résonnant. Celle-ci consiste, comme le représente la figure I.4, en une structure puits-double barrière de dimension nanométrique, entourée par deux zones de contact. Ces zones de contact, faites de matériaux de faible bande interdite et fortement dopés, forment l'émetteur et le collecteur de la diode à effet tunnel résonnant. Les barrières de potentiel sont réalisées à l'aide d'un semi-conducteur à large bande interdite qui présente, de plus, une forte discontinuité de potentiel dans la bande de conduction par rapport au matériau de plus petit gap. Le puits de potentiel est, quant à lui, un matériau à faible bande interdite. La zone active, puits-double barrière, est non dopée.

I.1.2.1. Confinement et niveaux d'énergie

L'empilement successif de semi-conducteurs à large bande interdite et faible bande interdite se traduit par l'existence d'un confinement électronique. Il en résulte des effets de quantification d'énergie. Les niveaux discrets correspondant sont accessibles aux électrons situés dans les zones d'émetteur et de collecteur qui jouent le rôle de réservoirs(continuum). L'aspect ouvert de la structure, couplée aux zones de contact par des barrières généralement de faibles épaisseurs, fait que les électrons n'occupent les états quantiques que pendant un temps fini, on parle alors de niveaux d'énergie quasi-liés.

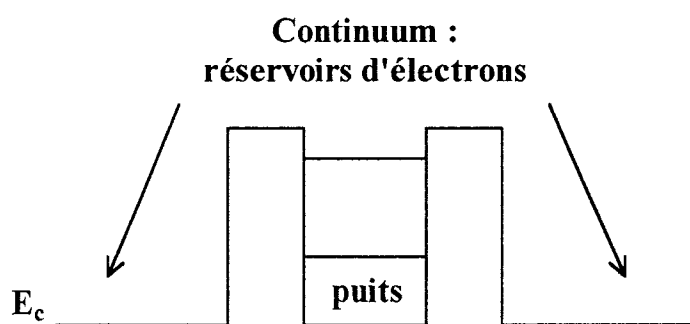


Figure I.4: Représentation schématique du bas de bande de conduction d'une diode double barrière. Deux niveaux d'énergie quasi-liés prennent place dans le puits de la structure.

I.1.2.2. Transmission

Du fait de l'aspect ouvert de la diode à effet tunnel résonnant et des dimensions nanométriques de la zone quantique puits-double barrière, qui sont comparables à la longueur d'onde de De Bröglie, la nature ondulatoire des électrons se traduit par des phénomènes quantiques d'interférences et d'effet tunnel qui donnent naissance à l'effet tunnel résonnant.

Cet effet tunnel résonnant est mis en évidence au niveau du spectre de transmission d'une diode double barrière donné figure I.5. Cette transmission a été calculée à partir des fonctions d'ondes, solutions de l'équation de Schrödinger à une dimension dans l'approximation de la masse effective [5]. Ce calcul permet la détermination des états d'énergie quantifiés du puits, qui se traduisent par un maximum de la transmission (transmission unitaire) pour les énergies résonnantes.

On notera que les énergies préférentielles au sein de la structure sont révélées par un pic de transmission dont la largeur à mi-hauteur est directement liée à la transparence des barrières et traduit le couplage puits-continuum. En effet, le pic de transmission correspondant au second niveau quantique, plus couplé aux zones de contacts, présente un élargissement en énergie. Sous polarisation, on observe un décalage des pics de transmission vers les basses énergies, consécutif à l'abaissement du potentiel dans le puits.

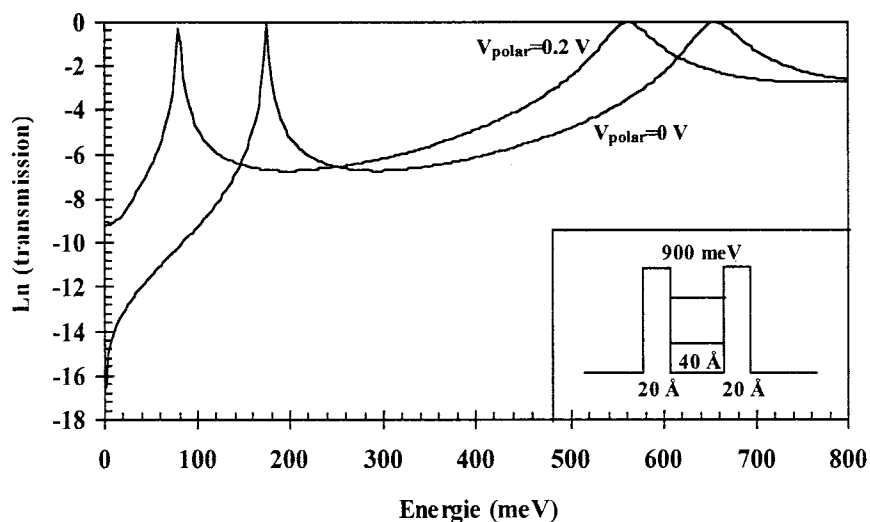


Figure I.5: Spectre de transmission de la diode double barrière non polarisée ($V_{\text{polar}}=0$) et sous polarisation ($V_{\text{polar}}=0.2$ V). Les paramètres de la structure considérée sont donnés en insert.

I.2. La diode à effet tunnel résonnant

I.2.1. Caractéristique de conduction

On pourra tout d'abord noter que, contrairement au transistor à haute mobilité où le transport se fait de manière parallèle aux couches semi-conductrices. Les phénomènes de transfert de charges se font perpendiculairement aux couches épitaxiées. Il s'agit d'un transport vertical. En première analyse, la caractéristique courant-tension d'une diode à effet tunnel résonnant s'explique par le positionnement variable, en fonction de la tension appliquée, du niveau quantique fondamental du puits par rapport aux états peuplés de l'émetteur. Cette caractéristique de conduction, comme le montre la figure I.6, présente un effet de résistance différentielle négative.

Pour l'explication qualitative qui suit, on considérera le cas où $T = 0$ K, c'est à dire que les états peuplés de l'émetteur sont localisés entre la bas de la bande de conduction et le niveau de Fermi. Dès lors, pour des tensions appliquées inférieures à la tension pic, qui correspond à l'alignement du niveau quantique avec le bas de la bande de conduction d'émetteur, le courant augmente continûment jusqu'au courant pic. Ensuite, à tension croissante, le niveau se décale à nouveau vers des énergies basses et n'est plus désormais en regard du réservoir d'électrons. Le courant chute alors amenant l'effet de résistance différentielle négative dans la caractéristique de conduction. Cet aspect non linéaire de la conduction est également obtenu à température ambiante, ce qui rend la diode à effet tunnel résonnant intéressante pour de nombreuses applications. On montre dans ce cas, qu'il est impératif que les temps de résidence des porteurs sur le niveau quantique du puits soient faibles.

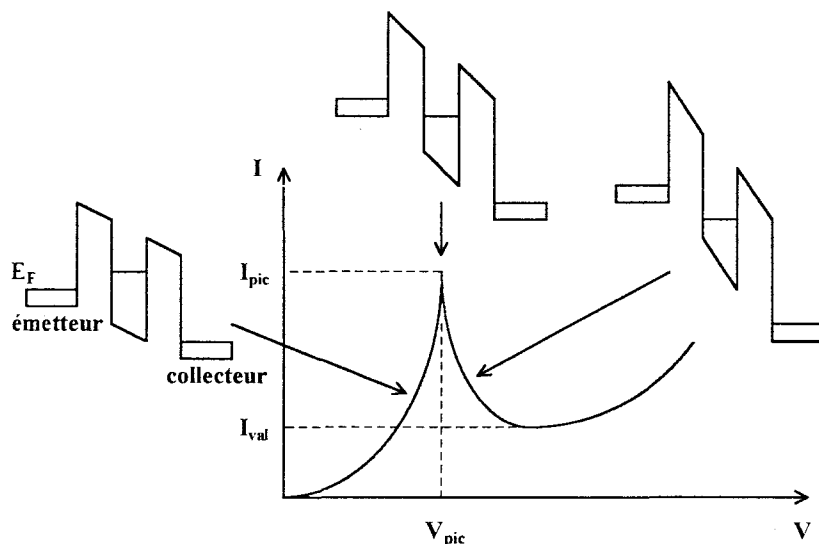


Figure I.6: Explication qualitative de la caractéristique de conduction $I(V)$ d'une diode double barrière par le passage d'un niveau quantique du puits devant les états peuplés de l'émetteur.

1.2.2. Applications des diodes à effet tunnel résonnant

L'utilisation de la diode à effet tunnel résonnant a été proposée pour de nombreuses applications différentes. Certaines d'entre elles, analogiques, telles la détection, le mélange, la multiplication ou l'oscillation tirent plus particulièrement parti de l'aspect non linéaire associé à la résistance différentielle négative de sa caractéristique de conduction. D'autres applications exploitent pour leur part la RTD pour sa capacité à commuter de manière ultra-rapide. On peut citer notamment son utilisation dans des circuits "trigger". Un autre domaine, également intéressant, est celui des applications numériques telles les convertisseurs analogique-numérique pour lesquels la RTD apporte à la fois l'aspect ultra-rapide et la simplification de la mise en œuvre. De la même façon, la réalisation de mémoire (Static Random Access Memory) de plus grande densité d'intégration et d'un plus grand nombre d'états mémorisables à base de RTD a été envisagé. Des applications en logique ultra-rapide ont également été présentées. Nous allons à présent passer en revue ces différentes applications.

1.2.2.1. Applications analogiques

- la détection:

Le principe de la détection d'un signal réside dans le redressement du courant ou de la tension aux bornes d'un composant non linéaire, c'est à dire de la conversion d'un signal de fréquence donnée en un signal basse fréquence appelé signal de fréquence vidéo. On peut définir une sensibilité de détection S qui est proportionnelle au rapport entre la dérivée seconde $f''(V_0)$ et la dérivée première $f'(V_0)$ de la non linéarité à une tension donnée V_0 .

Dès lors, l'intérêt évident de la diode à effet tunnel résonnant réside dans la forte non linéarité, constatée au voisinage de la tension pic, que présente la caractéristique courant-tension. Une première démonstration a été réalisée par Sollner avec la détection d'un signal à 2,5 THz, à une température de 25K [6], et ensuite par Scott à 3.9 THz à température ambiante [7]. Ces résultats ont néanmoins plus vocation à démontrer les capacités fréquentielles de la diode à effet tunnel résonnant plus qu'une réelle application en détection, c'est à dire la possibilité de conserver un effet de résistance différentielle négative jusqu'à de très hautes fréquences.

D'autres auteurs se sont eux intéressés à la détection de signaux hyperfréquences, en étudiant l'obtention d'un redressement double alternance pour une polarisation proche de la tension pic. En comparaison d'un redressement simple alternance dans le cas d'une diode Schottky, on obtient un accroissement du signal détecté. Par ailleurs, la possibilité d'obtenir un détecteur où les pertes seraient compensées par la génération de puissance en zone de résistance différentielle négative a également été proposée [8,9].

- le mélange:

Le rôle d'un mélangeur est de transposer un signal source RF (Radio Frequency) de fréquence élevée, généralement de très faible puissance, dans une autre gamme de fréquence IF (Intermediate Frequency) où l'information peut être plus facilement traitée. Le mélange, contrairement à la détection, fournit une information à la fois de puissance et fréquentielle.

D'une manière générale, il existe deux types de mélange possibles qui se distinguent par la fréquence du signal de l'oscillateur local. Le mélange peut s'effectuer en mode fondamental et, dans ce cas, la fréquence intermédiaire IF est égale à la différence entre la fréquence du signal RF et celle du signal de l'oscillateur local OL. Dans le cas du mélange subharmonique [10,11], la fréquence intermédiaire est égale à la différence entre la fréquence du signal RF et deux fois celle du signal OL. Ceci montre clairement l'intérêt du mélange subharmonique pour la détection de signaux RF de fréquences très élevées.

Différents exemples de mélangeur à base de diode à effet tunnel résonnant, notamment en gamme millimétrique, ont été expérimentés. Des résultats de mélange en mode fondamental ont été démontrés à 18 GHz, associés à un gain de conversion de 1dB [12]. La faisabilité d'un mélangeur subharmonique à l'aide d'une RTD a également été montrée [13].

L'utilisation d'une RTD au sein d'un mélangeur peut permettre d'obtenir un auto-mélangeur du fait de la présence d'une zone de RDN dans sa caractéristique. Le principe de l'auto-mélangeur consiste en effet à combiner la fonction oscillation et mélange. De manière pratique, ceci est réalisé par l'insertion d'une RTD dans une cavité, afin de fixer la fréquence d'oscillation. Le mélange s'opère en injectant simultanément le signal source RF. Des résultats en auto-mélangeur ont été obtenus à 11 GHz avec un gain de conversion en mode fondamental de 10 dB [14].

- la multiplication:

La multiplication de fréquence réside dans la relation non linéaire qui relie le courant de conduction d'un dipôle à la tension appliquée à ses bornes. Cette non linéarité peut être de deux types, résistive ou capacitive.

Dans le premier cas, un rendement de conversion théorique maximum de $1/n^2$ a été prévu, où n est le rang de l'harmonique considéré [15]. L'utilisation de la résistance différentielle négative d'une diode à effet tunnel résonnant optimisée peut permettre néanmoins de dépasser cette limite théorique [16]. L'optimisation de la caractéristique courant-tension de la RTD est effectuée en terme de courant pic, rapport courant pic sur courant vallée et de la plage en tension d'existence de la RDN.

La première démonstration expérimentale de l'effet de multiplication pour une RTD a été faite par Sollner en 1988 aux fréquences centimétriques [17]. L'utilisation d'une RTD GaAs/AlAs a permis d'obtenir, pour un fonctionnement en tripleur en gamme millimétrique,

un signal de sortie à 250 GHz, de puissance 0,8 mW, pour un rendement de 1,2% [18]. De la même façon, des résultats en tripleur et en quintupleur ont été obtenus jusqu'à 320 GHz [19]. Néanmoins, les faibles niveaux de puissance obtenus en multiplication, du fait des faibles rendements de conversion, sont la limitation principale à l'utilisation de RTD.

De plus, la non linéarité capacitive est plus adaptée à la multiplication de fréquence avec des rendements de conversion théoriques pouvant atteindre 100%. D'un point de vue expérimental, des rendements de conversions importants sont obtenus pour des diodes Schottky varactor [20]. Un autre type de composant proposé par Kollberg [21], la diode varactor à hétérostructure, a permis d'obtenir, pour une technologie GaAs, en tripleur, 2mW à 252 GHz pour un rendement de 2,5% [22]. Un travail mené au sein du laboratoire, à la fois théorique et pratique [23,24], a permis d'obtenir récemment des résultats en tripleur pour le même type de diode sur InP: 9,5mW à 246 GHz, pour un rendement de conversion de 10,5%.

On constate qu'il subsiste un grand nombre d'interrogations sur les enjeux des dispositifs multiplicateurs. Dans la suite de ce travail, nous verrons qu'une RTD présente des effets non linéaires non seulement pour la caractéristique courant-tension, mais également pour les variations de capacité.

- Utilisation en oscillateur:

La présence d'une résistance différentielle négative dans la caractéristique courant-tension d'une RTD la rend naturellement attractive pour une application en oscillateur. Brown a démontré la possibilité d'obtenir des fréquences d'oscillation très élevées, 712 GHz pour une RTD de type InAs/AlSb qui en fait la source directe à l'état solide la plus haute en fréquence [25].

Comme l'illustre la figure I.7, tirée de la référence [26], les puissances RF obtenues pour des RTD sont toutefois faibles. Citons notamment les meilleures performances pour le système de matériau InGaAs/AlAs qui présentent des niveaux de puissance de 200 μ W à 100 GHz et 50 μ W à 205 GHz [27]. Néanmoins, la technique du "power combining" qui consiste à mettre en parallèle plusieurs diodes a montré la possibilité d'augmenter ces niveaux de puissance [28]. Un exemple de réalisation d'oscillateur à base d'un réseau de RTD a été démontré avec une puissance RF de 28 μ W mesurée à 290 GHz [29].

L'utilisation d'une RTD comme oscillateur local pour un mélangeur SIS (supraconducteur-isolant-supraconducteur) a été étudiée par Brown [30]. Ses performances, en terme de température de bruit, pour une oscillation en mode fondamental à 200 GHz se sont révélées identiques à celle d'une source OL obtenu par multiplication de fréquence à partir d'une source de type diode Gunn.

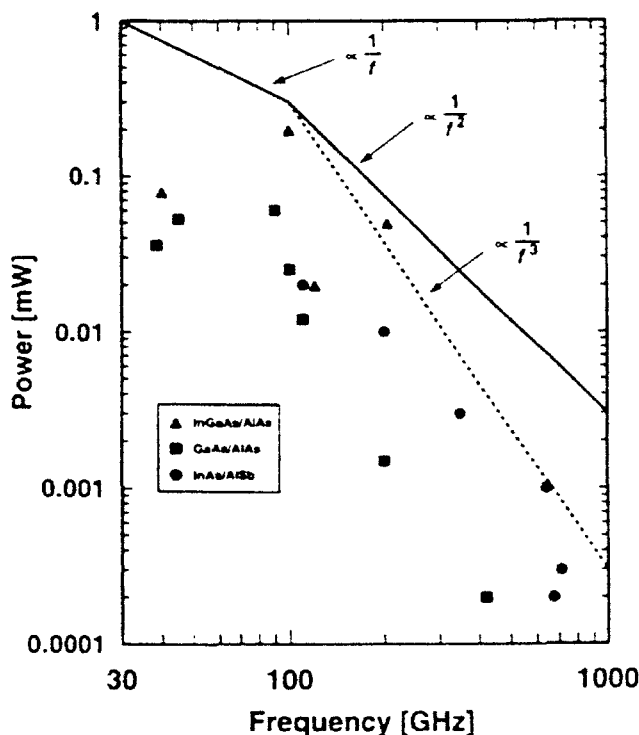


Figure I.7: Illustration des faibles niveaux de puissance générées par les diodes à effet tunnel résonnant.

- Circuit déclencheur ("trigger"):

Les circuits déclencheurs utilisent la RTD pour sa capacité à commuter (du pic à la vallée) de manière ultra-rapide [31]. Un exemple de "trigger", basé sur l'intégration monolithique de deux RTD GaAs et d'une résistance a montré la possibilité de fonctionner à 110 GHz.

Le principe général d'un circuit "trigger" est de permettre une synchronisation par rapport à un signal d'entrée. Nous tirons parti dans le cas d'oscilloscopes numériques de la possibilité de générer des fronts d'impulsions extrêmement rapides pour la synchronisation des signaux. Le signal peut ensuite être reconstruit après plusieurs échantillonnages du signal d'entrée réalisés au cours du temps.

La référence [32], publiée par le laboratoire de Hewlett-Packard, a proposé une nouvelle configuration de ce circuit "trigger" à base de RTD et a montré l'utilisation d'un tel circuit de 5 à 50 GHz, montrant son caractère large bande ainsi que l'exploitation de la rapidité de commutation des RTD.

I.2.2.2. Applications numériques

L'utilisation de RTD dans des applications numériques est également motivée par la présence de la résistance différentielle négative dans sa caractéristique courant-tension, ainsi que la rapidité des processus de conduction. Ceci doit permettre de simplifier les circuits conventionnels, d'augmenter leur densité d'intégration ainsi que leur fréquence d'utilisation. On montrera ici trois sortes d'utilisations de RTD qui illustrent parfaitement les motivations évoquées ci-dessus. Tout d'abord, on décrira les différents circuits de charge qui nous semble être la base de toute application. On montrera ensuite son utilisation pour deux types d'applications: mémoire et convertisseur analogique-numérique. Enfin, on finira par un exemple de logique à base de RTD.

- la paire bistable:

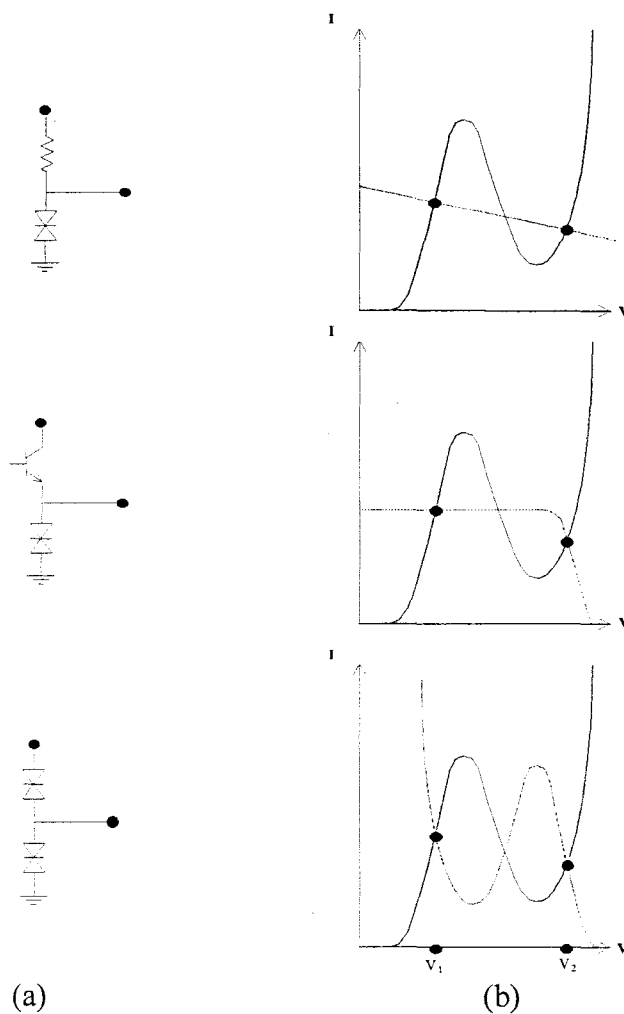


Figure I.8: Illustration des différentes configurations de paire bistable (a) et les diagrammes de charge correspondant (b).

Les possibilités concernant les éléments de charge sont illustrées sur la figure I.8(a). Il s'agit de la mise en série d'une RTD et d'un autre élément de charge, qui peut être une résistance, un transistor ou encore une autre RTD. On constate, sur les diagrammes de charge représentés sur la figure I.8(b) que, quelque soit la nature de la charge, il existe deux points stables (pour des tensions V_1 et V_2) et un point instable (en zone de RDN) correspondant à l'intersection des caractéristiques $I(V)$. Cela signifie que la tension aux bornes de la RTD (chargée) ne peut prendre que deux valeurs de tensions V_1 ou V_2 , d'où le nom de paire bistable. Cet élément de base est, dès lors, naturellement intéressant pour des applications en logique binaire où V_1 représentera l'état bas et V_2 l'état haut.

- Utilisation en mémoire:

L'utilisation de la bistabilité de la configuration précédente pour une application en mémoire est évidente. L'effet de mémorisation est obtenu en appliquant la tension appropriée (V_1 pour l'état 0 ou V_2 pour l'état 1) aux bornes de la RTD. Cette tension est alors conservée (état stable) jusqu'à ce qu'une autre tension soit appliquée. De plus cette configuration est très stable et peu sensible au bruit. Une fois la valeur du signal mémorisée, il est très difficile de la faire accidentellement changer d'état. En effet, pour toute tension appliquée inférieure à la tension du point instable, la cellule de mémorisation sera dans l'état bas (V_1) et pour toute valeur supérieure elle sera dans l'état haut (V_2).

L'exemple présenté ci-dessus a permis d'illustrer de manière simple le principe de mémorisation pour un système binaire. Néanmoins, l'utilisation d'une caractéristique courant-tension ne présentant non plus un seul pic de courant mais de multiples pics ouvre la voie à l'élaboration de mémoires multi-états.

Cette caractéristique $I(V)$ multi-pics peut être réalisée simplement par l'intégration de plusieurs RTD. Par cette méthode, on utilise la résonance unique de chaque puits quantique pour générer les multiples pics. De ce fait, ces pics présentent sensiblement le même courant et des rapports courant pic sur courant vallée similaires. On notera qu'il existe deux manières différentes d'intégrer ces RTD pour obtenir cette caractéristique. La première réside dans l'intégration horizontale des diodes [33,34], qui sont de ce fait en parallèle dans le schéma équivalent.

L'autre façon est de les intégrer de manière verticale, elles sont alors en série [35,36]. Le nombre de pics obtenus sera égal au nombre de diodes utilisées. Quelques exemples de réalisation de cellules mémoires multi-états ont été démontrés, basées sur ces caractéristiques multi-pics.

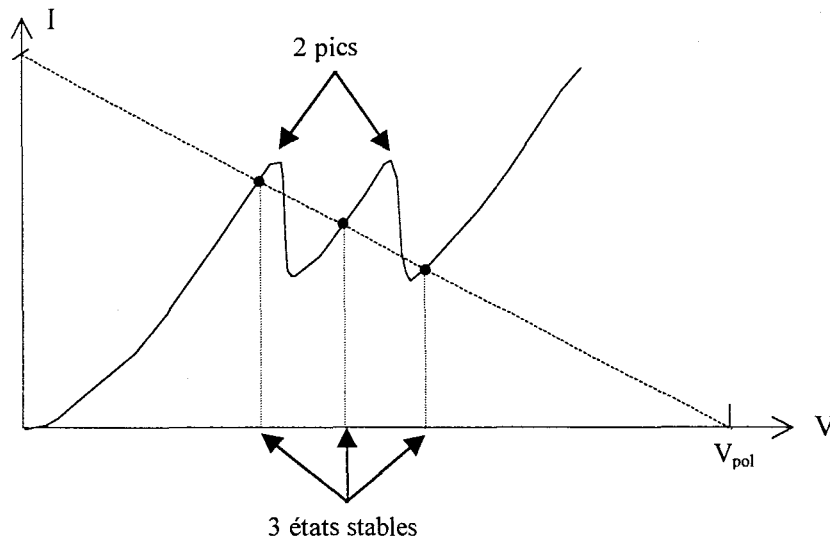


Figure I.9: Intérêt des RTD multi-pics pour une utilisation en mémoire (n pics, $(n+1)$ états stables).

Pour n diodes intégrées en série, permettant d'obtenir n pics de résonance, le décalage des tensions pics se fait naturellement, chaque diode hors résonance se comportant comme une résistance. Par contre, pour une configuration parallèle, il est nécessaire de décaler les tensions par des éléments résistifs additionnels. L'utilisation d'une RTD double pics à la place d'une simple pic dans l'élément mémoire présenté précédemment permet dans ce cas d'obtenir une cellule mémoire présentant trois points stables au lieu de deux, comme l'illustre la figure I.9. De manière générale, les cellules, ainsi réalisées, possèdent $(n+1)$ points stables pour une RTD présentant n pics et permettent donc de mémoriser $(n+1)$ états logiques [37,38]. Ceci montre indéniablement l'intérêt des diodes présentant des caractéristiques multi-pics pour augmenter le nombre d'états d'une cellule mémoire.

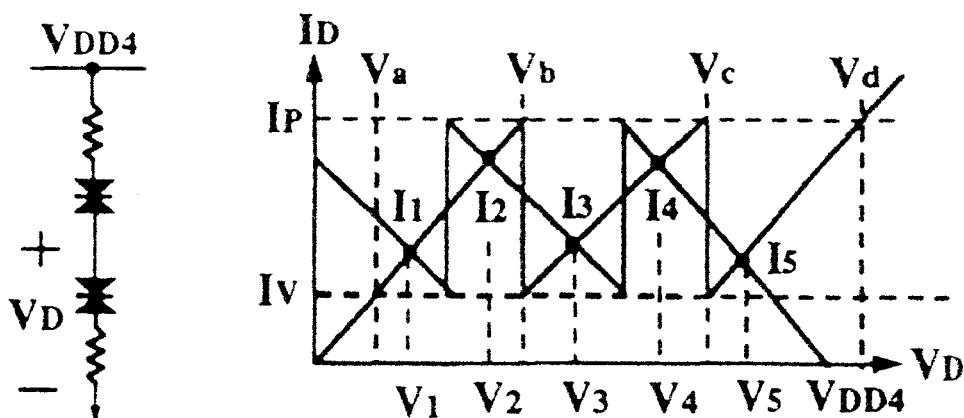


Figure I.10: Illustration de l'augmentation du nombre d'états stables d'une cellule mémoire par l'emploi d'une paire de RTD multi-pics (n pics, $(2n+1)$ états stables).

Une autre configuration, basée sur l'utilisation d'une RTD multi-pics, cette fois chargée par une autre RTD multi-pics a été proposée [39]. Ici, du fait d'un choix judicieux des valeurs de résistances mises en série avec les RTD, comme l'illustre la figure I.10, on peut augmenter le nombre d'intersections dans le diagramme de charge. On obtient en effet non plus $(n+1)$ points stables mais $(2n+1)$.

Il est à noter que le nombre d'états stables, ainsi obtenus, nécessite également un choix judicieux de la tension d'alimentation. De plus, la comparaison de cellules présentant des charges de nature différente (résistance, transistor, RTD) a montré la supériorité de la configuration de paire RTD, donnée figure I.10, en terme de puissance consommée et de rapidité de commutation.

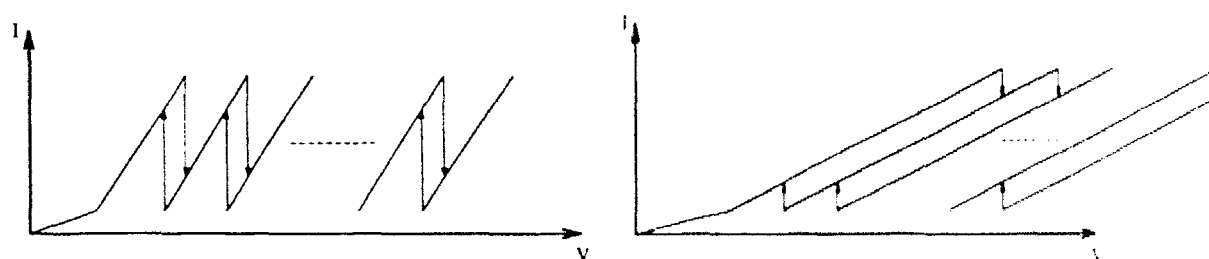


Figure I.11: Illustration de l'effet d'une résistance série sur la caractéristique courant-tension d'une RTD multi-pics.

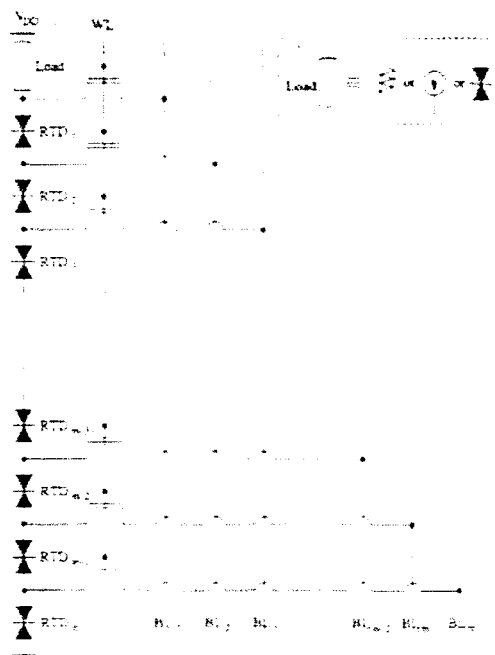


Figure I.12: Méthode d'adressage d'une cellule mémoire de $(n+1)^m$ états stables pour m RTD présentant n pics mises en série.

Basée sur l'hystérésis que présente une caractéristique $I(V)$ d'une RTD en série avec une résistance, comme l'illustre la figure I.11, une cellule multi-états multi-dimensions a été également proposée, où le nombre d'états stables est alors $(n+1)^m$ pour m RTD présentant n pics mises en série. Comme on peut le voir sur la figure I.12, une telle cellule est adressable à l'aide de m lignes d'accès [40].

Très récemment, l'utilisation d'une technique d'adressage séquentiel a permis de s'affranchir des limites liées à un grand nombre de lignes d'accès, identique au nombre de diodes en série du cas précédent. La cellule ainsi réalisée peut mémoriser à l'aide d'une RTD présentant n pics (intégration verticale) n bits, c'est à dire 2^n états [41].

- convertisseur analogique-numérique:

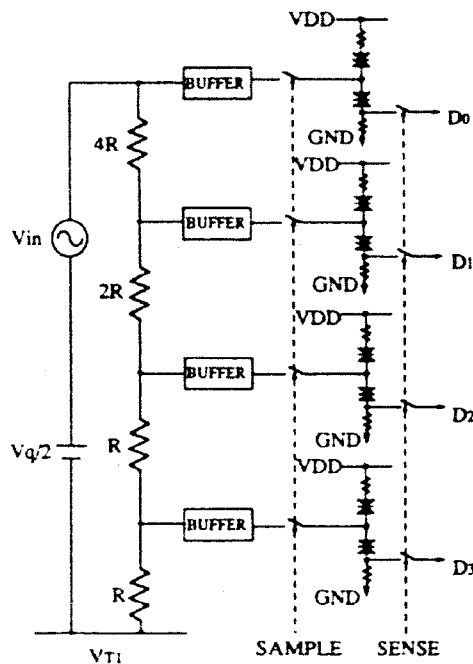


Figure I.13: Principe d'un convertisseur analogique numérique à base de RTD.

Basé sur la configuration de paire RTD (n pics, $2n+1$ états stables), un exemple de convertisseur analogique numérique a été reporté dans la littérature [42]. Une des différences essentielles en comparaison de la cellule mémoire mémorisant la tension aux bornes d'un des éléments tunnel, l'information est ici prise aux bornes d'une résistance connectée entre la masse et les composants actifs (figure I.13). Comme l'illustre la figure I.13, l'intérêt de la RTD réside dans la possibilité de réaliser des Convertisseurs Analogique Numérique ultra-rapides d'une manière plus simple et plus compacte. Comparé à un convertisseur flash n bits, qui nécessite 2^n-1 comparateurs, le CAN à base de RTD n'utilise que n buffer, n RTD et $2n$ interrupteurs.

Récemment, un convertisseur analogique numérique, mettant en jeu l'intégration monolithique de transistors et de RTD simple pic a été réalisé par l'équipe de Texas Instrument [43]. Celui-ci présente une résolution de 4 bits à 2 Gsps (Gigasample per second). La photographie du circuit intégré est présentée sur la figure I.14. Ce convertisseur illustre la simplification amené par l'utilisation de RTD au niveau des comparateurs (plus compacts et plus rapides). Les diodes RTD n'interviennent qu'au niveau des comparateurs, le reste du circuit restant conventionnel.

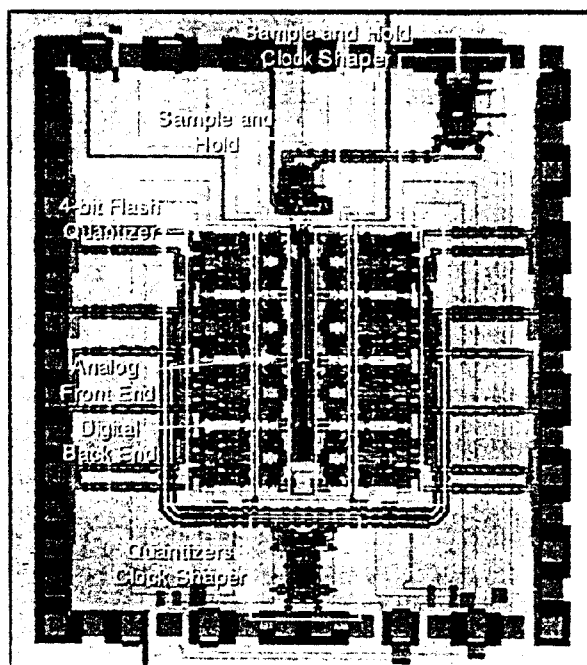


Figure I.14: Convertisseur analogique numérique, mettant en jeu l'intégration monolithique de transistors et de RTD.

- Logique à base de RTD:

Les diodes à effet tunnel résonnant ont été également proposées pour la réalisation des fonctions logiques élémentaires (ET, OU, OU exclusif, Inverseur) à l'aide d'un très petit nombre de composants fonctionnant également à des tensions extrêmement faibles.

A titre d'exemple, citons le travail, tiré de la référence [44], utilisant le système de matériau InAs/GaSb/AlSb. L'effet tunnel est alors interbande (Resonant Interband Tunneling Diode). La caractéristique statique est similaire à une RTD intrabande mais possède une tension pic très faible (100mV).

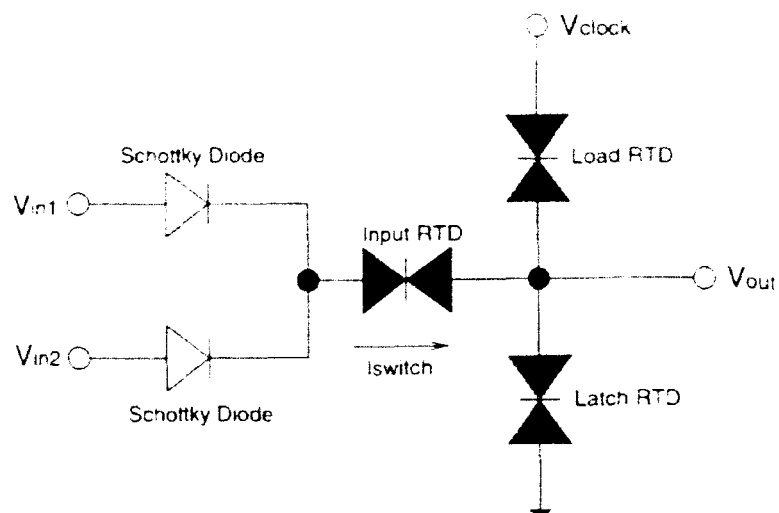


Figure I.15: Schéma de principe d'une porte logique réalisée à base de RTD.

Pour illustrer la simplification des circuits, nous avons reporté sur la figure I.15 le schéma de principe du circuit permettant la réalisation de l'ensemble des opérateurs logiques. Deux diodes tunnel sont appairées, l'une fonctionnant en charge et l'autre en commande. L'application des signaux d'entrée se fait par l'intermédiaire de diodes Schottky et d'une diode tunnel d'entrée imposant le courant de commutation.

I.3. Association des effets tunnel résonnant et transistor

I.3.1. Transistors tunnel résonnant

Nous rechercherons principalement à associer un niveau logique à chaque état d'un système quantique, par exemple les niveaux d'énergie d'un puits quantique, ceci dans le but d'en faire un composant plus fonctionnel. La fonctionnalité doit permettre à ces transistors de réaliser des circuits de complexité réduite, dans le sens où ceux-ci nécessitent moins de transistors par fonction par rapport à une réalisation à base de transistors conventionnels. En fait, un transistor tunnel résonnant présente des caractéristiques de conduction identiques à celle d'une RTD (celles-ci pouvant être simple ou multi-pics). Les transistors tunnel résonnant présentant de multiples résonances sont également tout à fait adaptés à la logique multi-états. D'une manière générale, la réalisation de tels transistors nécessite l'insertion d'une structure résonnante au sein d'une structure transistor conventionnelle. La nature du transistor utilisé peut être différente, ainsi que l'emplacement de la structure double barrières-puits dans le composant transistor.

- RHET

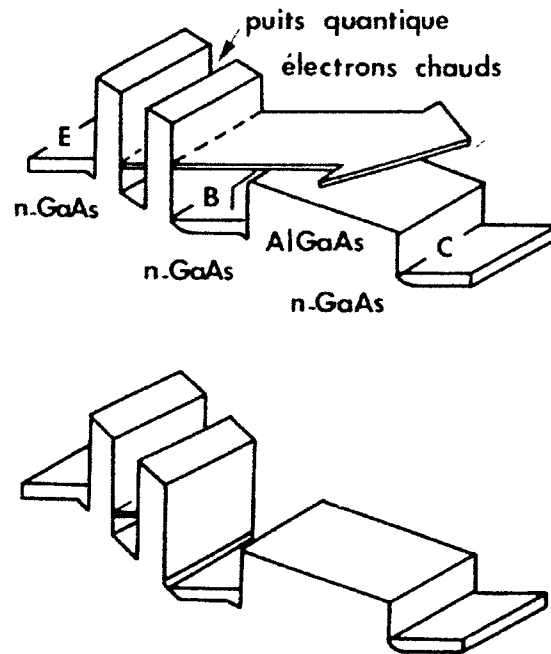


Figure I.16: Principe de fonctionnement d'un transistor tunnel résonnant à électrons chauds (RHET).

Le transistor tunnel résonnant à électrons chauds (RHET) a été un des premiers exemples reportés dans la littérature. Celui-ci est en fait un transistor à électrons chauds dans lequel on a remplacé la barrière d'injection par une structure double barrière [45]. Son principe de fonctionnement est illustré sur la figure I.16. La position du niveau d'énergie résonnant par rapport à l'émetteur est contrôlée par la tension de base. Quand aucune tension de base n'est appliquée, il n'existe aucune conduction à travers le composant du fait que les électrons localisés dans l'émetteur sont situés en dessous du niveau résonnant. A tension de base croissante, le niveau résonnant se décale continûment vers les basses énergies. Pour une tension correspondant à la tension pic, il devient inaccessible aux électrons d'émetteur pour un processus d'injection tunnel cohérent. On obtient alors un effet de transconductance différentielle négative.

Un point important de ce transistor est qu'il associe l'effet tunnel résonnant à l'effet de porteurs chauds. En effet, les électrons injectés de manière résonnante dans la base possèdent une énergie cinétique élevée d'où le nom d'électrons chauds. Cela leur permet de passer très rapidement à travers la base avant d'être collectés. Ceci permet d'obtenir des fréquences d'utilisation relativement élevées pour ce type de transistor. L'effet tunnel résonnant apporte une fonctionnalité accrue par rapport au transistor à électrons chauds classiques.

- Transistors avec contrôle direct dans le puits:

Des configurations différentes ont été proposées, basées sur le principe d'un contrôle direct au niveau du puits quantique de la structure résonnante.

Ce principe est illustré sur la figure I.17, qui représente schématiquement le profil de potentiel d'un tel transistor. Il s'agit ici d'un transistor unipolaire, le QuESTT (Quantum Excited State Tunneling Transistor) [46] qui possède une structure identique à une diode à effet tunnel résonnant. La différence principale provient d'un contact électrique supplémentaire inséré au niveau du puits quantique (contact de base).

La conduction d'un tel transistor est régie par les mêmes mécanismes que ceux d'une RTD, c'est à dire que les électrons ne peuvent transiter par la base que si l'émetteur est en résonance avec un des états confinés du puits. Par rapport au principe de fonctionnement exposé précédemment, des variations dans le positionnement des niveaux quantiques vis à vis des états peuplés de l'émetteur sont induites en modulant plus ou moins la quantité de charges résidant sur le niveau fondamental. Ceci est rendu possible par le fait que ce niveau fondamental est enterré (il n'est en regard ni de l'émetteur, ni du collecteur) et que par conséquent les électrons sont bien piégés au niveau de la base et ne peuvent s'échapper à travers les barrières de potentiel. L'obtention d'un état fondamental à confinement strict est réalisable par l'utilisation d'un matériau à plus faible bande interdite.

Au plan technologique, le problème primordial réside dans la réalisation d'un bon contact de base. Concernant la physique du composant, des problèmes de relaxation inter sous-bandes introduisent un courant de base rédhibitoire.

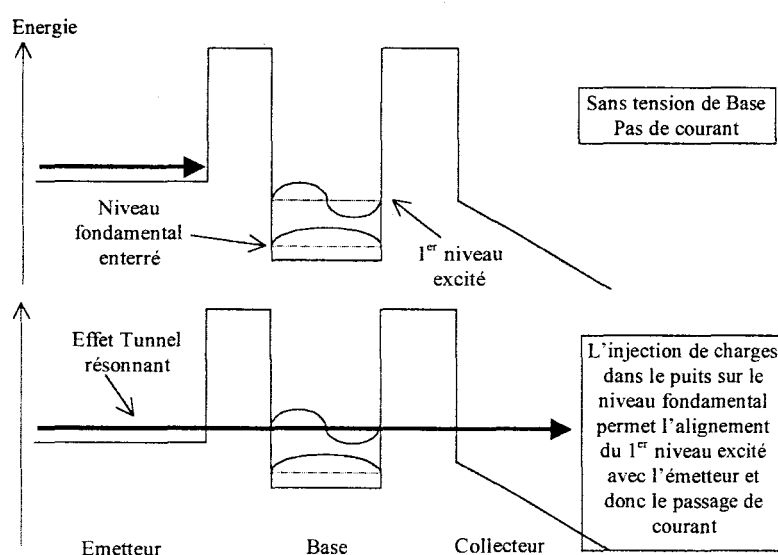


Figure I.17: Représentation schématique du profil de potentiel d'un transistor unipolaire avec contrôle direct dans le puits (ici le QuESTT (Quantum Excited State Tunneling Transistor)).

Il a également été proposé un contrôle direct dans le puits pour un transistor bipolaire à hétérojonctions. Il s'agit du BIQUARTT (Bipolar Quantum well Resonant Tunneling Transistor) [47]. La figure I.18 illustre le principe de fonctionnement par le tracé des structures de bandes à l'équilibre et sous polarisation..

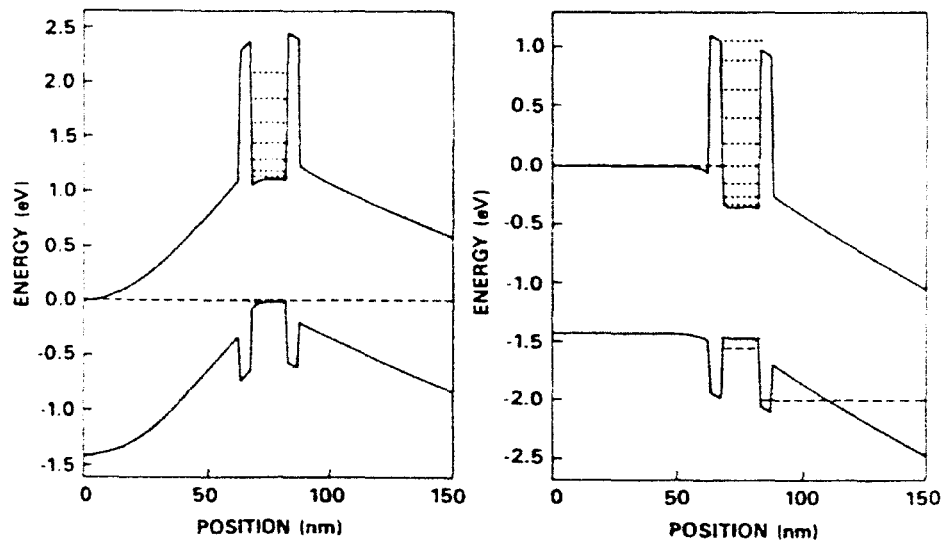


Figure I.18: Représentation schématique du profil de potentiel d'un transistor bipolaire avec contrôle direct dans le puits (ici le BIQUARTT (Bipolar Quantum well Resonant Tunneling Transistor)).

Le contrôle du potentiel du puits est réalisé par le contact de base et permet la modulation de la transmission des électrons entre l'émetteur et le collecteur. Pour une augmentation continue de la tension base émetteur, le courant collecteur augmente, puis décroît (zone de résistance différentielle négative), puis augmente de nouveau et ainsi de suite, du fait du passage successif devant l'émetteur des différents niveaux du puits.

- RTBT

Différents types de transistors bipolaire à effet tunnel résonnant ont été proposés [48,49,50]. Ces configurations résident toutes en l'insertion d'une hétérostructure double barrières au sein d'un transistor bipolaire, la structure résonnante pouvant être placée au niveau de la base ou de l'émetteur.

Quant la diode à effet tunnel résonnant est placée au niveau de la base, des caractéristiques multi-pics peuvent être obtenues comme pour le BIQUARTT, vu précédemment. La différence est ici que le contact de base se fait dans une zone adjacente à la RTD et non au sein même de la zone quantique.

La structure résonnante peut également être insérée dans l'émetteur et permettre d'obtenir des caractéristiques de courant présentant des effets de résistance différentielle négative et de transconductance négative. Contrairement au cas précédent, on peut considérer cette configuration, , comme la mise en série d'une RTD et d'un transistor bipolaire. Il est à noter que l'obtention d'une caractéristique multi-pics est réalisable, dans cette configuration, en intégrant au sein de l'émetteur autant de RTD que l'on désire de pics. Le principe d'obtention des multi-pics est identique à celui du paragraphe I.2.2.2. Un exemple pour une mise en série de deux RTD est donné sur la figure I.19.

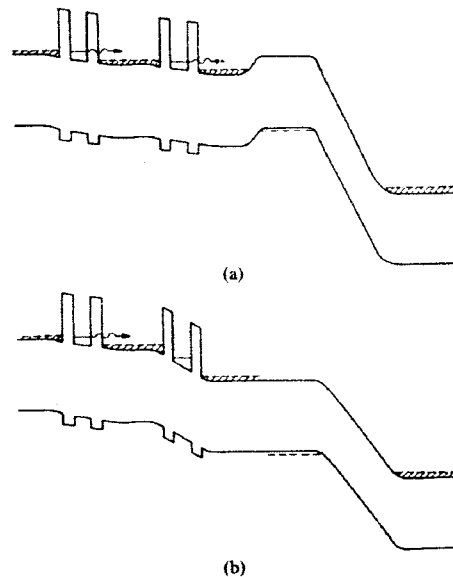


Figure I.19: Principe d'obtention de multi-pics pour un transistor bipolaire à effet tunnel résonnant, par l'insertion de multiples RTD au sein de l'émetteur.

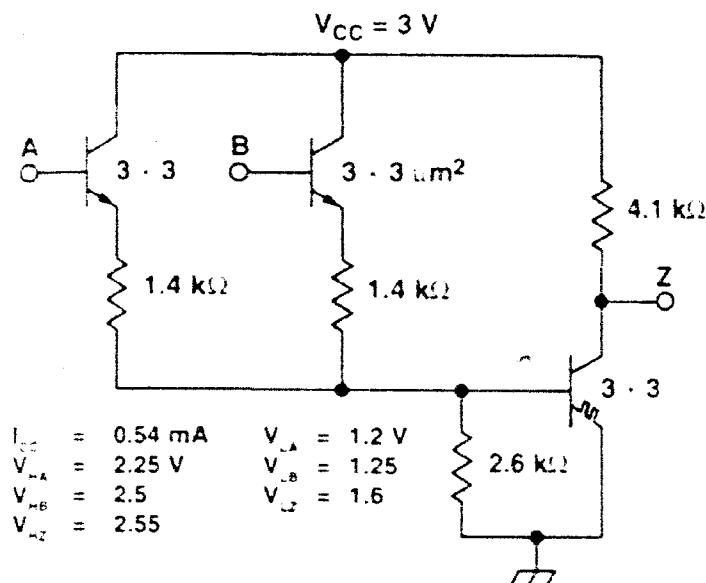


Figure I.20: Circuit NON OU exclusif (XNOR) basé sur la co-intégration de deux HBT et d'un RTBT, qui illustre la simplification apportée par la structure résonnante.

Une illustration de la fonctionnalité accrue de ce type de transistor tunnel résonnant est donnée dans la référence [51]. Ici, la co-intégration de RTBT et de HBT a permis la réalisation à température ambiante de circuits logiques nécessitant un nombre réduit de composants. La figure I.20 illustre le cas de la fonction NON OU exclusif (XNOR) réalisée à l'aide d'un transistor tunnel résonnant et de deux transistors bipolaires [52].

Dans l'ensemble des exemples précédents, les structures tunnel et transistor sont épitaxiées en séquence. Dans ce qui suit, nous allons à présent nous intéresser à l'association de diodes avec différents types de transistors, soit bipolaire, soit à effet de champ.

I.3.2. Association RTD + transistor

I.3.2.1. Association "série"

I.3.2.1.1. Principe

Cette association réside simplement en l'insertion d'une diode à effet tunnel résonnant en série avec une structure transistor. Les exemples présentés ci-après, loin de donner une liste exhaustive de l'utilisation de ce genre de configuration, permet d'appréhender la simplification de circuits amenée par la présence de RTD associée à différents types de transistor.

I.3.2.1.2. Exemples

- RTD + bipolaire:

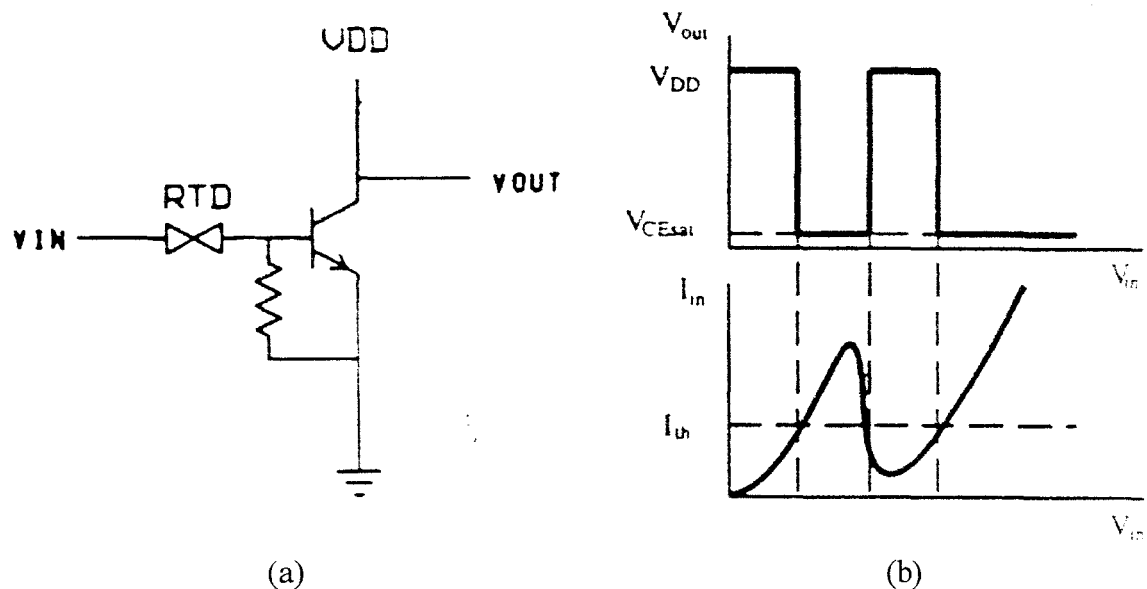


Figure I.21: Circuit de commutation à base de RTD (a) et la fonction de transfert $V_{out}=f(V_{in})$ résultant de la caractéristique non linéaire de la RTD.

Le circuit de commutation "switching block" présenté sur la figure I.21(a) est constitué d'une RTD en série dans le circuit de base d'un transistor bipolaire. La présence de la RTD permet d'établir une tension de seuil entraînant la commutation du transistor, sans toutefois fixer les niveaux logiques.

Comme on peut le constater sur la figure I.21(b), les multiples commutations obtenues pour la fonction de transfert $V_{out}=f(V_{in})$ résultent de la caractéristique non linéaire de la RTD, alors que le transistor sert de buffer de sortie et de source de gain.

Le principe de cet élément est relativement simple. Quand V_{in} est à zéro, le transistor ne conduit pas fixant la tension de sortie à V_{DD} (tension d'alimentation). La tension V_{in} augmentant, la tension base émetteur croît linéairement du fait de la résistance. Dès lors que le courant devient suffisant pour obtenir une tension aux bornes de la résistance égale à la tension de seuil V_{BE} , le transistor conduit en régime de saturation et la tension de sortie est forcée à V_{CESat} . Ensuite, la sortie reste stable jusqu'à ce que V_{in} atteigne une valeur supérieure à V_{pic} et que le courant diminue. Pour une tension V_{in} , plaçant la RTD en zone de RDN, le courant devient inférieur au courant de seuil et le transistor commute : $V_{out} = V_{DD}$. Pour le courant d'entrée augmentant encore, le transistor commute de nouveau en régime de saturation.

Cet élément de base est utilisé pour démontrer la faisabilité d'additionneur (binaires et ternaires) avec un nombre bien moins important de composants qu'un additionneur traditionnel (25/30 transistors comparativement à 5 transistors et une RTD) [53].

- RTD + FET:

La figure I.22(a) présente un circuit réalisant une fonction logique XNOR. Celui-ci est composé d'une résistance de charge et d'une association de deux FET en parallèle placés en série avec une RITD.

Ce circuit repose sur un choix adapté des caractéristiques transistors et RITD. En effet, les courants mis en jeu doivent être tels que la somme des courants de saturation des deux FET soit plus importante que le courant pic (I_p) de la RITD et que le courant de saturation d'un seul transistor soit plus faible que I_p . Dans ces conditions lorsque les deux tensions d'entrée sont à l'état bas, la résistance de charge est parcouru par un courant faible et la sortie est à l'état haut. Pour une seule des deux tensions mises à l'état haut, un FET conduit , entraînant la mise à l'état bas de la sortie. Par contre, pour les deux tensions à l'état haut , la conduction des FET fait passer la RITD en vallée, établissant la sortie à l'état haut. Ceci montre bien la réalisation d'une fonction XNOR comme l'illustre la figure I.22(b) [54].

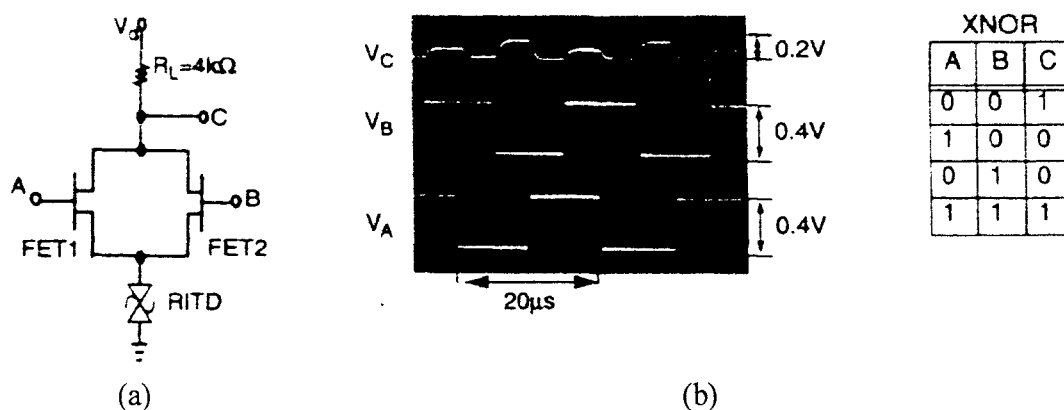


Figure I.22: Circuit XNOR à base de RTD (a) et fonction réalisée (b).

La référence [55] présente la réalisation d'un circuit "state holding" par intégration monolithique de RTD et de HJFET (HeteroJunction Field Effect Transistor). Cet exemple permet de montrer la fonctionnalité accrue du fait de l'insertion d'une RTD en série avec le HJFET, ainsi que les exigences pour un bon fonctionnement en termes de caractéristique RTD et transistors.

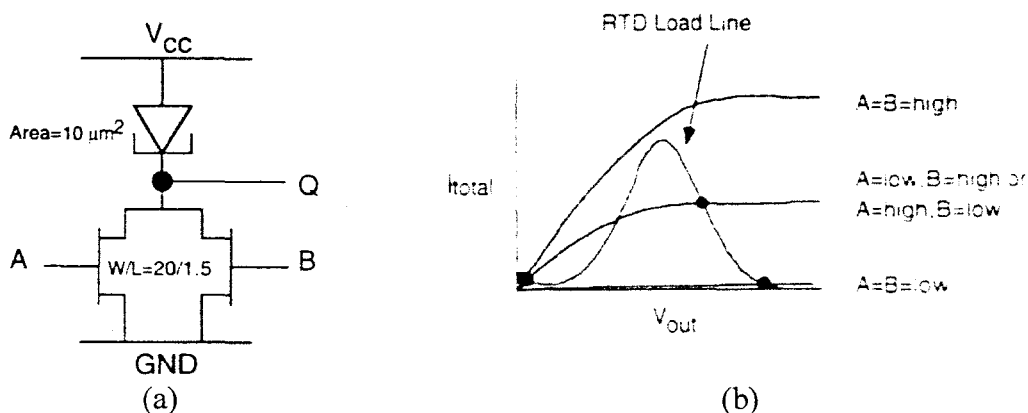


Figure I.23: Circuit "state holding" réalisé par intégration monolithique de RTD et de HJFET (HeteroJunction Field Effect Transistor) (a) et principe de fonctionnement (b).

Le circuit de charge schématique de ce "state holding" présenté sur la figure 23 permet de définir ces exigences. La somme des courants à l'état haut des HJFET doit être plus importante que le pic de courant de la RTD. De plus, séparément, le courant à l'état haut de chaque transistor doit lui être inférieur à ce courant pic. La somme des courants à l'état bas des transistors doit, quant à elle, être moins importante que le courant vallée de la RTD.

Dans ces conditions, lorsque les deux transistors sont simultanément à l'état haut ou à l'état bas, il existe un seul point stable qui permet d'obtenir en sortie soit un état haut, soit un état bas. Par contre, quand un seul des deux transistors est à l'état haut, le circuit possède deux points proches des états haut et bas de sortie précédents. Ce circuit permet donc de réaliser la fonction de "state holding" comme l'illustre la figure I.24.

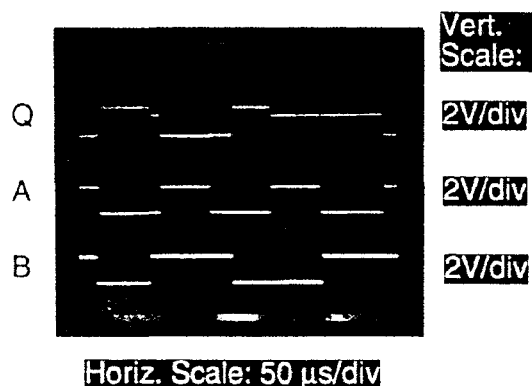


Table 1. State table for the state holding circuit.
 Q_n represents the previous output state

| Input A | Input B | Output $Q_n - 1$ |
|---------|---------|------------------|
| Low | Low | High |
| Low | High | Q_n |
| High | Low | Q_n |
| High | High | Low |

Figure I.24: Fonction "state holding" réalisée.

I.3.2.2. Association "parallèle"

I.3.2.2.1. Principe

La mise en parallèle d'un transistor à effet de champ et d'une RTD a été proposé dans la référence [56]. Cette configuration, comme l'illustre la figure I.25, permet un contrôle du courant pic de la RTD par la tension de grille du FET. En effet, le courant résultant de cette association, que l'on peut considérer comme un transistor tunnel résonnant, est la somme des courants I_{RTD} de la diode et I_{FET} du transistor.

Ce RTT présente les avantages des autres RTT déjà cités, notamment en terme de fonctionnalité, et permet de plus, une optimisation séparée des structures FET et RTD.

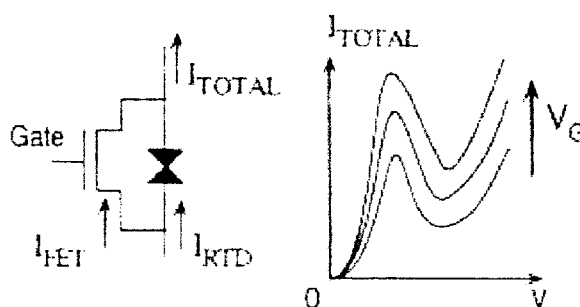


Figure I.25: Mise en parallèle d'un transistor à effet de champ et d'une RTD qui permet un contrôle du courant pic de la RTD par la tension de grille du FET.

I.3.2.2.2. Exemples d'applications

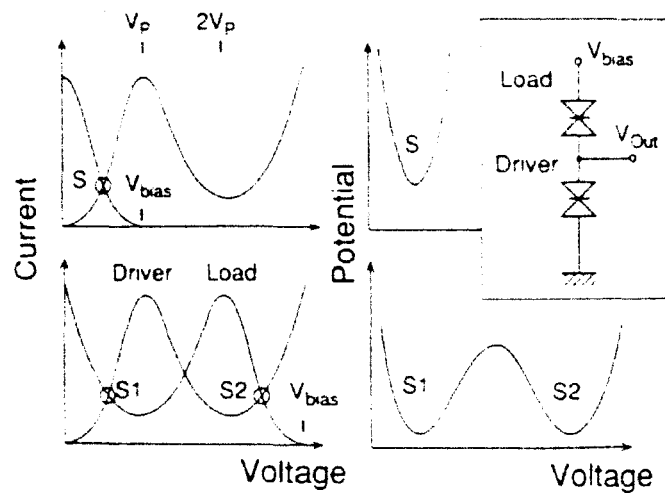


Figure I.26: Principe du MOBILE (MONostable BInstable transition Logic Element).

Basée sur la mise en série d'un RTT et d'une RTD, la réalisation d'une porte logique a été proposée sous la dénomination de MOBILE (MONostable BInstable transition Logic Element) [57]. Son principe de fonctionnement est illustré sur la figure I.26. Lorsque la tension d'alimentation est inférieure à deux fois la tension pic, il n'existe qu'un point stable (monostable). Quand V_{bias} augmente au delà de $2 \cdot V_{pic}$, alors deux points stables sont possibles correspondant au niveaux logiques 0 et 1. L'état du circuit après la transition monostable-bistable est déterminé par la différence des pics de courant du RTT et de la RTD de charge. Dans ces conditions, des opérations logiques différentes peuvent être réalisées par le contrôle du courant pic de la RTD par la tension de grille du FET au sein du RTT.

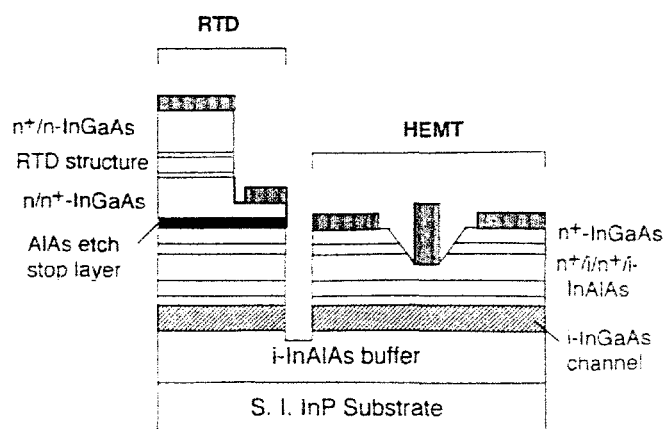


Figure I.27: Principe d'intégration monolithique de RTD et de HEMT.

Basée sur l'intégration monolithique, illustrée sur la figure I.27, de RTD et de HEMT sur InP, la rapidité du MOBILE a été démontrée à des débits aussi importants que 35 Gb/s (Gigabits par seconde) [58].

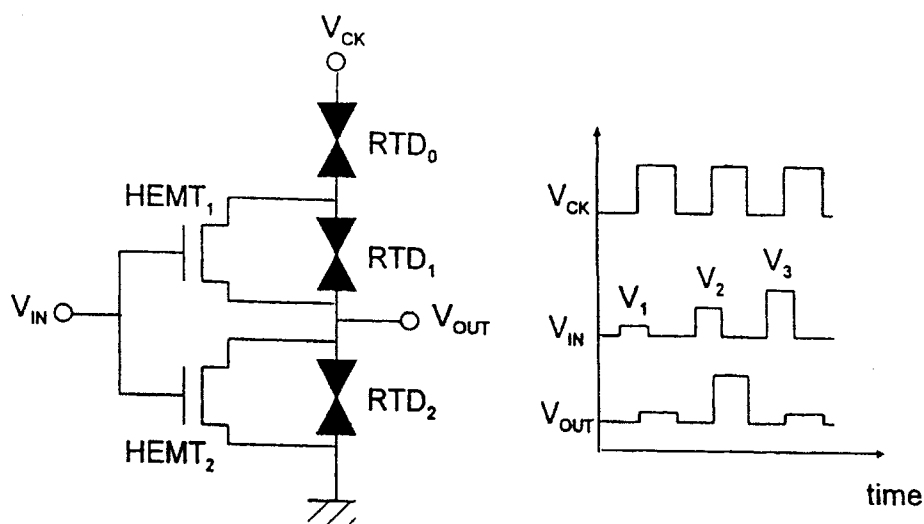


Figure I.28: Exemple de logique multi-états basée sur la mise en parallèle de RTD et de HEMT.

Du fait de la flexibilité d'une telle configuration, de nombreuses applications peuvent être envisagées, notamment en logique multi-états comme l'illustre la figure I.28. Celle-ci présente le principe d'une porte logique à trois états, basée sur le contrôle de la séquence de commutation des RTD par la modulation de leur courant pic à l'aide de la tension d'entrée. La commutation des diodes suit la règle simple suivante: les premières RTD à commuter sont celles qui ont le plus petit courant [59].

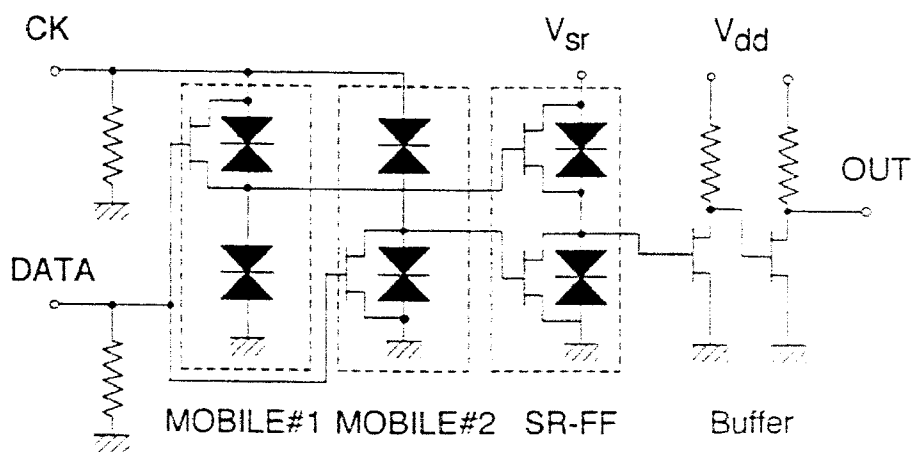


Figure I.29: Réalisation de bascule ultra-rapide à base de MOBILE.

Une autre application, utilisant l'association de plusieurs MOBILE a été également proposée [60]. Il s'agit d'une bascule (Delayed Flip Flop) dont le circuit est donné sur la figure I.29. Les aspects ultra-rapide et fonctionnel des circuits MOBILE sont ici démontrés avec des opérations à 12 Gb/s obtenues avec un nombre restreint de composants (10 pour le D-FF comparé à environ trente composants élémentaires pour des circuits conventionnels).

I.4. Conclusion

Au terme de ce premier chapitre, un grand nombre de points relatifs à la physique des composants à effet tunnel résonnant et à leur utilisation tant en électronique analogique que numérique ont été abordés. On constate un très grand foisonnement d'idées, avec le souci de réaliser des circuits ultra-rapides, ou susceptibles de fonctionner à de très hautes fréquences, de façon la plus simple possible. Dans ce but, la structure générique de base, constituée d'un puits de potentiel encadré par deux barrières cristallines, offre une très grande richesse, ne serait-ce que dans le choix des temps caractéristiques qui vont notamment fixer le domaine temporel d'utilisation.

Si les tendances sont maintenant bien identifiées, aux vues notamment des réalisations passées, on constate également des corrélations importantes entre les différents mécanismes physiques. Ainsi, la modification de la largeur du puits par exemple peut influencer fortement sur le positionnement des niveaux quantiques, mais également la durée de vie des porteurs sur ces niveaux. Il apparaît donc nécessaire, avant toute réalisation d'effectuer une modélisation approfondie des processus de conduction mis en jeu pour en déduire les caractéristiques de conduction optimales suivant l'application visée. Cet effort de modélisation justifie les développements reportés dans le deuxième chapitre, où nous chercherons à quantifier les répercussions que peuvent avoir des structures complexes intégrant des perturbations de potentiel.

Par ailleurs, la technologie n'a pas été évoquée dans ce chapitre d'introduction, or sa maîtrise est essentielle. C'est pourquoi, dans une deuxième étape, nous nous attacherons à expliquer, en détail, les procédés permettant de fabriquer des composants extrêmement performants. Le troisième volet concerne la caractérisation. Nous avons vu, en effet, que les applications, notamment analogiques, nécessitent la connaissance du comportement fréquentiel de ces composants.

Enfin, en dernière remarque, il nous semble que parmi les nombreuses propositions de circuits, l'association d'une diode et d'un transistor apparaît comme la voie la plus prometteuse, même si le concept de transistor tunnel résonnant paraissait au départ plus attractif. En pratique, ceci permet de porter l'essentiel de l'effort de recherche sur la structure de type diode et son intégration, en repoussant toujours plus les limites technologiques et électriques.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES:

- [1] M. COHEN AND J.R. CHELIKOWSKY
Pseudopotential for semiconductors
N book and semiconductors manual, vol. 1, North Holland Publishing
- [2] O. VANBESIEN
"Simulation et caractérisation électrique des diodes double barrière à effet tunnel résonnant"
Thèse de l'Université des Sciences et Technologies de Lille, avril 1991
- [3] Semiconductors group IV elements and III-V compounds
Data in science technologie
Spring Verlag
- [4] ANDERSON
Solid-state Electronics, 5, 1962, p 341
- [5] L. BURGNIES
"Mécanismes de conduction en régime balistique dans les dispositifs électroniques quantiques"
Thèse de l'Université des Sciences et Technologies de Lille, décembre 1997.
- [6] T.C.L.G. SOLLNER, W.D. GOODHUE, P.E. TANNENWALD, C.D. PARKER AND D.D. PECK
"Resonant tunneling through quantum wells at frequencies up to 2.5 THz"
Appl. Phys. Lett. 43(6), 1983, p 588
- [7] J.S. SCOTT, J.P. KAMINSKI, M. WANKE, S.J. ALLEN, D.H. CHOW, M. LUI AND T.Y. LIU
"Terahertz frequency response of an In_{0,53}Ga_{0,47}As/AlAs resonant tunneling diode"
Appl. Phys. Lett. 64(15), 1994, p1995
- [8] J.M. GERING, T.J. RUDNIK AND P.D. COLEMAN
"Microwave detection using resonant tunneling diodes"
IEEE Trans. MTT, 36(7), 1988, p 1145
- [9] I. MEHDI, C.D. KIDNER, J.R. EAST AND G.I. HADDAD
"Millimeter-wave detection using resonant tunneling diodes"
Microwave and Optical Technology Letters, 3(1), 1990, p 1
- [10] M. COHN, J.E. DEGENFORD AND B.A. NEWMAN
"Harmonic mixing with an antiparallel diode pair"
IEEE Trans. MTT, 23(8), 1975, p 667
- [11] M. SCHNEIDER AND W.W. SNELL
"Harmonically pumped stripline down converter"
IEEE Trans. MTT, 23(3), 1975, p 271

- [12] D.G HAYES, A.W. HIGGS, P.J. WILDING AND G.W. SMITH
"Conversion gain at 18 GHz from resonant tunneling diode mixer operated in fundamental mode"
Electronics Lett., 29, 1993, p1370
- [13] P. BEDU
"Non-linearités de conduction dans les hétérostructures résonnantes.
Application en détection et mélange"
Thèse de l'Université des Sciences et Technologies de Lille, juin 1992
- [14] G. MILLINGTON, R.E. MILES, R.D. POLLARD, D.P. STEENSON AND J.M. CHAMBERLAIN
"A resonant tunneling diode self-oscillating mixer with conversion gain"
IEEE Electron Dev. Lett., 12, 1991 p 320
- [15] C.H PAGE
"Frequency conversion with positive non linear resistor"
Journal of research of the national bureau of standard, 56(4), 1956
- [16] O. TANGUY
"Multiplication de fréquence à hétérostructure III-V aux longueurs d'ondes millimétriques et submillimétriques"
Thèse de l'Université des Sciences et Technologies de Lille, juin 1995
- [17] T.C. SOLLNER, E.R. BROWN, W.D. GOODHUE AND C.A. CORREA
"Harmonic multiplication using resonant tunneling diode"
J. Appl. Phys., 64(8), 1988
- [18] A. RYDBERG AND H. GRÖNQVIST
"Quantum-well high efficiency millimeter-wave frequency tripler"
Electronics Lett., 25, 1989, p 348
- [19] R. BOUREGBA, D. LIPPENS, L. PALMATEER, E. BOCKENHOFF, M. BOGEY, J.L. DESTOMBES AND A. LECLUSE
"Frequency multiplication using resonant tunneling diode with output at submillimeter wavelengths"
Electronics Lett., 26(21), 1990, p1804
- [20] T.W. CROWE, T.C. GREIN, R. ZIMMERMANN AND P. ZIMMERMANN
"Progress toward solid-state local oscillators at 1 THz"
IEEE Trans. MTT, 6(5), 1996, p 207
- [21] E. KOLLBERG AND A. RYDBERG
"Quantum barrier varactor diodes for high efficiency millimeter wave multipliers"
Electronics Lett., 25(25), 1989, p 1696
- [22] J.R. JONES, W.L. BISHOP, S.H. JONES AND G.T. HAIT
"Planar multibarrier 80/240 GHz heterostructure barrier varactors in single an stack configuration"
Electronics Lett., 32(15) 1996, p 1417

- [23] R. HAVART
"Fonctions électroniques non linéaires pour les applications spatiales au dessus de 100 GHz"
Thèse de l'Université des Sciences et Technologies de Lille, mars 1999
- [24] X. MELIQUE
A paraître
Thèse de l'Université des Sciences et Technologies de Lille, septembre 1999
- [25] E.R. BROWN, J.R. SÖDERSTRÖM, C.D. PARKER, L.J. MAHONEY, K.M. MOLVAR AND T.C. MC GILL
"Oscillations up to 712 GHz in InAs/AlSb resonant tunneling diodes"
Appl. Phys. Lett., 58(20), 1991, p 2291
- [26] H. EISELE AND G.I. HADDAD
"Two-terminal millimeter-wave sources"
IEEE Trans. MTT, 46(6), 1998, p 739
- [27] E.R. BROWN, C.D. PARKER, A.R. CALAWA, M.J. MANFRA AND K.M. MOLVAR
"A quasi-optical resonant tunneling diode oscillator operating above 200 GHz"
IEEE Trans. MTT, 41, 1993, p 720
- [28] K.D. STEPHAN, S.C. WONG, E.R. BROWN, K.M. MOLVAR, A.R. CALAWA AND M.J. MANFRA
"5-mW parallel-connected resonant tunneling diode oscillator"
Electronics Lett., 28, 1992, p 1411
- [29] M. REDDY, S.C. MARTIN, A.C. MOLNAR, R.E. MULLER, R.P. SMITH, P.H. SIEGEL, M.J. MONDRY, M.J.W. RODWELL, H. KROEMER AND S.J. ALLEN
"Monolithic schottky-collector resonant tunnel diode oscillator arrays to 650 GHz"
IEEE Electron Dev. Lett., 18(5), 1997, p 218
- [30] R. BLUNDELL, D.C. PAPA, E.R. BROWN AND C.D. PARKER
"Resonant tunneling diode as an alternative LO for SIS receiver applications"
Electronics Lett., 29(3), 1993, p 288
- [31] E. ÖZBAY AND D.M. BLOOM
"110-GHz monolithic resonant tunneling diode trigger circuit"
IEEE Electron Dev. Lett., 12(9), 1991, p 480
- [32] L. YANG, S.D. DRAVING, D.E. MARS AND M.R.T. TAN
"A 50 GHz broad-band monolithic GaAs/AlAs resonant tunneling diode trigger circuit"
IEEE Journal of solid-state circuits, 29(5), 1994, p 585
- [33] S. SEN, F. CAPASSO, A.Y. CHO AND D. SIVCO
"Resonant tunneling device with multiple negative differential resistance: digital and signal processing applications with reduced circuit complexity"
IEEE Trans. Electron Dev., 34, 1987, p 2185
- [34] J.SÖDERSTRÖM AND T.G. ANDERSSON
"A multiple-state memory cell based on the resonant tunneling diode"
IEEE Electron Dev. Lett., 9, 1988, p 200

- [35] R.C. POTTER, A.A. LAKHANI, D. BEYEA, E. HEMPLING AND A. FATHIMULLA
"Three-dimensional integration of resonant tunneling structures for signal processing and three-state logic"
Appl. Phys. Lett., 52, 1988, p 2163
- [36] S. SEN, F. CAPASSO, D. SIVCO AND A.Y. CHO
"New resonant tunneling devices with multiple negative resistance regions and high room temperature peak to valley ratio"
IEEE Electron Dev. Lett., 9, 1988, p 402
- [37] A.C. SEABAUGH, Y.C. KAO, AND H.T. YUAN
"Nine-state resonant tunneling diode memory"
IEEE Electron Dev. Lett., 13(9), 1992, p 479
- [38] F. CAPASSO, S. SEN, A.Y. CHO AND D. SIVCO
"Resonant tunneling devices with multiple negative differential resistance and demonstration of a three-state memory-cell for multiple-valued logic applications"
IEEE Electron Dev. Lett., 8(7), 1987, p 297
- [39] S.J. WEI AND C.H. LIN
"A multivalued SRAM cell using resonant tunneling diodes"
IEEE Journal of solid-state circuits, 27(2), 1992, p 212
- [40] M.H. SHIEH AND H.C. LIN
"A multiple-dimensional multiple-state SRAM cell using resonant tunneling diodes"
IEEE Journal of solid-state circuits, 29(5), 1994, p 623
- [41] J.P.A. VAN DER WAGT, H. TANG, T.P.E. BROEKAERT, A.C. SEABAUGH AND Y.C. KAO
"Multibit resonant tunneling diode SRAM cell based on slew-rate addressing"
IEEE Trans. Electron Dev., 46(1), 1999, p 55
- [42] S.J. WEI, H.C. LIN, R.C. POTTER AND D. SHUPE
"A self-latching A/D converter using resonant tunneling diodes"
IEEE Journal of solid-state circuits, 28(6), 1993, p 697
- [43] T.P.E. BROEKAERT, B. BRAR, J.P.A. VAN DER WAGT, A.C. SEABAUGH, F.J. MORRIS, T.S. MOISE, E.A. BEAM AND G.A. FRAZIER
"A monolithic 4-bit 2-Gsps resonant tunneling analog-to-digital converter"
IEEE Journal of solid-state circuits, 33(9), 1998, p 1342
- [44] P.M. LEI, S. SUBRAMANIAM, G.H. BERNSTEIN, W. WILLIAMSON III, B.K. GILBERT AND D.H. CHOW
"Process technology for monolithic high-speed schottky/resonant tunneling diode logic integrated circuits"
J. Vac. Sci. Technol. B, 14(6), 1996, p 3497
- [45] N. YOKOYAMA, K. IMAMURA, S. MUTO, S. HIYAMIZU AND H. NISHI
"A new functional resonant tunneling hot electron transistor RHET"
Jpn. J. Appl. Phys., 24(1), 1985, p L853

- [46] A.C. SEABAUGH, E.A. BEAM III, Y.C. KAO, J.H. LUSCOMBE AND J.N. RANDALL
"Resonant tunneling transistors"
OSA Proceedings on ultrafast electronics and optoelectronics, 14, 1993, p 65
- [47] A.C. SEABAUGH, W.R. FRENSELY, J.N. RANDALL, M.A. REED, D.L. FARRINGTON AND R.J. MATYI
"Pseudomorphic bipolar quantum resonant tunneling transistor"
IEEE Trans. Electron Dev., 36(10), 1989, p 2328
- [48] F. CAPASSO, S. SEN, A.C. GOSSARD, A.L. HUTCHINSON AND J.H. ENGLISH
"Quantum well resonant tunneling bipolar transistor operating at room temperature"
IEEE Electron Dev. Lett., EDL 7, 1986,p 573
- [49] T. FUTATSUGI ET AL.
"A resonant tunneling bipolar transistor (RBT): a proposal and demonstration for new functional device with high current gains"
IEDM, Tech. Dig., 1986, p 286
- [50] F. CAPASSO, S. SEN, A.Y. CHO AND D. SIVCO
"Multiple negative transconductance and differential conductance in a bipolar transistor by sequential quenching of resonant tunneling"
Appl. Phys. Lett., 53, 1988, p 1056
- [51] A.C. SEABAUGH, E.A. BEAM III, A.H. TADDIKEN, J.N. RANDALL AND Y.C. KAO
"Co-integration of resonant tunneling and double heterojunction bipolar transistor on InP"
IEEE Electron Dev. Lett., 14(10), 1993, p 472
- [52] A.C. SEABAUGH, A.H. TADDIKEN, E.A. BEAM III, J.N. RANDALL, Y.C. KAO AND B. NEWELL
"Room temperature resonant tunneling bipolar transistor XNOR and XOR integrated circuits"
Electronics Lett., 29(20), 1993, p 1802
- [53] J.L. HUBER, J. CHEN, J.A. MCCORMACK, C.W. ZHOU AND M.A. REED
"An RTD/transistor switching block and its possible application in binary and ternary adders"
IEEE Trans. Electron Dev., 44(12) 1997, p 2149
- [54] J. SHEN, S. TEHRANI, H. GORONKIN, G. KRAMER AND R. TSUI
"An exclusive-NOR based on resonant interband tunneling FET's"
IEEE Electron Dev. Lett., 17(3), 1996, p 94
- [55] J.C. YEN, Q. ZHANG, M.J. MONDRY, P.M. CHAVARKAR, E.L. HU, S.I. LONG AND U.K. MISHRA
"Monolithic integrated resonant tunneling diode and heterostructure junction field effect transistor circuits"
Solid-state Electronics, 39(10), 1996, p 1449

-
- [56] K. CHEN, T. AKEYOSHI AND K. MAEZAWA
"Monostable-bistable transition LOGic Elements (MOBILE's) based on monolithic integration of resonant tunneling diodes and FET's"
Jpn. J. Appl. Phys., Part I, 34(2B), 1995, p1199
- [57] K. MAEZAWA AND T. MIZUTANI
"A new resonant tunneling logic gate employing monostable-bistable transition"
Jpn. J. Appl. Phys., 32, 1993, p L42
- [58] K. MAEZAWA, H. MATSIZAKI, M. YAMAMOTO AND T.O. OTSUJI
"High-speed and low-power operation of resonant tunneling logic gate MOBILE"
IEEE Electron Dev. Lett., 19(3), 1998, p 80
- [59] T. WAHO, K.J. CHEN AND M. YAMAMOTO
"A novel multiple-valued logic gate using resonant tunneling devices"
IEEE Electron Dev. Lett., 17(5), 1996, p 223
- [60] K. MAEZAWA, H. MATSUZAKI, T. AKEYOSHI, J. OSAKA, M. YAMAMOTO AND T. OTSUJI
"A novel delayed flip-flop circuit using resonant tunneling logic gates"
Jpn. J. Appl. Phys., Part 2, 37(2B), 1998, p L 212

CHAPITRE II

MODELISATION ET OPTIMISATION DE STRUCTURES TUNNEL RESONNANT SUR InP et GaAs



Ce chapitre traite essentiellement de la modélisation des caractéristiques de conduction des diodes à effet tunnel résonnant en technologie GaAs et InP. En préambule, nous illustrerons la très grande variété des structures basées sur les procédés de croissance en désadaptation de maille, pour ensuite nous intéresser à la façon de modéliser les probabilités de transmission quantique. Le calcul des caractéristiques de conduction constituera un deuxième volet, en nous attachant à bien définir les hypothèses, notamment en ce qui concerne les effets de courbure de bande. L'optimisation des couches épitaxiales, intégrant de manière générale des couches à base d'Indium, constituera le sujet de la troisième partie.

II.1. Ingénierie de bande interdite

Comme cela a déjà été évoqué brièvement au cours du premier chapitre, la grande diversité des matériaux III-V permet d'envisager différents types d'hétérostructures pour la conception de diodes à effet tunnel résonnant. On s'attachera dans cette première partie de chapitre à présenter ces principales configurations, les limitations technologiques imposées par le type de croissance épitaxiale mis en jeu, ainsi que les paramètres structuraux des différents matériaux envisageables.

II.1.1. Croissance en adaptation de maille

Comme le montre la figure II.1, la croissance de couches semi-conductrices est envisageable sur plusieurs sortes de substrat de nature différente. On s'intéressera néanmoins ici aux deux types de substrat les plus usités à savoir l'Arséniure de Gallium (GaAs) et le Phosphore d'Indium (InP).

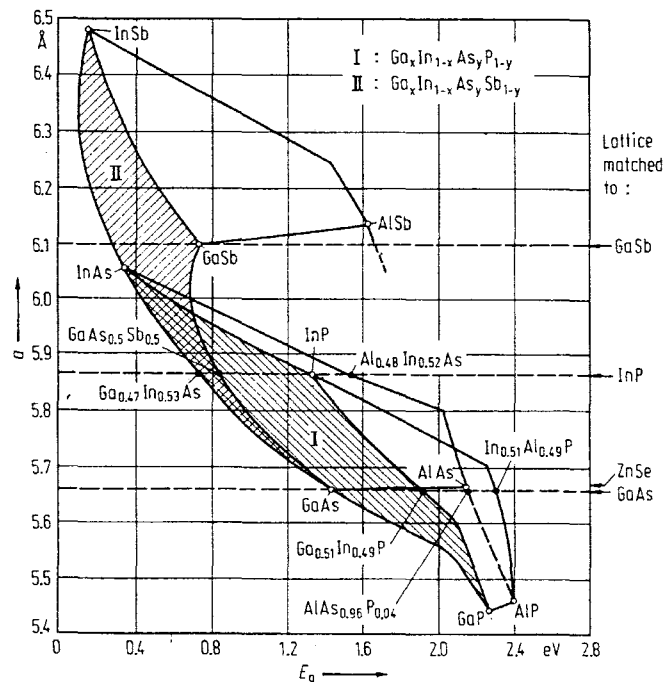


FIGURE II.1: Evolution du paramètre de maille (a) en fonction du gap d'énergie (E_g) de l'ensemble des composés III-V.

II.1.1.1. Substrat GaAs

Sur la figure II.1, on constate que les composés ternaires $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ présentent un bon accord de maille avec le GaAs pour toute la gamme de concentration en aluminium (x de 0 à 1). On notera que le désaccord de maille maximum est seulement de 0.12% entre le GaAs dont le paramètre de maille cristalline vaut 5.6532 Å et celui de l'AlAs 5.66 Å à température ambiante.

La différence de largeur de bande interdite en gap direct entre les matériaux est la plus importante ($\Delta E_g \approx 0,75$ eV) pour le cas de l'AlAs. Il faut rappeler que les binaires AlAs et GaAs présentent des gap de nature différente. En effet, le GaAs est un matériau à gap direct, du fait que son minimum de bande de conduction est situé au point Γ , centre de la zone de Brillouin, alors que l'AlAs présente un gap indirect, avec un minimum situé dans la direction cristallographique $\langle 100 \rangle$, pratiquement au point X. De ce fait, les composés ternaires $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ peuvent présenter aussi bien un gap direct qu'indirect suivant le taux d'aluminium.

La Figure II.2 représente les variations de la bande de conduction aux points X et Γ des ternaires $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$, référencée par rapport au bas de la bande de valence (point Γ), à 300 K en fonction du taux d'aluminium (x). Ces évolutions sont décrites par les relations suivantes tirées de la référence [1] :

$$E_C^\Gamma = 1.425 + 1.115x + 0.37x^2 \quad (\text{II.1})$$

$$E_C^X = 1.911 + 0.05x + 0.245x^2$$

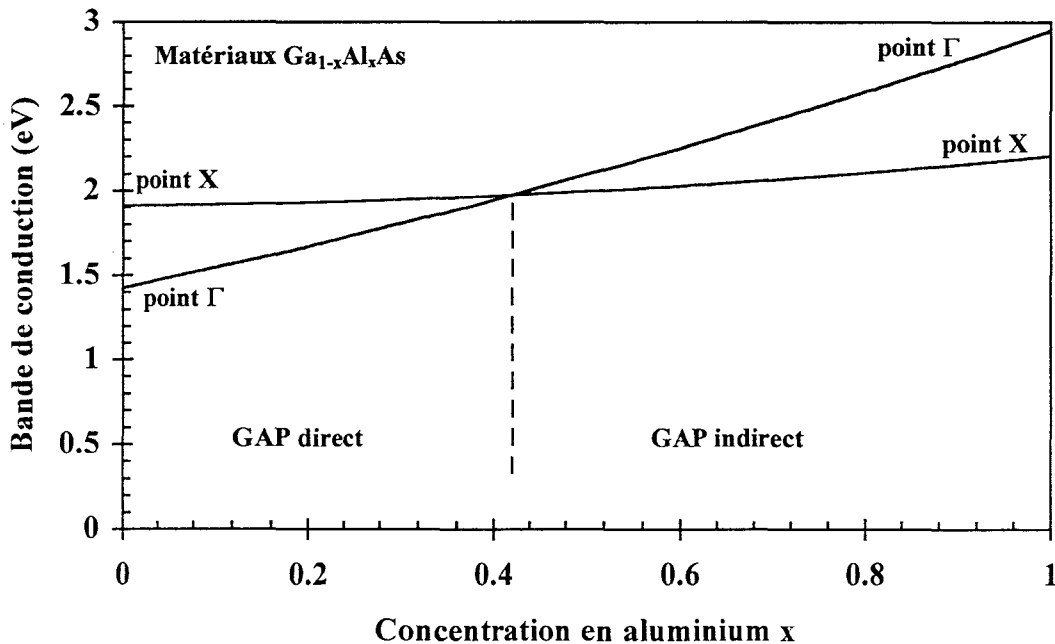


FIGURE II.2: Evolutions de la bande de conduction aux points Γ et X du matériau $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ en fonction de la concentration en aluminium (x). L'énergie est référencée par rapport au minimum de la bande de valence au point Γ .

Cette figure II.2 montre que les ternaires $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ présentent un gap direct pour un taux d'aluminium inférieur à 40%, alors qu'ils présentent un gap indirect pour un taux supérieur. Rappelons qu'en pratique, on cherchera à n'obtenir qu'un transport par vallée Γ (gap direct) associé à la plus grande discontinuité possible de bande de conduction. Ces conditions de transport par vallée Γ sont réalisées pour des taux d'aluminium inférieur à 40% mais ne permettent d'obtenir que des différences de gap entre le GaAs et le GaAlAs de moins de $\Delta E_g = 0.5$ eV. Signalons néanmoins que malgré la conduction par vallée X [2] pour des matériaux à gap indirect, il est possible dans le cas de l'AlAs pour des couches de faible épaisseur (< 20 Å) de négliger les transitions Γ -X et d'obtenir un transport prédominant par vallée Γ . Dans ce cas, on obtient pour l'AlAs en vallée Γ , une discontinuité de bande de conduction de 0.97 eV par rapport au GaAs et la masse effective des composés $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ est donnée par la relation [1]:

$$m^* = 0.067 + 0.083x. \quad (\text{II.2})$$

II.1.1.2. Substrat InP

La croissance en adaptation de maille sur substrat InP de composés ternaires à base d'Indium n'est possible que pour le $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ et l' $\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$. Pour la filière InP, l'utilisation du $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$, qui est un matériau à plus faible bande interdite que le GaAs et de plus faible masse effective, est naturellement intéressante. L' $\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$, qui est un matériau à gap direct, permet quant à lui d'obtenir des discontinuités supérieures au cas des ternaires $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ à gap direct : la barrière $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}/\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$ vaut environ 0.53 eV ce qui est plus du double par rapport à celle de l' $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}/\text{GaAs}$. Le tableau II.1 suivant donne les paramètres structuraux de ces deux matériaux à base d'indium. Les valeurs de gap (E_g) ainsi que les masses effectives des électrons (au point Γ à 300 K) ont été déterminées [3] par interpolation des paramètres binaires GaAs, AlAs, et InAs d'après les relations proposées par Adachi [4]:

| matériau | E_g (eV) | m^* |
|---|------------|--------|
| $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ | 0.77 | 0.0463 |
| $\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$ | 1.49 | 0.084 |

TABLEAU II.1: Valeurs de gap (E_g) et de masse effective réduite des électrons (m^*) au point Γ des matériaux ternaires GaInAs et AlInAs adaptés en maille sur substrat InP.

II.1.2. Croissance en désadaptation de maille

La croissance d'un matériau présentant un paramètre de maille différent de celui du substrat (matériau volumique qui impose son paramètre de maille) est néanmoins possible sous certaines conditions. L'importance de cette désadaptation permet de dissocier deux types de croissances, pseudomorphique et métamorphique.

II.1.2.1. Croissance pseudomorphique

La croissance pseudomorphique d'un matériau est envisageable quand celui-ci ne présente pas une désadaptation trop importante. Dans ce type de croissance, une déformation du réseau cristallin se produit de manière à conserver, dans le plan perpendiculaire à la croissance, le paramètre de maille imposé par le matériau le plus volumique (le substrat). Ces couches épitaxiées sont alors contraintes soit en compression (cas de GaInAs sur substrat GaAs) si le paramètre de maille du matériau épitaxié est supérieur à celui du substrat, soit en tension (cas de l'AlAs sur InP) dans le cas contraire. Cette croissance pseudomorphique est liée à la notion de longueur critique.

II.1.2.1.1. Longueur critique

L'insert de la figure II.3 représente de manière schématique la croissance pseudomorphique du $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}$ sur substrat GaAs. Le matériau $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}$ subit une déformation de sa maille cristalline, une compression dans le plan de l'interface avec le GaAs, et un étirement dans la direction de croissance. L'épaisseur de la couche contrainte ainsi épitaxiée ne peut néanmoins dépasser la longueur critique associée à ce matériau. En effet, la modification de la maille cristalline entraîne un stockage d'énergie élastique au sein de la couche contrainte pour des épaisseurs inférieures à cette longueur critique.

Mais dès lors que cette épaisseur devient trop importante (supérieure à la longueur critique) le matériau contraint a tendance à reprendre son propre paramètre de maille, ce qui se traduit par l'apparition de dislocations au niveau de la couche. La figure II.3 donne l'évolution de la longueur critique (L_c) en fonction du pourcentage d'indium (x) du $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}$ désadapté sur substrat GaAs, déterminée par le modèle de Matthews et Blakeslee [5]. On notera que plus le taux d'indium du composé $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}$ est important, plus la longueur critique est faible. Ceci traduit le désaccord de maille croissant du ternaire à mesure que l'on tend vers le matériau InAs ($x=1$) qui présente, quant à lui, un désaccord de maille relatif de 7.2%. Néanmoins, ce modèle n'est pas le seul à prévoir l'apparition de dislocations et un désaccord important existe entre les différents modèles. Il est à noter que cette notion de longueur critique associée à la croissance pseudomorphique dépend fortement des conditions de croissance et qu'en pratique seule l'expérimentation permet de connaître les limites réelles en terme d'épaisseur pour un matériau donné.

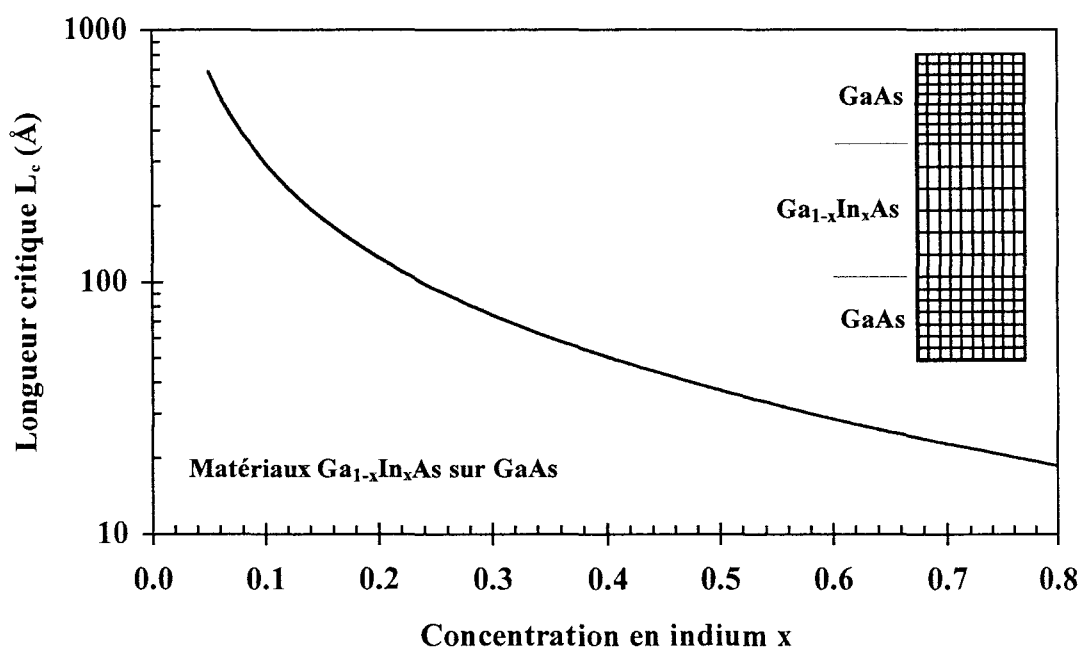


FIGURE II.3: Evolution de la longueur critique L_c du matériau $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}$ pseudomorphe sur substrat GaAs en fonction de la concentration en indium (x).

La croissance influe également sur les paramètres structuraux, que nous étudions à présent.

II.1.2.1.2. Paramètres structuraux

- GaAs:

Du fait des contraintes induites par la croissance pseudomorphe du $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}$ sur GaAs, Niki et al. ont montré que les variations du gap sont alors exprimées pour $x < 0.3$ à $T=300\text{K}$ par la relation suivante [6] :

$$E_g(x) = 1.424 - 1.115x \quad (\text{II.3})$$

De plus, on montre expérimentalement que la discontinuité de bande de conduction en fonction du taux d'indium x s'exprime par:

$$\Delta E_c = 0.75x \quad (\text{II.4})$$

La masse effective perpendiculaire est, quant à elle, comprise entre 0.06 et 0.067 pour $x < 25\%$.

- InP:

Dans le cas de l'InP, deux matériaux binaires peuvent être épitaxiés de manière pseudomorphique. L'AlAs, contraint sur $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ (en tension), permet la réalisation de barrière de potentiel importante avec une discontinuité de bande de conduction $\Delta E_c = 1.2 \text{ eV}$ et une masse effective associée de 0.11. L'InAs, comme on le verra dans la suite de ce chapitre, peut quant à lui servir à la réalisation d'un puits enterré. Celui-ci présente une discontinuité de bande de conduction $\Delta E_c = -0.22 \text{ eV}$ par rapport au GaInAs adapté en maille sur InP [7].

II.1.2.2. Croissance métamorphique sur GaAs (à base d'antimoine)

II.1.2.2.1. Dislocations et couche tampon

Comme cela a été évoqué dans le paragraphe précédent, la croissance pseudomorphique de matériaux n'est possible que dans certaines conditions à savoir pour des épaisseurs de couches inférieures à une longueur critique et pour des désaccords pas trop importants de maille cristalline. Néanmoins, il est tout de même envisageable de faire croître des matériaux fortement désadaptés. On utilise pour se faire, une couche dite tampon dont le rôle est de contenir les dislocations engendrées par le fort désaccord de maille. Dans ces conditions, le matériau à épitaxier récupère sa maille intrinsèque par relaxation de contraintes. Pour les deux cas présentés ci-après, la couche tampon est réalisée par la croissance d'une couche épaisse d'InAs sur substrat GaAs qui présente un désaccord de maille de 7.2% avec parfois la présence d'un super réseau entre cette couche et le substrat.

II.1.2.2.2. InAs/AlSb

Ce système de matériau est intéressant du fait de la barrière de potentiel importante que l'on peut obtenir pour une hétérostructure de type II InAs/AlSb. Les paramètres matériaux pour ce type de diode à effet tunnel sont reportés dans le tableau II.2. On note la discontinuité de bande de conduction de 1,97 eV qui résulte du report prédominant de la différence de gap entre l'InAs et l'AlSb en bande de conduction. Un autre intérêt réside également dans le matériau InAs présente une masse effective faible et permet la réalisation d'excellent contact ohmique. Ce type de diode a été réalisé par croissance métamorphique et a démontré que la présence de dislocations issues de la désadaptation de 7.2% entre l'InAs et le GaAs n'affectait pas les caractéristiques tunnel résonnant [8]. De plus, ce type de diode représente la plus haute source à l'état solide avec des fréquences d'oscillation jusque 712 GHz [9].

| MATERIAU | GAP (eV) | ΔE_c (eV) | ΔE_v (eV) |
|----------|----------|-------------------|-------------------|
| InAs | 0.36 | Réf. | Réf. |
| AlSb | 2.22 | 1.97 | 0.11 |
| GaSb | 0.67 | 0.82 | 0.51 |

TABLEAU II.2: Paramètres structuraux pour le système de matériau à base d'antimoine.

II.1.2.2.3. InAs/AlSb/GaSb

Ce type de diode ne diffère de la précédente que par l'utilisation du GaSb comme matériau du puits quantique à la place de l'InAs. Ces paramètres structuraux sont également donnés dans le tableau II.2. Néanmoins, du fait d'un recouvrement local des bandes de conduction et de valence au niveau du puits de GaSb, ce type de diode est régi par un processus de conduction différent, l'effet tunnel résonnant intrabande qui sera explicité dans le paragraphe suivant. Une étude expérimentale très complète pour ce type de diodes a été réalisée dans la référence [10].

II.2. Modélisation

II.2.1. Effet tunnel résonnant interbande et intrabande

Suivant le type d'hétérostructures utilisées, plus précisément la zone active puits-double barrière, deux types d'effet tunnel résonnant peuvent être mis en évidence. La nature différente des processus de conduction mis en jeu dans ces structures est liée à l'agencement des bandes interdites des matériaux les uns par rapport aux autres.

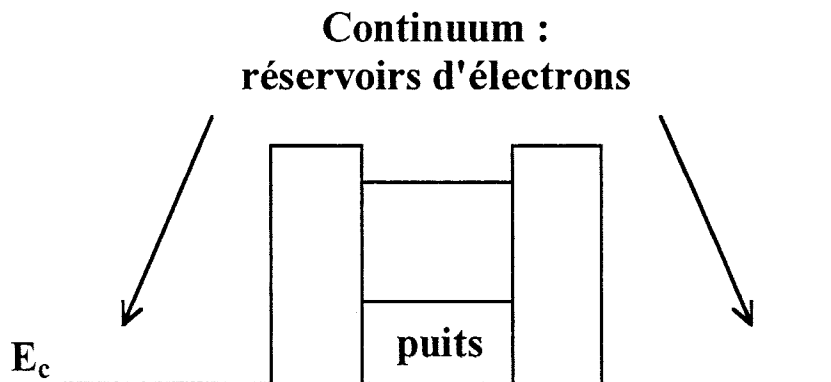


FIGURE II.4: Profil de potentiel schématique d'une diode à effet tunnel résonnant intrabande.

La figure II.4 représente schématiquement la zone active d'une diode à effet tunnel intrabande qui est la plus conventionnelle. Des hétérostructures de type I résultent de l'utilisation de matériaux tels le GaAs ou l'InP. La diode met en jeu un processus de conduction unipolaire entre les bandes de conduction des zones de contacts adjacentes à la zone active via la bande de conduction du puits quantique. Ceci explique que seul le profil de bas de bande de conduction ait été représenté.

Une illustration du profil du potentiel schématique d'une diode à effet tunnel résonnant interbande est donnée sur la figure II.5. Celle-ci utilise des hétérostructures de type II, obtenues dans la filière antimoine. On remarque, au niveau du profil de potentiel, un recouvrement des bandes de conduction de l'InAs et de valence au niveau du puits de GaSb. De ce fait, le processus de conduction est ici bipolaire avec un effet tunnel résonnant interbande de type électron-trou-électron via le premier niveau de trous légers [11].

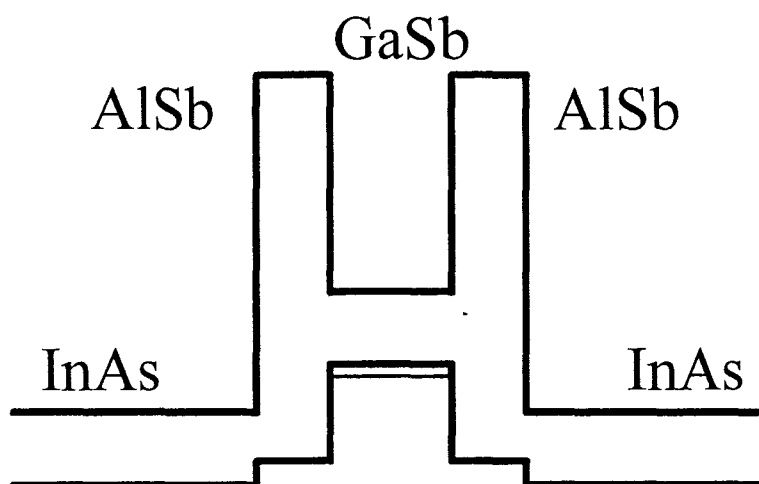


FIGURE II.5: Profil de potentiel schématique d'une diode à effet tunnel résonnant interbande.

Du point de vue modélisation, ces deux types d'effet tunnel résonnant se traitent de manière spécifique. Pour l'effet tunnel résonnant intrabande, une approche monobande est utilisée. Elle est basée sur la résolution de l'équation de Schrödinger mono-électron à une dimension, dans l'approximation de la masse effective qui s'écrit de manière générale :

$$-\frac{\hbar^2}{2} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{m_e^*(z)} \frac{\partial}{\partial z} \varphi(z) \right) + V(z)\varphi(z) = E_z \varphi(z) \quad (\text{II.5})$$

Dans ce cas, chaque matériau constitutif de l'hétérostructure est considéré comme un milieu équivalent caractérisé par sa masse effective m_e^* , ainsi que par sa bande interdite. L'association des matériaux se manifeste alors par des discontinuités de potentiel cristallin auxquelles vient s'ajouter la réaction de charge d'espace pour former un profil de potentiel théoriquement lentement variable à l'échelle atomique $V(z)$. La quantification en énergie est caractérisée par les solutions de l'équation différentielle précédente, permettant la détermination des états propres (fonction enveloppe $\varphi(z)$ et énergie $E(z)$).

De manière générale, les conditions de continuité sur la fonction enveloppe et sa dérivée première, s'appliquent en chaque point de la structure, pondérées comme suit par le changement de masse effective à chaque hétérojonction.

En $z = z_0$, on écrit :

$$\left\{ \begin{array}{l} \varphi(z_0^-) = \varphi(z_0^+) \\ \frac{1}{m_e^*(z_0^-)} \left(\frac{\partial}{\partial z} \varphi(z) \right)_{z_0^-} = \frac{1}{m_e^*(z_0^+)} \left(\frac{\partial}{\partial z} \varphi(z) \right)_{z_0^+} \end{array} \right. \quad (\text{II.6})$$

Dans le cas de l'effet tunnel résonnant interbande, il est nécessaire d'utiliser une approche multibande pour rendre compte de l'aspect bipolaire dans ce cas. Celle-ci est basée sur l'écriture de l'Hamiltonien proposée par Kane [12] pour un matériau volumique donné. Cet auteur considère une fonction d'onde comme une combinaison linéaire de fonctions caractéristiques de chaque bande (première bande de conduction et pour les bandes de valence trous légers, trous lourds et spin-orbite). Les pondérations prennent en compte les interactions entre ces différentes bandes. Dans le cas d'un modèle à deux bandes, bandes de conduction et trous légers, l'équation de Schrödinger s'écrit alors :

$$H\Psi = E\Psi \quad \text{avec} \quad H = \begin{bmatrix} 0 & -\sqrt{\frac{2}{3}}Pp_z \\ -\sqrt{\frac{2}{3}}Pp_z & -E_g \end{bmatrix}, \quad p_z = -i\hbar \frac{\partial}{\partial z} \quad \text{et} \quad \Psi = \begin{bmatrix} \psi_c \\ \psi_v \end{bmatrix} \quad (\text{II.7})$$

où la quantité P représente l'interaction entre la première bande de conduction et la bande de valence de trous légers. ψ_c et ψ_v sont les fonctions associées respectivement à chacune des deux bandes. L'application de ce modèle multibande aux cas des hétérostructures est due à Bastard [13,14]. Ainsi pour un profil de potentiel quelconque caractérisé par $E_c(z)$ et $E_v(z)$ qui prennent en compte à la fois le potentiel électrostatique et le potentiel cristallin, le système à résoudre devient :

$$\begin{bmatrix} E_c(z) - E & \sqrt{\frac{2}{3}}P\hbar k_z \\ \sqrt{\frac{2}{3}}P\hbar k_z & -E_g + E_v(z) - E \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \psi_c \\ \psi_v \end{bmatrix} = 0 \quad (\text{II.8})$$

E_g est la largeur de bande interdite du matériau de référence choisi pour calculer les discontinuités de potentiel cristallin. La continuité du courant est alors assurée localement par :

* la continuité de ψ

* la continuité de $\frac{1}{E_g + E - E_v(z)} \frac{d\psi}{dz}$

Des études sur l'effet tunnel résonnant interbande sont actuellement en cours au sein de l'équipe sur des structures InAs/AlSb/GaSb/AlSb/InAs à l'aide des outils numériques précités [15]. Précisons enfin que la notion d'effet multibande peut être également appliquée à des structures unipolaires. C'est en particulier le cas pour la description des effets de mélange entre les vallées G et X pour les structures GaAlAs à gap indirect (voir § II.1.1.1.)

II.2.2. Notions de base pour la modélisation

II.2.2.1. Confinement électronique et niveaux quasi liés

Comme cela a déjà été évoqué au cours du premier chapitre, la réalisation d'une structure puits-double barrière induit au sein du puits quantique l'existence de niveaux d'énergie discrets. Les électrons seront donc confiner entre les barrières de potentiel sur ces mêmes niveaux. Dans une situation de confinement strict, les électrons n'ont pas la possibilité de s'échapper du puits de potentiel (du fait de barrières très épaisses). On parle alors de niveaux d'énergie liés. L'aspect ouvert de la structure diode à effet tunnel résonnant, du fait de la présence d'un continuum d'énergie de part et d'autre de la zone active ainsi que de la relative transparence des barrières assez fines, entraîne un couplage entre le puits et les zones de contacts adjacentes. Les niveaux d'énergie, sur lesquels on peut définir un temps de résidence fini pour les électrons, sont alors quasi-liés. La détermination de ces états quantiques se fait par le biais de la transmission de cette structure.

II.2.2.2. Transmission

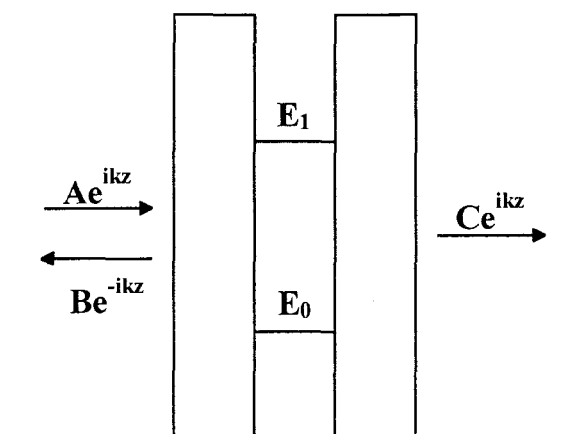


FIGURE II.6: Profil de potentiel schématique d'une diode à effet tunnel résonnant intrabande.

La détermination des états quantiques d'une diode à effet tunnel résonnant intrabande passe par la résolution de l'équation de Schrödinger à une dimension dans l'approximation de la masse effective. L'approche est généralement monobande, hormis le cas de l'AlSb/InAs/AlSb. En effet, pour cette structure, une approche multibande est plus exacte, du fait de la présence du haut de la bande de valence au sein de la barrière, proche du niveau résonnant.

Le calcul des propriétés de transmission des structures du type de celle donnée figure II.6 peut être effectué par un formalisme de type matrice de transfert ou par résolution directe de l'équation de Schrödinger. Dans les deux cas, un choix adapté des conditions aux limites est nécessaire. Pour la plupart des situations envisagées dans ce travail, on fera l'hypothèse d'ondes planes de part et d'autre de la structure comme l'illustre la figure II.6.

II.2.2.2.1. Matrices de transfert

De manière générale, le formalisme de type matrice de transfert réside dans l'établissement de relations matricielles reliant les coefficients complexes des ondes incidentes et réfléchies de chaque zone distincte de la structure. Suivant les zones considérées, on peut exprimer la fonction d'onde par la superposition d'ondes planes dont la nature est déterminée par la différence entre l'énergie considérée et l'énergie potentielle : celles-ci sont soit propagatives ($A\exp(ikz)$ et/ou $B\exp(-ikz)$) pour des zones de type puits, soit évanescentes ($A\exp(\alpha z)$ et/ou $B\exp(-\alpha z)$) pour des zones de type barrière.

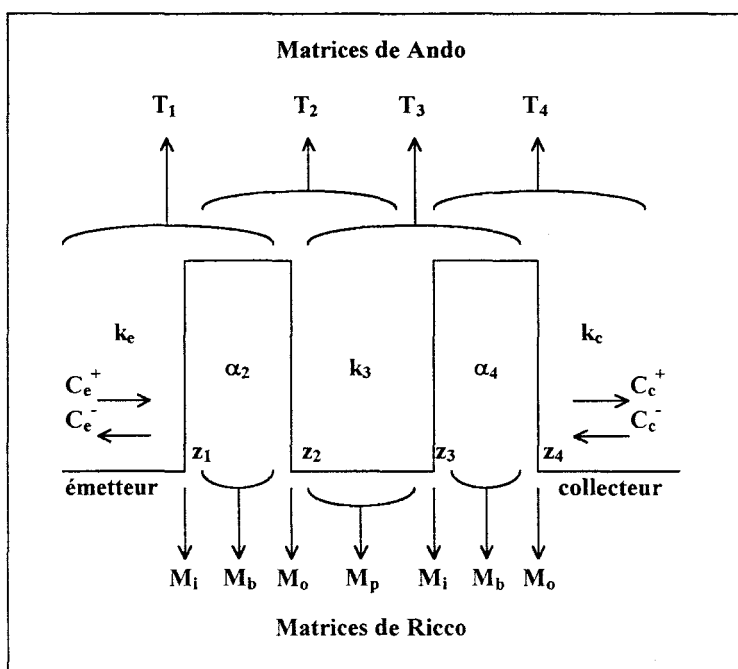


FIGURE II.7: Décomposition d'une structure double barrière non polarisée pour un traitement par matrices de Ando (T_j) ou par matrices de Ricco (M_i et M_o pour les interfaces, M_b et M_p pour les zones à potentiel plat).

D'un point de vue numérique, le potentiel est discrétisé en marches d'escalier. Dans ces conditions, la fonction d'onde s'écrit dans chaque intervalle comme précédemment. Le raccordement à chaque pas de discrétisation est assuré par les conditions de continuité de la fonction d'onde et de sa dérivée première pondérée par sa masse. Ceci permet de définir les différentes matrices de transfert et par la même la matrice globale pour la structure qui résulte du produit de ces différentes matrices élémentaires.

La figure II.7 illustre le traitement d'une structure double barrière non polarisée par les approches matricielles développées par Ando [16] et par Ricco [17]. Dans le premier cas, chaque matrice élémentaire s'applique à deux régions englobant une discontinuité et la matrice globale est obtenue par le produit des matrices T_j ($j=1$ à 4). Les matrices de Ricco, quant à elles, permettent de s'affranchir de la dépendance exponentielle des éléments des matrices T_j précédentes en fonction de la position des discontinuités z_j , qui peut entraîner des instabilités numériques, par l'utilisation de matrices d'interface (M_i, M_o) et de propagation (M_b, M_p).

Une fois le calcul de la matrice globale effectuée, un choix judicieux des coefficients C_e^+ , C_e^- , C_c^+ et C_c^- aux extrémités de la structure, notamment en supposant l'absence de réflexion en sortie, permet de déterminer la fonction d'onde dans les zones émetteur et collecteur. La transmission s'exprime par le rapport entre les modules au carré de l'onde transmise au collecteur C_c^+ et de l'onde incidente à l'émetteur C_e^- pondéré par le rapport des vitesses :

$$T = \left| \frac{C_c^+}{C_e^-} \right|^2 \frac{k_c m^*(z_e)}{k_e m^*(z_c)} \quad (\text{II.9})$$

où k_e et k_c expriment respectivement les vecteurs d'ondes dans le sens du transport pour les zones d'émetteur et de collecteur. $m^*(z_e)$ et $m^*(z_c)$ sont les masses effectives dans ces mêmes zones.

II.2.2.2.2. Résolution directe de l'équation de Schrödinger

L'équation de Schrödinger, équation différentielle du second degré, peut être résolue directement par le biais d'un système à deux équations couplées du premier degré donné ci-après:

$$\begin{cases} \frac{\partial Y_1(z)}{\partial z} = m^*(z) \frac{\sqrt{2qm_0}}{\hbar} Y_2(z) \\ \frac{\partial Y_2(z)}{\partial z} = m^*(z) \frac{\sqrt{2qm_0}}{\hbar} \frac{V(z) - E}{q} Y_1(z) \end{cases} \quad (\text{II.10})$$

Avec le changement de variable suivant :

$$Y_1(z) = \varphi(z), Y_2(z) = \frac{1}{m^*(z)} \frac{\hbar}{\sqrt{2qm_0}} \frac{\partial \varphi(z)}{\partial z}$$

Pour la résolution proprement dite, en considérant des ondes planes dans les zones émetteur et collecteur, il est possible de déterminer la fonction d'onde par la méthode de Runge-Kutta [18] ou la méthode des prédicteurs-correcteurs [19].

En fait, Y_1 et Y_2 sont déterminés en chaque pas de discrétisation et en particulier dans la zone d'émetteur. Ceci permet alors de connaître les coefficients complexes des ondes incidente C_e^+ et réfléchie C_e^- de l'émetteur à partir des relations suivantes :

$$\begin{aligned} C_e^+ &= \frac{1}{2} \left(Y_1(z_e) + m^*(z_e) \frac{\sqrt{2qm_0}}{i\hbar k_e} Y_2(z_e) \right) \\ \text{et } C_e^- &= \frac{1}{2} \left(Y_1(z_e) - m^*(z_e) \frac{\sqrt{2qm_0}}{i\hbar k_e} Y_2(z_e) \right) \end{aligned} \quad (\text{II.11})$$

La transmission est obtenue par l'équation II.9 en considérant une amplitude unitaire de l'onde transmise $C_e^+ = 1$.

II.2.2.3. Réaction de charge d'espace

Jusqu'à présent, les allures des profils de potentiel présentées l'ont été de manière schématique sans tenir compte des transferts électroniques qui s'opèrent entre deux matériaux juxtaposés pouvant être de nature et de niveau de dopage différents. La prise en compte des effets de réaction de charge d'espace passe par la résolution de l'équation de Poisson qui s'écrit de manière générale pour un potentiel $V(z)$:

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(\varepsilon(z) \frac{\partial}{\partial z} V(z) \right) = -q \left(N_D^+(z) - N_A^-(z) + p(z) - n(z) \right) \quad (\text{II.12})$$

où ε représente la permittivité du matériau semi-conducteur, N_D^+ et N_A^- les concentrations respectives de donneurs et d'accepteurs ionisés et p et n désignent les concentrations de trous et d'électrons libres. Cette équation permet d'accéder à un profil de potentiel typique d'une diode à effet tunnel résonnant intrabande qui est donné figure II.8. Ce profil met en évidence des courbures de bande marquées, induites par la réaction de charge d'espace. On notera que ce potentiel présente au niveau de l'émetteur une barrière de potentiel électrostatique résultant de la diffusion entre la zone de contact fortement dopée et la zone adjacente moins dopée.

Les variations spatiales de potentiel montrent également des zones d'accumulation et de désertion respectivement en amont (émetteur) et en aval (collecteur) de la zone puits double barrière pour une structure sous polarisation. Cette zone d'accumulation de faible dimension s'accompagne de plus d'un effet de confinement et donc de l'apparition de niveaux d'énergie discrets dans ce puits quasi-triangulaire.

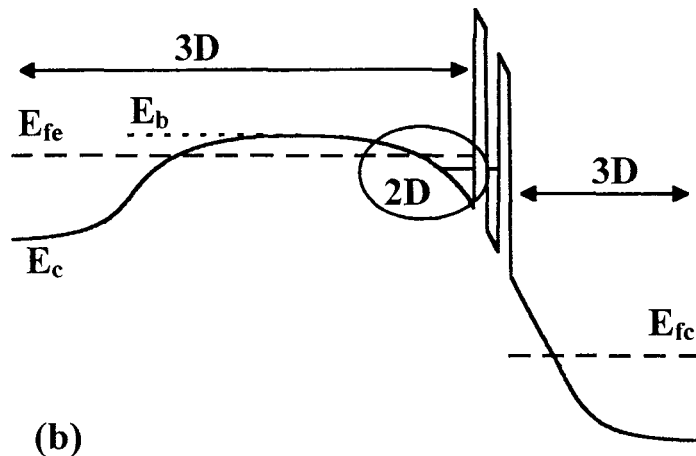


FIGURE II.8: Exemple typique de profil de potentiel avec prise en compte de la réaction de charge d'espace.

II.2.3. Caractéristique de conduction

II.2.3.1. Potentiel auto-cohérent

Comme cela a déjà été évoqué précédemment, la détermination du potentiel électrostatique nécessite la résolution de l'équation de Poisson. De plus la prise en compte des effets de réaction de charge d'espace au niveau de ce potentiel passe par la connaissance des densités de porteurs libres.

L'inter-dépendance de la concentration de porteurs libres et du profil de potentiel oblige donc à résoudre de manière auto-cohérente l'équation de Poisson avec une statistique de type Fermi-Dirac (zone en équilibre thermodynamique local). Cette statistique peut être exprimée de façon différente suivant la dimensionnalité de la zone considérée.

Le traitement simultané de zones 3D et 2D est de manière générale complexe mais peut être simplifié par l'approximation de Thomas-Fermi. Celle-ci néglige les charges qui participent à la conduction (approximation de courant nul) pour résoudre l'équation de Poisson. Par contre les densités locale $n(z)$ et fixe $N_D(z)$ seront prises en compte.

II.2.3.1.1. Modèle Thomas-Fermi

Ce modèle, qui a fait partie d'un travail de thèse de l'équipe [20], considère que la densité électronique n'est localement fonction que de la différence entre le bas de la bande de conduction et le niveau de fermi, supposé plat dans les zones en équilibre thermodynamique. La répartition des porteurs est donnée par la relation suivante :

$$n(z) = N_c F_{1/2} \left(\frac{E_F - E_c(z)}{k_B T} \right) \quad (\text{II.13})$$

où $N_c(z) = 2 \left(\frac{m_e^*(z) k_B T}{2\pi^2 \hbar^2} \right)^{3/2}$ est la densité d'états effective de bande de conduction et

$$F_{1/2}(\eta) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^\infty \frac{\varepsilon^{1/2}}{1 + \exp(\varepsilon - \eta)} d\varepsilon \text{ l'intégrale de Fermi-Dirac avec } \varepsilon = \frac{E - E_c(z)}{k_B T}$$

D'un point de vue numérique, la résolution de l'équation de Poisson est basée sur la méthode du double balayage de Choleski. Cette approche semi-classique ne tient compte que de contributions tridimensionnelles et l'aspect bidimensionnel n'est traduit que par le spectre de transmission globale de la structure.

II.2.3.1.2. Modèle quantique

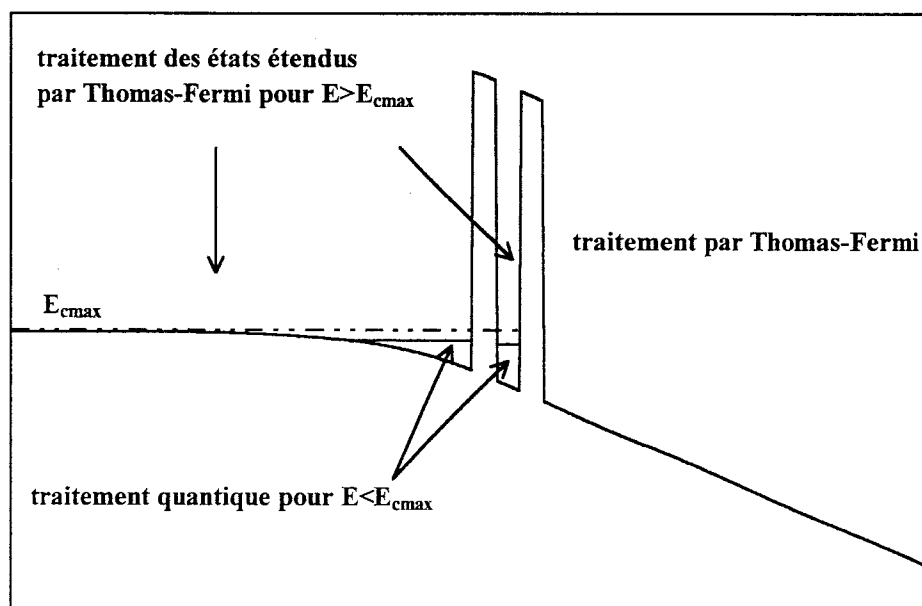


FIGURE II.9: Distinction des zones d'énergie pour le traitement autocohérent par le modèle quantique.

Contrairement au modèle précédent, le modèle quantique traite de manière spécifique l'aspect bidimensionnelle de la zone d'accumulation [21]. Concrètement, ce modèle distingue deux zones d'énergies qui seront traitées de manière différente comme l'illustre la figure II.9.

L'approche semi-classique tridimensionnelle précédente sera appliquée pour les états étendus d'énergie supérieure à $E_{c,max}$, définie sur la figure II.9, alors que la zone d'accumulation qui présente des états quantifiés sera traitée par une approche bidimensionnelle mettant en jeu la résolution de l'équation de Schrödinger. Ainsi, la répartition de porteurs dans la zone d'accumulation est exprimée par :

$$n(z) = n_{2D}(z) + n_{3D}(z)$$

$$\text{avec } n_{2D}(z) = \frac{m_e^*}{\pi \hbar^2} k_B T \sum_i \ln \left(1 + \exp \left(\frac{E_F - E_i}{k_B T} \right) \right) |\varphi_i(z)|^2 \quad (\text{II.14})$$

$$\text{et } n_{3D}(z) = N_c(z) F_{1/2} \left(\frac{E_F - E_{c,max}}{k_B T} \right)$$

où E_i représente l'énergie du i ème niveau quantique et $|\varphi_i(z)|^2$ la probabilité de présence qui lui est associée.

II.2.3.2. Expression du courant

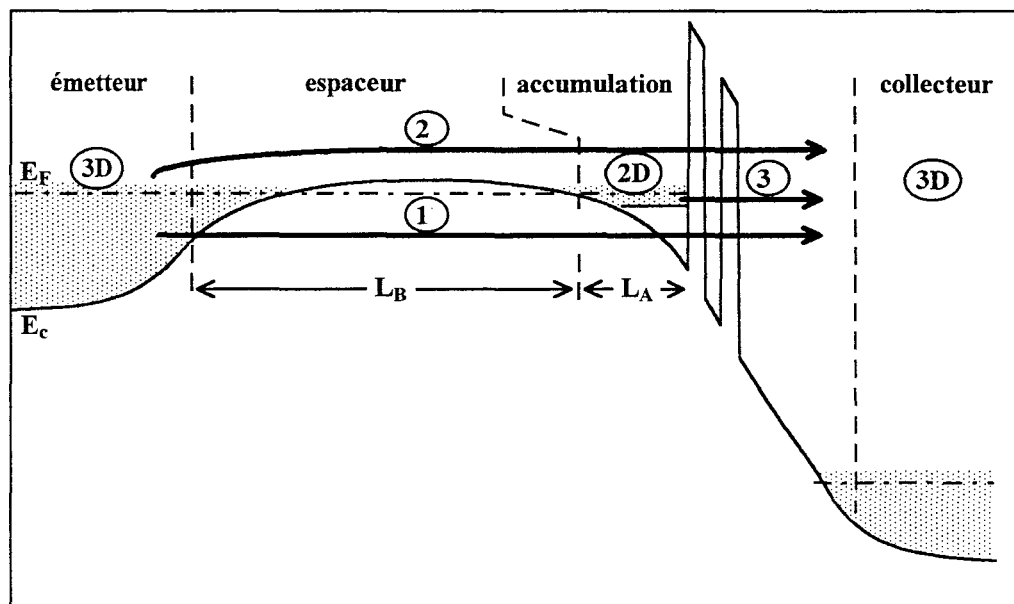


FIGURE II.10: Profil de bas de bande de conduction type d'une diode à effet tunnel résonnant. Trois contributions au courant sont envisagés : les chemins 1 et 2 correspondent au courant dit tridimensionnel (transition 3D-3D), et le chemin 3 au courant dit bidimensionnel (transition 2D-3D).

La figure II.10 qui représente un profil type de bas de bande de conduction d'une diode à effet tunnel résonnant permet d'illustrer les différents mécanismes de conduction mis en jeu dans cette structure. Deux contributions distinctes peuvent être définies suivant la dimensionnalité des zones émettrices mises en jeu.

Un courant tridimensionnel (J_{3D}) résulte du transport électronique par effets tunnel ou thermoionique de l'émetteur vers le collecteur. Les transitions mises en jeu ici sont de type 3D-3D et sont illustrées par les chemins 1 et 2. On peut également définir le courant bidimensionnel (J_{2D}) qui s'effectue de la zone d'accumulation vers le collecteur (transition 2D-3D) par le chemin 3.

II.2.3.2.1. Courant 3D

Cette contribution est calculée à partir du modèle de Thomas-Fermi cité précédemment. La densité de courant tridimensionnel s'exprime dès lors par :

$$J(V) = \frac{qm_e^* k_B T}{2\pi^2 \hbar^3} \int T(E, V) F(E, V) dE \quad (\text{II.15})$$

avec

$$F(E, V) = \ln \left(\frac{1 + \exp((E_F - E) / k_B T)}{1 + \exp((E_F - qV - E) / k_B T)} \right)$$

$T(E, V)$ est le coefficient de transmission de la structure déterminé à partir de la résolution de l'équation de Schrödinger. $F(E, V)$ est appelée fonction d'alimentation. Obtenue en supposant une distribution de Fermi-Dirac, celle-ci traduit le nombre de porteurs issus de l'émetteur et du collecteur qui participent à la conduction à travers la structure, compte tenu des états occupés ou libres des réservoirs tridimensionnels aux deux extrémités de la structure.

II.2.3.2.2. Courant 2D

Cette contribution est calculée à l'aide du traitement quantique présenté précédemment. La densité de courant bidimensionnelle s'exprime dans ce cas par :

$$J(V) = q \sum_i \frac{n_{si}}{\tau_i} \quad (\text{II.16})$$

$$\text{où } n_{si} = \frac{m_e^*}{\pi \hbar^2} k_B T \ln \left(1 + \exp \left(\frac{E_{FE} - E_i}{k_B T} \right) \right)$$

représente la densité surfacique de charges sur le i ème niveau quantique de la zone d'accumulation et τ_i le temps de durée de vie des électrons sur celui-ci déduit de la largeur à mi-hauteur des pics de la densité locale d'états.

II.2.3.3. Comparaison des modèles semi-classique et quantique

Nous venons de voir plusieurs types de modèles semi-classique ou quantique, permettant de décrire les différentes contributions à la conduction dans des structures de type tunnel résonnant. Avant d'appliquer ces modèles à l'optimisation des structures, il nous semble intéressant de juger de la validité de ces approches en comparant les profils de densités locales de charge, les cartes de potentiel et enfin les caractéristiques de conduction. Des premiers éléments d'information ont déjà été apportés dans le cadre d'un travail de thèse précédent [22]. Nous chercherons ici à orienter nos études sur les structures fabriquées en pratique, à base notamment d'hétérostructures triple-puits épitaxiées sur GaAs. L'accentuation du caractère bidimensionnel de l'injection de porteurs, dans ce cas, est réalisée par l'utilisation dans la zone émetteur d'une perturbation locale de potentiel qui forme ainsi en amont de la première barrière un prépuits cristallin.

II.2.3.3.1. Potentiel et densité de porteurs

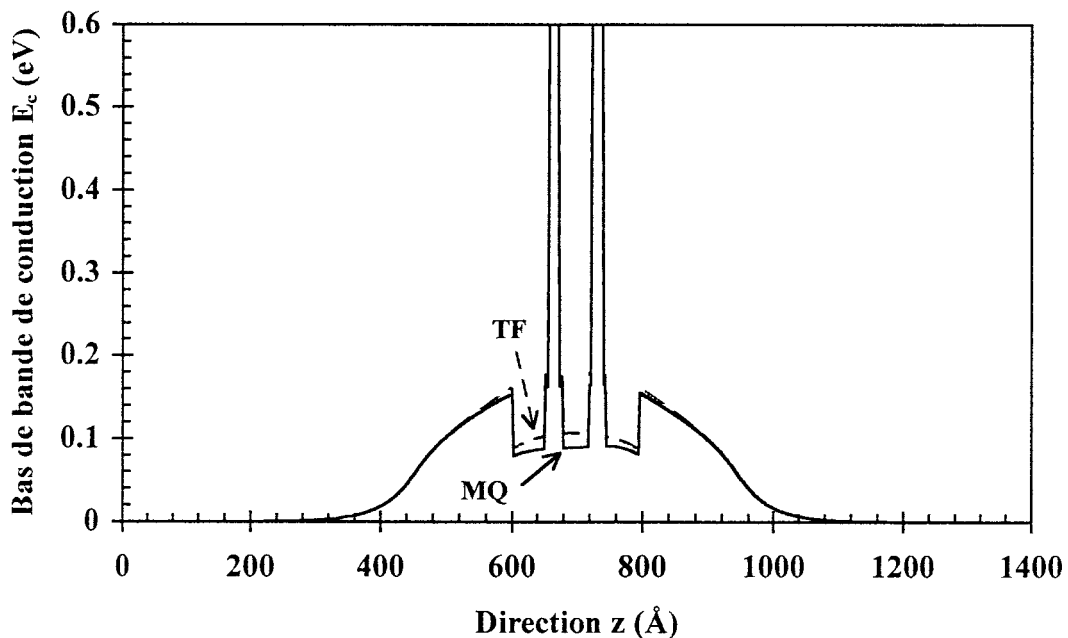


FIGURE II.11 : Profils de bas de bande de conduction de la structure triple puits-double barrière calculés à l'équilibre, et à $T=300$ K, dans l'approximation de Thomas-Fermi (trait pointillé), et par le modèle quantique (trait plein).

La figure II.11 montre les profils de bas de bande de conduction à l'équilibre obtenus par le modèle semi-classique Thomas-Fermi (TF) et par le modèle quantique (MQ). Ces profils ne présentent pas de différence notable hormis une légère surestimation de la réaction de charge d'espace par la méthode TF.

Par contre, si l'on s'intéresse maintenant à l'évolution de la densité électronique au sein de la structure qui est reportée sur la figure II.12 pour une polarisation de 1V, on constate que le modèle Thomas-Fermi induit des sauts de densité au niveau des interfaces entre matériaux. Ceci résulte de la non prise en compte de la pénétration des porteurs dans les zones classiquement interdites.

Dans le cas du modèle quantique, aucune discontinuité n'apparaît et la densité électronique présente un maximum qui est repoussé d'à peu près 30 Å de la première barrière du fait de l'effet répulsif de la discontinuité de potentiel. De plus, on peut s'attendre à un confinement majoritaire de la charge sur le niveau fondamental du prépuits. En effet, l'allure de $n(z)$ est caractéristique d'une probabilité de présence présentant un seul maximum dans la zone quantique. D'une manière générale, la méthode semi-classique tend également à surestimer la quantité de charges accumulées.

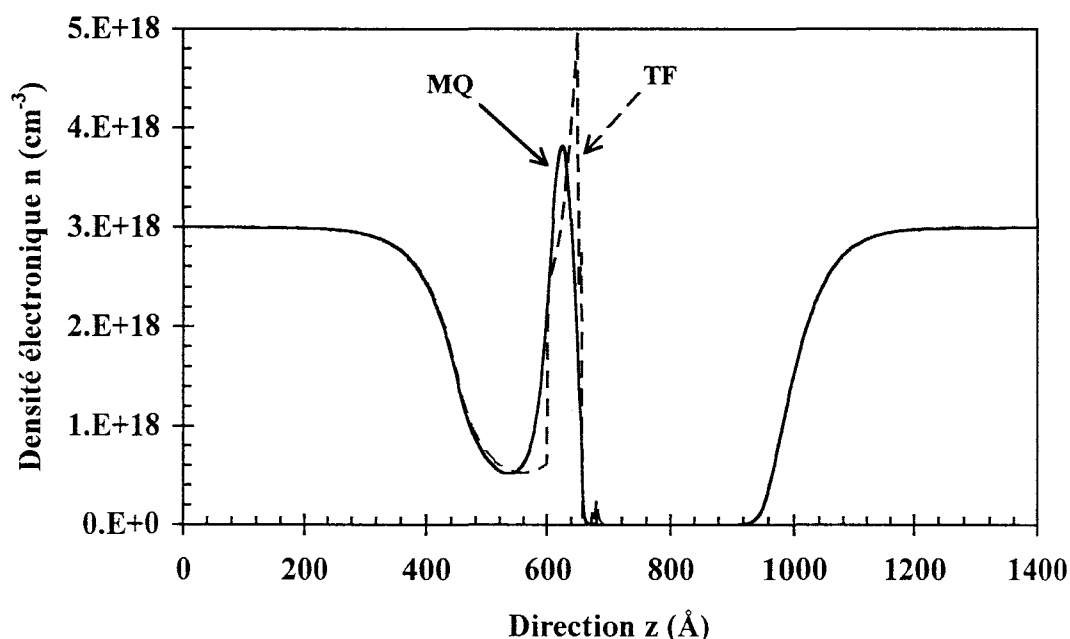


FIGURE II.12 : Répartitions de la densité de porteurs libres dans la structure triple puits double barrière polarisée à $V_p=1V$ calculées à 300 K dans l'approximation de Thomas-Fermi (trait pointillé), et par le modèle quantique (trait plein).

II.2.3.3.2. Charge accumulée et temps fuite

La figure II.13 représente les évolutions, en fonction de la tension appliquée, de la densité surfacique de la charge n_s piégée dans le prépuits et du temps de résidence des porteurs au niveau de ce prépuits.

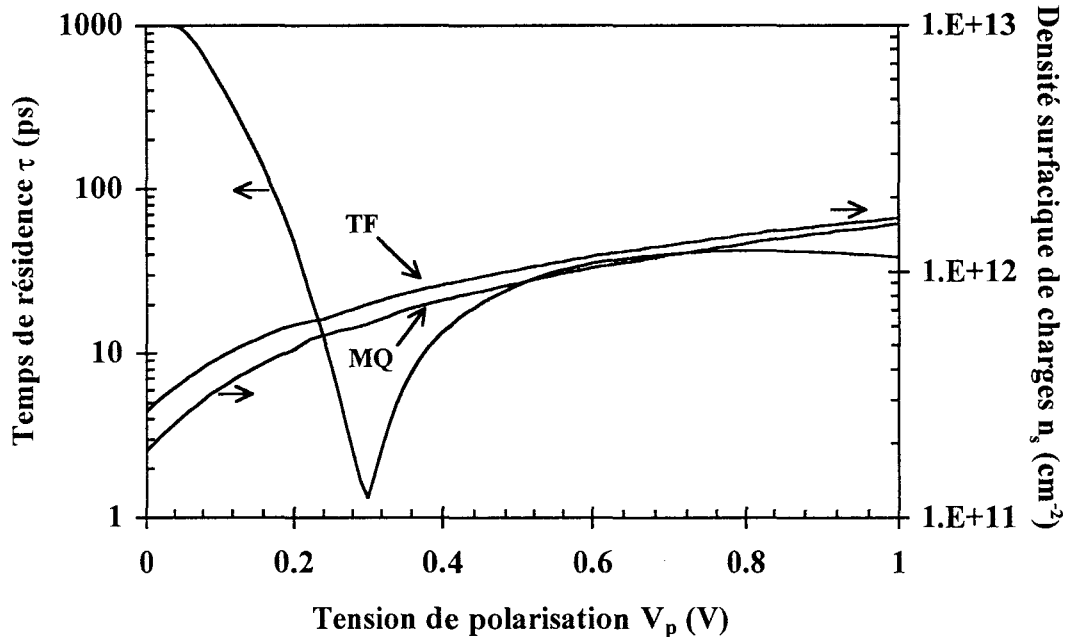


FIGURE II.13 : Evolutions du temps de résidence des porteurs dans le pré-puits, et de la densité surfacique de charges qui s'y est accumulée. Cette dernière a été calculée dans l'approximation de Thomas-Fermi (TF) et par le modèle quantique (MQ).

On remarque que la densité surfacique de charge n_s augmente de façon monotone avec la tension appliquée. n_s est sensiblement identique pour les deux modèles avec un écart moyen de 10%, avec de nouveau une légère surestimation de l'accumulation obtenue par le modèle Thomas-Fermi. L'évolution du temps de vie des porteurs en fonction de la tension présente un aspect résonnant. Ce dernier correspond à la mise en regard des niveaux quantiques du prépuits et du puits central.

Sous faible polarisation, le temps de résidence du niveau fondamental du prépuits est relativement élevé et traduit un confinement important pour des conditions proches de l'équilibre (barrière électrostatique à gauche et zone puits-double barrière opaque à droite). A polarisation croissante, on tend à coupler le prépuits et le puits de la double barrière, ce qui induit une diminution du temps de résidence. Ce temps de résidence présente un minimum à la tension pic $V_p \approx 0,3$ V de l'ordre de la picoseconde. On peut considérer ici que le puits central impose son temps caractéristique aux porteurs du prépuits avec une fuite des porteurs qui s'effectue à travers la seconde barrière. En effet, cette situation représente l'anticroisement des niveaux quantiques du prépuits et du puits central avec des probabilités

de présence partagées entre les deux puits. Pour des tensions supérieures à cette tension pic, le temps de résidence tend vers une valeur de 50 ps, plus faible qu'à l'équilibre, du fait du confinement à droite moins important suite à la chute de tension dans la zone puits double barrière.

II.2.3.3.3. Caractéristiques courant-tension

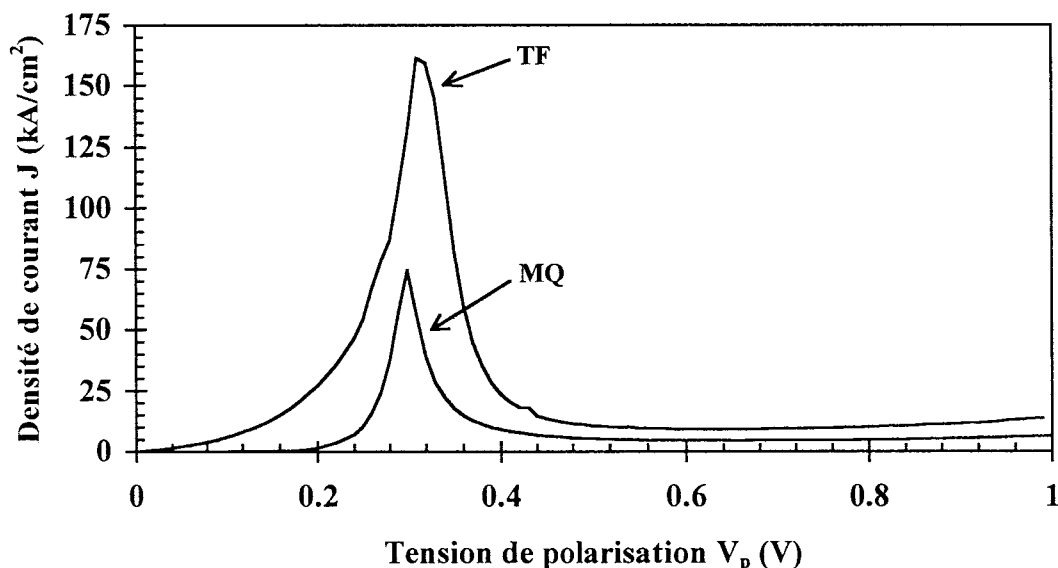


FIGURE II.14: Caractéristiques de conduction de la structure triple puits-double barrière calculées en considérant une injection tridimensionnelle (TF), et en considérant une injection bidimensionnelle (MQ).

La figure II.14 représente l'évolution de la densité de courant en fonction de la tension appliquée à la structure triple puits. On remarque une description sensiblement identique pour les deux modèles en terme de tension pic. Cependant, la densité de courant pic est deux fois plus importante dans le cas du modèle Thomas-Fermi que dans celui du modèle quantique.

II.3. Conception et optimisation des couches tunnel résonnant

II.3.1. Objectifs

Dans le contexte de l'association de diodes à effet tunnel résonnant et de transistors, analysé au cours du premier chapitre, qui permet l'optimisation séparée de ces différentes structures, on s'est intéressé à la conception de RTD en vue d'applications en logique.

L'aspect ultra-rapide des applications visées, ainsi que la nécessité d'une faible puissance consommée, permet d'identifier les caractéristiques que doivent présenter ces diodes:

- J_{pic} élevées ($> 100 \text{ kA/cm}^2$)
- rapports courant pic sur courant vallée élevés (PVCR)
- V_{pic} faibles

Dans le but d'obtenir ces caractéristiques, deux types de structures ont été étudiées mettant en jeu les systèmes de matériaux GaAs et InP et utilisant de manière systématique des perturbations de potentiel. L'optimisation de ces structures épitaxiales a été réalisée par l'étude des influences des largeurs de puits, des épaisseurs de barrières et des niveaux de dopage des zones de contacts sur les caractéristiques de conduction $J(V)$. Ces caractéristiques ont été obtenues dans les deux cas par résolution de l'équation de Schrödinger, dans l'approximation de Thomas-Fermi. Cette technique, bien que moins précise que celle du modèle quantique, se révèle plus appropriée à l'optimisation des structures. Il faudra cependant garder à l'esprit les limites de ce modèle semi-classique.

II.3.2. Perturbation de potentiel sur InP

II.3.2.1. Intérêt du puits enterré

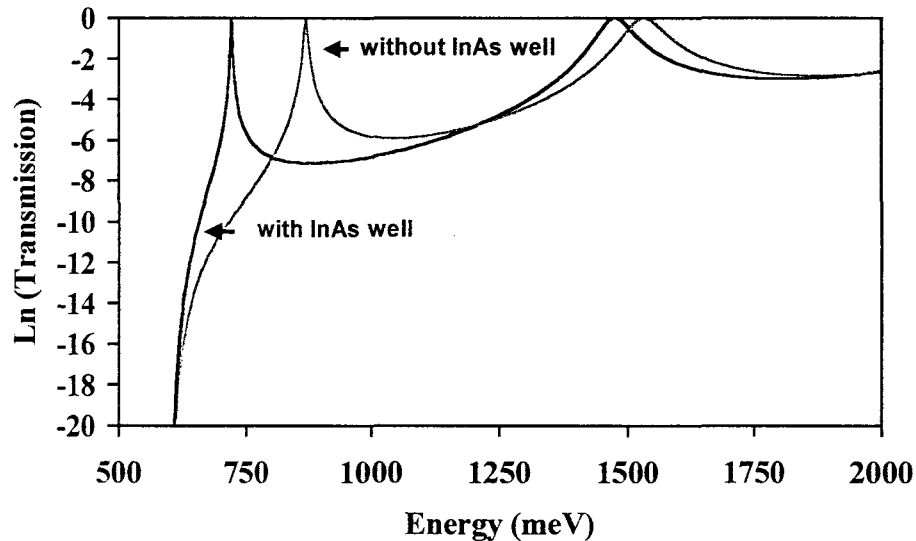


FIGURE II.15: Spectre de transmission en fonction de l'énergie de deux types de diodes à effet tunnel résonnant: avec et sans insertion d'une perturbation d'InAs au sein du puits d'InGaAs.

Ce type de structure a été proposée à l'origine dans la référence [7]. L'intérêt premier de l'insertion d'une perturbation de potentiel d'InAs au sein du puits quantique d'InGaAs est illustré sur la figure II.15. Celle-ci représente le spectre de transmission en fonction de l'énergie des deux types de RTD, avec et sans puits enterré d'InAs.

Il est évident au vu du décalage des niveaux quantiques du puits vers les basses énergies que l'on pourra obtenir, du fait de ce puits enterré d'InAs, des tensions pics plus faibles que dans le cas de la RTD pseudomorphique classique. Un second intérêt de cette structure, également apparent sur ces évolutions, est l'écartement des niveaux quantiques. Ceci permet d'envisager une augmentation du rapport courant pic sur courant vallée du fait de l'écart accru entre le niveau fondamental, qui détermine la conduction de la diode jusqu'au pic, et le premier niveau excité qui est un des facteurs d'apparition du courant vallée.

II.3.2.2. Etude paramétrée

| | | | |
|----------------|--|--|--------|
| Contact layer | In _{0.53} Ga _{0.47} As | 2.10 ¹⁹ at.cm ⁻³ | 500 Å |
| Cladding layer | In _{0.53} Ga _{0.47} As | 1.10 ¹⁸ at.cm ⁻³ | 1000 Å |
| Spacer | In _{0.53} Ga _{0.47} As | u.d | 20 Å |
| Barrier | AlAs | u.d | 14 Å |
| Well | In _{0.53} Ga _{0.47} As | u.d | 10 Å |
| | InAs | u.d | 30 Å |
| | In _{0.53} Ga _{0.47} As | u.d | 10 Å |
| Barrier | AlAs | u.d | 14 Å |
| Spacer | In _{0.53} Ga _{0.47} As | u.d | 20 Å |
| Cladding layer | In _{0.53} Ga _{0.47} As | 1.10 ¹⁸ at.cm ⁻³ | 1000 Å |
| Contact layer | In _{0.53} Ga _{0.47} As | 2.10 ¹⁹ at.cm ⁻³ | 500 Å |

FIGURE II.16: Structure épitaxiale sur substrat InP d'une RTD pseudomorphique avec puits enterré d'InAs.

La conception d'une diode à effet tunnel résonnant sur InP, présentant à la fois une haute densité de courant pic, un rapport courant pic sur courant vallée important ainsi qu'une faible tension pic, a été réalisée à partir de la structure épitaxiale initiale présentée sur la figure II.16. Cette séquence épitaxiale consiste, comme dans le cas d'une RTD pseudomorphique classique, en zones de contacts fortement dopées (émetteur et collecteur), d'injection et de collection modérément dopés et d'espaces non dopés d'InGaAs adaptés en maille sur InP de part et d'autre de la zone active (puits-double barrière).

La spécificité de la structure étudiée ici réside dans l'insertion au sein même du puits quantique d'une perturbation de potentiel à l'aide d'une couche d'InAs. Les couches de 10 Å d'In_{0.53}Ga_{0.47}As de part et d'autre servent de transitions lors de la croissance. La forte discontinuité de bande de conduction des barrières d'AlAs ($\Delta E_c \approx 1.2$ eV) [23] nécessaire à l'obtention d'un contraste de conduction élevé, est amélioré par la présence du puits enterré d'InAs. Les faibles épaisseurs de ces barrières (14 Å \approx 5 monocouches) sont quant à elles nécessaires pour atteindre de hautes densités de courant.

La figure II.17 montre l'évolution des densités de courants pic et vallée de cette structure pour différentes largeurs de barrières d'AlAs. Ceci permet dans un premier temps de connaître les densités de courant pic que l'on peut espérer obtenir, par exemple $J_p \# 100 \text{ kA/cm}^2$ pour une largeur de barrière de 14 \AA . On retrouve également la dépendance exponentielle des densités de courant en fonction de la largeur de barrière, démontrée expérimentalement [24]. L'augmentation de J_{pic} , à mesure que la largeur de barrière diminue, traduit directement l'influence de cette dernière sur la transmission de la structure. Rappelons que la densité de courant est liée au produit de cette transmission par la fonction d'alimentation.

On notera également que $J_{\text{vallée}}$ augmente plus rapidement que J_{pic} avec la diminution de la largeur de barrière. Ceci met en évidence le compromis entre la densité de courant pic (J_{pic}) et le rapport courant pic sur courant vallée (PVCR: Peak to Valley Current Ratio).

Les PVCR chiffrés entre parenthèses sur la figure II.17 illustrent cette tendance. Cependant, ils nous faut préciser que ces contrastes de conduction sont surestimés car ils découlent d'un modèle purement cohérent. On peut penser, dans ces conditions, minorer les valeurs du courant vallée, alors que celui-ci met en jeu des phénomènes non cohérents tels les processus d'interactions élastiques (rugosité d'interfaces) et inélastiques (interactions sur phonons optiques) [25].

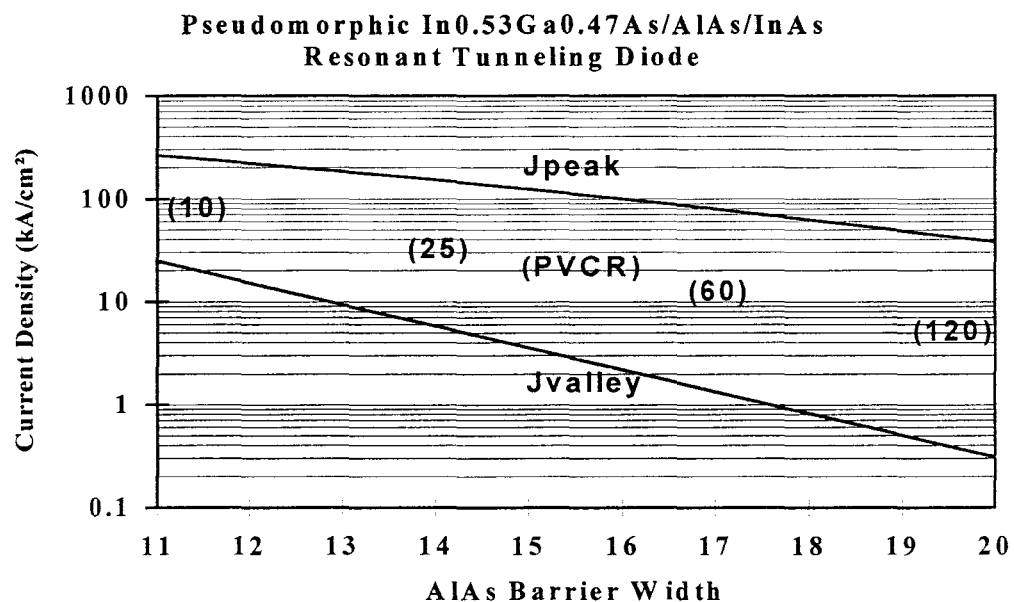


FIGURE II.17: Evolutions des densités de courant pic et de courant vallée en fonction de l'épaisseur de barrière.

Un moyen, autre que la variation de l'épaisseur des barrières, pour obtenir des niveaux de courant plus importants est de faire varier la largeur du puits quantique entre les deux barrières. Lors des calculs réalisés, on a en pratique gardé constant les transitions d' $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ de 10\AA et fait varier uniquement la largeur du puits enterré d' InAs . Les caractéristiques de conduction $J(V)$ obtenues pour trois largeurs différentes de perturbations de potentiel sont données sur la figure II.18. Ces évolutions traduisent l'influence de la largeur globale du puits sur les caractéristiques, à savoir une diminution de la densité de courant avec l'élargissement du puits associée à l'abaissement de la tension pic. Ceci montre indubitablement l'existence d'un second compromis, très critique, entre faible tension pic et valeurs de densités de courant élevées.

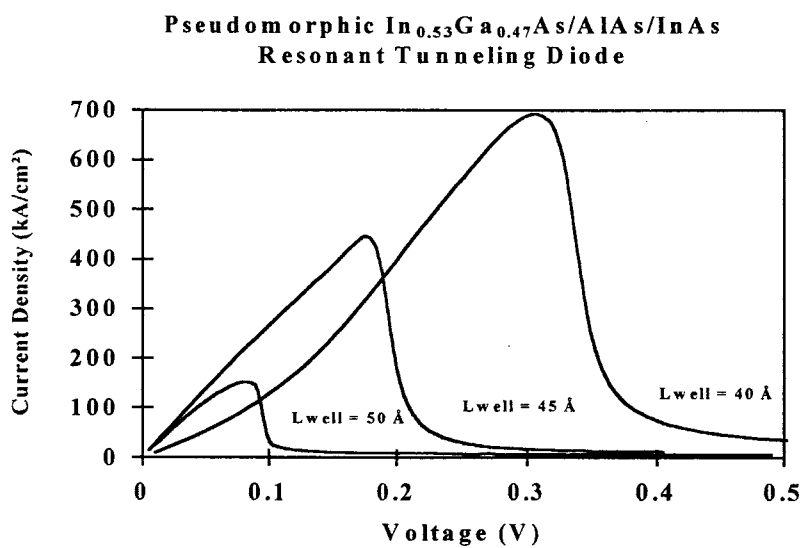


FIGURE II.18: Caractéristiques $J(V)$ pour différentes largeurs globales de puits.

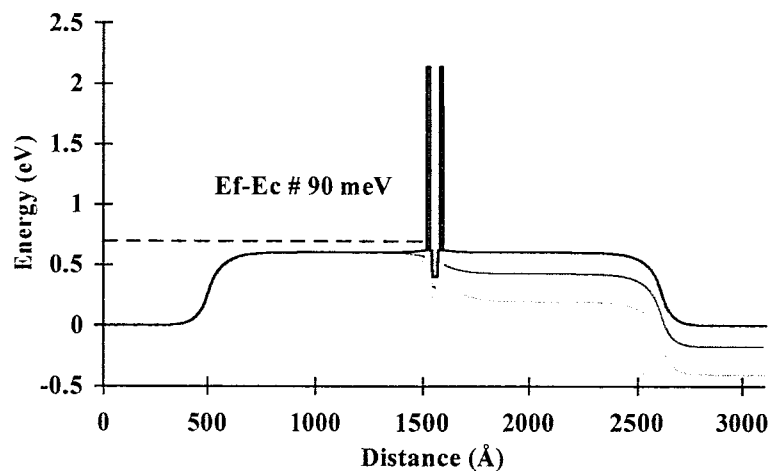


FIGURE II.19: Profil de bas de bande de conduction pour différentes polarisations: à l'équilibre, à la tension pic et à la tension vallée.

La figure II.19 illustre des profils typiques de bas de bande de conduction pour la structure étudiée pour trois tensions appliquées différentes : à l'équilibre, à la tension pic et à la tension vallée. Le niveau de Fermi dans l'émetteur, représenté par le trait en pointillé, s'étend sur l'ensemble de la zone de contact et d'injection. Dans cette dernière, les états électroniques, peuplés majoritairement, sont compris entre le bas de la bande de conduction E_C et le niveau de Fermi E_F , dans le cas présent $E_F - E_C \approx 90$ meV.

Le tableau II.3 donne la position du niveau fondamental dans le puits pour les trois largeurs de puits étudiées. Le niveau E_0 , est référencé par rapport à l'énergie E_C du bas de bande de conduction.

| | | | |
|-------------|--------|--------|---------|
| Well width | 50 Å | 45 Å | 40 Å |
| $E_0 - E_C$ | 45 meV | 90 meV | 150 meV |

TABLEAU II.3: Position du niveau fondamental E_0 par rapport au bas de bande de conduction E_C pour différentes largeurs de puits.

A partir de ces valeurs ($E_0 - E_C$) on peut retrouver les différences de tensions pic en fonction de la largeur de puits à partir de l'approximation suivante :

$$V_p \approx 2 (E_0 - E_C) / q$$

Ces valeurs approchées sont reportées dans le tableau II.4. On constate un bon accord entre les valeurs calculées numériquement et par la relation précédente, qui s'explique par la chute de potentiel localisée à la double barrière.

| | | | |
|------------------------|------|--------|--------|
| Well width | 50 Å | 45 Å | 40 Å |
| $V_p = 2(E_0 - E_C)/q$ | 90mV | 180mV | 300mV |
| Calculated V_p | 80mV | 175 mV | 310 mV |

TABLEAU II.4: Tensions pic approchées et calculées pour différentes largeurs de puits.

Ceci traduit un processus de conduction pour cette structure relativement pur, dans le sens où la tension pic est déterminée uniquement par la position du niveau fondamental E_0 du puits par rapport à l'énergie E_C du bas de bande de conduction. En effet, comme on peut le remarquer sur les profils de bas de bande de conduction de la figure II.19, la zone d'accumulation en amont de la première barrière, et donc le phénomène d'injection sont ici quasi inexistant du fait du dopage relativement important (10^{18} at/cm³) de l'espaceur. Dans ce cas, l'injection est essentiellement tridimensionnelle et provient des états étendus de l'émetteur.

On notera également la différence de montée en courant en fonction de la tension pour une largeur de puits de 40 Å comparée à celle pour des largeurs de puits de 45 et 50 Å. Celle-ci s'explique par la position du niveau fondamental du puits à l'équilibre par rapport à la zone d'injection des électrons au niveau de l'émetteur. En effet, pour un niveau fondamental E_0 au-dessus du niveau de Fermi E_F , l'influence de la queue de distribution des électrons du fait de la température au dessus de E_F , associée à une modification du spectre de transmission à plus forte polarisation, permet d'obtenir des densités de courant importantes. Néanmoins, ceci se fait au détriment de la tension pic qui augmente. Pour les cas où E_0 est en dessous de E_F , la conduction se fait de manière quasi-linéaire en fonction de la tension appliquée. Pour le puits de 45 Å, qui correspond à un alignement à l'équilibre entre E_0 et E_F , il est possible de tirer pleinement profit de toute la zone d'injection tout en conservant une faible tension pic.

| | | | |
|----------------|---|---------------------------------|--------|
| Contact layer | $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ | $>1.10^{19} \text{ at.cm}^{-3}$ | 5000 Å |
| Cladding layer | $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ | $1.10^{18} \text{ at.cm}^{-3}$ | 1000 Å |
| Spacer | $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ | u.d | 50 Å |
| Barrier | AlAs | u.d | 17 Å |
| Well | $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ | u.d | 10 Å |
| | InAs | u.d | 25 Å |
| | $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ | u.d | 10 Å |
| Barrier | AlAs | u.d | 17 Å |
| Spacer | $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ | u.d | 50 Å |
| Cladding layer | $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ | $1.10^{18} \text{ at.cm}^{-3}$ | 1000 Å |
| Contact layer | $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ | $>1.10^{19} \text{ at.cm}^{-3}$ | 5000 Å |

FIGURE II.20: Séquence épitaxiale optimisée pour la diode à effet tunnel résonnant à puits enterré d'InAs sur InP.

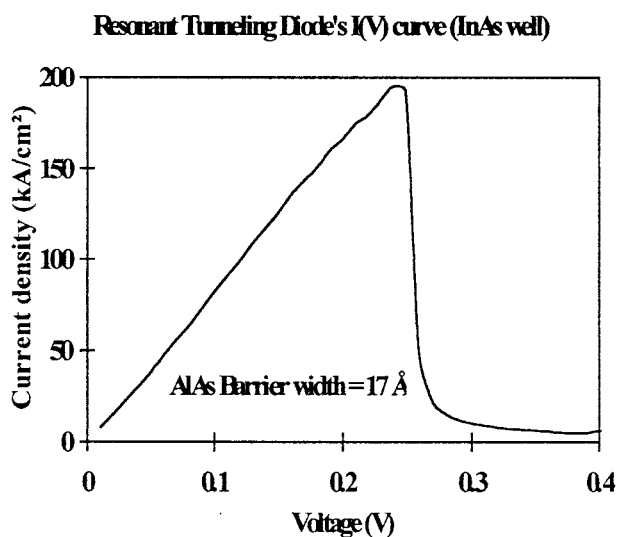


FIGURE II.21: Caractéristique de conduction calculée pour une diode à effet tunnel résonnant pseudomorphique sur substrat InP avec puits enterré d'InAs.

Sur la base de cette étude paramétrée, la séquence épitaxiale représentée sur la figure II.20 a finalement été choisie. La caractéristique de conduction pour cette structure est quant à elle donnée sur la figure II.21. Une densité de courant pic proche de 200 kA/cm² pour une tension pic de 240 mV est calculée.

II.3.3. Perturbation de potentiel sur GaAs

II.3.3.1. Intérêt du triple puits

De manière générale, les diodes à effet tunnel résonnant sur GaAs, destinées à produire de fortes densités de courant, souffrent d'une trop faible discontinuité de bande de conduction pour les barrières, ce qui se traduit en terme de caractéristique de conduction par l'obtention d'un rapport courant pic sur courant vallée relativement réduit.

Cette hauteur de barrière peut être augmenté artificiellement par l'utilisation d'une structure triple du puits. Par ce biais, du fait de la présence d'un prépuits, on renforce le caractère bidimensionnel de l'injection et on améliore sensiblement les contrastes en courant [26].

II.3.3.2. Etude paramétrée

La structure triple puits étudiée est illustrée sur la figure II.22. Celle-ci est composée de deux zones de contacts (émetteur et collecteur: $5 \cdot 10^{18}$ at/cm³), de deux espaceurs, d'une zone active de trois puits pseudomorphiques (prépuits, puits central enterré et postpuits) et de deux barrières d'AlAs.

| | | | |
|---------------|--|---------------------------------------|-------|
| Contact layer | GaAs | $5 \cdot 10^{18}$ at.cm ⁻³ | 300 Å |
| Spacer | GaAs | $1 \cdot 10^{18}$ at.cm ⁻³ | 100 Å |
| Prewell | In _{0.2} Ga _{0.8} As | u.d | 50 Å |
| Transition | GaAs | u.d | 5 Å |
| Barrier | AlAs | u.d | 14 Å |
| Well | GaAs | u.d | 5 Å |
| | In _{0.2} Ga _{0.8} As | u.d | ΔL |
| | GaAs | u.d | 5 Å |
| Barrier | AlAs | u.d | 14 Å |
| Transition | GaAs | u.d | 5 Å |
| Postwell | In _{0.2} Ga _{0.8} As | u.d | 50 Å |
| Spacer | GaAs | $1 \cdot 10^{18}$ at.cm ⁻³ | 100 Å |
| Contact layer | GaAs | $5 \cdot 10^{18}$ at.cm ⁻³ | 300 Å |

FIGURE II.22: Structure épitaxiale d'une structure triple puits double barrière sur substrat GaAs.

Les évolutions de la caractéristique de conduction $J(V)$, pour cette structure triple puits, sont données sur la figure II.23, en faisant varier la largeur de puits central. On constate que la densité de courant pic, ainsi que la tension pic, diminuent continûment avec l'augmentation de la largeur du puits central. On retrouve ici le même compromis, précédemment évoqué, entre la densité élevée de courant et la tension pic faible. On notera également que dans tous les cas, la montée en courant ne se fait pas de manière linéaire par rapport à la tension. En effet, le faible niveau de Fermi ($E_F \# 100$ meV) ne permet pas l'alignement du niveau fondamental du puits central avec ce dernier à l'équilibre.

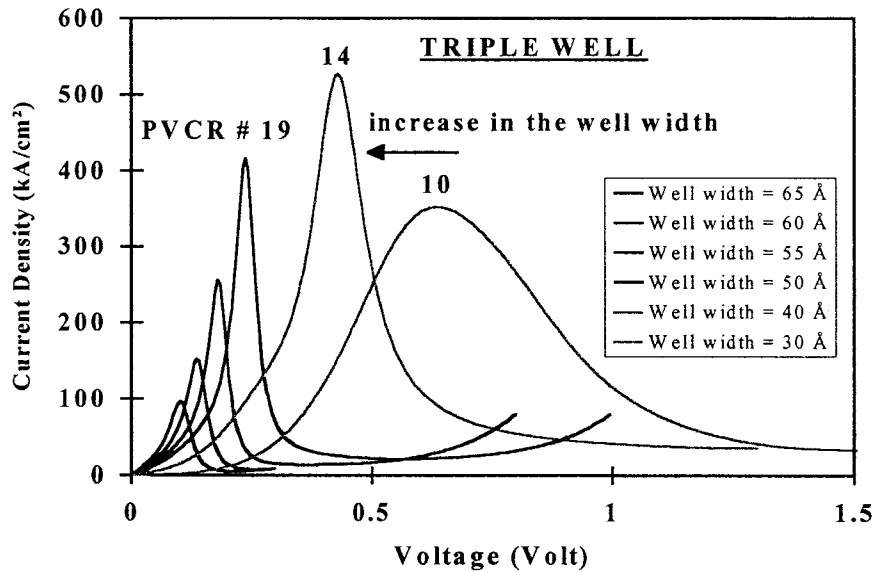


FIGURE II.23: Evolutions des caractéristiques de conduction en fonction de la largeur de puits central.

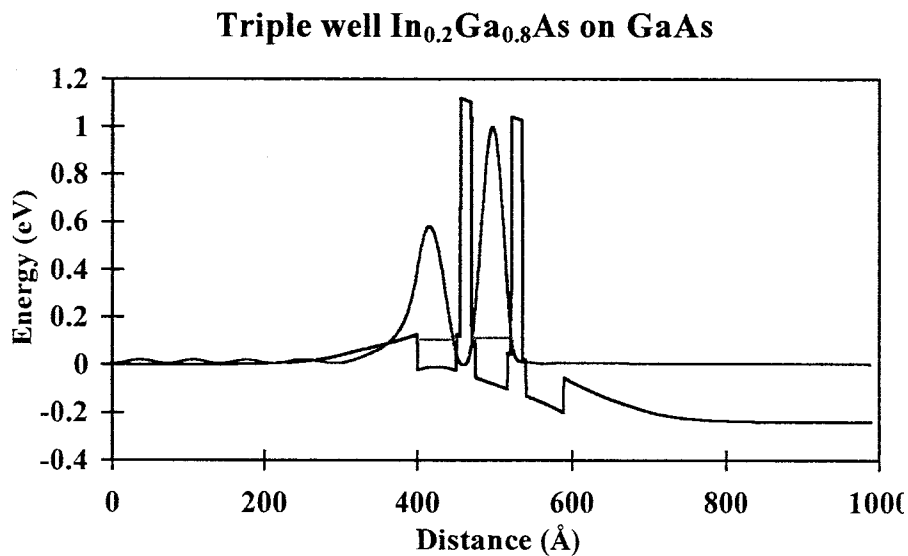


FIGURE II.24: Profil de bas de bande de conduction sous polarisation (V_{pic}) avec un partage de la fonction d'onde entre le prépuits et le puits central à l'anticroisement de leur niveau respectif.

La figure II.24 donne un exemple typique de profil de bas de bande de conduction pour une structure triple puits polarisée à la tension pic. Nous avons également reporté le module de la fonction d'onde pour les niveaux privilégiés d'énergie. On note, sur cette figure, l'anticroisement des niveaux d'énergie du prépuits et du puits central entre lesquels se répartit la fonction d'onde.

La figure II.25 représente l'évolution de $J(V)$ en fonction du dopage de l'émetteur pour un puits central de 50 Å. On note que, pour un dopage de $2 \cdot 10^{18}$ at/cm³, qui est tout à fait envisageable du point de vue technologique, l'on peut obtenir des densités de courant supérieures à 200 kA/cm² et que le dopage de la zone de contact d'émetteur n'influe uniquement que sur le niveau de courant et aucunement sur la tension pic qui est relativement faible ici, de l'ordre de 240 mV.

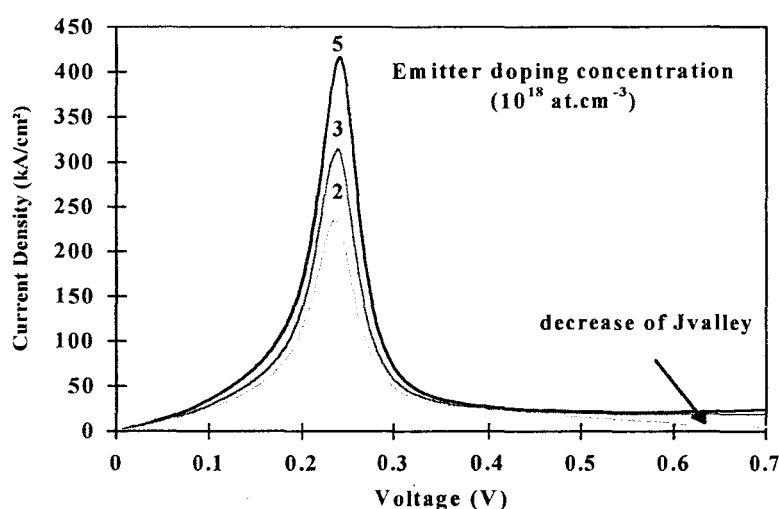


FIGURE II.25: Evolution de la caractéristique $J(V)$ en fonction du niveau de dopage des zones de contact.

Un autre paramètre d'optimisation des couche en termes de densité de courant et de tension pic, est la largeur des prépuits et postpuits. Les évolutions des caractéristiques $J(V)$ en fonction de la largeur de prépuits et postpuits sont reportées sur la figure II.26. Celles-ci ont été calculées en fixant la largeur du puits central à 50 Å, en prenant un dopage des zones de contacts égal à $2 \cdot 10^{18}$ at/cm³ et en gardant les largeurs de prépuits et pospuits identiques dans un souci de symétrie.

On notera que la condition d'anticroisement est obtenue pour des valeurs de tensions pics d'autant plus faibles que la largeur des prépuits et postpuits diminue. L'augmentation des densités de courant devient, pour sa part, significative pour des largeurs de puits supérieures à 30 Å.

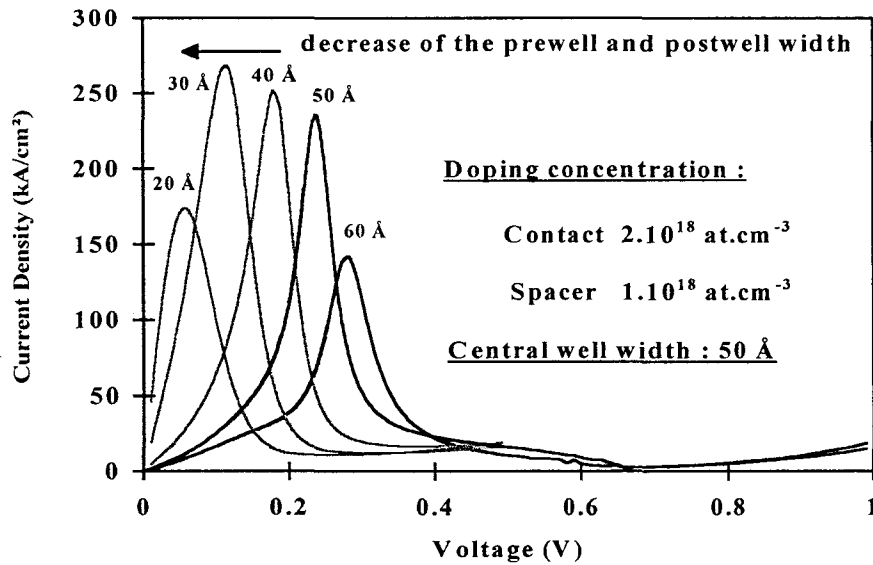


FIGURE II.26: Evolution de la caractéristique $J(V)$ en fonction de la largeur des prépuits et postpuits.

La figure II.27 donne l'évolution de la densité de courant pic en fonction du PVCR pour différentes largeurs de barrière d'AlAs, pour la séquence épitaxiale de la figure II.22. On y retrouve le compromis entre densité de courant pic et rapport courant pic sur courant vallée. Rappelons, néanmoins, qu'en pratique, les courants vallée s'avèrent être beaucoup plus importants du fait de processus d'interactions non pris en compte dans le modèle utilisé ici. On remarque de plus, que pour obtenir des niveaux de courant supérieurs à 100 kA/cm^2 , il est nécessaire d'utiliser des barrières d'épaisseur inférieure à 20 Å .

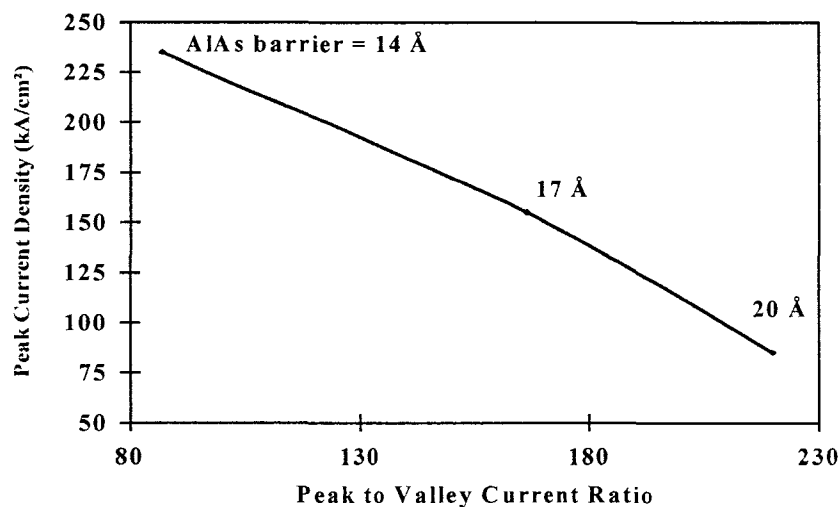


FIGURE II.27: Evolution de la densité de courant pic en fonction du rapport courant pic sur courant vallée pour différentes épaisseurs de barrière.

La figure II.28 représente les caractéristiques $J(V)$, pour un puits central de 50 \AA et une largeur de barrière de 17 \AA , en fonction de la largeur des prépuits et postpuits. Celle-ci ne diffère de la figure II.26 que par une épaisseur de barrière différente, dont l'influence en termes d'optimisation est ici évidente. En effet, dans le cas d'une barrière de 17 \AA , une valeur de 50 \AA pour les prépuits et postpuits semble dès lors être optimale en terme de densité de courant pic.

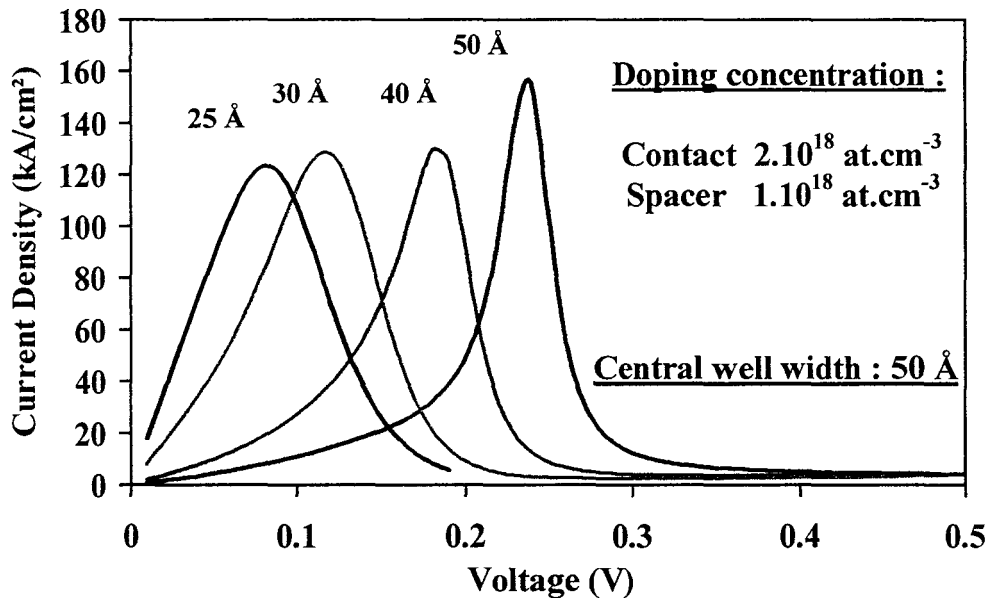


FIGURE II.28: Caractéristiques $J(V)$ pour un puits central de 50 \AA et une largeur de barrière de 17 \AA en fonction de la largeur des prépuits et postpuits.

Les évolutions des densités de courant pic, ainsi que de la tension pic, en fonction du puits central pour deux largeurs de barrière de 14 \AA et 17 \AA et une largeur de prépuits et postpuits de 50 \AA sont données sur la figure II.29.

Celles-ci montrent l'augmentation de la tension pic avec le rétrécissement du puits central. Pour les deux largeurs de barrière, aucune différence significative n'est relevée en termes de tension pic. L'influence de cette largeur de barrière est par contre évidente au niveau des densités de courant et permet, pour une barrière de 17 \AA , d'obtenir un maximum de densité de l'ordre de 160 kA/cm^2 pour un puits central de 50 \AA .

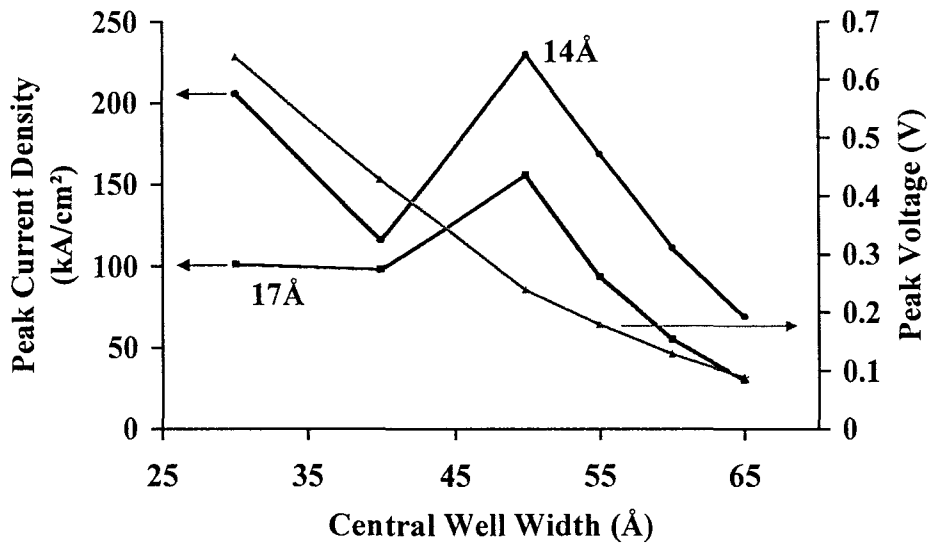


FIGURE II.29: Evolutions des densités de courant pic ainsi que de la tension pic en fonction de la largeur du puits central pour deux épaisseurs de barrière de 14 Å et 17 Å.

En conclusion de cette étape d'optimisation, la figure II.30 donne la caractéristique de conduction théorique pour la structure finale retenue, reportée sur la figure II.31.

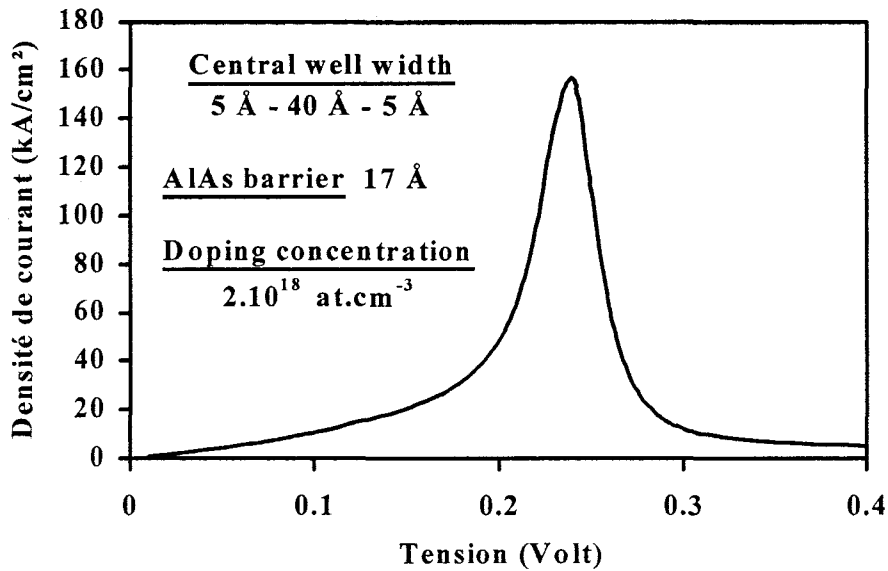


FIGURE II.30: Caractéristique de conduction théorique pour la structure triple puits sur GaAs.

| | | | |
|---------------|--|---------------------------------|--------|
| Contact layer | GaAs | 2.10^{18} at.cm ⁻³ | 1000 Å |
| Spacer | GaAs | 1.10^{18} at.cm ⁻³ | 100 Å |
| Prewell | In _{0.2} Ga _{0.8} As | u.d | 50 Å |
| Transition | GaAs | u.d | 5 Å |
| Barrier | AlAs | u.d | 17 Å |
| Well | GaAs | u.d | 5 Å |
| | In _{0.2} Ga _{0.8} As | u.d | 40 Å |
| | GaAs | u.d | 5 Å |
| Barrier | AlAs | u.d | 17 Å |
| Transition | GaAs | u.d | 5 Å |
| Postwell | In _{0.2} Ga _{0.8} As | u.d | 50 Å |
| Spacer | GaAs | 1.10^{18} at.cm ⁻³ | 100 Å |
| Contact layer | GaAs | 2.10^{18} at.cm ⁻³ | 1 µm |

GaAs S.I. substrate

FIGURE II.31: Séquence épitaxiale optimisée pour la structure triple puits sur GaAs.

II.4. Conclusion

Dans une première partie, ce deuxième chapitre a présenté les différents systèmes de matériaux possibles pour la réalisation de diodes à effet tunnel résonnant, en détaillant notamment les types de croissance épitaxiale auxquelles nous aurons recours, ainsi que les paramètres structuraux qui leur sont associés.

Ensuite, les principaux formalismes nécessaires à la modélisation de la caractéristique de conduction de telles structures ont été passés en revue avec la distinction de l'effet tunnel résonnant interbande et intrabande.

Dans la dernière partie, l'optimisation des caractéristiques $J(V)$ de diodes à effet tunnel résonnant, à la fois dans les filières InP et GaAs, a été réalisée pour des structures utilisant de manière systématique des perturbations de potentiel.

Dans ce but, un certain nombre d'hypothèses ont dû être introduites, en particulier sur la cohérence des effets tunnel non perturbés par les interactions sur phonons et le quasi-équilibre des zones adjacentes. Nous verrons par la comparaison théorie expérience que ces hypothèses ne sont pas trop restrictives quant à la validité des prédictions.

Le troisième chapitre va maintenant présenter différents procédés technologiques pour la réalisation de diodes à effet tunnel résonnant à partir de ces couches.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES:

- [1] S. ADACHI
"GaAs, AlAs, and $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$: Material parameters for use in research and device applications"
J. Appl. Phys., 58 (3), 1985, p R1
- [2] D.Z-Y. TING, M.K. JACKSON, D.H. CHOW, J.R. SÖDERSTRÖM, D.A. COLLINS AND T.C. MC GILL
"X-point tunneling in AlAs/GaAs double barrier heterostructures"
Solid State Electronics, 32, 1989, p 1513
- [3] K. BRENNAN
"Theoretical study of multiquantum well avalanche photodiodes made from the GaInAs/AlInAs material system"
IEEE Transactions on Electron Devices, ED-33 (10), 1986, p 1502
- [4] S. ADACHI
"Material parameters of $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ and related binaries"
J. Appl. Phys., 53 (12), 1982, p 8775
- [5] S. W. MATTHEWS, and A. C. BLAKESLEE
"Defection epitaxial multilayers"
Journal of crystal growth, 27, 1974, p 118
- [6] S. NIKI, C. L. LIN, W. S. C. CHANG, and H. H. WIEDER
"Band-edge discontinuities of strained-layer $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ heterojunctions and quantum wells"
Appl. Phys. Lett., 55 (13), 1989, p 1339
- [7] T.P.E. BROEKAERT, W. LEE AND C.G. FONSTAD
"Pseudomorphic $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{AlAs}/\text{InAs}$ resonant tunneling diodes with peak-to-valley current ratios of 30 at room temperature"
Appl. Phys. Lett., 53(16), 1988, p 1545
- [8] J.R. SÖDERSTRÖM, E.R. BROWN, C.D. PARKER, L.J. MAHONEY, J.Y. YAO, T.G. ANDERSSON AND T.C. MC GILL
"Growth and characterization of high current density, high speed InAs/AlSb resonant tunneling diodes"
J. Appl. Phys., 58(3), 1991, p 275
- [9] E.R. BROWN, J.R. SÖDERSTRÖM, C.D. PARKER, L.J. MAHONEY, K.M. MOLVAR AND T.C. MC GILL
"Oscillations up to 712 GHz in InAs/AlSb resonant-tunneling-diodes"
Appl. Phys. Lett., 58(20), 1991, p 2291

- [10] H. KITABAYASHI, T. WAHO AND M. YAMAMOTO
"Resonant interband tunneling current in InAs/AlSb/GaSb/AlSb/InAs double barrier diodes"
J. Appl. Phys., 84, 1998, p 1460
- [11] H. KITABAYASHI, T. WAHO AND M. YAMAMOTO
"Resonant interband tunneling current in InAs/AlSb/GaSb/AlSb/InAs diodes with extremely thin AlSb barrier layers "
Appl. Phys. Lett., 71, 1997, p 512
- [12] E.O. KANE
"Physics of III-V compounds Semiconductors and Semimetals "
Academic, New York, 75 (1966)
- [13] G. BASTARD
"Superlattice band structure in the envelope-function approximation"
Phys. Rev. B, 24, 1981, p 5693
- [14] G. BASTARD
"Theoretical investigations of superlattice band structure in the envelope-function approximation"
Phys. Rev B, 25, 1982, p 7584
- [15] V. DUEZ
Thèse de l'Université des Sciences et Technologies de Lille, à paraître
- [16] Y. ANDO, and T. ITOH
"Calculation of transmission tunneling current across arbitrary potential barriers"
J. Appl. Phys. 61 (4), 1987, p 1497
- [17] B. RICCO, and M. Y. AZBEL
"Physics of resonant tunneling. The one dimensional double-barrier case"
Phys. Rev. B, 29(4), 1984, p 1970
- [18] L. DE SAINT POL
"Modélisation de l'effet tunnel résonnant dans les hétérostructures double barrière en vue d'applications analogiques très hautes fréquences"
Thèse de l'Université des Sciences et Technologies de Lille , 27 février 1990
- [19] J.P. NOUGIER
"Méthodes de calcul numérique"
Editions Masson (1985)
- [20] V. SADAUNE
"Effet tunnel résonnant dans les hétérostructures de matériaux semiconducteurs pour différentes situations de confinement"
Thèse de l'Université des Sciences et Technologies de Lille, 22 octobre 1993.

- [21] T. FIIG, and A. P. JAUHO
"Self-consistent model for two-dimensional accumulation layer states in resonant tunneling devices"
Appl. Phys. Lett., 59(18), 1991, p 2245
- [22] L. BURGNIES
"Mécanismes de conduction en régime balistique dans les dispositifs électroniques quantiques"
Thèse de l'Université des Sciences et Technologies de Lille, 5 décembre 1997.
- [23] T. INATA, S. MUTO, Y. NAKATA, S. SASA, T. FUJII AND S. HIYAMIZU
"A pseudomorphic $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{AlAs}$ resonant tunneling barrier with a peak-to-valley ratio of 14 at room temperature"
Jap.J.Appl.Phys., 26(8), 1987, p L1332
- [24] T.S. MOISE, Y.C. KAO, A.J. KATZ, T.P. BROEKAERT AND F.G. CELII
"Experimental sensitivity analysis of pseudomorphic $\text{InGaAs}/\text{AlAs}$ resonant tunneling diodes"
J.Appl.Phys, 78(10), 1995, p 6305
- [25] F. CHEVOIR AND B. VINTER
"Scattering-assisted tunneling in double-barrier diodes : Scattering rates and valley current"
Phys. Rev. B, 47(12), 1993, p 7260
- [26] L. BURGNIES, O. VANBÉSIEN, V. SADAUNE, D. LIPPENS, J. NAGLE AND B. VINTER
"Resonant tunneling structures with local potential perturbations"
J. Appl. Phys., 75(9), 1994, p 4527



CHAPITRE III

TECHNOLOGIE ET CARACTERISATION DE DIODES A EFFET TUNNEL RESONNANT



III.1. Introduction

L'objectif de ce chapitre est de présenter les différents procédés technologiques de la fabrication de diodes à effet tunnel résonnant qui ont été mis au point durant ce travail de thèse. Ceux-ci s'articulent d'une manière générale autour de mêmes étapes technologiques, qui vont être brièvement décrites ci-après. Néanmoins, des spécificités au niveau de certaines étapes, notamment la définition même de la diode ou encore les techniques de connexion par point à air seront illustrées par la suite; celles-ci sont le reflet de différences au niveau des surfaces de diodes mises en jeu, ainsi que de la nature différente des matériaux utilisés InP ou GaAs. Ces procédés technologiques permettent la caractérisation à la fois statique et hyperfréquence des diodes à effet tunnel résonnant réalisées et donc dans un premier lieu de valider les couches optimisées, présentées lors du deuxième chapitre, et également d'accéder aux possibilités fréquentielles de ces diodes en termes de fréquence de coupure, par la détermination de son schéma équivalent petit signal.

La technologie mise en place pour la réalisation de diodes à effet tunnel résonnant est une technologie dite planaire. Celle-ci se caractérise en effet par la présence des deux contacts, haut et bas des diodes sur un même côté de l'échantillon et nécessite de ce fait la croissance des couches semi-conductrices sur substrat semi-isolant. Il est à noter que, contrairement au cas du transistor à effet de champ, le transport électronique dans les structures diodes, de nature verticale, s'effectue perpendiculairement au plan de croissance des couches épitaxiées et ne rend pas l'architecture planaire naturellement adaptée à la réalisation de ce type de structures. Cette nature verticale du transport électronique induit en fait les principales étapes nécessaires à l'élaboration d'une telle technologie et ce sont celles-ci qui vont nécessiter une mise au point plus particulière.

Le procédé technologique général se compose des étapes suivantes. En premier lieu, les motifs de diodes sont définis et permettent la réalisation du contact ohmique supérieur par évaporation et "lift-off". Dans un second temps, ce contact ohmique sert de masque pour la définition même de la diode, notamment ses dimensions. Ensuite, le contact inférieur est déposé de la même manière que le premier. Celui-ci présente une forme en U et entoure la diode. Cette configuration est préférée à un contact uniquement rectangulaire pour des raisons de résistance série. A ce stade, les deux contacts ohmiques sont recuits et les diodes sont ensuite isolées entre elles. Le dépôt d'accès est ensuite réalisé, un accès recouvrant partiellement le contact ohmique inférieur, l'autre étant déposé, isolé du précédent pour recevoir le pilier d'un pont à air qui est réalisé en dernier lieu pour contacter la diode (contact ohmique supérieur) à la ligne d'accès.

III.2. Procédé de réalisation de diodes microniques

Dans cette deuxième partie de chapitre, un descriptif détaillé des différentes étapes technologiques nécessaires à la réalisation de diodes à effet tunnel résonnant sur substrat InP va être donné. Celui-ci précisera les exigences notamment technologiques liées aux faibles dimensions des diodes. Il est à noter que ce procédé a été mis au point à partir d'une série de masque permettant de définir quatre dimensions différentes de diodes $(10 \times 10) \mu\text{m}^2$, $(1 \times 10) \mu\text{m}^2$, $(2 \times 2) \mu\text{m}^2$ et $(1 \times 1) \mu\text{m}^2$: l'intégration par pont à air de ces diodes avec une ligne coplanaire étant prévue afin de pouvoir les caractériser aussi bien de manière statique qu'hyperfréquence.

III.2.1. Définition des contacts ohmiques supérieurs

La définition des contacts ohmiques supérieurs se fait en deux phases: tout d'abord l'ouverture dans la résine des motifs de contacts aux dimensions désirées et ensuite le dépôt métallique de la séquence ohmique par évaporation. Les contacts ohmiques sont enfin obtenus par la technique du "lift-off" qui tire parti du profil en casquette présenté par la résine.

III.2.1.1. Ouverture de la résine

Vu les faibles dimensions des motifs à ouvrir, jusque $(1 \times 1) \mu\text{m}^2$, ceux-ci ne sont pas réalisables par le biais d'une lithographie optique mais nécessitent d'être effectués au masqueur électronique. Comme cité précédemment, la présence d'un profil en casquette bien défini au niveau de la résine est primordiale à la bonne définition des contacts ohmiques qui serviront ensuite de masque pour définir les dimensions effectives des diodes.

Pour ce faire, deux configurations sont envisageables : l'utilisation d'une monocouche de résine ou d'une bicouche. Dans le cas de la monocouche de résine, le copolymère 14% est déposé à la tournette et permet d'obtenir naturellement un profil en casquette par rétrodiffusion du faisceau d'électrons au niveau du semi-conducteur. Pour ce qui est de la bicouche, on dépose en premier lieu le même copolymère 14% sur lequel on ajoute une résine PMMA qui permettra de réaliser la casquette. La faisabilité d'une telle approche tire en effet profit du différentiel de sensibilité des deux résines à une même dose, précisément une plus grande sensibilité du copolymère 14% par rapport à la PMMA.

D'un point de vue pratique, deux types d'écriture ont été utilisés: la première résultant de la méthode utilisée pour les transistors, la correction de proximité, qui permet de travailler à partir d'une dose de base et de calculer un coefficient multiplicateur différent pour chaque motif du fait de leurs dimensions variables et d'y appliquer dès lors une dose différente mais uniforme. Cette technique s'est en fait avérée efficace pour deux motifs sur quatre mais est apparue inadaptée à l'écriture de motif de $(1 \times 10) \mu\text{m}^2$ mais surtout de $(1 \times 1) \mu\text{m}^2$. Ceci s'est

traduit par une mauvaise définition du profil en casquette pour ces motifs, qui a induit de ce fait une mauvaise définition des contacts ohmiques supérieurs comme l'illustre la figure III.1 qui présente une vue au microscope électronique à balayage de contacts ohmiques mal définis de dimensions $(1 \times 10) \mu\text{m}^2$ et $(1 \times 1) \mu\text{m}^2$.

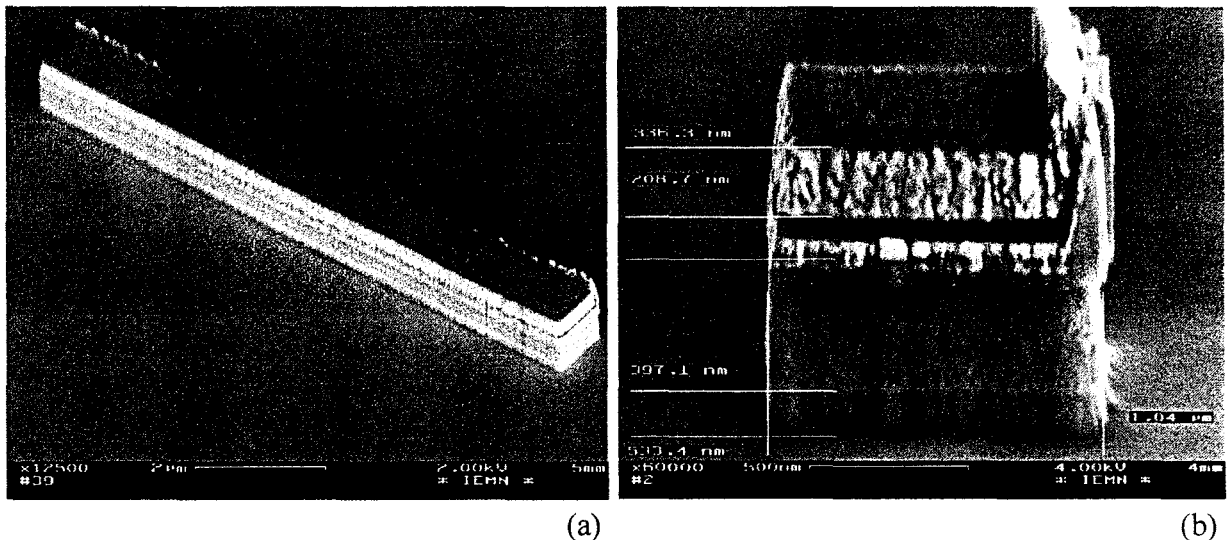


Figure III.1: Contacts ohmiques dont les motifs ont été définis par correction de proximité pour des diodes de dimensions $(1 \times 10) \mu\text{m}^2$ (a) et $(1 \times 1) \mu\text{m}^2$ (b).

Pour pallier ce problème de profil en casquette et obtenir une définition parfaite des motifs de faibles dimensions, une technique a été utilisée de manière complémentaire à la correction de proximité. Cette méthode de "framing" consiste en un surdosage des contours comme l'illustre schématiquement la figure III.2 [1]. La bonne définition des motifs est, par cette méthode, tout à fait réalisée comme le montre la figure III.2.

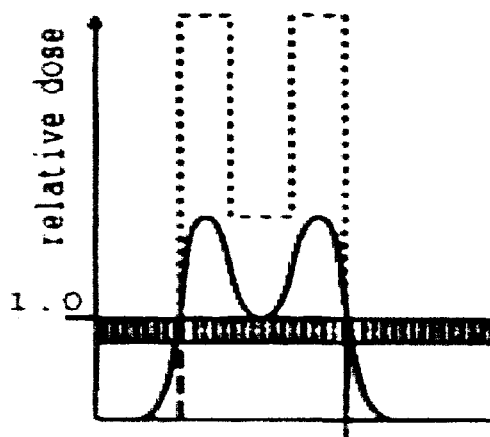


Figure III.2: Principe du surdosage de contours ("framing") (a) et son utilisation pour réaliser de contacts ohmiques de faibles dimensions $(1 \times 1) \mu\text{m}^2$ (b).

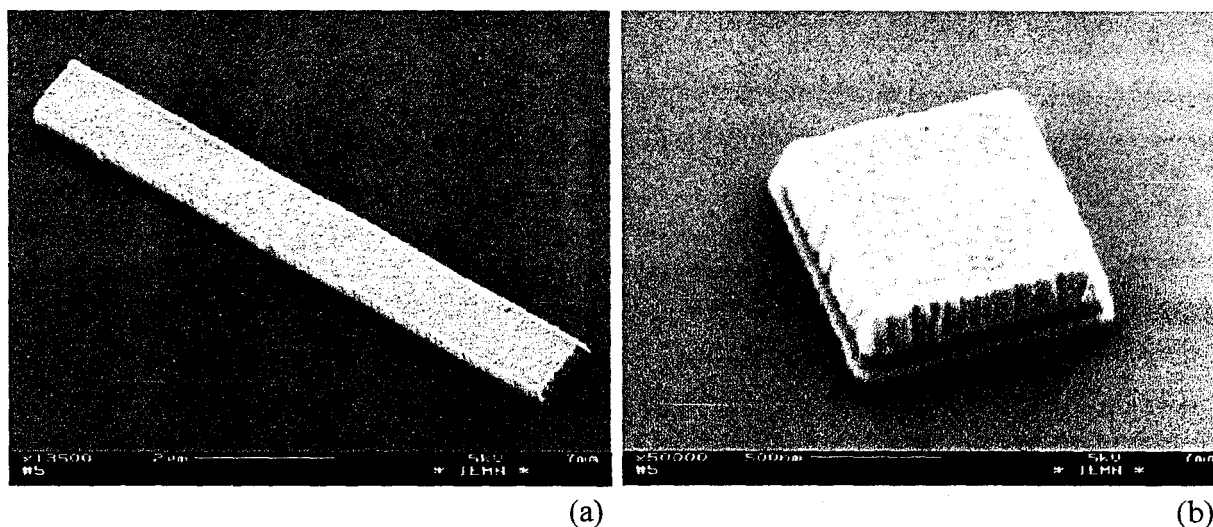
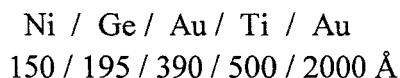


Figure III.3: Contacts ohmiques dont les motifs ont été définis par la méthode du "framing" pour des diodes de dimensions $(1 \times 10) \mu\text{m}^2$ (a) et $(1 \times 1) \mu\text{m}^2$ (b).

III.2.1.2. Dépôt du contact ohmique

Le dépôt de la séquence du contact ohmique est réalisé par évaporation. On utilise ici un contact ohmique allié (qui nécessitera un recuit) dont la séquence a été mise au point lors d'un travail au sein du laboratoire [2].

Cette séquence qui a été d'ailleurs utilisée pour la réalisation des contacts ohmiques à la fois sur InP et GaAs est la suivante :



Le dépôt effectué, le contact est ensuite obtenu par "lift-off".

III.2.2. Gravure du mesa de diode

A ce stade, où le contact ohmique supérieur a été métallisé, il est désormais nécessaire du fait du transport vertical dans ces diodes de définir leurs dimensions effectives par la gravure d'un mesa en se servant du contact ohmique comme masque. Cette gravure est en fait effectuée jusqu'à la couche n^+ enterrée pour permettre la réalisation du second contact.

D'une manière générale, cette gravure peut être effectuée soit par voie humide, soit par voie sèche. Néanmoins la figure III.4 met en évidence une limitation d'une gravure par voie humide. Celle-ci présente le résultat d'une attaque chimique sur un motif de dimension relativement importante ($\approx 20 \mu\text{m}$) et permet d'illustrer l'effet marqué de sous gravure associé à ce type d'approche.

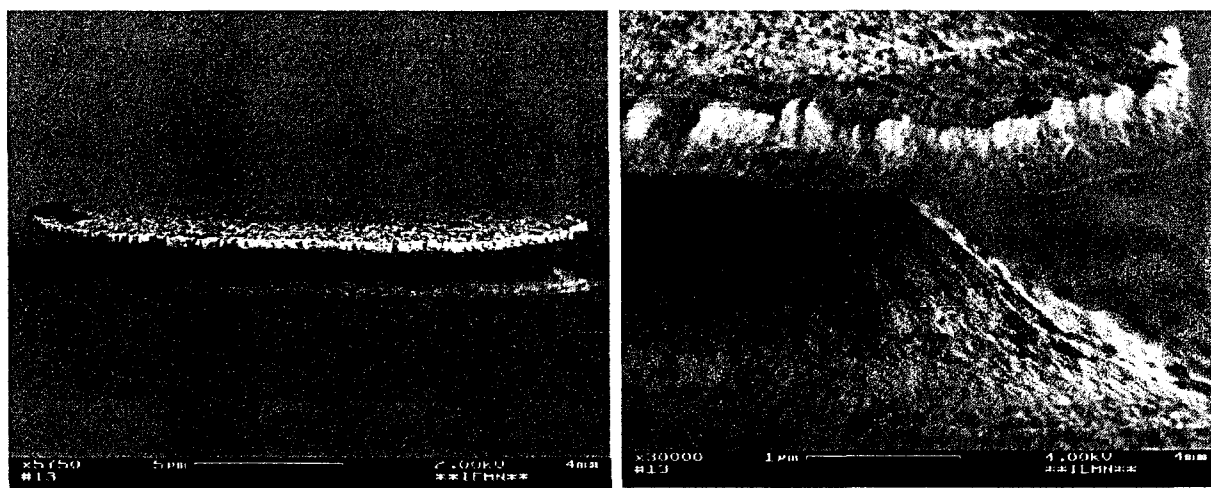
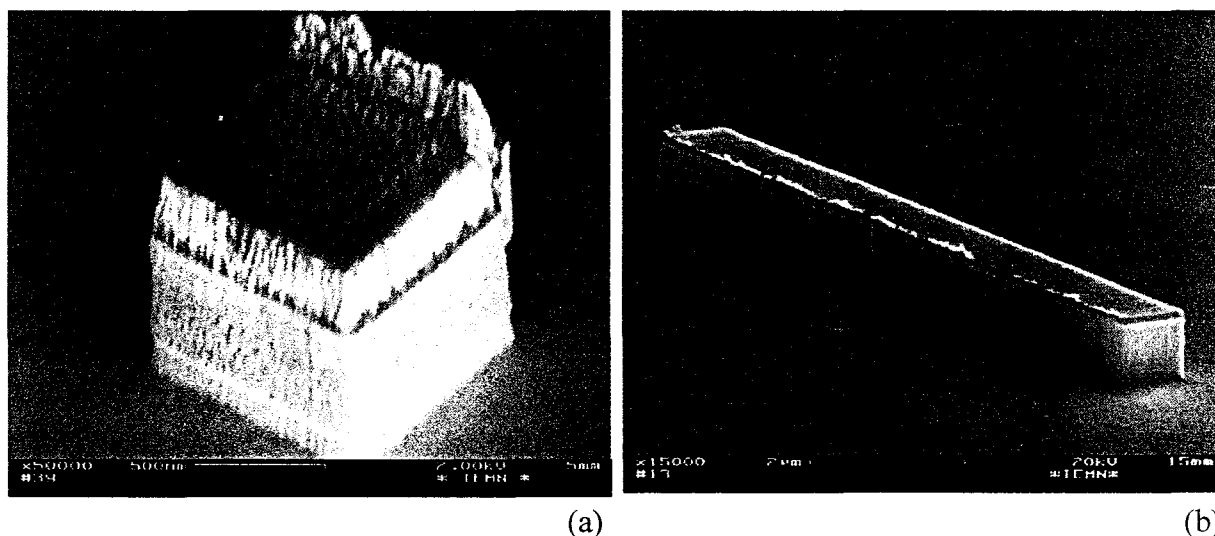


Figure III.4: Illustration de l'effet de sous-gravure engendrée lors de la gravure d'un mesa de diode par voie humide.

Il est dès lors évident que la gravure par voie sèche (gravure plasma) s'impose avec le souci de définir précisément les dimensions des diodes, mais également de simple faisabilité d'un mesa à l'échelle de dimensions aussi faibles que le micromètre. Il est à noter également que les épaisseurs à graver sont du même ordre de grandeur.

Les bâtis de gravure plasma utilisables au laboratoire sont des bâtis de gravure ionique réactive ou RIE (Reactive Ion Etching). Le principe de cette gravure réside dans la combinaison d'une gravure à la fois chimique du fait des espèces en présence dans le plasma et également physique du fait du bombardement des espèces ionisées sur l'échantillon.



(a)

(b)

Figure III.5: Illustration des flancs de gravure quasi-verticaux obtenus par gravure ionique réactive, qui permettent de définir les mesa de diodes aux dimensions des contacts ohmiques supérieurs, respectivement $(1 \times 1) \mu\text{m}^2$ (a) et $(1 \times 10) \mu\text{m}^2$ (b).

L'intérêt primordial d'une telle technique dans le cas d'une gravure de mesa de diode est le caractère fortement anisotrope de la gravure qu'il est possible d'obtenir. Ceci se traduit par une définition de la diode aux dimensions du contact ohmique avec l'obtention de flancs de gravure quasi verticaux comme l'illustre la figure III.5.

Le mélange gazeux utilisé dans ce cas pour former le plasma est à base de méthane, d'argon et d'hydrogène. D'un point de vue pratique, deux problèmes ont été mis en évidence. Tout d'abord, la présence de barrières de potentiel d'AlAs dans les couches à graver peut entraîner la formation de polymères. La présence plus ou moins importante de ceux-ci est en fait liée à l'épaisseur des barrières d'AlAs à graver. Cette formation de polymères, durant l'attaque plasma, est tout à fait nuisible. Elle peut stopper totalement la gravure dans le cas d'une formation importante. Il est dès lors nécessaire pour obtenir une bonne gravure des mesa d'appliquer un plasma d'oxygène dès l'apparition de polymères, qui se traduit par un assombrissement de l'échantillon, jusqu'à retrouver l'aspect initial des motifs en présence.

L'autre problème est particulièrement crucial, notamment quant au contrôle de l'épaisseur effectivement gravée. En effet, le contact ohmique qui sert de masque lors de l'attaque plasma est en fait gravé en même temps que les différentes couches semi-conductrices. Ceci ne permet pas de connaître, à l'aide d'une mesure au profilomètre, l'épaisseur gravée du fait de la référence du haut du contact qui est flottante.

Cette gravure du masque métallique est en fait directement néfaste pour les performances des composants, en terme de résistance série : une des contributions essentielles à cette résistance série est la résistance de contact qui risque d'être augmentée du fait de la gravure du contact ohmique supérieur. De plus, l'absence de référence absolue peut entraîner une gravure non négligeable de la couche enterrée. Or, toute diminution de l'épaisseur de cette couche induit une augmentation de la résistance série par l'accroissement du terme de résistance correspondant à la transition lignes de courant verticales-longitudinales ("spreading resistance").

Ce problème est en fait résolu en protégeant le contact ohmique durant l'attaque plasma. Pour cela, on utilise une couche de titane de l'ordre de 100 Å qui permet de conserver intact le contact durant toute la durée de la gravure, du fait que celui-ci se grave beaucoup plus lentement. La figure III.5 illustre également l'efficacité d'une telle approche en montrant des vues au microscope électronique à balayage de mesa dont le contact ohmique a été protégé (a) ou non (b) par une couche de titane.

La référence du contact ohmique étant conservé, on peut alors suivre précisément l'avancée de la gravure par des mesures au profilomètre. A titre d'exemple une mesure sur un mesa de $(10 \times 10) \mu\text{m}^2$ est donné sur la figure III.6 pour lequel l'épaisseur mesurée vaut 9000 Å ce qui correspond globalement à une épaisseur de 6000 Å effectivement gravée, compte tenu de l'épaisseur du contact ohmique.

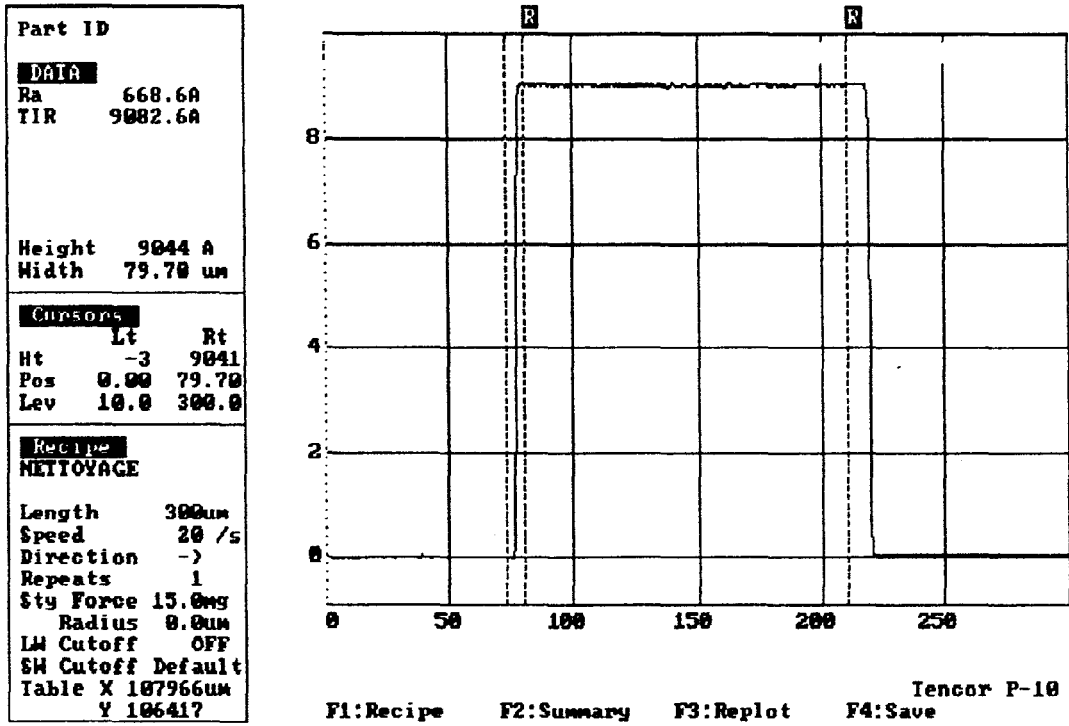


Figure III.6: Exemple de mesure au profilomètre de l'épaisseur gravée lors de la définition du mesa de diode par gravure ionique réactive.

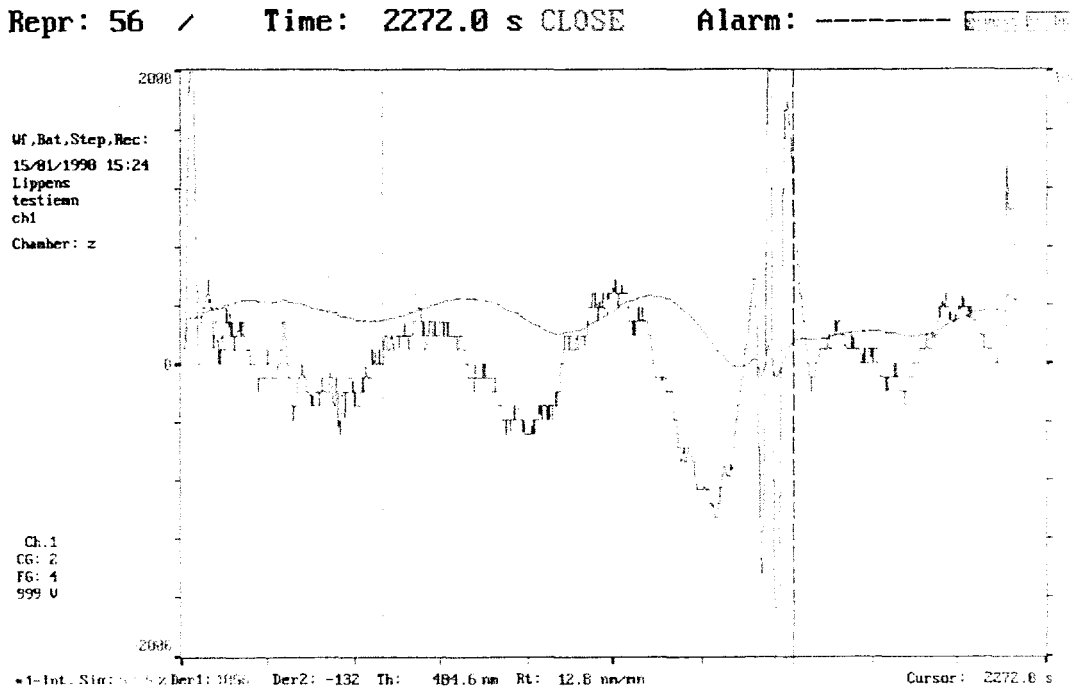


Figure III.7: Exemple de suivi de gravure ionique réactive de mesa de diodes par réflectométrie laser, qui permet la détection des deux barrières d'AlAs.

Il est à noter que le contrôle de la gravure peut être facilité par l'utilisation d'une technique de réflectométrie laser. Celle-ci permet en effet de manière générale de détecter des changements de matériaux et peut servir dans certain cas pour la détection de fin d'attaque.

Néanmoins, dans le cas qui nous intéresse ici, il n'existe pas de changement de matériaux qui permette de s'arrêter précisément dans une couche. En effet, la couche de contact enterrée d' $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ dopée $1.10^{19} \text{ at.cm}^{-3}$, dans laquelle on désire s'arrêter, est précédée par une couche également d' $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ de dopage $1.10^{18} \text{ at.cm}^{-3}$. Ce passage entre les deux couches n'est en pratique pas décelable.

Malgré tout, cette technique de réflectométrie laser permet un contrôle in situ de l'avancée de la gravure avec la détection du passage des barrières d'AlAs. Le temps de gravure nécessaire pour atteindre la couche n^+ est alors obtenu par rapport à la vitesse moyenne de gravure obtenue avant les barrières. La figure III.7 illustre la détection du passage des barrières d'AlAs lors de la gravure du mesa de diode.

III.2.3. Dépôt de second contact ohmique

La gravure du mesa de diode effectuée, il faut désormais déposer le second contact ohmique. Cette étape nécessite une phase d'alignement et utilise une technique de lithographie optique standard. Le profil en casquette pour la résine optique utilisée (1400-27) est ici réalisé par un traitement préalable au chlorobenzène. Un exemple d'ouverture dans la résine optique d'un contact ohmique en U, ainsi que de contact obtenu par évaporation et "lift-off" est donné sur la figure III.8. Les deux contacts ohmiques des diodes étant déposés, ils sont recuits à 400°C pendant 40 secondes dans un four de recuit flash.

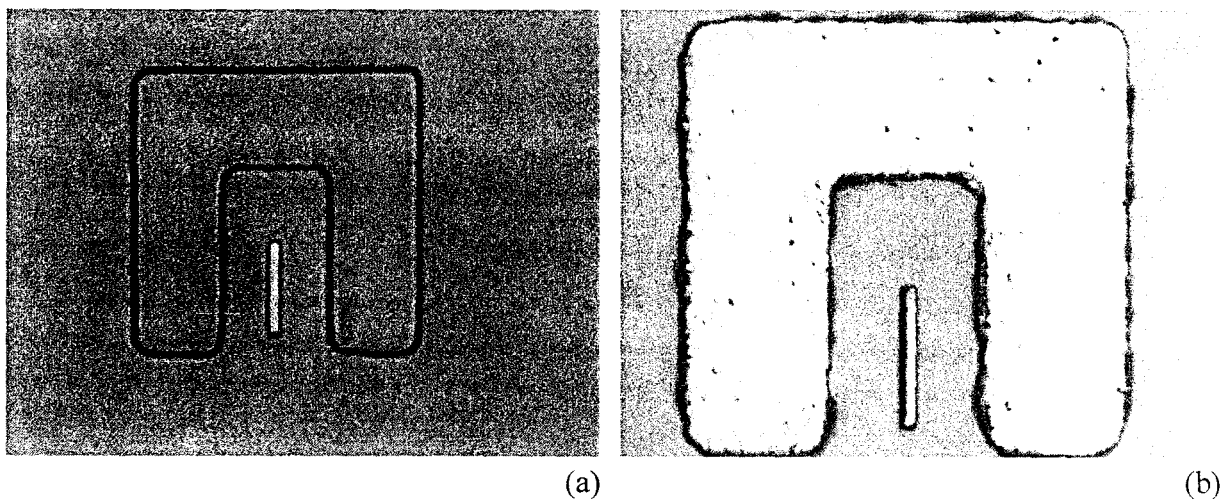


Figure III.8: Illustration de la définition du second contact ohmique en U: ouverture du motif dans la résine (a) et contact après évaporation, "lift-off" et recuit.

III.2.4. Mesa d'isolation

L'étape technologique suivante consiste à isoler électriquement les composants entre eux. D'une manière générale, cette étape d'isolation est effectuée par gravure chimique des zones non protégées jusqu'au substrat semi-isolant. Dans le cas présent, cette approche n'est pas envisageable du fait de la présence de marques d'alignement nécessaires à l'écriture des ponts à air. En effet, ces marques doivent être parfaitement définies afin de pouvoir être repérées par le masqueur électronique et notamment ne présenter aucune sous-gravure sous le contact métallique. Dans le but de préserver ces marques d'alignement, le mesa d'isolation est en fait réalisé par RIE. Le masque utilisé pour protéger les composants est une résine optique.

Néanmoins, il est apparu que la nature de la résine utilisée était importante. En effet, comme l'illustre la figure III.9, les premiers essais avec la résine 1400-27 ont montré que son utilisation était à proscrire en tant que masque durant l'attaque plasma. Celle-ci se dénature totalement et ne peut alors être ôtée que difficilement par un plasma d'oxygène de puissance élevée (250 W).

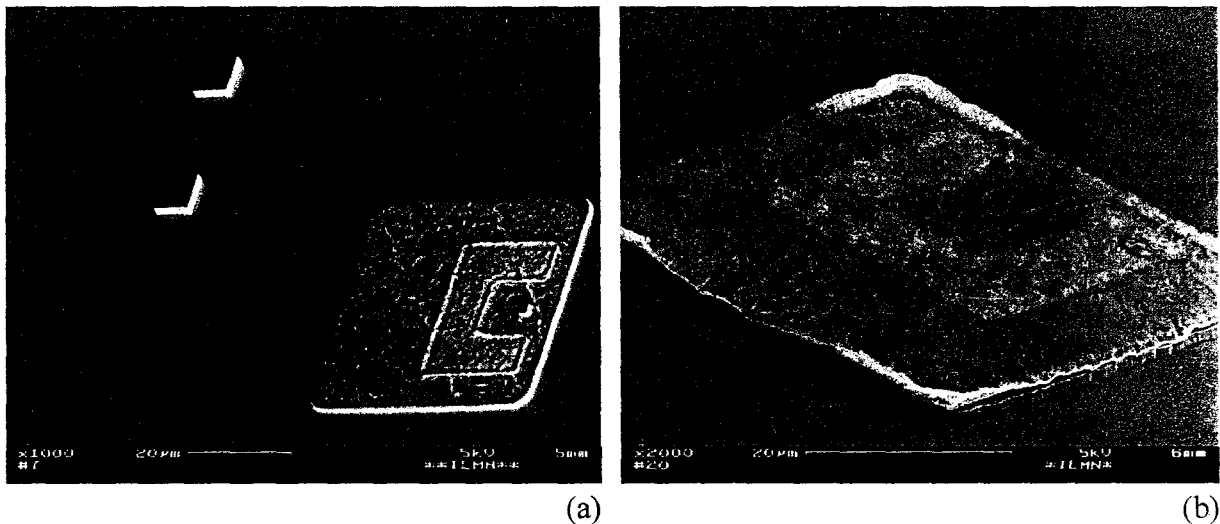


Figure III.9: Illustration de la bonne définition des marques d'alignement par RIE (a) ainsi que de la dénaturation du masque de résine optique (1400-27) durant l'isolation par attaque plasma (a) et (b).

Le choix de l'AZ5214 s'est avéré en fait plus adapté pour servir de masque lors de la définition du mesa d'isolation par RIE. Cette résine résiste mieux aux gravures relativement longues (50 minutes) et s'enlève plus facilement au plasma d'oxygène. Néanmoins, dans le but de faciliter le retrait de ce masque de résine après l'attaque plasma, il a été décidé de supprimer la couche d'InP dopée 10^{18} at.cm⁻³ servant de transition entre le substrat semi-isolant et la couche de contact d'In_{0,53}Ga_{0,47}As. Ceci permet de diminuer d'un facteur deux le temps de gravure pour réaliser l'isolation et dès lors la résine reste sensible à l'acétone ce qui permet de l'enlever en totalité et de conserver un bon état de surface pour les contacts métalliques.

Ceci permet également de pouvoir contrôler par réflectométrie laser l'avancée de la gravure et de détecter le passage de la couche d' $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ au substrat d' InP semi-isolant, comme l'illustre la figure III.10. Ceci constitue, dans ce cas, une véritable détection de fin d'attaque.

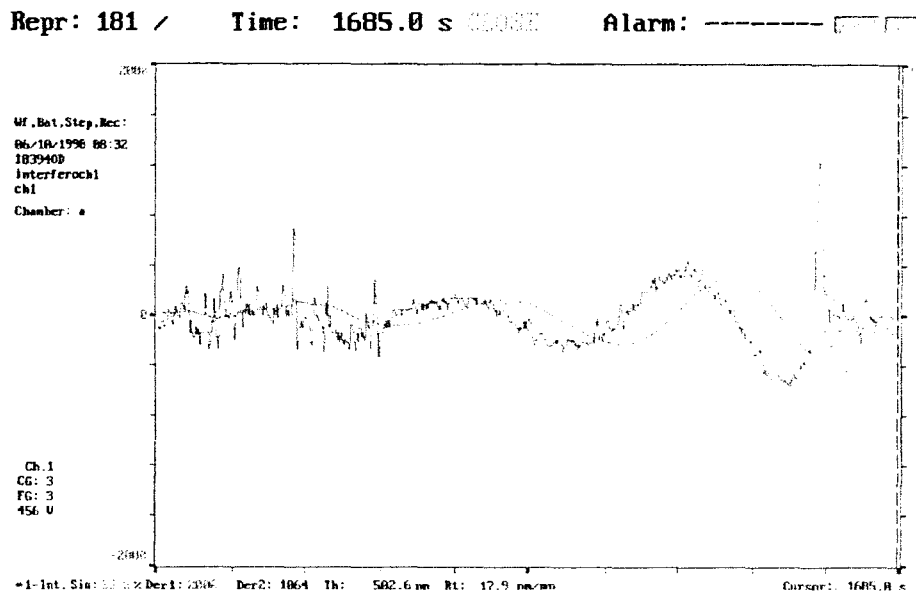


Figure III.10: Détection de fin d'attaque par réflectométrie laser lors de la réalisation du mesa d'isolation par gravure ionique réactive.

La figure III.11 montre le type de mesa d'isolation réalisé. Les couches sont gravées jusqu'au substrat d' InP semi-isolant pour obtenir l'isolation des composants. En pratique cependant, après une telle attaque plasma la couche s'avère être conductrice. Il est donc nécessaire de réaliser une attaque chimique de courte durée (quelques secondes) à l'aide d'une solution d'acide chlorhydrique et d'eau (11:10) pour obtenir une isolation effective.

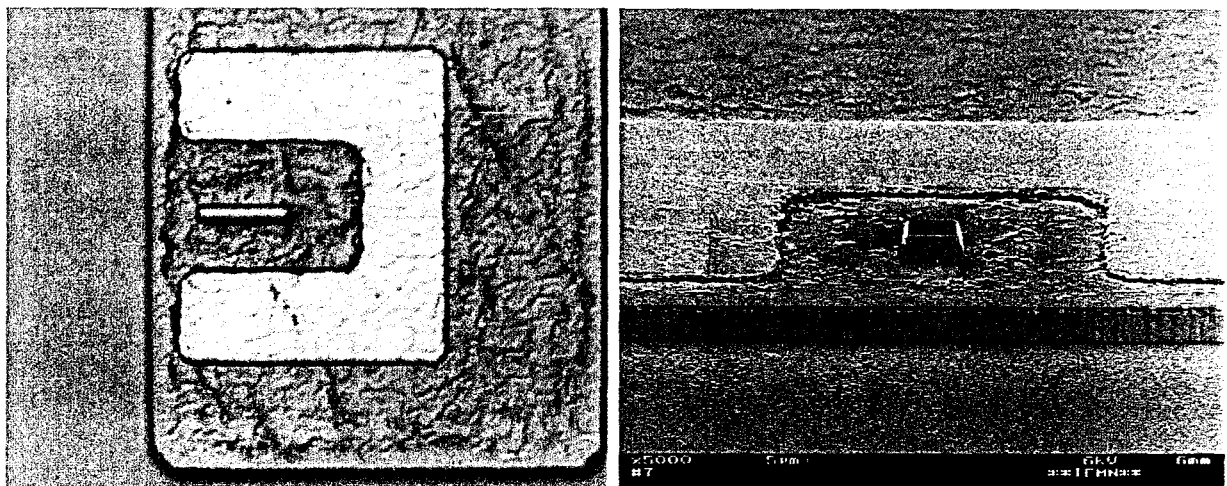


Figure III.11: Exemples de mesa d'isolation réalisés par gravure ionique réactive vus sous deux angles différents.

III.2.5. Dépôt des lignes d'accès

Les lignes d'accès des diodes sont réalisées de la même manière que le second contact ohmique. Elles sont ici de type coplanaire et permettront de caractériser les diodes à la fois en statique et en dynamique à l'aide de pointes hyperfréquences. Comme l'illustre la figure III.12 qui présente l'ouverture dans la résine du motif de ligne coplanaire (a) ainsi que la ligne déposée après évaporation d'un épaissement de Ti/Au (1000/4000 Å) et "lift-off" (b), le plan de masse vient recouvrir partiellement le contact ohmique et redescend sur le substrat semi-isolant et la ligne centrale est déposée directement sur le substrat. Il ne reste plus dès lors qu'à relier le haut de la diode à cette ligne centrale.

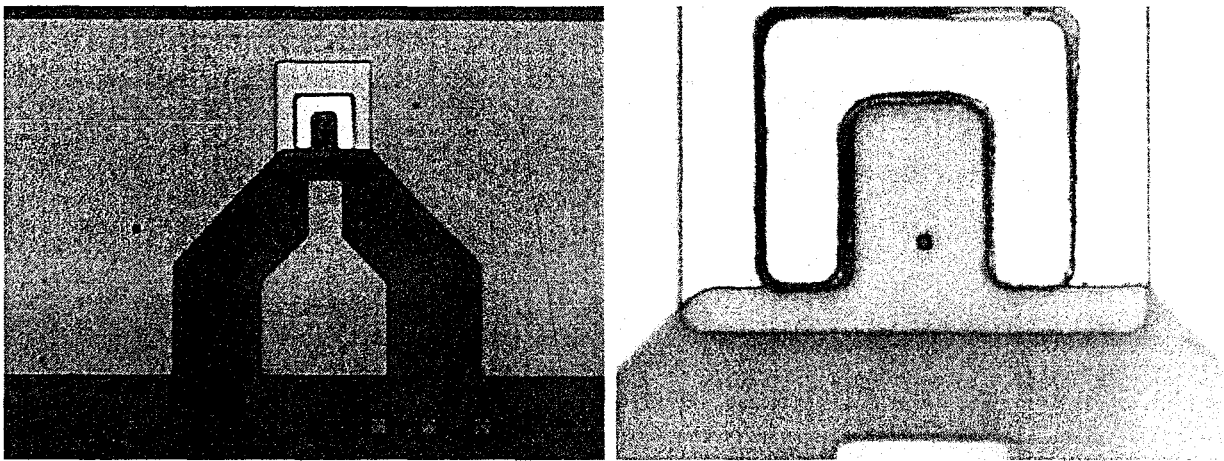


Figure III.12: Exemples d'ouverture dans la résine d'un motif de ligne coplanaire (a), ainsi qu'une vue rapprochée pour une diode de $(1 \times 1) \mu\text{m}^2$, après évaporation d'un épaissement de Ti/Au (1000/4000 Å) et "lift-off".

III.2.6. Intégration par pont à air

La façon utilisée pour relier la diode à la ligne centrale est de réaliser un pont à air. Pour cela différentes méthodes sont envisageables mais ont toutes en commun la nécessité de définir les piliers du pont à air sur le haut du composant et au niveau de la ligne centrale, ainsi que l'ouverture d'un tablier de pont.

Ces deux étapes peuvent en fait être réalisées de manière distincte ou non et mettre en jeu également des résines de même nature ou de nature différente.

De plus, la métallisation du pont à air peut également mettre en œuvre deux techniques différentes de dépôt : le dépôt électrolytique ou le dépôt par évaporation.

III.2.6.1. Dépôt électrolytique

Les premiers essais d'intégration par pont à air ont été réalisés sur des composants de faibles dimensions (jusqu'à $1 \times 1 \mu\text{m}^2$) par dépôt électrolytique. La mise en œuvre de cette technique nécessite en fait trois étapes avant la croissance électrolytique comme l'illustre schématiquement la figure III.13.

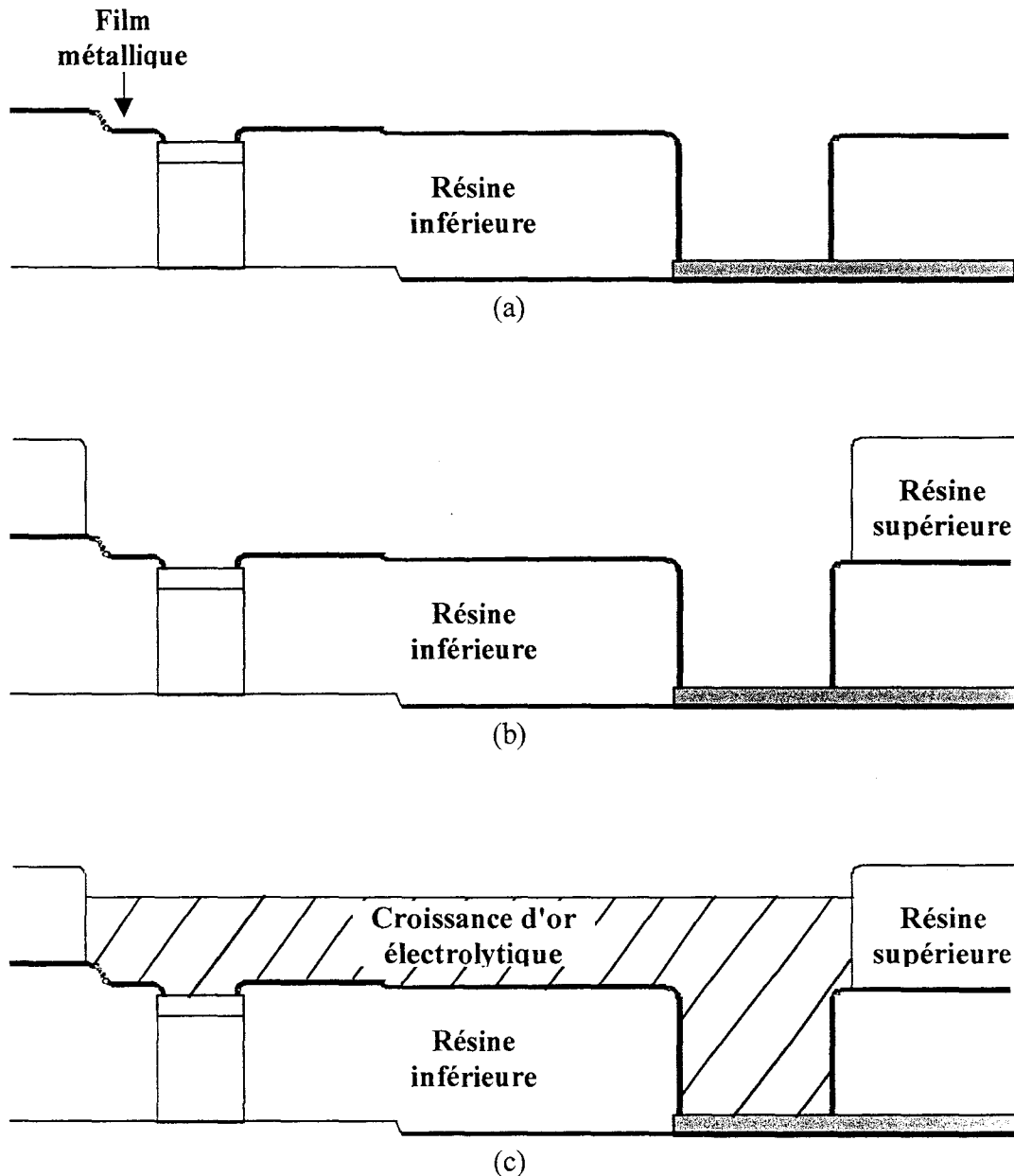


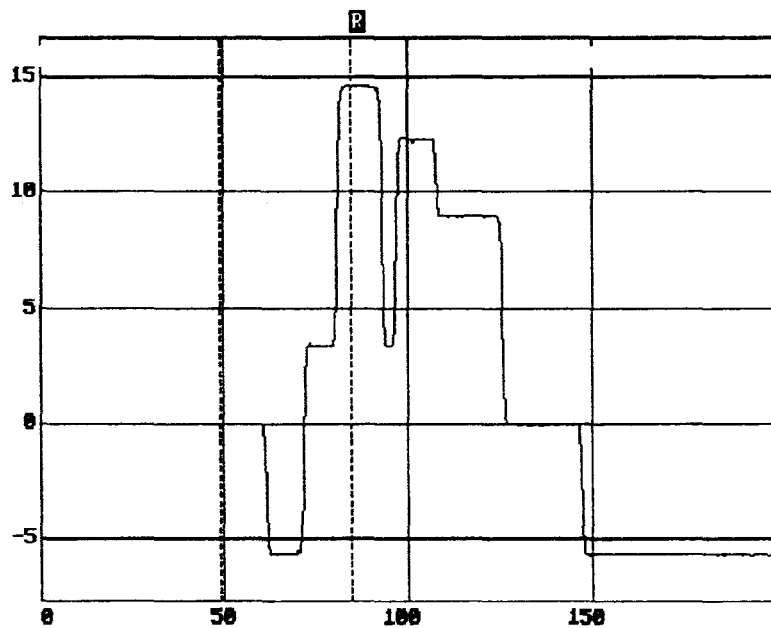
Figure III.13: Schéma de principe de réalisation de ponts à air par croissance électrolytique:
 (a) Ouverture des piliers de ponts à air sur la diode et sur la ligne centrale dans la résine inférieure et dépôt d'un film métallique intermédiaire.
 (b) Ouverture du tablier de pont à air dans la résine supérieure.
 (c) Croissance locale d'or électrolytique dans le moule de résine préalablement formé.

Il s'agit dans un premier temps d'ouvrir des piliers du pont à air sur le contact ohmique supérieur de la diode et sur la ligne centrale. Ensuite, un film métallique permettant de mettre au même potentiel l'ensemble des motifs est déposé. En dernier lieu, l'ouverture du tablier du pont est effectué afin de définir un moule de résine pour le pont à air dans lequel va croître localement l'or électrolytique.

La première tentative de pont électrolytique a été effectuée en s'inspirant des travaux réalisés au sein du laboratoire pour la mise en œuvre d'un procédé d'interconnexions millimétriques [3]. La même technologie en terme de film d'accrochage a été appliquée à la réalisation de ponts de dimensions réduites et met en jeu une croissance d'or électrolytique sur un film de nickel déposé par la technique de pulvérisation. Cette technique offre l'avantage d'un dépôt isotrope contrairement à l'évaporation. Elle paraît donc mieux adaptée à préserver la continuité du film métallique déposé. Les conditions de dépôt nécessaires à une bonne croissance sont les suivantes et correspondent à des conditions nominales:

T = 45 °C
 Agitation = 100 tr/min
 Densité de courant = 1,5 mA/cm²

| | |
|-----------------|----------|
| Part ID | |
| DATA | |
| Ra | 3571.4A |
| TIR | 2.0194um |
| Height 1.456 um | |
| Width 35.38 um | |
| Cusps | |
| Lt | Rt |
| Ht 0.0006 | 1.457 |
| Pos 48.70 | 84.08 |
| Lev 6.8 | 54.9 |
| Recipe | |
| P10MICRO | |
| Length | 200um |
| Speed | 20 /s |
| Direction | -> |
| Repeats | 1 |
| Sty Force | 5.0mg |
| Radius | 0.0um |
| LM Cutoff | OFF |
| SN Cutoff | Default |
| Table X | 185550um |
| Y | 104865 |



F1:Recipe F2:Summary F3:Replot F4:Save Tencor P-10

Figure III.14: Illustration du dénivelé important entre les piliers de pont à air.

Pour ce qui est de l'ouverture des piliers de ponts à air, les dimensions des composants mises en jeu imposent à nouveau leur écriture au masqueur électronique. Le choix de la résine utilisée a été dicté dans ce cas par le dénivelé important existant entre l'emplacement des deux piliers comme l'illustre la figure III.14 qui donne une mesure au profilomètre d'une configuration typique de dénivelé. Pour cela, l'utilisation d'un copolymère a été préférée à celle d'une résine PMMA du fait qu'elle permet d'obtenir des épaisseurs de couche plus importantes en un seul dépôt. Un exemple d'une telle écriture et révélation de piliers de pont à air est donné sur la figure III.15.

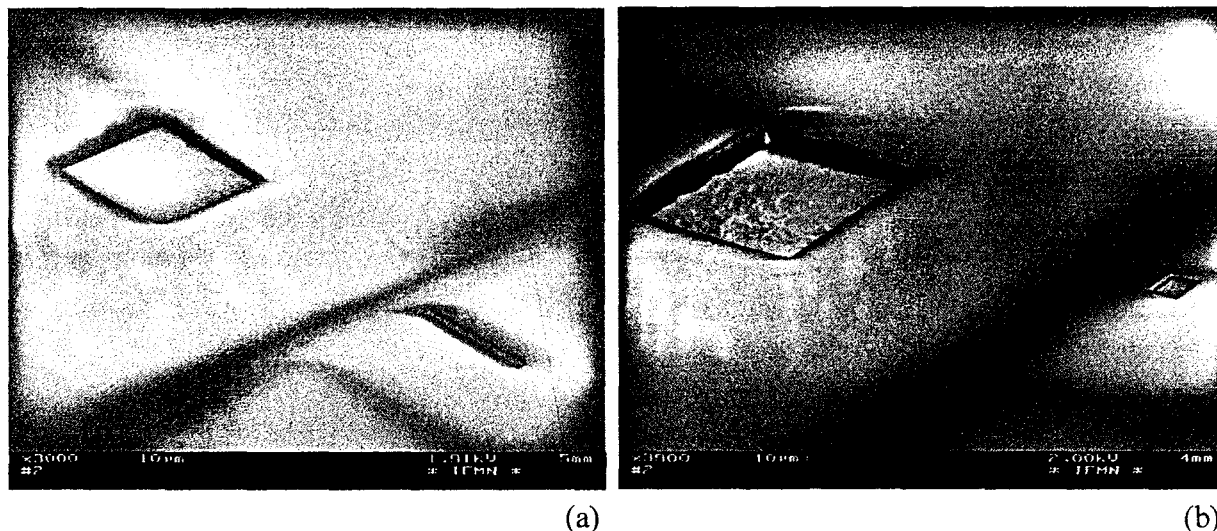


Figure III.15: Exemple de piliers de pont à air définis au masqueur électronique pour des diodes respectivement de $(1 \times 10) \mu\text{m}^2$ (a) et $(2 \times 2) \mu\text{m}^2$ (b)

A ce stade, le film d'accrochage de nickel est donc déposé par pulvérisation. Il est à noter que l'épaisseur de ce film doit être assez importante pour assurer à la fois une bonne accroche au niveau des piliers et être suffisamment solide, mais ne pas être trop importante pour permettre par la suite l'alignement par transparence des tabliers de pont à air. L'étape suivante, qui consiste en la définition du motif de tablier du pont, est effectuée par lithographie optique dans de la résine AZ5214 pour une épaisseur nominale de $2 \mu\text{m}$. Celle-ci permet en effet d'obtenir une bonne définition des motifs pour les dimensions mises en jeu.

La mise en œuvre pratique nécessite alors d'effectuer un recuit de l'échantillon pour réduire l'apparition de croissance sous la résine qui sera illustrée par la suite ainsi que d'autres problèmes liés notamment à l'adhérence du film d'accrochage. Le dépôt électrolytique est effectué, la résine est alors enlevée par une insolation totale aux UV et une révélation. Le film de nickel est gravé par une solution à base d'acide nitrique. La résine inférieure, qui ne se dissout plus dans l'acétone, est ôtée soit à l'aide d'un stripper soit par un léger plasma d'oxygène.

L'utilisation d'un film de nickel s'est en fait révélée non adaptée à la réalisation de ponts à air pour des diodes sur InP comme l'illustre la figure III.16. En effet, on y constate l'absence de mesa de diode qui a en fait été gravé par la solution à base d'acide nitrique utilisée pour enlever le film de nickel. Suite à cela, il a donc été préféré au film de nickel un film de Ti/Au, les autres étapes restant identiques.

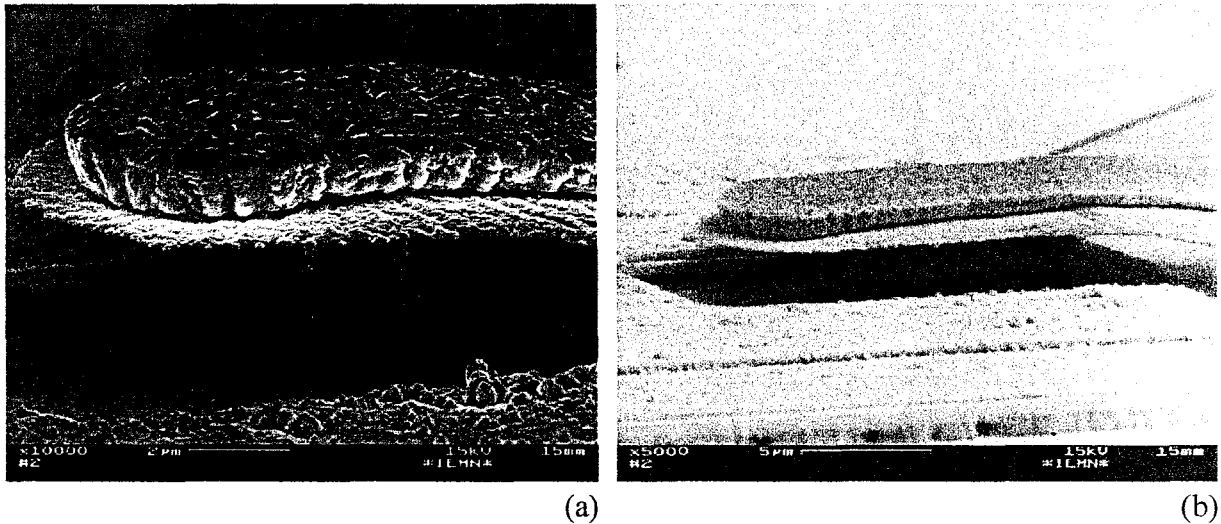


Figure III.16: Essais de ponts à air par dépôt électrolytique avec un film d'accrochage de nickel, pour des diodes de $(2 \times 2) \mu\text{m}^2$ (a) et $(1 \times 10) \mu\text{m}^2$ (b).

Néanmoins, comme l'illustre la figure III.17 et malgré une diminution de la hauteur du pilier sur la diode, il existe un réel problème concernant l'utilisation du dépôt électrolytique pour la réalisation de pont à air avec un décollement apparent du pilier au niveau du contact de diode. Cet effet est apparu de manière systématique pour toutes les diodes de l'échantillon.

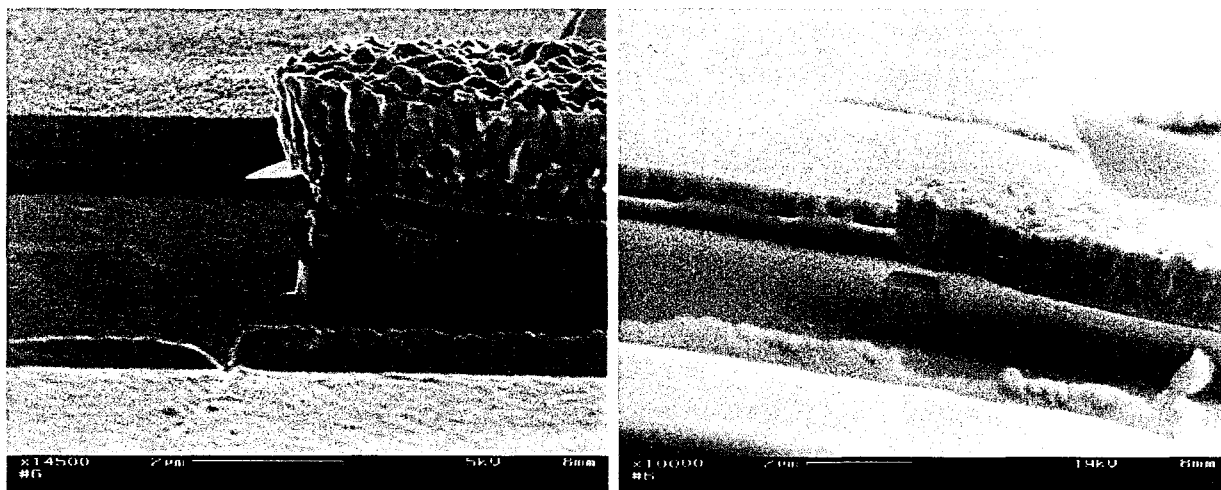


Figure III.17: Exemple de ponts à air réalisés par dépôt d'or électrolytique pour une épaisseur avoisinant le micron, sur un film de Ti/Au déposé par pulvérisation, sur des diodes de $(1 \times 1) \mu\text{m}^2$.

Le dépôt électrolytique semble donc difficilement utilisable pour l'intégration par pont à air de diodes de petites dimensions. De plus, les raisons de ce décollement sont encore incertaines. Celui-ci peut en fait être attribué à plusieurs facteurs qui sont liés à la fois à la nature même du composant, ainsi qu'à la technique de dépôt électrolytique proprement dite. Rappelons que la topologie des diodes présente des dénivelés importants, notamment un mesa de diode de l'ordre du micromètre, associée aux faibles dimensions des composants. La définition des piliers est assurément une difficulté du fait qu'elle nécessite l'obtention d'un dépôt uniforme de résine mais aussi une bonne tenue du film métallique qui comme il sera illustré ci-après a tendance à friper. On peut également ajouter la croissance de l'or électrolytique localement au niveau des piliers de faibles dimensions qui peut amener des contraintes particulières.

Un essai supplémentaire de ponts électrolytiques a été effectué sur des composants de dimensions plus importantes. Dans ce cas, le jeu de masques était destiné à la réalisation d'un autre type de diodes, présentant pour sa part des diodes de formes circulaires (diamètre $\geq 4 \mu\text{m}$) ou de type doigt (surface minimale: $(3 \times 4) \mu\text{m}^2$).

Celui-ci permet de préciser quelque peu l'influence importante des dimensions de composants sur la faisabilité d'une telle approche pour une intégration par pont à air. En effet, ces diodes ont été en grande partie contactées hormis celles de plus faibles dimensions précisément les diodes circulaires de diamètre $4 \mu\text{m}$. Du point de vue de la mise en œuvre, les piliers ont ici été définis par lithographie optique. Le film métallique de Ti/Au ($250 \text{ \AA}/250 \text{ \AA}$) a été obtenu non pas par pulvérisation mais par évaporation.

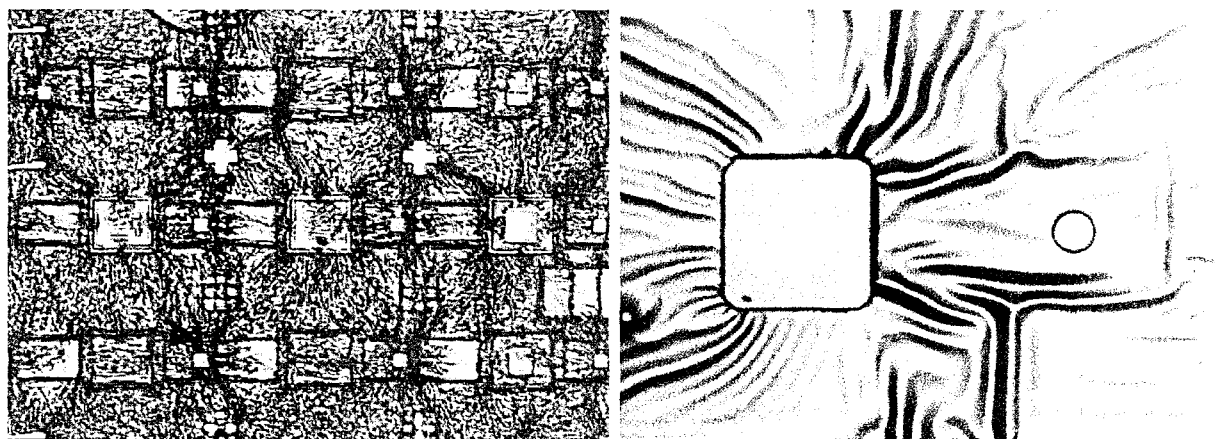


Figure III.18: Exemple de mauvaise adhérence du film métallique intermédiaire sur la résine inférieure dans laquelle ont été définis les piliers de pont à air.

Cet essai permet également d'illustrer les problèmes associés au dépôt électrolytique. En premier lieu, un exemple de fripage du film métallique est donné sur la figure III.18. Cet effet peut apparaître à différent moment de la mise en œuvre : à savoir pendant le dépôt même du film du fait d'une mauvaise adhérence sur la résine dans laquelle sont définis les piliers, ou bien durant la phase de dépôt à la tournette de la résine supérieure, ou encore pendant le recuit de cette résine. Pour cette dernière étape, il semble néanmoins qu'un recuit à température réduite (60°C) tende à limiter la mauvaise adhérence du film. Malgré le fripage du film qui rend la phase d'alignement des tabliers un peu plus critique, ceux-ci ont pu être ouverts de manière correcte comme l'illustre la figure III.19.

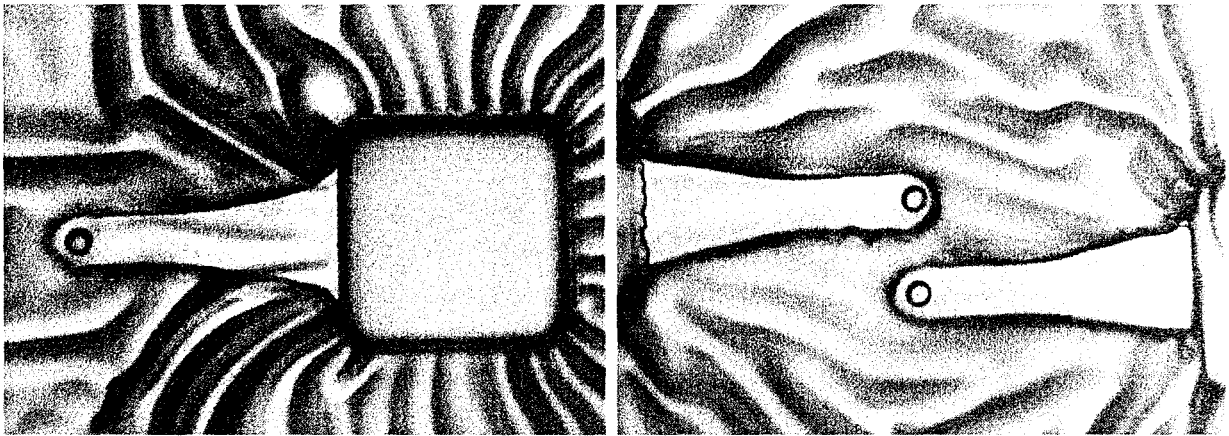


Figure III.19: Exemple d'ouverture de tabliers de pont à air réalisé par lithographie optique.

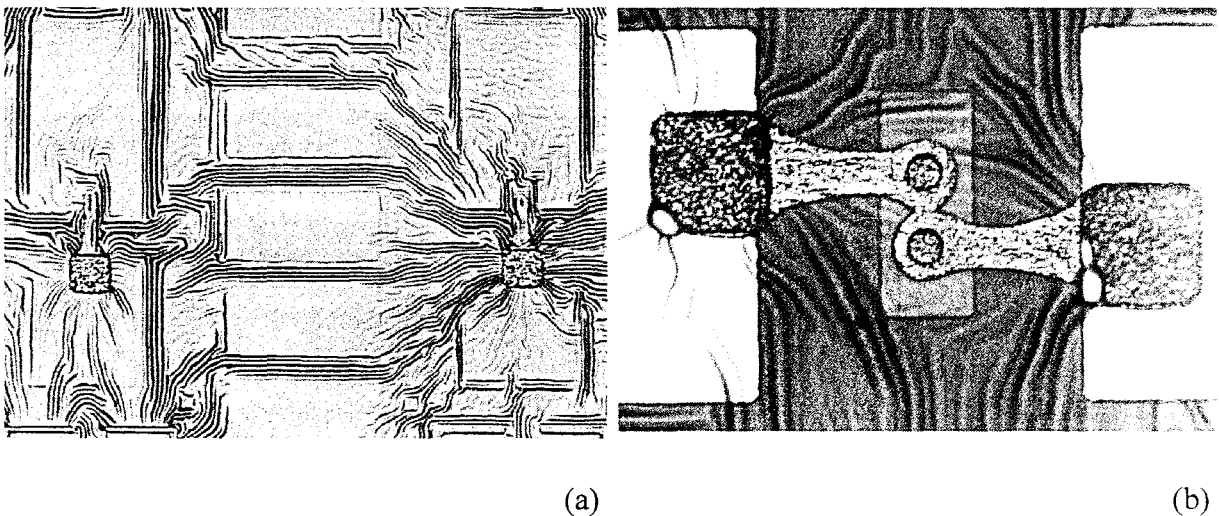


Figure III.20: Exemple de ponts à air réalisés par dépôt électrolytique, après l'insolation totale et la révélation de la résine supérieure (a), ainsi qu'une illustration de croissance sous la résine, la résine inférieure étant toujours présente (b).

A ce stade après un recuit à 80°C sur plaque pendant 20 minutes, nécessaire pour limiter l'effet de croissance sous la résine, le dépôt électrolytique des ponts à air a été réalisé. Un exemple de croissance sous la résine est notamment illustré sur la figure III.20. Bien que cette mise en série de diodes ne soit pas directement utilisée du point de vue des RTD, elle permet de montrer concrètement les problèmes liés à ce type de croissance. En effet, pour une configuration simple de diode qui nous intéresse plus particulièrement cet effet, pas trop marqué, ne représente en fait pas une réelle limitation au bon contact des diodes

Une autre difficulté technologique réside dans la dénaturation de la résine inférieure qu'il n'est plus possible de dissoudre dans l'acétone comme l'illustre la figure III.21.

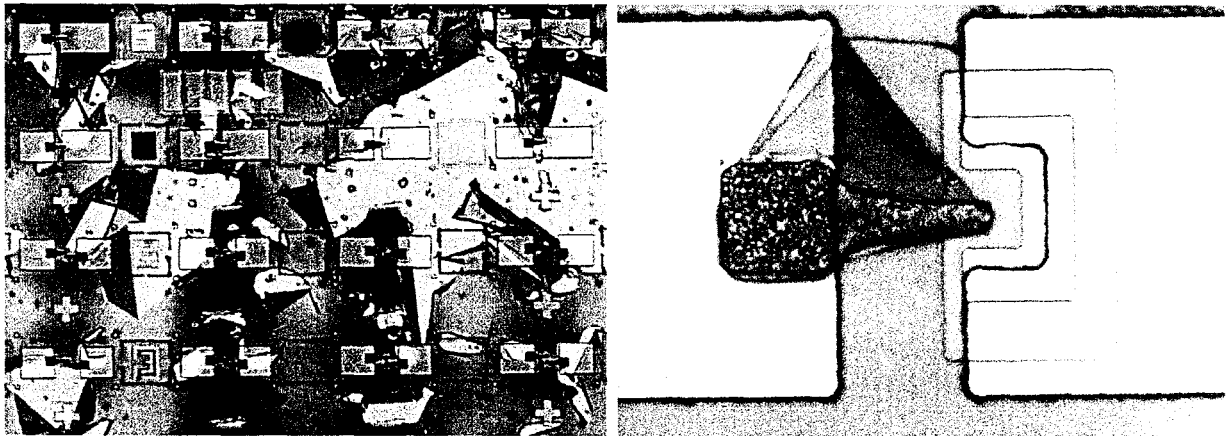


Figure III.21: Exemple de dénaturation de la résine inférieure qui ne se dissout plus dans l'acétone.

Cependant, un plasma d'oxygène de faible puissance 25 W permet de retirer cette résine dans sa majeure partie comme l'illustre la figure III.22, qui représente une vue au microscope électronique à balayage de pont à air ainsi réalisé.

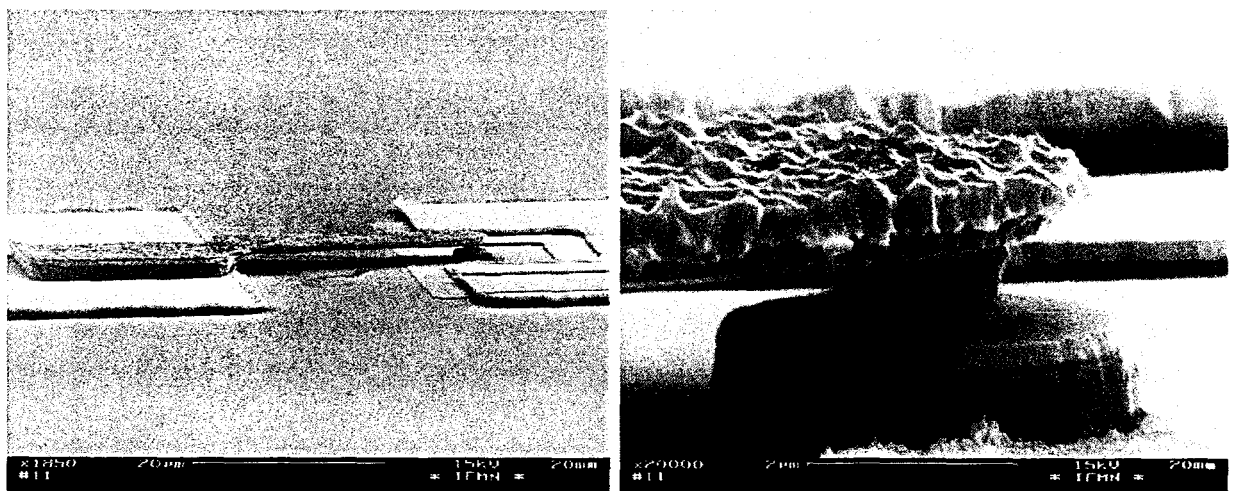


Figure III.22: Vue au microscope électronique à balayage de pont à air réalisé par dépôt électrolytique sur une diode de 4µm de diamètre.

Aux vues de ces résultats, et notamment l'échec des ponts électrolytiques pour contacter des diodes à effet tunnel résonnant de faibles dimensions, la mise en œuvre de pont à air par évaporation a été envisagée.

III.2.6.2. Evaporation

La mise en œuvre de différentes approches pour l'intégration par pont à air réalisée par la technique d'évaporation, à la fois pour des diodes de faibles et de plus larges dimensions, va être présentée au cours de ce paragraphe. La définition du pont utilise des bicouches de résines optiques, électroniques ou mixtes.

III.2.6.2.1. Bicouche optique

Pour des diodes de dimensions plus importantes, comme celles mises en jeu à la fin du paragraphe précédent, la réalisation d'un pont à air est possible par lithographie optique, les limitations en terme de sections de composants étant en fait déterminées par la possibilité de réaliser de bonne ouverture de piliers dans de la résine optique, mais également et surtout, par les possibilités d'alignement correct de ces piliers sur le haut des diodes. Cette approche tout optique pour réaliser un pont à air nécessite néanmoins, du fait de l'utilisation de deux résines de même nature, de pouvoir définir séparément les piliers du pont dans la résine inférieure et du tablier de pont dans la seconde résine. Pour ce faire, l'utilisation d'un film métallique déposé après la définition des piliers permet la séparation effective de la première résine avec celle dans laquelle va être ouvert le motif de tablier. Cette mise en œuvre déjà utilisée avec succès dans l'équipe pose néanmoins des problèmes (durant le "lift-off" qui nécessite l'utilisation d'ultra-sons) du fait de la présence du film. En effet, la façon dont se casse ce film n'est pas du tout maîtrisable et peut entraîner la présence de lichettes plus ou moins importantes, pouvant même dans certains cas court-circuiter les composants. La figure III.23 présente un exemple de telles lichettes au niveau du pont à air.

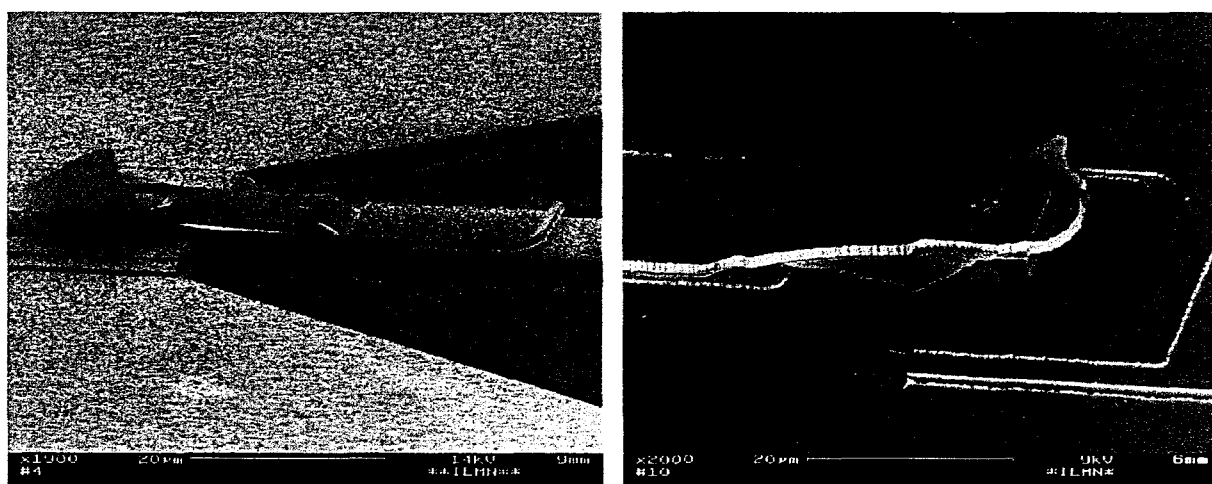


Figure III.23: Exemple des problèmes de lichettes associés aux ponts à air réalisés avec un film métallique intermédiaire.

Pour pallier cet inconvénient, une première solution, mise au point durant un travail de thèse de l'équipe, consiste à ne plus utiliser de film métallique intermédiaire [4].

Pour ce faire, la résine dans laquelle sont définis les piliers de ponts subit un recuit (pyrolyse) préalable au dépôt de la seconde résine qui la rend totalement insensible aux solvants. Dès lors, le pont à air est réalisé de manière identique par évaporation et "lift-off". Il est nécessaire en dernier lieu pour ôter cette résine pyrolysée d'effectuer un plasma d'oxygène de forte puissance (250 W), ce qui peut s'avérer relativement long, notamment pour la résine située en dessous du pont.

Une autre solution consiste en fait à conserver ce film métallique, définir les motifs de tabliers de ponts à air, ceux-ci présentant un profil en casquette nécessaire au "lift-off" comme l'illustre la figure III.24, mais d'effectuer, avant le dépôt du pont par évaporation, la gravure de ce film.

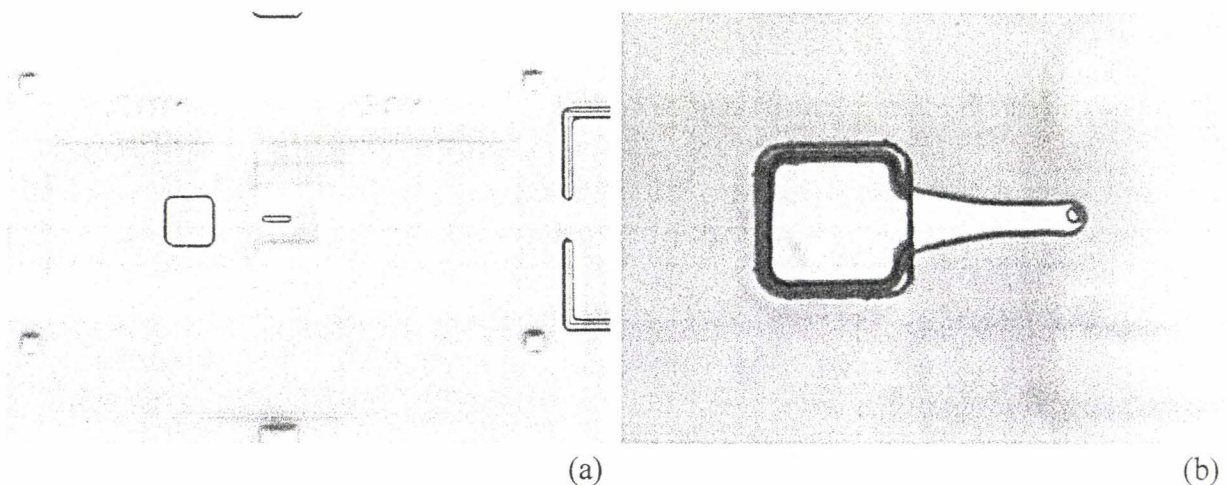


Figure III.24: Illustration du dépôt de film intermédiaire sur la résine dans laquelle sont définis les piliers (a) et de la définition du tablier (b)

La figure III.25 illustre cette phase préalable de gravure du film métallique, ici tout d'abord l'or (a) puis le titane (b). L'or est ici superflu et un simple film de titane est suffisant à la séparation des résines. On peut remarquer que la gravure du film s'étend bien au-delà du motif de tablier, que cette gravure permet de retrouver les surfaces initiales avant dépôt du film au niveau des piliers et que la casquette de résine ne souffre pas de cette gravure.

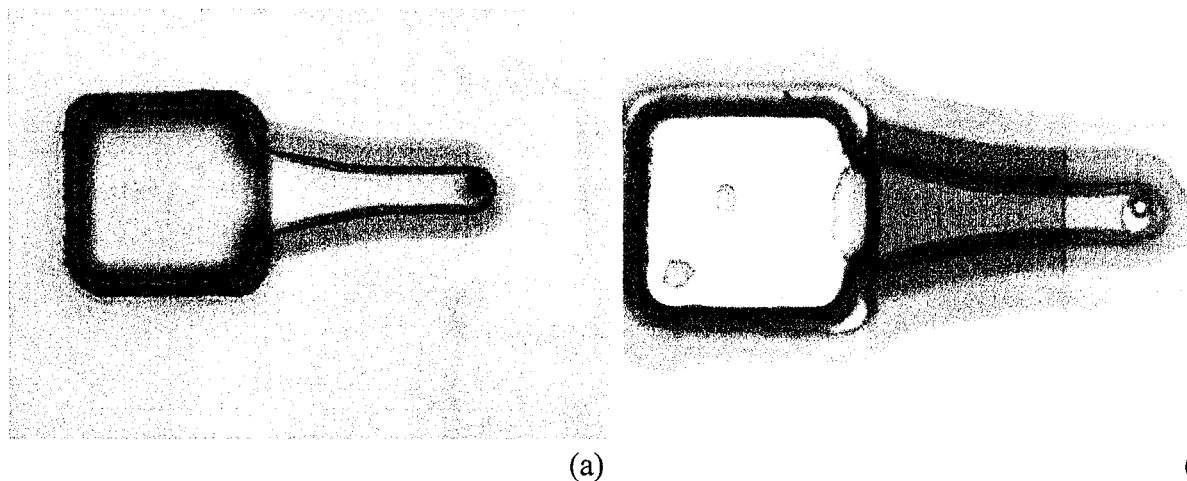


Figure III.25: Exemple de gravure du film métallique intermédiaire avant le dépôt du pont à air par évaporation: du film de titane (a) puis du film d'or (b) qui permet de retrouver les piliers initiaux et de ne conserver que la résine inférieure au niveau du moule de pont.

Un exemple de diodes à effet tunnel résonnant ainsi obtenues à l'aide d'une connexion par pont à air évaporé est donné sur la figure III.26. Celle-ci illustre notamment la parfaite définition des ponts à air réalisés par cette technique (a). Elle montre également les limites de la lithographie optique par rapport aux dimensions des composants. Sur la figure III.26 (b), le pilier, sensiblement de $2\ \mu\text{m}$ pour une diode de $(3 \times 4)\ \mu\text{m}^2$, se trouve sur le bord de la diode et permet de mettre en évidence les limitations de la lithographie optique, et précisément de la phase d'alignement, en termes de dimension de diodes réalisables par cette approche.

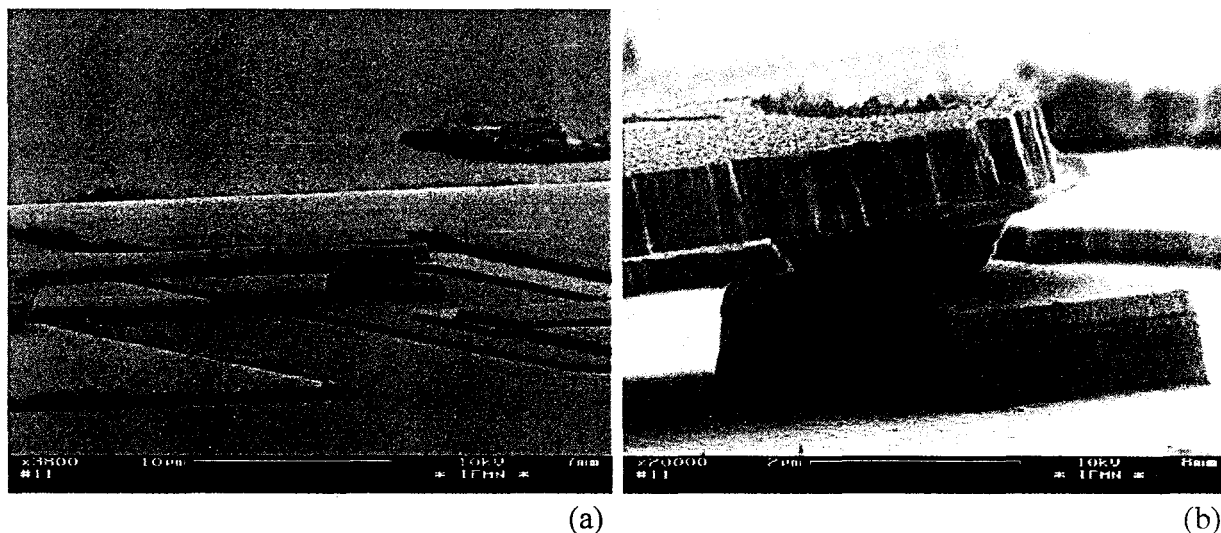


Figure III.26: Exemples d'intégration par pont à air réalisée par lithographie optique, avec gravure du film métallique intermédiaire avant le dépôt par évaporation, qui permet de s'affranchir des problèmes de lichettes.

Pour des composants de dimensions inférieures, l'ouverture des piliers nécessitera donc l'utilisation de la lithographie électronique. L'ouverture du tablier de pont pourra se faire à la fois dans une résine optique ou électronique.

III.2.6.2.2. Bicouche mixte: optique-électronique

Comme il a été montré précédemment, la réalisation de ponts à air par dépôt électrolytique pour des diodes de faibles dimensions, jusqu'à $(1 \times 1) \mu\text{m}^2$ s'est avérée problématique. De ce fait, la réalisation de ponts par évaporation a été envisagée et notamment par le biais d'un bicouche mixte de résines. Cette approche permet en effet de bénéficier directement de l'écriture au masqueur électronique des piliers de ponts à air mise au point au préalable pour les essais de dépôt électrolytique. Un exemple d'une telle écriture est illustré sur la figure III.27, pour des piliers de diodes $(1 \times 10) \mu\text{m}^2$ et $(1 \times 1) \mu\text{m}^2$ définis dans un copolymère d'épaisseur nominal $1,1 \mu\text{m}$.

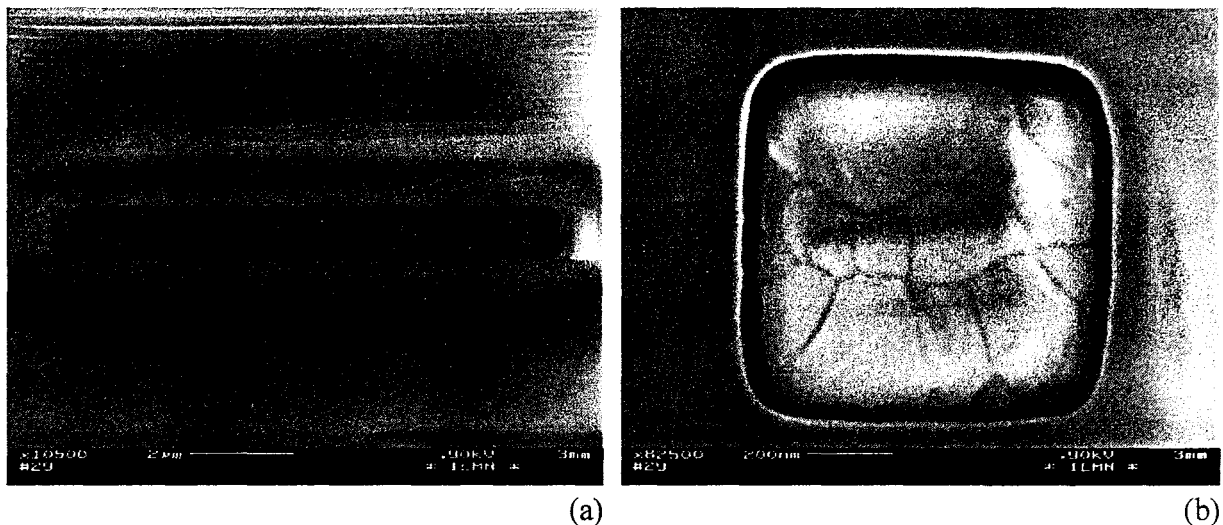


Figure III.27: Exemple d'écriture au masqueur électronique de piliers de diodes $(1 \times 10) \mu\text{m}^2$ (a) et $(1 \times 1) \mu\text{m}^2$ (b) définis dans un copolymère d'épaisseur nominal $1,1 \mu\text{m}$.

A ce stade, la possibilité de définir le tablier de pont dans une résine optique déposée directement sur la résine électronique a été testée. Comme le montre la figure III.28, cette approche s'est avérée tout à fait réalisable, mettant en évidence la non miscibilité des deux résines vu notamment l'obtention d'un profil en casquette bien défini.

L'utilisation d'un bicouche mixte électronique-optique pour réaliser des ponts à air par évaporation et "lift-off", plus simple à mettre en œuvre que l'approche électrolytique, est apparu également plus efficace et a permis de contacter les plus petites diodes à effet tunnel résonnant de $(1 \times 1) \mu\text{m}^2$. Une vue au microscope électronique à balayage de composants contactés de cette façon est donnée sur la figure III.29 et permet néanmoins d'illustrer l'alignement critique du tablier de pont sur les piliers aux dimensions mises en jeu. C'est la raison pour laquelle la réalisation de pont à air par le procédé de bicouche électronique, présenté ci-après, a été étudiée.

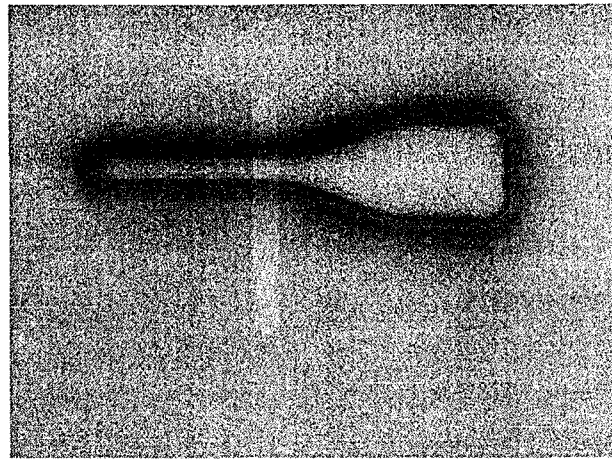


Figure III.28: Illustration de la non miscibilité entre une résine électronique (PMMA) et la résine optique (1400-27), qui permet un dépôt direct de la 1400-27 sur la PMMA et la bonne définition d'un tablier de pont à air, notamment un bon profil en casquette.

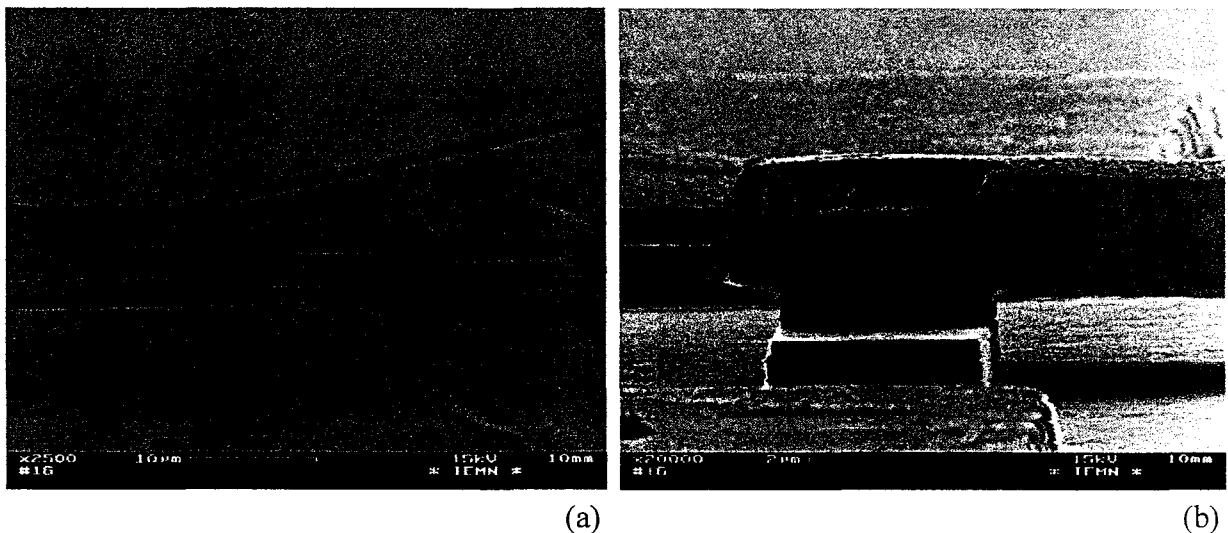


Figure III.29: Exemple de ponts à air réalisés par le procédé de lithographie mixte (électronique-optique) (a) et illustration de l'alignement critique du tablier de pont (b) pour une diode de $(2 \times 2) \mu\text{m}^2$.

III.2.2.6.3. Bicouche électronique

L'utilisation d'une bicouche de résines électroniques pour réaliser un pont à air est rendu possible par la différence de sensibilité qui existe entre deux types de résines. Le principe consiste à écrire les piliers de ponts à air dans la résine la moins sensible, l'ouverture des motifs de tabliers dans la résine supérieure pouvant alors être effectuée sans affecter la première résine.

En pratique, la détermination de la résine dans laquelle seront définis les piliers de ponts à air est imposée par le dénivelé important existant entre pilier haut et bas, du fait du mesa de diode dont la hauteur est de l'ordre du micromètre. Pour cela, cette couche est réalisée par un double dépôt de résine, PMMA de poids moléculaire 950 K et diluée à 5% dans l'anisole, un recuit à 170°C en étuve pendant 30 minutes étant effectué après chaque dépôt. L'épaisseur nominale pour une couche est de 4200 Å. Pour ce qui est de la résine dans laquelle vont être ouverts les motifs de tabliers, la nécessité de pouvoir obtenir les ponts à air par "lift-off" nécessite le dépôt d'une couche relativement épaisse, du fait que l'on n'utilise pas de profil en casquette. L'épaisseur de métallisation des ponts envisagés avoisinant le micromètre, il a été choisi de réaliser une couche sensiblement de 2µm d'épaisseur. Pratiquement, ceci est effectué par un double dépôt de copolymère 14% dont l'épaisseur nominale pour une couche est de 1,1 µm .

La mise au point de l'écriture au masqueur électronique des ponts à air réside dans l'optimisation des doses nécessaires à une bonne définition à la fois des piliers et des tabliers. Néanmoins, alors que la dose optimale pour l'écriture des piliers a pu être déterminé facilement, il s'est avéré difficile, vu l'épaisseur de copolymère mise en jeu, d'ouvrir correctement les motifs des tabliers. La figure III.30 illustre cet aspect en représentant une vue au microscope électronique à balayage de deux exemples d'ouverture des motifs de tabliers. Suite à une variation de doses effectuées sur le bicouche de résine PMMA et copolymère défini précédemment, il s'est avéré que l'utilisation d'une dose suffisante pour ouvrir le copolymère dans toute son épaisseur induisait également la révélation de la PMMA et pouvait être préjudiciable à la bonne définition des piliers.

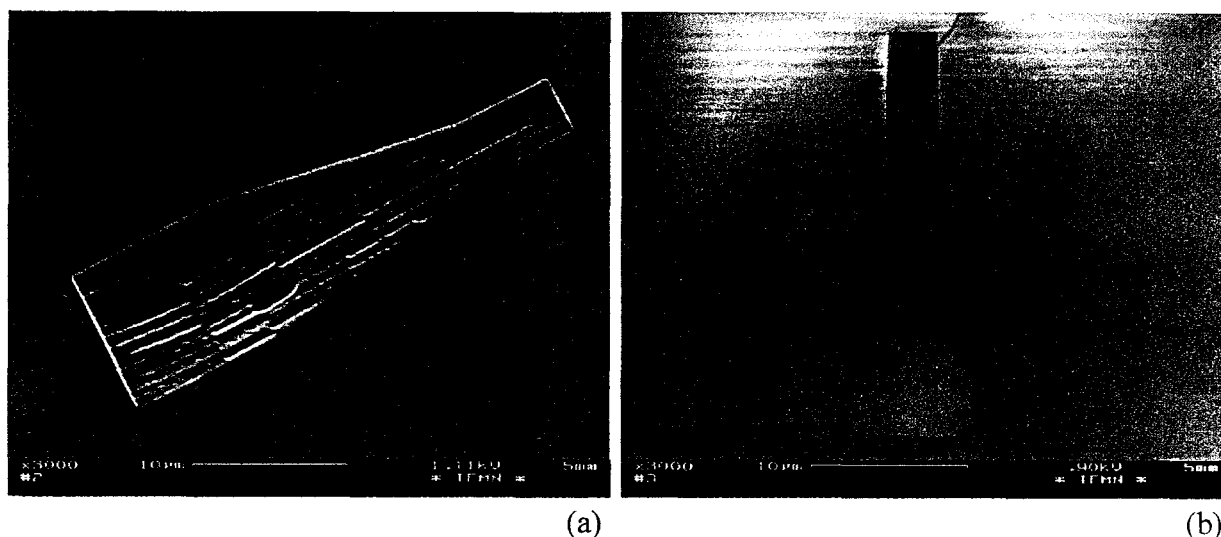


Figure III.30: Résultats d'une variation de dose pour l'ouverture de tabliers de pont à air dans un bicouche PMMA-copolymère, qui présentent la difficulté d'ouvrir correctement ceux-ci (a), sans altérer la PMMA dans laquelle doivent être définis les piliers (b).

Le différentiel de sensibilité entre les deux types de résines n'est plus dans ce cas suffisant du fait que l'épaisseur importante de la couche de copolymère pour permettre le dosage séparé des piliers et du tablier. Il a donc été décidé d'utiliser un autre copolymère plus sensible (copo 13%). Comme le montre la figure III.31, cette sensibilité plus grande du copo 13% sur le copo 14% est évidente. En effet, à dose identique $150 \mu\text{C}/\text{cm}^2$, l'ouverture de résine est de 6000\AA pour le copo 14% alors qu'il est de $2,2 \mu\text{m}$ pour le copo 13%. C'est donc ce copolymère 13% qui a été utilisé pour réaliser le bicouche de résines dans lequel doit être défini le motif de pont à air.

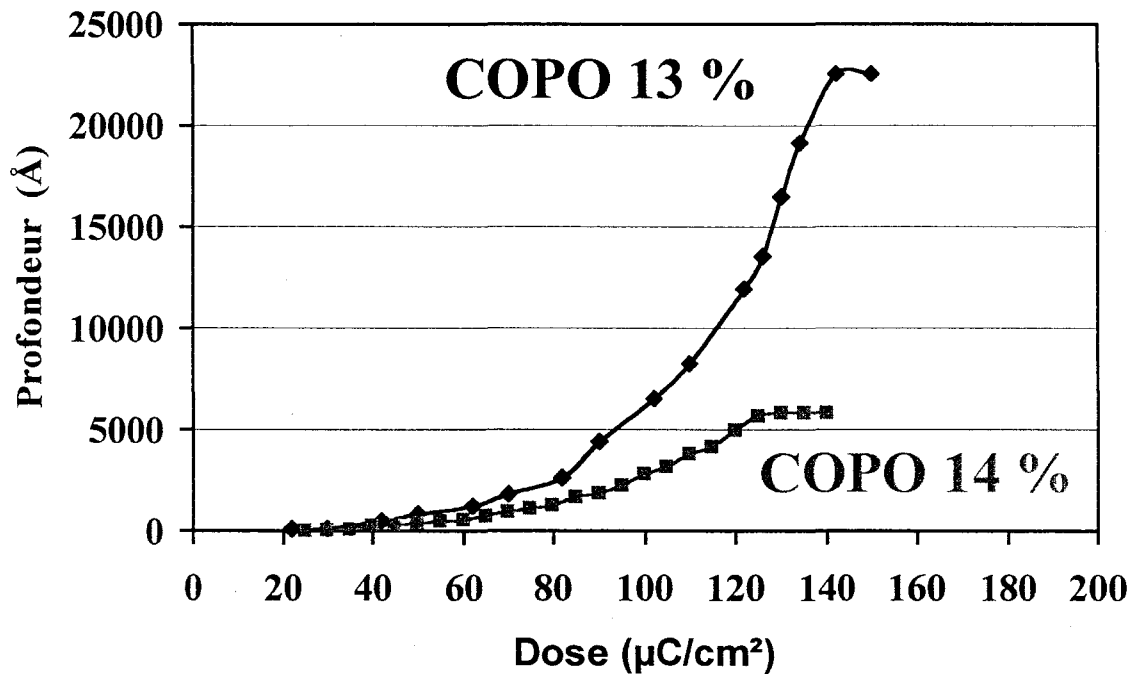


Figure III.31: Comparaison de la sensibilité de deux copolymères (14% (a) et 13% (b)).

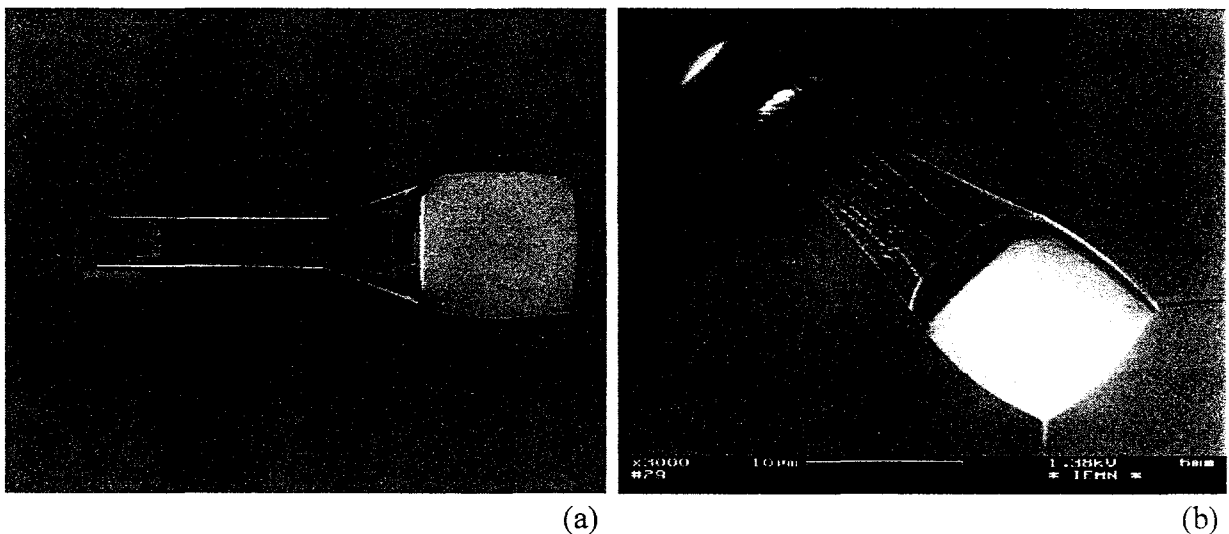


Figure III.32: Illustration de l'ouverture de piliers de pont à air pour des diodes de $(1 \times 1) \mu\text{m}^2$ (a) et $(2 \times 2) \mu\text{m}^2$ (b), ainsi que de la non révélation des tabliers dans le même temps.

Néanmoins, en pratique, une révélation dans une solution de MIBK et d'alcool isopropylique pendant 50 secondes ne permet pas d'ouvrir totalement ce motif de pont. Comme l'illustre la figure III.32, seuls les piliers sont définis après ce temps de révélation. C'est pourquoi, on s'est en fait intéressé à une révélation séparée des deux résines : la PMMA avec la solution donnée ci-dessus, le copolymère étant quant à lui sensible à l'alcool isopropylique pur, qui par ailleurs ne permet pas de révéler la PMMA. L'illustration de cette révélation séparée, d'abord les piliers, puis le tablier, est donnée sur la figure III.33. Celle-ci montre la révélation progressive du copolymère dans l'alcool isopropylique pur en fonction du temps aboutissant à l'ouverture totale du tablier.

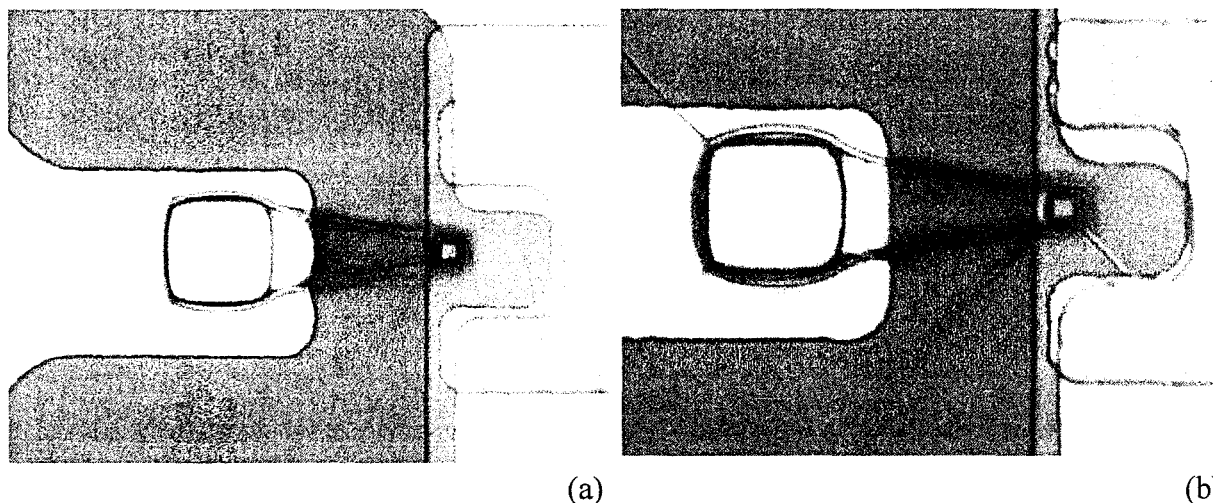


Figure III.33: Exemple de révélations séparées des piliers de pont à air et des tabliers: le tablier est ici partiellement ouvert (a), puis complètement (b) après un temps de révélation supplémentaire dans l'alcool isopropylique pur.

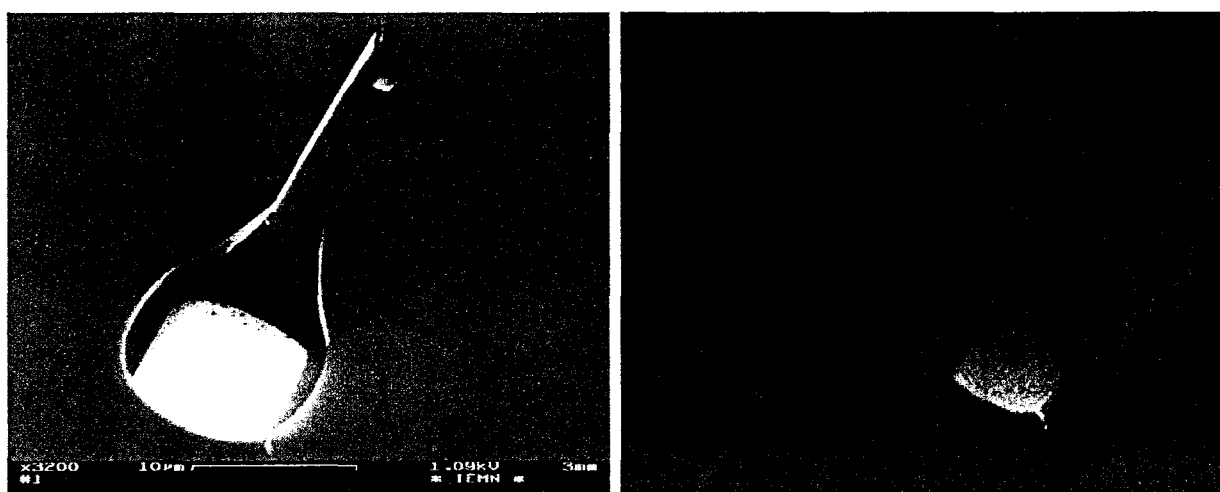


Figure III.34: Vues au microscope électronique à balayage des motifs de ponts à air définis dans un bicouche PMMA-copolymère pour des diodes de $(1 \times 1) \mu\text{m}^2$, obtenus par révélations séparées des piliers et des tabliers de ponts.

Une vue au microscope électronique à balayage des motifs de ponts à air ainsi réalisés dans un bicouche PMMA copolymère est donnée sur la figure III.34. La réalisation des ponts à air est effectué par évaporation et "lift-off". Cette approche permet, comme l'illustre la figure III.35, d'obtenir une technologie maîtrisée, permettant la connexion de diodes de faibles sections jusqu'à $(1 \times 1) \mu\text{m}^2$.

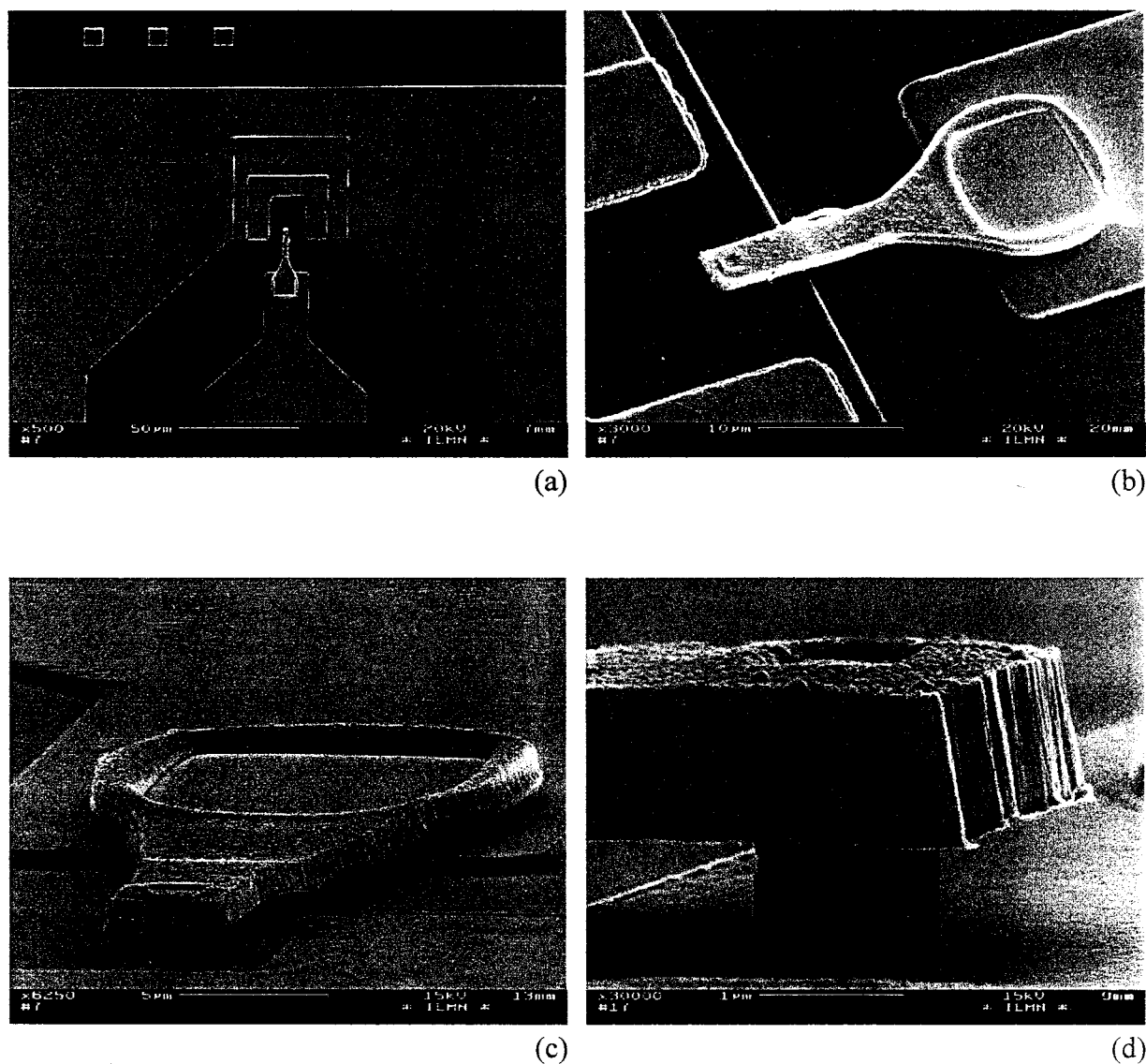


Figure III.35: Différentes vues de ponts à air réalisés par le procédé de lithographie tout électronique, pour des diodes de $(1 \times 1) \mu\text{m}^2$ (a,b,d) et $(2 \times 2) \mu\text{m}^2$ (c)

III.3. Procédé d'implantation sur GaAs

III.3.1. Intérêt de l'implantation ionique

Le procédé présenté auparavant, qui met en jeu une technologie double mesa, a été utilisé pour réaliser des diodes à effet tunnel résonnant sur InP. Bien que cette approche puisse évidemment être adaptée à la réalisation de diodes sur GaAs, il est néanmoins apparu intéressant de tirer profit de la spécificité de ce matériau et notamment de la possibilité d'isolation de celui-ci par le biais de l'implantation ionique.

Dans le contexte d'une utilisation de diodes à effet tunnel résonnant pour des applications en logique rapide, la possibilité de disposer d'une technologie parfaitement planaire est tout à fait attrayante, que ce soit en terme d'homogénéité de diodes du fait que l'on s'affranchit de la gravure du mesa ou encore de la simplicité des inter-connexions qui ne requièrent plus la réalisation de ponts à air.

III.3.2. Technologie des diodes sur GaAs

III.3.2.1. Principe

Le schéma de principe d'une technologie totalement planaire pour réaliser des diodes à effet tunnel résonnant sur GaAs est donné sur la figure III.36. Cette approche réside en fait dans l'utilisation combinée d'une isolation en surface et d'une isolation profonde. Le principe général de cette isolation réside dans la possibilité de rendre hautement résistives les zones semi-conductrices qui subissent l'implantation ionique. De ce fait, la définition de la diode est rendu effective par une implantation peu profonde.

Il est à noter que le masque utilisé lors de cette implantation est en fait constitué des deux contacts ohmiques celui de diode et celui en forme U. Ce dernier nécessaire à la réalisation d'un contact avec la couche n^+ enterrée, s'effectue en fait par l'intermédiaire de la même couche que la diode. Cette approche représente donc la mise en série de deux diodes de taille différente dont la plus petite définit les véritables caractéristiques en terme de courant et de tension pics, la plus large, amenant une résistance série supplémentaire. L'implantation profonde permet, quant à elle, d'isoler les diodes entre elles en ayant au préalable protégé les diodes précédemment définies par l'implantation peu profonde. D'une manière générale le procédé d'implantation peut en fait mettre en œuvre plusieurs facteurs d'optimisation relatifs aux espèces utilisées, ainsi qu'aux conditions d'implantation à savoir l'énergie et la dose.

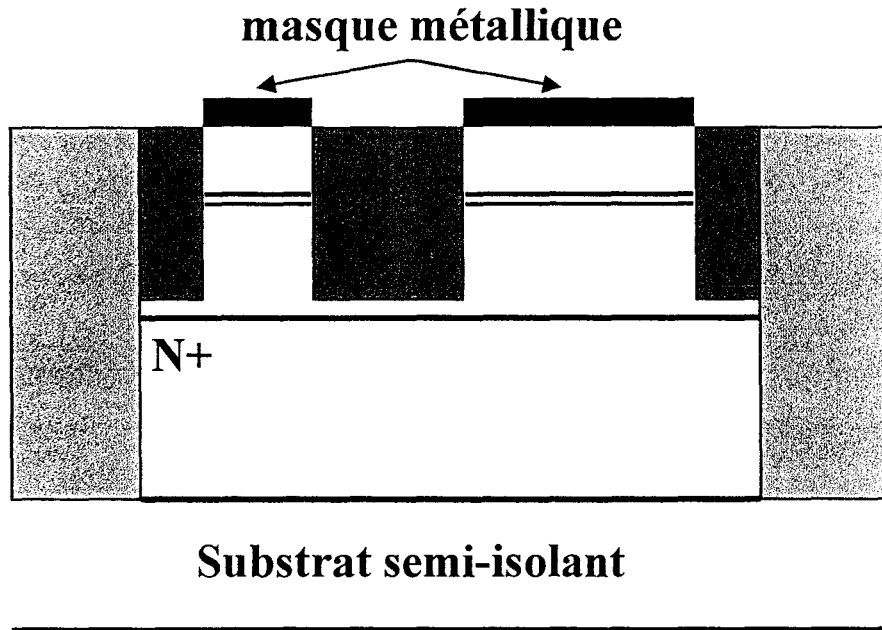


Figure III.36: Schéma de principe de la réalisation de diodes à effet tunnel résonnant sur GaAs par le procédé d'implantation ionique.

III.3.2.2. Définition de la diode par isolation

En premier lieu, un exemple typique de profil d'implantation est donné sur la figure III.37. Celui-ci a pour caractéristiques essentielles la profondeur moyenne d'implantation R_p (Ion Range) et la déviation moyenne ΔR_p (Straggle) autour de cette profondeur : celles-ci étant bien entendu dépendantes du matériau dans lequel est réalisé l'implantation, de l'espèce utilisée, ainsi que de l'énergie à laquelle est effectuée l'implantation.

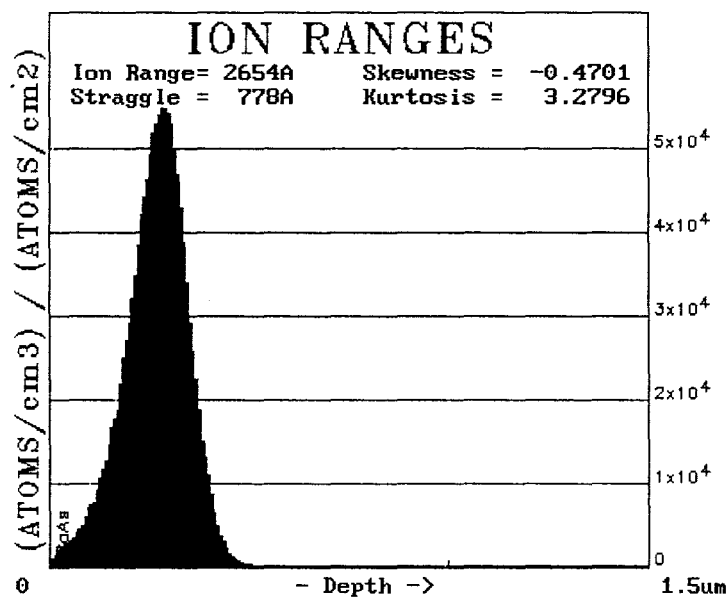


Figure III.37: Exemple typique de profil d'implantation simulé qui permet la détermination de l'énergie nécessaire pour atteindre une profondeur voulue.

Une autre caractéristique importante est l'étalement latéral sous le masque que présente le profil d'implantation. Un exemple de vues en coupe d'un profil d'implantation, obtenu par le logiciel SRIM [5] qui utilise la méthode de Monte-Carlo pour calculer les interactions entre les ions incidents et le matériau implanté, est donné sur la figure III.38 et permet d'illustrer cet étalement. Concrètement, ce facteur est responsable du choix du bore pour réaliser l'implantation peu profonde, du fait que celui-ci présente un étalement latéral restreint qui est bien adapté à la définition de la diode.

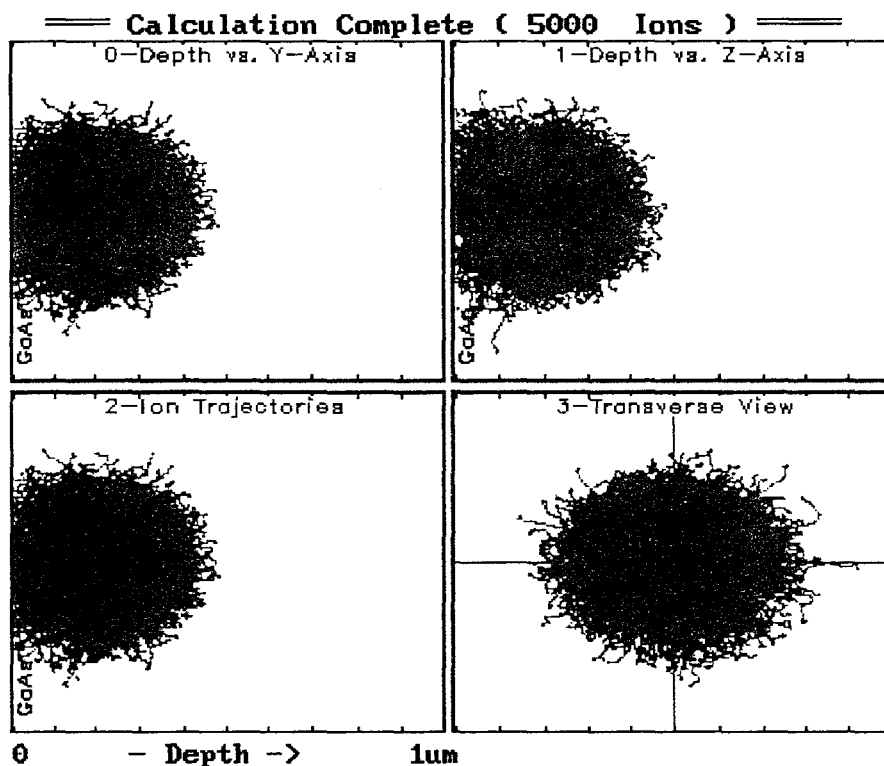


Figure III.38: Vues en coupe d'un profil d'implantation simulé qui permet d'illustrer l'étalement de l'espèce implantée sous le masque.

Pour ce qui est de l'action de la profondeur d'implantation, déterminée par l'énergie ainsi que la dose utilisée, une étude systématique devrait être effectuée. Néanmoins, des caractéristiques statiques obtenues lors d'un premier essai, montrant la faisabilité de cette approche pour définir des diodes présentant des densités de courant importantes, ont également mis en évidence une certaine dispersion sur ces caractéristiques. De ce fait, il s'est avéré problématique d'envisager une telle étude, du fait de la difficulté d'évaluer l'influence effective de l'énergie et de la dose utilisées sur les caractéristiques.

L'isolation profonde requiert quant à elle l'utilisation d'espèces légères capables d'être implantées profondément dans le matériau pour des énergies accessibles par le bâti d'implantation utilisé. La profondeur maximale que l'on désire ici obtenir est de l'ordre du micromètre, ce qui fait de l'hydrogène l'espèce la mieux adaptée pour cette implantation.

Contrairement au cas de l'isolation peu profonde, qui est effectuée par une seule implantation de bore, l'épaisseur importante des couches à isoler oblige ici à réaliser des implantations multiples. Un premier essai d'une telle isolation, mettant en jeu un triple implant d'hydrogène au sein de la couche enterrée de GaAs fortement dopée, a en fait mis en évidence la difficulté d'obtenir une bonne isolation, bien que cette mauvaise isolation des diodes entre elles ne soit pas véritablement apparue néfaste en terme de caractéristiques statiques mesurées.

A partir de là, il a été décidé d'utiliser un nombre plus important d'implants qui de plus combine l'isolation peu profonde et profonde en utilisant le bore et l'hydrogène qui a permis d'évaluer le niveau d'isolation accessible par cette approche. Un exemple de profil d'implantations multiples est donné sur la figure III.39.

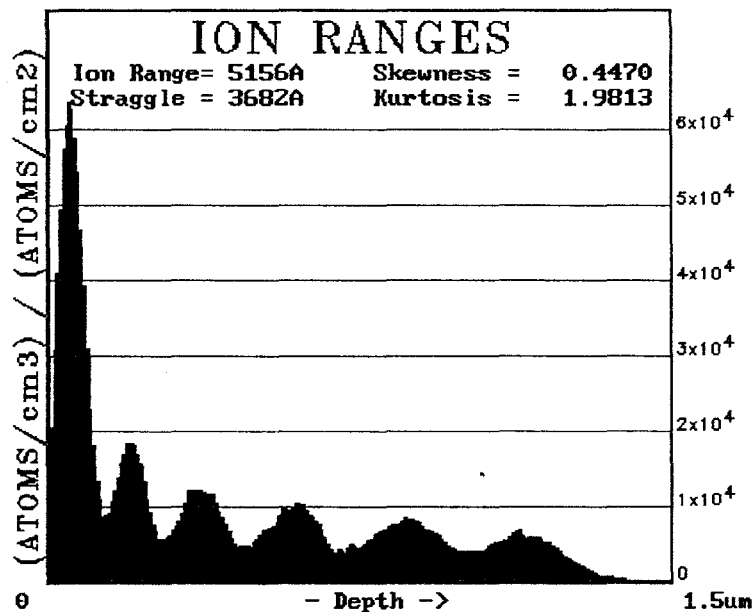


Figure III.39: Profil simulé pour l'isolation globale par implantations multiples: ici, 5 implantations d'hydrogène et 1 de bore.

En dernier lieu, il est à noter que parallèlement à cette approche d'intégration totalement planaire, la réalisation de diodes par mesa a été effectuée dans le but de comparer l'effet de la définition des diodes par gravure ou par implantation sur leurs caractéristiques statiques et notamment d'évaluer en terme de tensions pics la contribution engendrée par le terme résistif supplémentaire apporté par le procédé d'implantation. La technologie utilisée pour la réalisation de ces diodes combine en fait la définition du mesa de diode par gravure ionique réactive et l'isolation de la couche n^+ par implantation. Cette approche hybride a en fait permis à la fois d'évaluer la qualité de la couche utilisée, et comme cité ci-dessus de permettre la comparaison des deux procédés de définition des diodes (gravure et implantation), mais également de mettre en évidence les difficultés de réaliser une bonne isolation des composants avec l'impossibilité dans ce cas de caractériser ces diodes de manière dynamique.

III.4. Technologie submicronique

III.4.1. Intérêt

Alors que l'intérêt de la réalisation de diodes à effet tunnel résonnant sur GaAs par implantation ionique se trouve dans des applications pour lesquelles les fréquences d'utilisation sont de l'ordre de quelques dizaines de gigahertz, notamment la logique ultra-rapide, la technologie des diodes microniques précédemment décrite, ainsi que la technologie submicronique, qui va l'être par la suite, sont destinées pour leur part à des applications analogiques très hautes fréquences, particulièrement la réalisation de sources à l'état solide aux longueurs d'ondes submillimétriques par génération directe de puissance.

Ces deux technologies analogique ou numérique requièrent de la même façon la diminution des dimensions de diodes réalisées dans le but d'augmenter leurs fréquences de coupure. En ce sens, la technologie submicronique est un prolongement direct de la réduction des diodes qui a été effectuée par la technologie micronique qui a montré la possibilité de réaliser des diodes jusqu'à $(1 \times 1) \mu\text{m}^2$. Néanmoins, l'augmentation en termes de fréquence de coupure envisageable par la réduction supplémentaire des dimensions se heurte en pratique aux limitations technologiques du procédé micronique, à savoir la définition de motifs submicroniques par évaporation et "lift-off" et surtout la nécessité d'intégration par pont à air qui oblige à ouvrir des piliers encore plus petits.

Pour ces raisons, la technologie submicronique utilise une approche tout à fait spécifique aux dimensions mises en jeu. Celle-ci repose, comme cela va être décrit ci-après, sur le contrôle des étapes de gravure à effectuer, ainsi que sur la mise au point de l'écriture au masqueur de ponts à air dont l'extrémité qui réalise le contact sur les diodes est en fait identique à une grille en T. Il est à noter que cette technologie est similaire à celle utilisée par le Jet Propulsion Laboratory (JPL). Les chercheurs de ce centre ont obtenu récemment, par le biais de la mise en réseau de diodes à effet tunnel résonnant et de diodes Schottky, servant à stabiliser les RTD, des oscillations jusqu'à 650 GHz [6]. Cette technologie tire en fait parti de la configuration même des diodes qui est de type doigt, ainsi que de l'aspect collecteur Schottky qui consiste à contacter la diode non pas sur une couche n^+ de contact ohmique mais directement sur un espaceur peu dopé à l'aide d'une grille en T. De cette façon, il est possible de diminuer de manière importante la résistance série et donc augmenter les fréquences de coupures des diodes réalisées. Dans le cadre de ce travail, la mise au point de cette technologie submicronique est toutefois réalisée sur des couches identiques à celles utilisées pour les diodes microniques. En conséquence, nous ne pourrions tirer profit de la définition même de la dimension latérale des diodes par le contact Schottky et plus précisément le pied de grille.

Le paragraphe suivant va maintenant décrire les différentes étapes de ce procédé de réalisation de diodes submicroniques, en s'attachant à mettre en évidence les difficultés technologiques spécifiques liées à cette approche.

III.4.2. Procédé de réalisation de diodes submicroniques

Tout d'abord, il est à noter que paradoxalement, la réduction supplémentaire des dimensions latérales des diodes par rapport à celles du procédé micrométrique ($(1 \times 1) \mu\text{m}^2$) s'accompagne d'une simplification de la technologie mise en jeu en termes du nombre d'étapes nécessaires.

En effet, le fait de ne pas déposer de contact ohmique supérieur qui sert de masque pour définir la diode permet de s'affranchir de l'étape d'alignement du second contact. L'ouverture des motifs de contact ohmique inférieur est réalisée par lithographie électronique, et une gravure chimique jusqu'à la couche n^+ permet par cette approche de définir à la fois les contacts ohmiques sans aucune phase d'alignement et le mesa des diodes, par sous gravure sous un motif de résine.

De plus, cette phase d'auto-alignement permet de réaliser le dépôt du contact ohmique. Celle-ci est très proche du mesa de diodes ce qui contribue également à la diminution de la résistance série globale dont une partie importante peut être attribuée à la "spreading" résistance qui dépend de la séparation entre mesa et contact ainsi que de l'épaisseur de la couche n^+ . Une configuration typique d'ouverture de motifs au masqueur dans un bicouche copolymère-PMMA, est donnée sur la figure III.40. Le contact rectangulaire, effectué en même temps que le contact en U de diodes, permet en fait de réaliser par la suite le pilier du pont à air ainsi que l'alignement de la ligne centrale des accès coplanaires. L'autre motif présentant un ruban de résine de largeur avoisinant $1.5 \mu\text{m}$ sert à définir le masque du contact ohmique et la définition du mesa de diode.

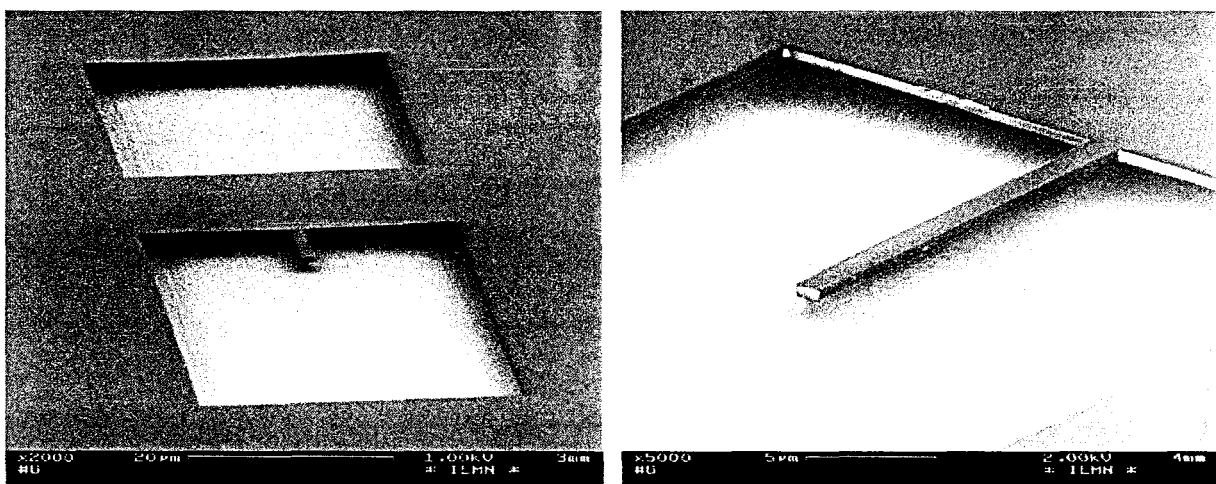


Figure III.40: Exemples de motifs réalisés au masqueur électronique dans lesquels a été effectuée une gravure chimique de type "recess".

Néanmoins, comme l'illustrent les photographies données sur la figure III.41, cette première étape tout à fait cruciale, s'est avérée impossible à réaliser avec une solution chimique typiquement utilisée à base d'acide orthophosphorique .

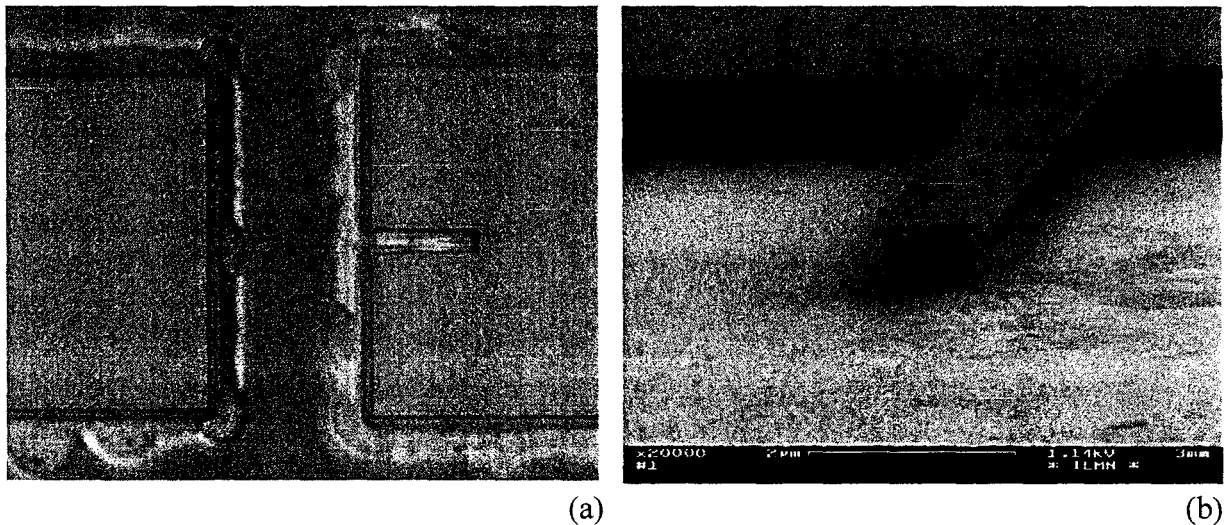


Figure III.41: Illustration de la sous gravure importante obtenue pour une solution à base d'acide orthophosphorique (a) qui ne permet pas de préserver un mesa de diode durant l'attaque (b).

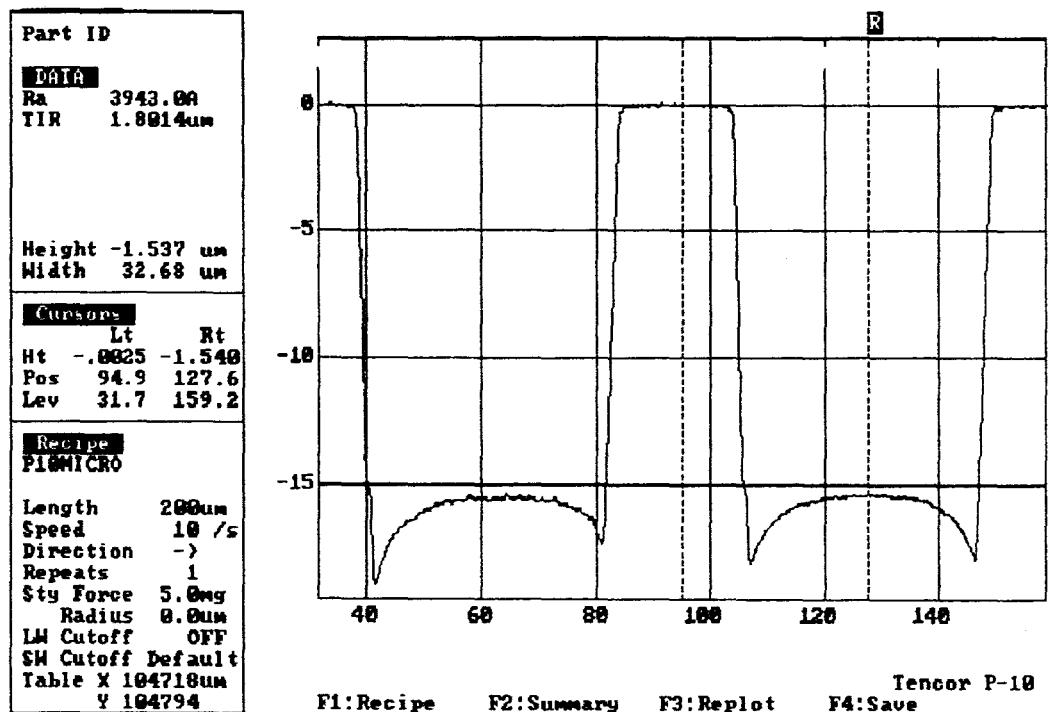


Figure III.42: Tracé au profilomètre qui illustre l'effet de tranchée amené par la solution à base d'acide iodique et d'acide chlorhydrique.

Cette solution, couramment utilisée pour réaliser des gravures de type mesa d'isolation, présente des vitesses de gravure latérale et verticale du même ordre de grandeur. Elle a montré un comportement totalement différent pour la gravure envisagée qui est de type "recess" avec une gravure latérale prédominante qui entraîne la gravure totale des couches et ne permet pas de préserver un mesa de diode. L'utilisation d'une solution à base d'acide iodique et d'acide chlorhydrique, mise au point au sein du laboratoire afin de pallier des problèmes de sous gravure lors de la réalisation de mesa [7], a été testée et s'est avérée tout à fait adaptée également à une gravure de type "recess". Cette solution, qui induit des effets de tranchée lors de la gravure comme l'illustre la figure III.42, ne pose néanmoins pas problème quant à la définition du mesa de diode.

L'illustration de la possibilité de préserver un mesa avec cette solution de gravure est donnée sur la figure III.43, la profondeur gravée étant ici proche de 5000\AA .

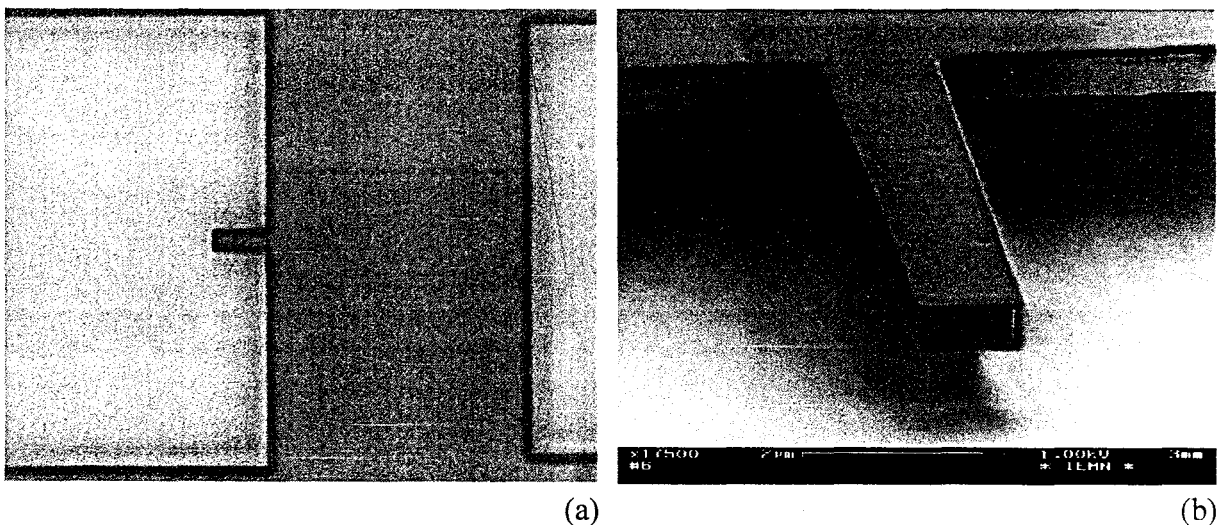


Figure III.43: Illustration de la sous gravure limitée obtenue pour une solution à base d'acide iodique et d'acide chlorhydrique (a) qui permet de préserver un mesa de diode durant l'attaque (b).

D'un point de vue pratique, des problèmes d'oxydation des surfaces à graver ainsi que de mouillage ont été mis en évidence. Ces effets, bloquant partiellement ou entièrement la gravure chimique, sont préjudiciables à un bon rendement en termes de diodes correctement définies.

Une solution de désoxydation à base d'acide chlorhydrique et d'eau permet en fait de résoudre les deux problèmes simultanément, le premier naturellement du fait de l'action chimique de désoxydation, un bon mouillage, s'opérant en plongeant directement l'échantillon dans la solution de gravure après désoxydation sans séchage préalable. La figure III.44 présente un exemple de mesa de diode obtenu par cette gravure, après métallisation du contact ohmique et "lift-off".

Celle-ci montre la topologie d'une telle configuration: le mesa est d'environ 5000\AA de large et présente des flancs de gravure arrondis typiques de la solution utilisée. On y voit également la présence assez proche du contact ohmique ainsi que le dénivelé existant entre celui-ci et le mesa ($\approx 3000\text{\AA}$). Comme il sera illustré un peu plus loin, cette topologie s'avère influencer de manière très importante les conditions d'une bonne définition du pont à air et surtout de la grille en T.

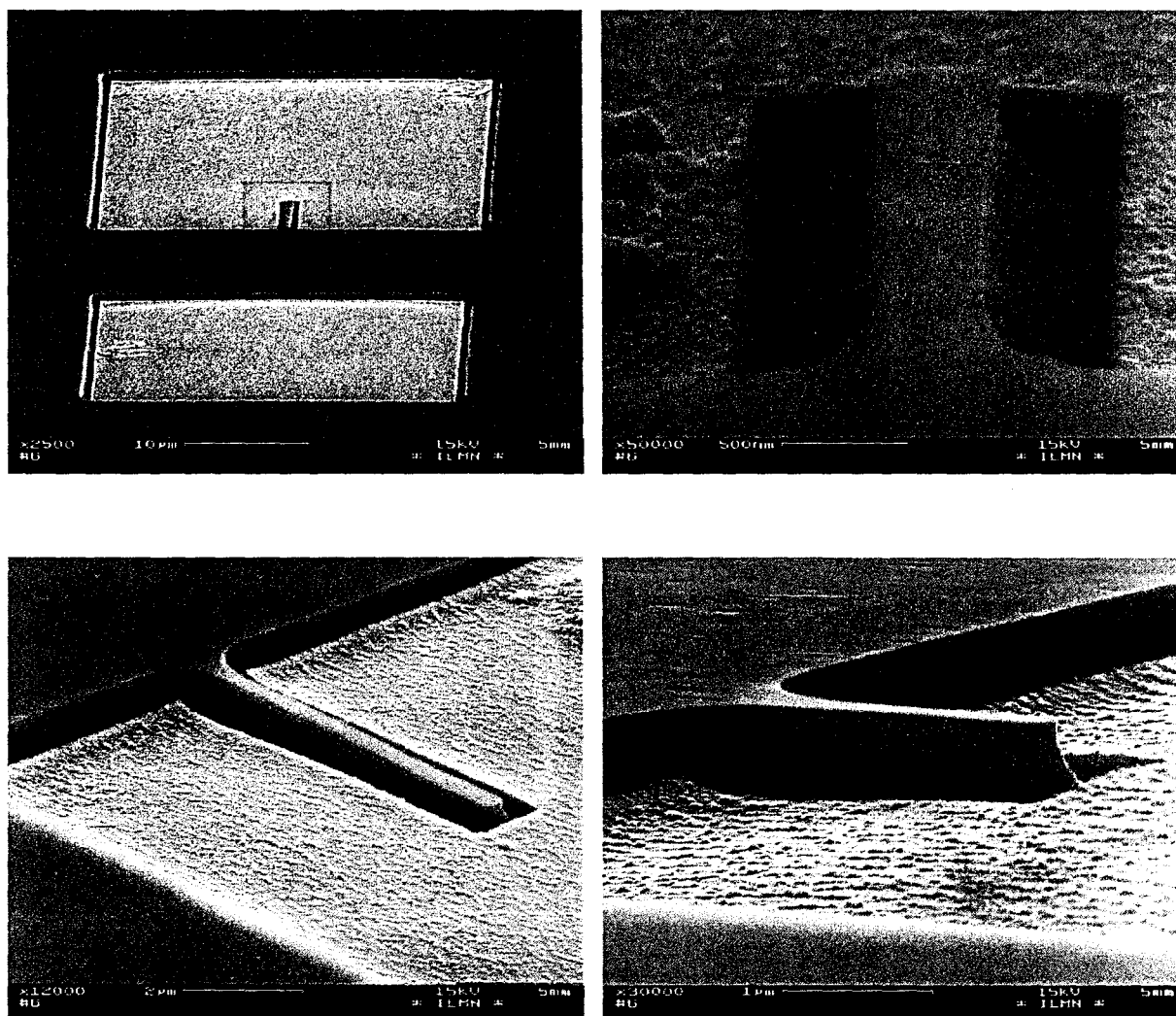


Figure III.44: Exemples de mesa de diodes obtenus par gravure chimique à partir d'une solution à base d'acide iodique et d'acide chlorhydrique, après métallisation du contact ohmique et "lift-off".

L'étape suivante consiste à réaliser le pont à air et nécessite l'optimisation des doses nécessaires à sa bonne définition.

Il est à noter que l'écriture de la grille en T est inspirée du travail effectué au sein du laboratoire pour des transistors [8], qu'elle met en jeu de la même manière un bicouche de résine PMMA et copolymère et qu'elle a été adaptée à la topologie des diodes. Outre cet ajustement de doses au niveau de la grille elle-même, il s'agit également de combiner cette écriture avec celle d'une structure pont à air, tablier et gros pilier. Cette étude a en fait consisté à optimiser de manière séparée la grille et la structure pont du fait des dimensions différentes mises en jeu. Elle se poursuit dans le cadre d'un travail de thèse de l'équipe pour des diodes Schottky, destinées à la réalisation d'un mélangeur à 560 GHz. Les technologies sont semblables, ce qui montre le caractère général des procédés mis au point pour la réalisation de diodes à effet tunnel résonnant submicroniques.

Comme l'illustre la figure III.45, il s'est avéré cependant nécessaire, compte tenu des différences dans les profondeurs de gravure, 1000Å pour les diodes Schottky et 5000Å dans le cas des diodes à effet tunnel résonnant, d'optimiser les doses afin d'obtenir une bonne définition du motif de pont et notamment une bonne ouverture de grille..

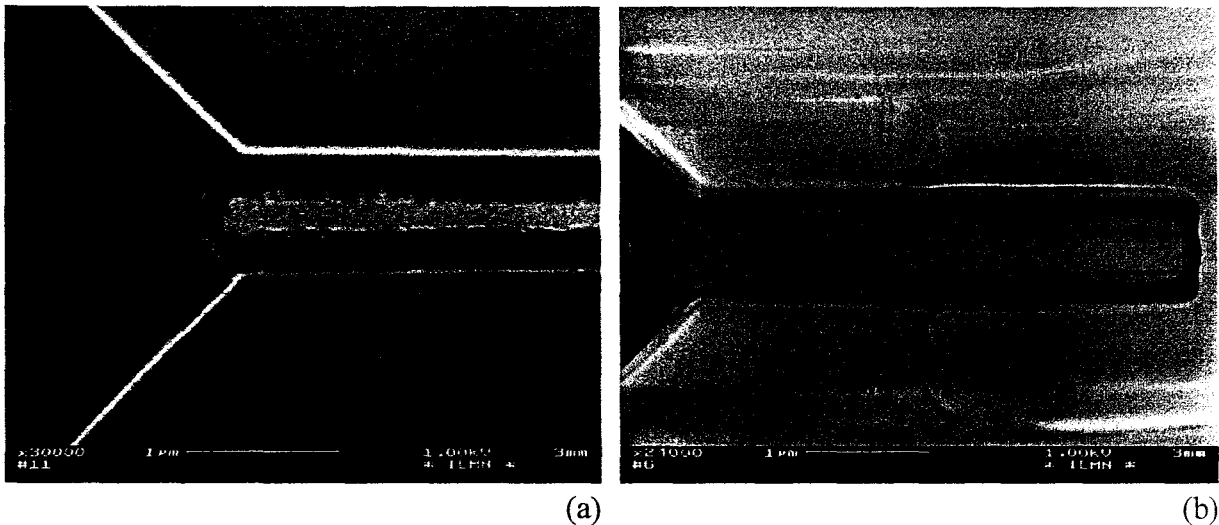


Figure III.45: Illustration de l'influence de la topologie des composants sur l'ouverture de la grille en T, réalisée dans les mêmes conditions d'écriture au masqueur et de révélation: pour une diode Schottky (a) et pour une diode à effet tunnel résonnant (b).

Dans le cas de la diode Schottky, les mêmes doses permettent de définir correctement le pied de grille et les latérales. Par contre, dans le cas de la diode à effet tunnel résonnant, pour laquelle le bicouche de résine est véritablement déposé sur un mesa très marqué (5000Å de large pour 5000Å de haut) comparé à 1µm de large et 1000Å de haut pour la diode Schottky), le haut de grille est à la fois plus large que prévu (9000Å au lieu de 7000Å) et totalement révélé jusqu'au semi-conducteur. Après une variation de doses, le choix de doses adaptées permet la bonne définition de la grille en T comme l'illustre la figure III.46.

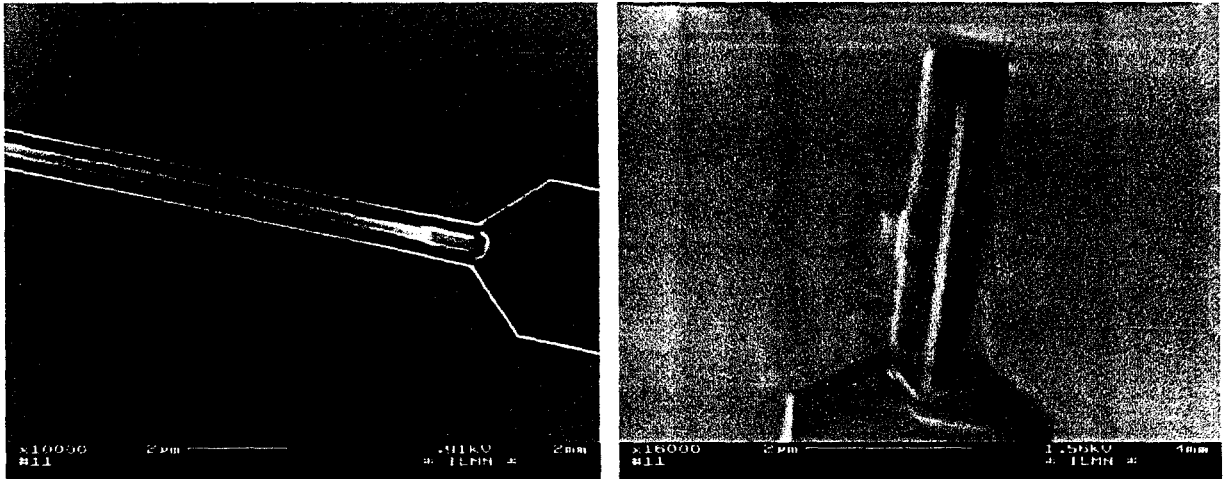


Figure III.46: Illustration d'une bonne définition de grille pour la diode à effet tunnel résonnant.

A ce stade, un dépôt de Ti/Au ($500 \text{ \AA} / 3500 \text{ \AA}$) est déposé par évaporation et permet d'obtenir les ponts à air par "lift-off". Un exemple de ponts est donné sur la figure III.47.

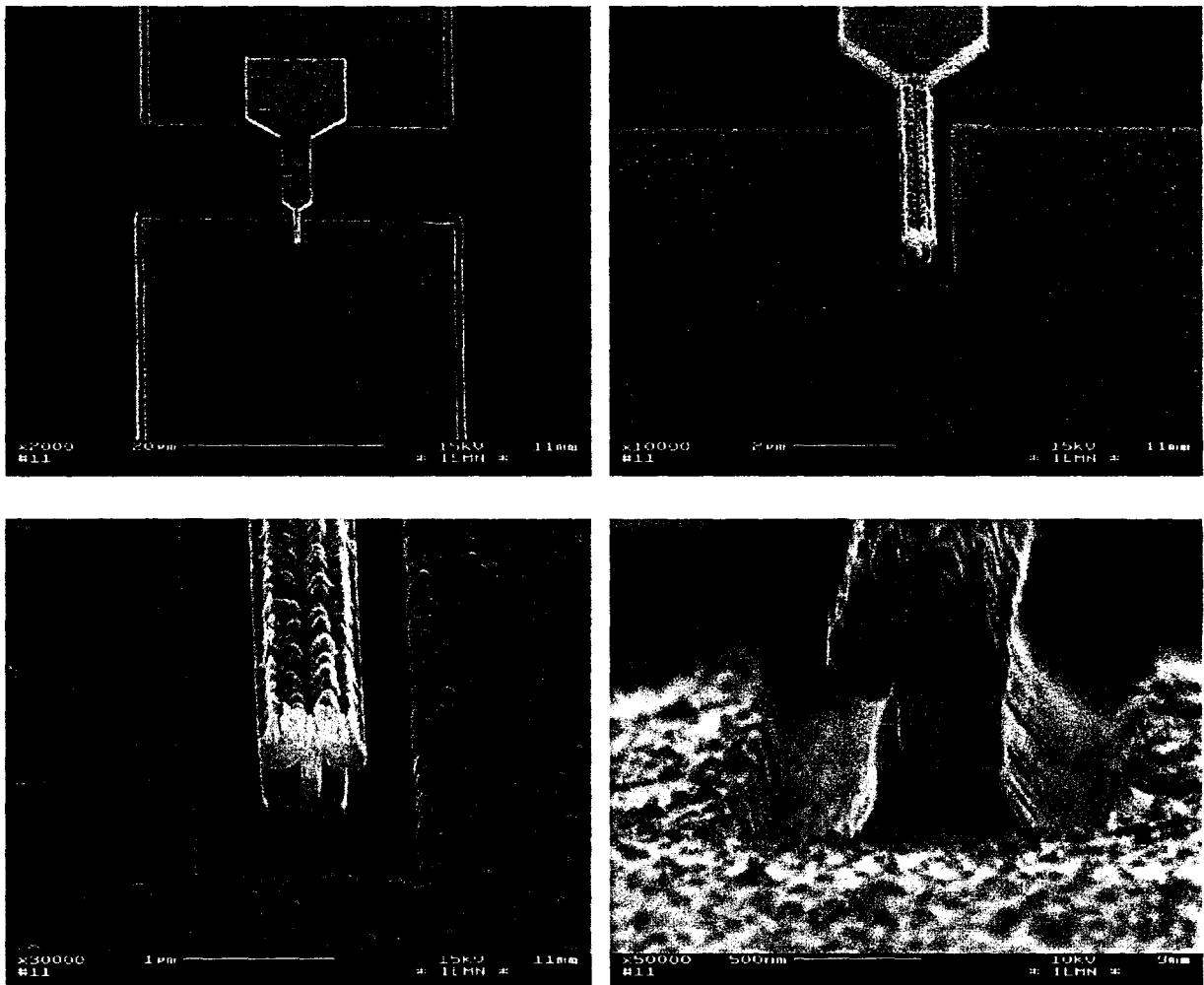


Figure III.47: Exemples de ponts à air réalisés et notamment de grilles en T ($0.1 \mu\text{m}$).

L'étape suivante consiste à réaliser les accès coplanaires, puis dans un dernier temps, l'isolation des composants est effectuée. Cette étape nécessite une phase d'alignement, pour définir les motifs de résine qui viennent protéger toutes les métallisations hormis les tabliers de ponts, ainsi que la gravure des couches semi-conductrices jusqu'au substrat semi-isolant. Cette dernière phase se révèle assez critique et nécessite un contrôle précis de la gravure qui est effectuée avec une solution également d'acide iodique et d'acide chlorhydrique.

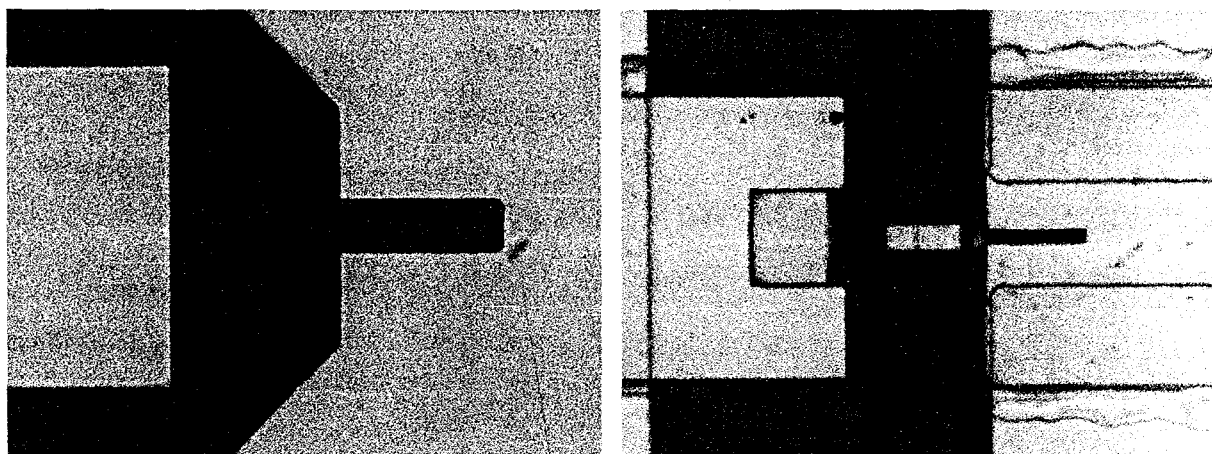


Figure III.48: Illustration de l'étape critique d'isolation des composants avec des exemples d'essais de gravure pour des motifs avec et sans composants.

En effet, il est nécessaire de ne pas trop sous-graver sous le masque de résine au risque de venir détruire la diode. La figure III.48, qui représente deux essais de gravure avec cette solution pour des motifs avec et sans composant, illustre le cas limite de sous-gravure. Cette limite qui permet de préserver les mesa de diodes est ici obtenue pour une gravure d'une durée de 30 minutes.

L'utilisation de cette solution pour l'isolation des composants n'est pas a priori aussi primordiale que pour la première phase de gravure. Elle permet d'obtenir des profondeurs de gravure de l'ordre de $6\ \mu\text{m}$, alors qu' $1\ \mu\text{m}$ suffit pour être dans le substrat semi-isolant, tout en préservant les mesa de diodes, du fait d'une sous-gravure tout à fait limitée. Ceci est intéressant pour des applications très hautes fréquences de ces composants car cela permet de diminuer notablement la capacité parasite d'une telle configuration.

Finalement, une vue au microscope électronique à balayage de composants réalisés par cette technologie submicronique est donnée sur la figure III.49.

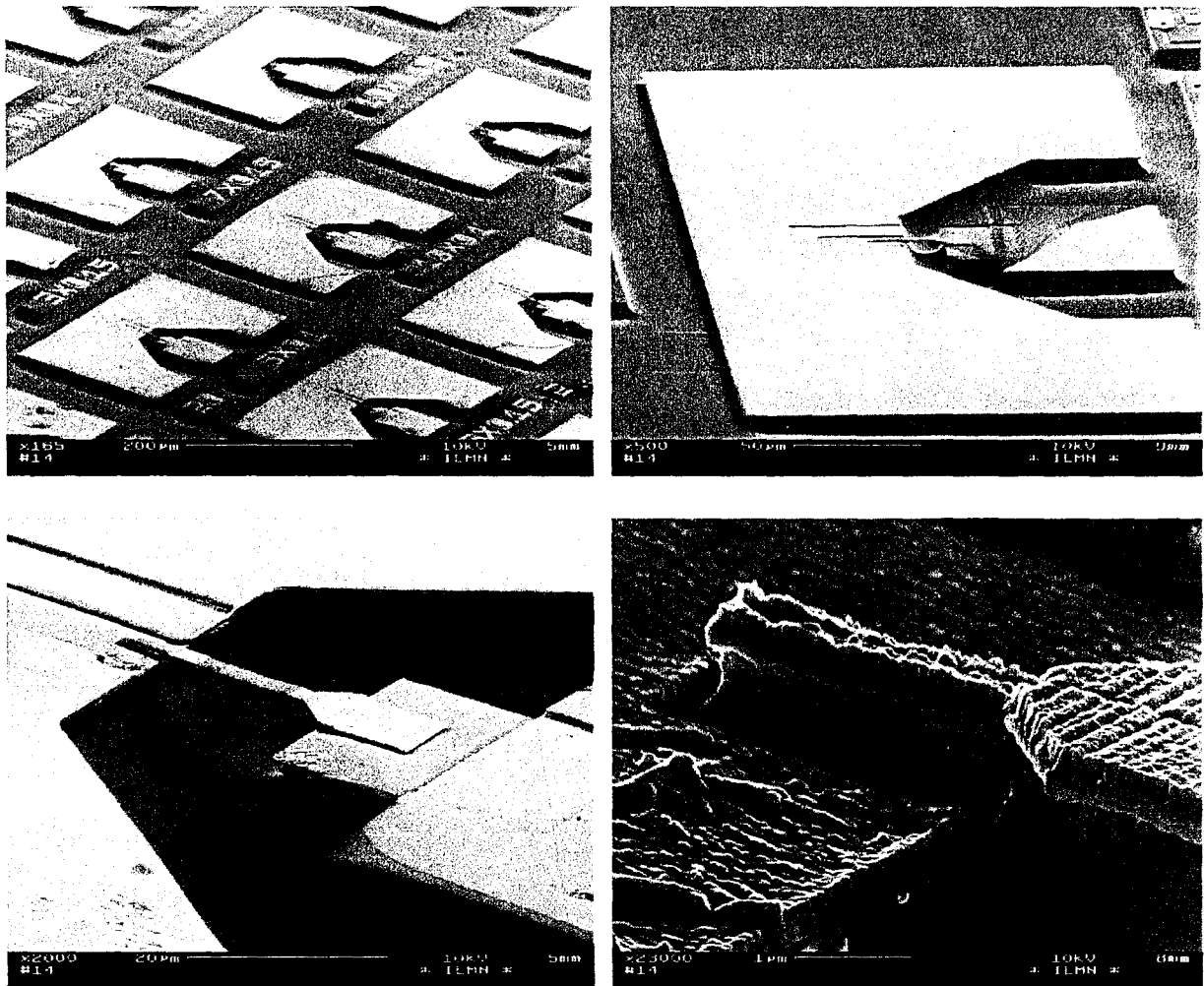


Figure III.49: Exemple de diodes à effet tunnel résonnant réalisées par le procédé technologique submicronique.

III.5. Caractérisation

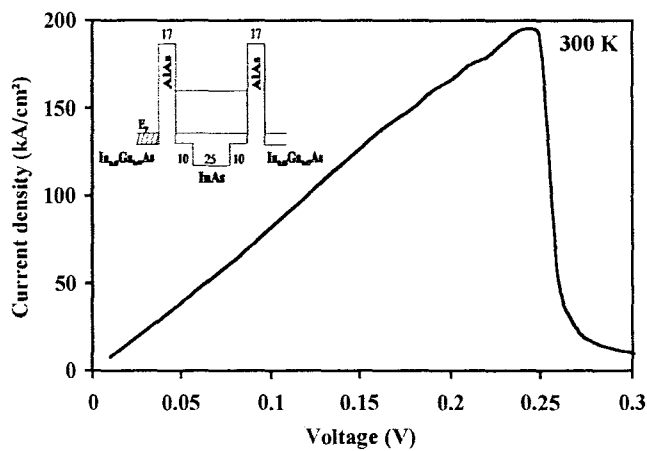
Ce paragraphe va maintenant présenter les principaux résultats obtenus pour des diodes à effet tunnel résonnant pour les systèmes de matériaux InP et GaAs réalisées par les différentes technologies présentées précédemment. Les caractéristiques statiques seront tout d'abord présentées et comparées aux objectifs d'optimisation des couches. Puis, nous nous intéresserons aux mesures hyperfréquences sur ces composants et plus particulièrement sur des diodes inconditionnellement stables, qui ont pu être obtenues par la réduction de leurs dimensions.

III.5.1. Caractéristiques statiques

On rappellera, tout d'abord, que l'objectif de l'optimisation de couches de diodes à effet tunnel résonnant était d'obtenir des caractéristiques courant-tension avec les particularités suivantes : densité de courant pic importante, tension pic faible et rapport courant pic sur courant vallée élevé. De ce point de vue, les caractéristiques obtenues ($T = 300$ K) aussi bien pour l'InP que pour le GaAs, qui vont être présentées ci-après, ont montré d'excellentes performances [9,10].

III.5.1.1. RTD sur InP

En premier lieu, la caractéristique de conduction théorique calculée par le modèle présenté dans le deuxième chapitre, qui met en jeu la résolution des équations de Poisson et Schrödinger, est rappelée sur la figure III.50. Celle-ci prévoit une densité de courant pic de l'ordre de 200 kA/cm² pour une tension pic proche de 240 mV.



$J_{pic} \# 195$ kA/cm²
 $V_{pic} \# 240$ mV

Figure III.50: Caractéristique de conduction théorique (Poisson-Schrödinger) pour la structure épitaxiale optimisée sur InP.

Les caractéristiques courant-tension, présentées ci-après, ont été obtenues pour la couche épitaxiale donnée sur la figure III.51, pour des diodes dont l'intégration par pont à air a été effectué par le procédé de lithographie mixte électronique (piliers) - optique (tabliers).

| | | | |
|----------------|--|-----------------------------|--------|
| Contact layer | In _{0.53} Ga _{0.47} As | >1x10 ¹⁹ at.cm-3 | 5000 Å |
| Cladding layer | In _{0.53} Ga _{0.47} As | 1x10 ¹⁸ at.cm-3 | 1000 Å |
| Spacer | In _{0.53} Ga _{0.47} As | n.i.d | 50 Å |
| Barrier | AlAs | n.i.d | 17Å |
| Well | In _{0.53} Ga _{0.47} As | n.i.d | 10 Å |
| | InAs | n.i.d | 25 Å |
| | In _{0.53} Ga _{0.47} As | n.i.d | 10 Å |
| Barrier | AlAs | n.i.d | 17 Å |
| Spacer | In _{0.53} Ga _{0.47} As | n.i.d | 50 Å |
| Cladding layer | In _{0.53} Ga _{0.47} As | 1x10 ¹⁸ at.cm-3 | 1000 Å |
| Contact layer | In _{0.53} Ga _{0.47} As | >1x10 ¹⁹ at.cm-3 | 5000 Å |
| Buried layer | InP | 5x10 ¹⁸ at.cm-3 | 5000 Å |

Fe-doped Semi-Insulating InP substrate

Figure III.51 : Séquence épitaxiale optimisée pour la structure puits enterré d'InAs sur InP.

Les différentes caractéristiques statiques présentées sur la figure III.52, quelques soient les dimensions des diodes, (1x10), (2x2) ou (1x1) μm^2 , montrent la possibilité d'obtenir de forts niveaux de courants, associés à des rapports courant pic sur courant vallée importants et également des tensions pics relativement faibles. Ces caractéristiques de conduction ont été obtenues sous pointes hyperfréquences à l'aide du logiciel ICCAP de Hewlett Packard.

On notera notamment la meilleure performance obtenue sur une diode de (1x1) μm^2 avec une densité courant proche de 280 kA/cm², associée à un rapport aussi élevé que 10.5. L'allure particulière de cette caractéristiques avec une chute abrupte en zone de résistance différentielle négative est ici imputable à un niveau de résistance série plus importante qui se traduit par une augmentation de la tension pic, qui reste néanmoins tout à fait raisonnable $V_{\text{pic}} \# 700$ mV. Ce niveau de tension pic peut être comparé par exemple à d'autres aussi faibles que 400 mV pour lesquelles les densités de courant sont encore de l'ordre de 200 kA/cm², comme l'illustre la figure III.52(b).

La présentation de ces caractéristiques pour les deux sens de polarisation des diodes, dont le sens positif représente la mise à la masse du contact ohmique bas, permet également de mettre en évidence l'influence de la technologie sur ces caractéristiques et précisément de la topologie des diodes pour une couche épitaxiale prévue symétrique. Comme on peut le constater sur la figure III.52, le sens positif de polarisation, qui correspond à une injection des électrons par la couche n⁺ enterrée via le contact ohmique inférieur, permet d'obtenir les densités de courant pics les plus importantes. Les densités de courant obtenues pour le sens de polarisation négatif, qui consiste en l'injection d'électrons par le contact ohmique supérieur de dimension réduite, sont ici globalement d'un facteur deux inférieures et présentent dans l'ensemble une montée en courant identique à celle du sens positif de polarisation. Pour la plupart des applications des RTD, notamment en logique ultra-rapide ou pour la réalisation d'oscillateur local, un seul sens de polarisation est en pratique utilisé.

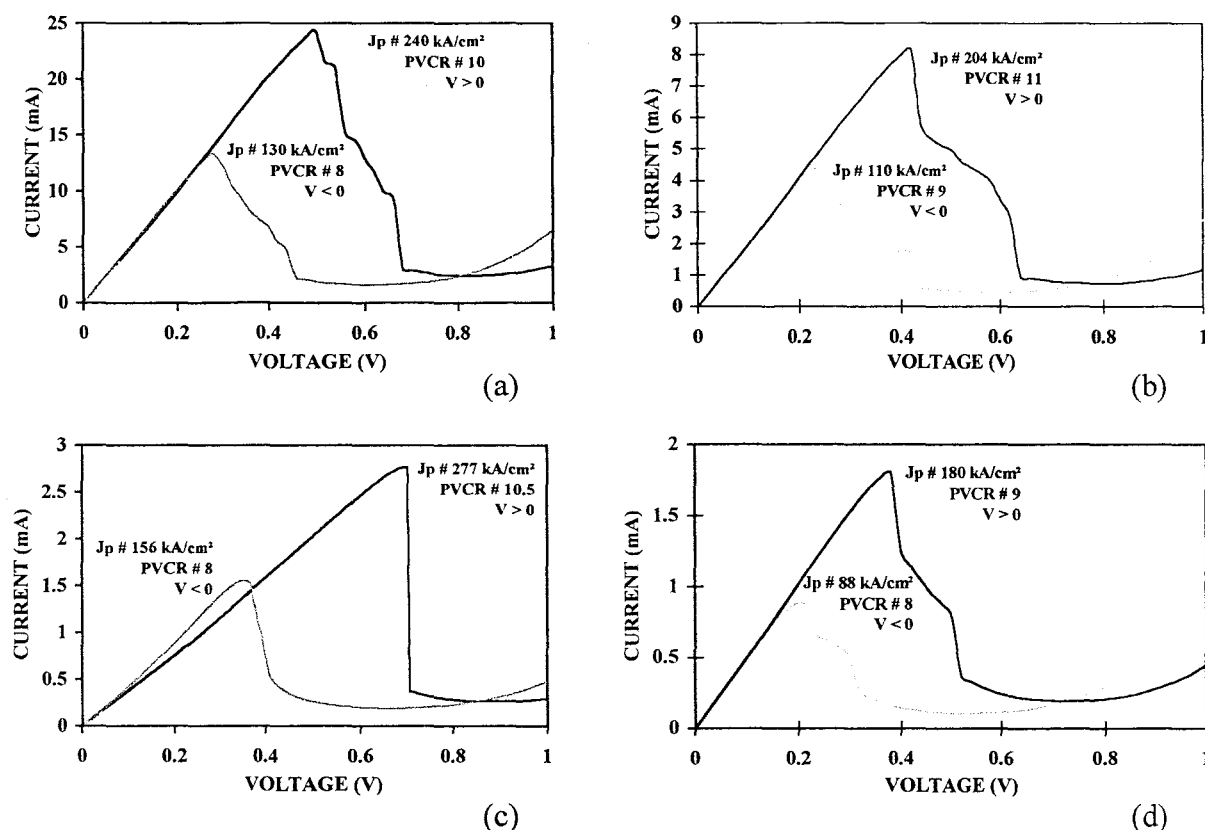


Figure III.52: Exemples de caractéristiques de conduction obtenues pour la structure puits enterré d'InAs sur InP pour des diodes de dimensions $(1 \times 10) \mu\text{m}^2$ (a), $(2 \times 2) \mu\text{m}^2$ (b) et $(1 \times 1) \mu\text{m}^2$ (c) et (d).

Ces résultats ne permettent pas de valider totalement la méthode de modélisation des caractéristiques de conduction de diodes à effet tunnel résonant présentée lors du deuxième chapitre. En effet, il est difficile de conclure quant à la possibilité de décrire correctement le niveau de densité de courant, prévu proche de 200 kA/cm^2 , alors que les diverses densités de courant pic obtenues en pratique varient entre 180 et 280 kA/cm^2 .

Néanmoins, ceux-ci permettent de confirmer l'optimisation effectuée, avec l'insertion d'un puits d'InAs, en vue d'abaisser le niveau des tensions pics, qui a consistée en l'alignement du niveau de Fermi de l'émetteur [11]. On met en évidence une montée linéaire du courant avec la tension, qui traduit bien l'alignement entre niveau de Fermi et niveau quantique dès les valeurs faibles de tension, et permet d'obtenir des tensions pics faibles.

La figure III.53 permet, quant à elle, de confirmer davantage l'intérêt de la perturbation de potentiel d'InAs avec la comparaison de deux caractéristiques obtenues dans l'équipe pour des couches pseudomorphiques sur InP sensiblement identiques, hormis l'insertion ou non [12] au sein du puits d' $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ d'une couche d'InAs.

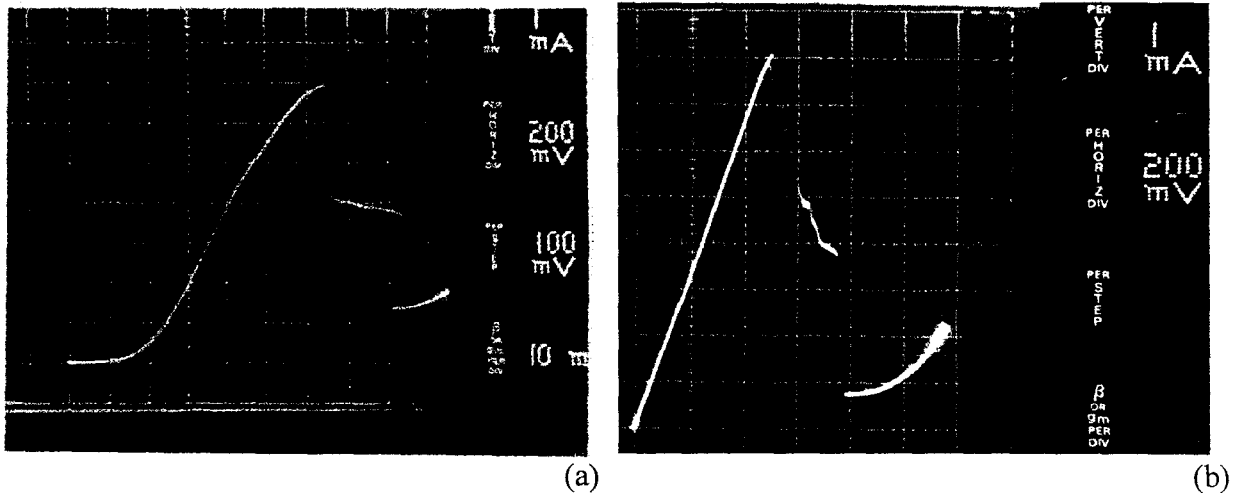
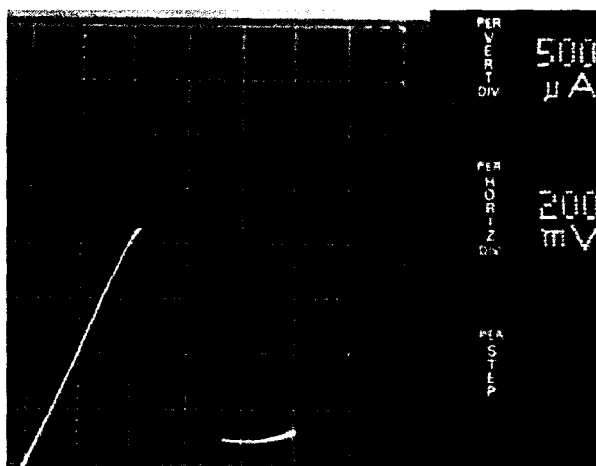


Figure III.53 : Comparaison des caractéristiques courant-tension de diodes de $4 \mu\text{m}^2$ pour des couches sans (a) et avec insertion d'InAs (b) au sein du puits.

Les caractéristiques de conduction, obtenues pour des diodes de $4 \mu\text{m}^2$ présentent des allures tout à fait différentes. Dans le cas de la couche sans perturbation d'InAs, la densité de courant pic est de 175 kA/cm^2 pour un rapport courant pic sur courant vallée de 5.5 et ceci pour une tension pic d'environ 1.2 V du fait d'une véritable montée en courant qui s'effectue après l'application d'une tension d'environ 300 mV, nécessaire à l'alignement du niveau du puits quantique et du niveau de Fermi de l'émetteur. Au contraire, pour la couche avec insertion d'InAs, qui a de plus été optimisée afin d'abaisser au maximum la tension pic, la diode de $4 \mu\text{m}^2$ présente une densité de courant pic de 200 kA/cm^2 , un rapport de 10 et une tension pic de seulement 500 mV avec une montée de courant linéaire avec la tension.



Jpic # 215 kA/cm^2
 Vpic # 440 mV
 PVCR # 9

Figure III.54 : Caractéristique statique d'une diode à effet tunnel résonnant de $(1 \times 1) \mu\text{m}^2$.

La figure III.54 présente la caractéristique de conduction d'une diode à effet tunnel résonant de section $(1 \times 1) \mu\text{m}^2$ qui combine les trois différents aspects recherchés, à savoir une tension pic faible, ici 440 mV environ ainsi qu'un bon compromis entre une densité de courant pic importante et un rapport courant pic sur courant vallée élevé, ici respectivement 215 kA/cm² et 9. Les résultats obtenus pour cette couche sont en fait à l'état de l'art comme on peut le constater sur le tableau III.1 qui donne les meilleures performances publiées dans la littérature pour des diodes à effet tunnel résonnant sur InP.

| Section (μm^2) | Densité de courant pic J_{pic} (kA/cm ²) | Tension pic V_{pic} (V) | Rapport (PVCR) | Référence |
|-----------------------------|---|----------------------------------|----------------|-----------|
| 4 | 175 | 1.2 | 5.5 | [12] |
| 0.8 | 200 | 1.03 | 2.15 | [13] |
| 0.4 | 500 | 0.95 | 1.7 | |
| 4 | 250 | ? | 9 | [14] |
| (1.5 x 1.5) | 310 | 1.6 | 6 | [15] |
| 16 | 460 | 0.7 | 4 | [16] |
| (2 x 5) | 680 | 2.3 | 2.5 | [17] |

Tableau III.1: Etat de l'art des diodes à effet tunnel résonnant pour la filière InP.

Les caractéristiques statiques qui vont être présentées par la suite, sont celles de diodes réalisées à partir d'une couche identique à la précédente en terme de zone active, mais qui diffère par le fait que l'on a diminué l'épaisseur de la couche dopée 10^{19}at/cm^3 (de 5000 Å à 3000 Å) et que l'on a supprimé la couche d'InP dopée servant de transition entre le substrat semi-isolant et la couche enterrée d' $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$, ceci dans le but de faciliter la réalisation technologique de ces diodes. D'un point de vue technologique, l'intégration par pont à air des diodes réalisées à été effectuée par le procédé de lithographie tout électronique.

Comme l'illustre la figure III.55, les caractéristiques statiques présentées diffèrent des précédentes en divers points. Tout d'abord, le niveau de densités de courant pics obtenu est inférieur au cas précédent avec des densités variant ici entre 93 et 212 kA/cm² pour le sens positif de polarisation.

Cette déviation importante des densités de courant est en fait une des difficultés essentielles liées à l'utilisation des diodes à effet tunnel résonnant et concerne le contrôle précis durant la croissance par épitaxie par jets moléculaires des épaisseurs des couches. En effet, une faible variation des dimensions de la zone active et précisément des largeurs de barrières d'AlAs, qui ne mettent en jeu que quelques monocouches, se traduit par des différences importantes au niveau des courants obtenus [18]. L'obtention de couches à effet tunnel résonnant présentant de faibles variations de la densité de courant pic a été déjà démontré dans une certaine mesure dans la littérature avec notamment une déviation aussi faible que 3% [19].

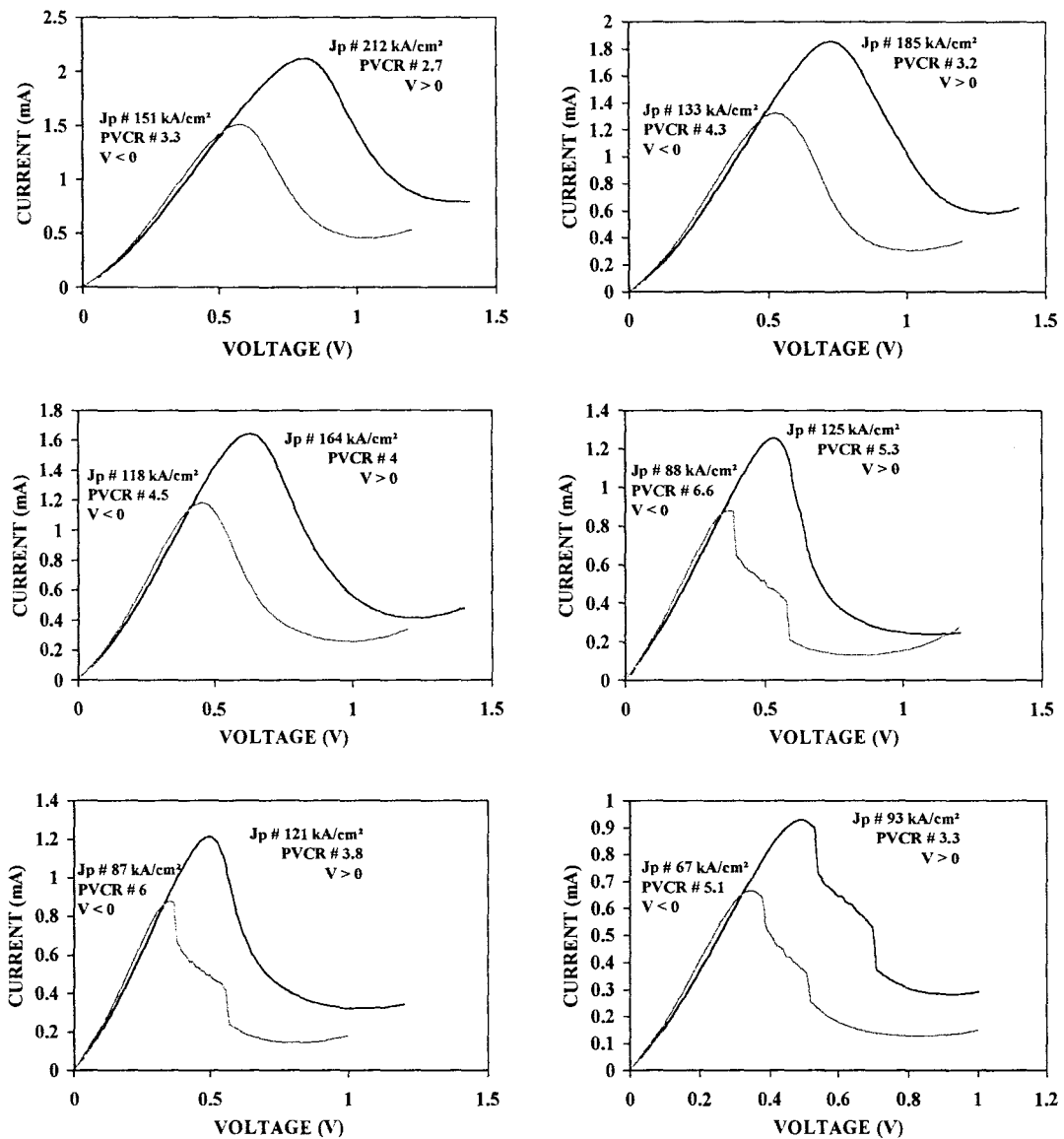


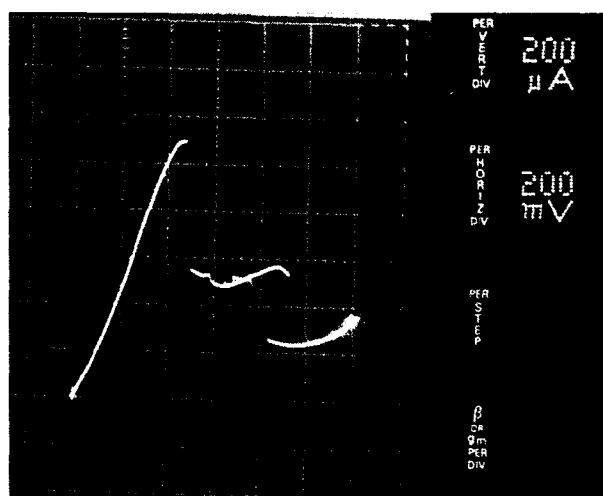
Figure III.55: Caractéristiques courant-tension obtenues pour des diodes à effet tunnel résonnant de $(1 \times 1) \mu\text{m}^2$.

Un autre point important, relatif aux caractéristiques de conduction des diodes à effet tunnel résonnant, concerne la zone de résistance différentielle négative et les problèmes de stabilité qui y sont associés. En effet, de manière générale, les diodes à effet tunnel résonnant présentent des instabilités qui peuvent se traduire par des effets de redressement affectant leurs caractéristiques de conduction [20].

On peut en effet distinguer, par exemple, l'effet d'une résistance interne importante sur les caractéristiques, qui dépend technologiquement des résistances de contact, de la résistance amenée par couche épitaxiale, ainsi que de la résistance "spreading", et qui a tendance à décaler la tension pic vers des tensions plus importantes.

Un autre effet, révélant la présence d'une résistance externe, concerne la commutation entre le courant pic et le courant vallée. En pratique, cet effet apparaît de manière systématique du fait du traceur utilisé. Une distorsion, également souvent présente, est l'apparition d'un plateau en zone de résistance différentielle négative. Celui-ci est dû aux oscillations qui apparaissent au niveau du circuit du fait de l'instabilité en zone de résistance différentielle négative (RDN) et résulte simplement de la moyenne temporelle des différentes formes d'onde de courant.

La figure III.56, qui présente la caractéristique courant-tension d'une RTD de $(1 \times 1) \mu\text{m}^2$ pour laquelle $J_{\text{pic}} \# 110 \text{ kA/cm}^2$, $V_{\text{pic}} \# 480 \text{ mV}$ et le PVCRCR # 4.4, permet d'illustrer ici les différents effets cumulés avec la présence d'un plateau (instabilité) et d'un effet d'hystérésis induit par le traceur.



$J_{\text{pic}} \# 110 \text{ kA/cm}^2$
 $V_{\text{pic}} \# 480 \text{ mV}$
 PVCRCR # 4.4

Figure III.56: Caractéristique courant-tension d'une diode à effet tunnel résonnant de $(1 \times 1) \mu\text{m}^2$, présentant l'effet de plateau et de commutation en zone de RDN.

Bien que la réduction des dimensions des diodes à effet tunnel résonnant jusqu'à $(1 \times 1) \mu\text{m}^2$ n'ait pas permis l'obtention de diodes stables de manière systématique, un grand nombre d'entre elles se sont tout de même avérées être inconditionnellement stables, comme l'illustre certaines caractéristiques de la figure III.55 et ont pu être caractérisées d'un point de vue hyperfréquence, comme il sera présenté dans le paragraphe III.5.2.

Les caractéristiques présentées sur la figure III.57 sont celles issues de diodes à effet tunnel résonnant de dimensions submicroniques dont le procédé technologique a été présenté au cours du paragraphe précédent. Ces diodes ont été réalisées sur une couche épitaxiale identique à la précédente qui présente une couche d' $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ dopée 10^{19} at/cm^3 en tête, celle-ci ne permettant pas de tirer véritablement profit d'une telle technologie submicronique.

Pour ce qui est donc des dimensions des diodes réalisées, on considérera que celles-ci sont déterminées par la dimension, non pas du pied de grille comme ce serait le cas pour des diodes à effet tunnel résonnant à collecteur Schottky, mais par celle de cette couche de contact ohmique définie par mesa.

Comme l'illustre la figure III.57, les caractéristiques de conduction dans le sens positif de polarisation, qui correspond à collecter les électrons par la grille en T, présentent des zones de résistances différentielles négatives sur des plages de courant très faibles, qui correspondent à des rapports courant pic sur courant vallée proche de 1. Dans le sens négatif de polarisation, qui correspond ici à l'injection d'électrons par la grille en T, les caractéristiques courant-tension sont mieux définies avec notamment l'obtention de contrastes de conduction plus marqués.

On pourra noter que les niveaux de courant pic sont sensiblement similaires quelque soit le sens de polarisation et qu'il en est de même pour les tensions pics qui sont ici relativement faibles de l'ordre de 700 mV.

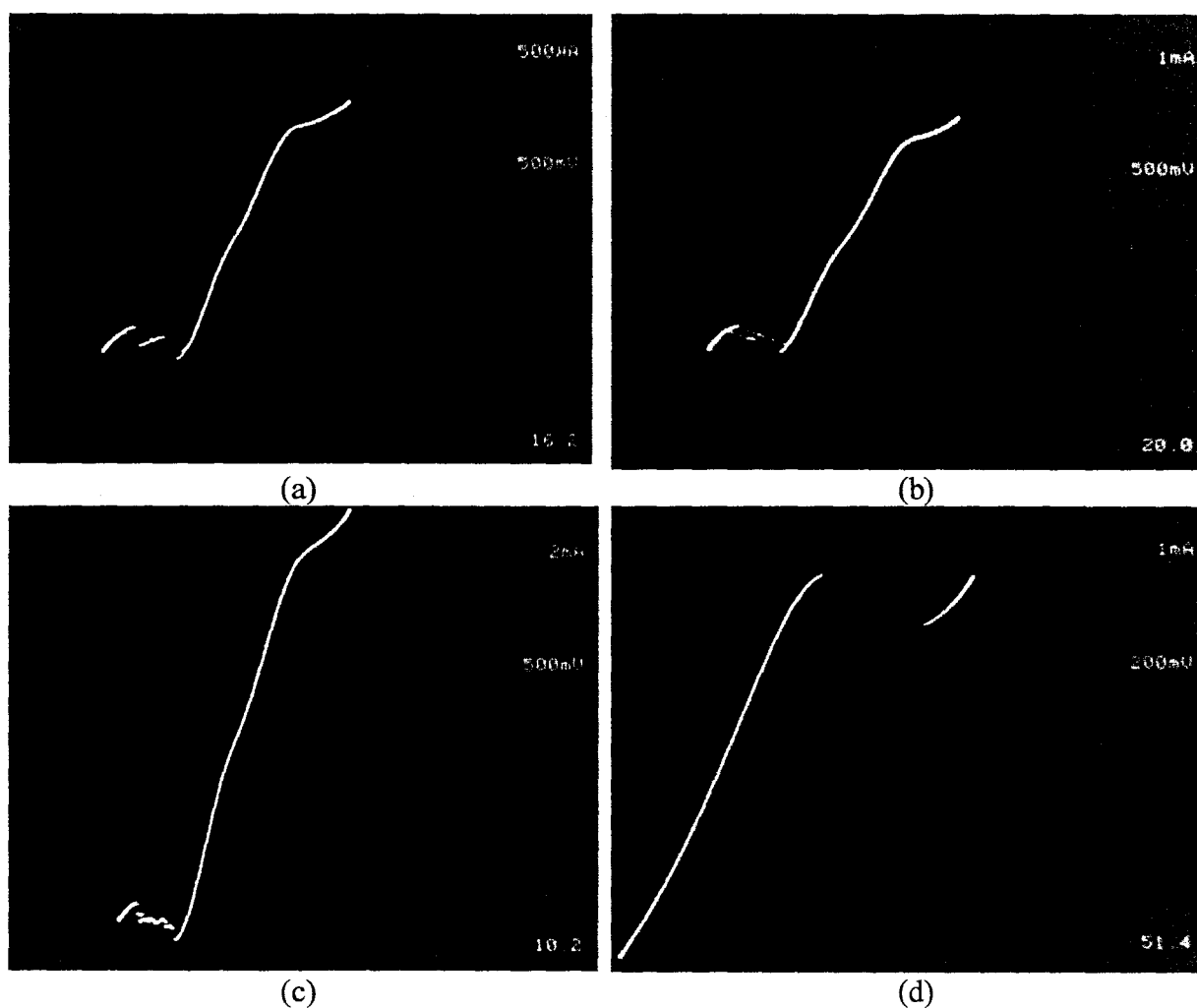


Figure III.57: Caractéristiques courant-tension de diodes à effet tunnel résonnant submicroniques, dans les deux sens de polarisation (a), (b) et (c) et dans le sens négatif (d).

L'homogénéité de la couche épitaxiale est ici difficile à évaluer du fait de la difficulté de connaître avec précision les dimensions des diodes mesurées. En effet, comme cela a été montré lors du paragraphe III.4, la phase de gravure, nécessaire à l'isolation des composants, est tout à fait critique et a entraîné pour cet échantillon des disparités quant à la préservation des mesa de diodes à leurs dimensions avant cette étape, du fait d'une sous-gravure plus ou moins importante liée en partie à l'alignement critique des motifs de masquage effectué avant cette gravure. Néanmoins, pour la caractéristique de conduction représentée sur la figure III.57 (d), le courant pic est ici de 8.7 mA et le courant vallée de 7.6 mA pour une dimension maximale de diode de $(3 \times 0.5) \mu\text{m}^2$ (les 0.5 μm ont été mesurés au microscope électronique à balayage), ce qui correspond à une densité de courant d'au moins 570 kA/cm² à une tension pic de 900 mV, associée à un rapport courant pic sur courant vallée de 1.14.

III.5.1.2. RTD sur GaAs

La figure III.58 représente la caractéristique de conduction théorique optimisée lors du deuxième chapitre. Celle-ci prévoit une densité de courant pic de 160 kA/cm² pour une tension de 240 mV.

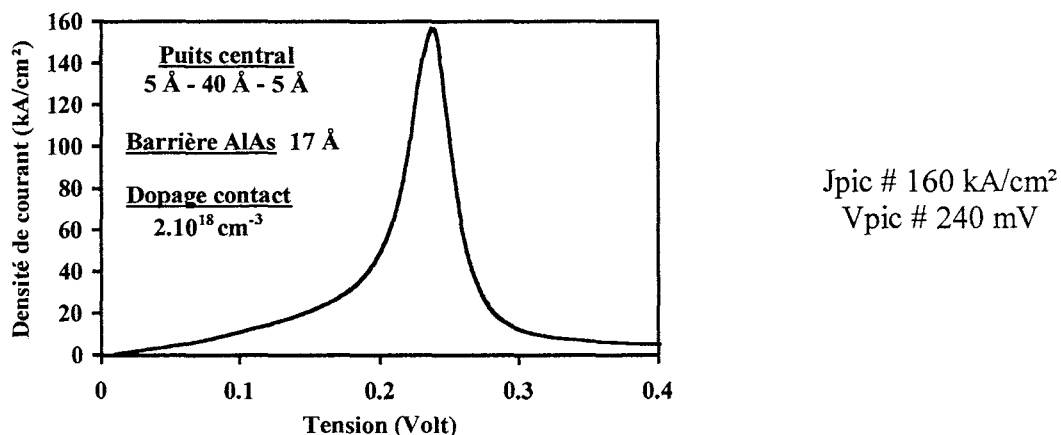


Figure III.58: Caractéristique de conduction théorique (Poisson-Schrödinger) pour la structure épitaxiale optimisée sur GaAs.

La couche épitaxiale utilisée est rappelée sur la figure III.59. Elle consiste en une structure triple puits ($\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$) double barrière (AlAs). D'un point de vue technologique, deux procédés ont été utilisés et ce sur des diodes de dimensions différentes. Des diodes à effet tunnel résonant ont été réalisées par le procédé micronique et précisément par la définition de mesa par gravure ionique réactive et l'isolation par implantation.

D'autres, de dimensions plus importantes ont été fabriquées, notamment de diamètre 4 μm et de sections $(3 \times 4) \mu\text{m}^2$, par une technologie totalement planaire combinant implantations peu profonde et profonde pour respectivement définir les mesa de diodes et isoler les composants.

| | | | |
|---------------|--|---------------------------------|--------|
| Contact layer | GaAs | 2.10^{18} at.cm ⁻³ | 1000 Å |
| Spacer | GaAs | 1.10^{18} at.cm ⁻³ | 100 Å |
| Prewell | In _{0.2} Ga _{0.8} As | u.d | 50 Å |
| Transition | GaAs | u.d | 5 Å |
| Barrier | AlAs | u.d | 17 Å |
| Well | GaAs | u.d | 5 Å |
| | In _{0.2} Ga _{0.8} As | u.d | 40 Å |
| | GaAs | u.d | 5 Å |
| Barrier | AlAs | u.d | 17 Å |
| Transition | GaAs | u.d | 5 Å |
| Postwell | In _{0.2} Ga _{0.8} As | u.d | 50 Å |
| Spacer | GaAs | 1.10^{18} at.cm ⁻³ | 100 Å |
| Contact layer | GaAs | 2.10^{18} at.cm ⁻³ | 1 µm |

GaAs S.I. substrate

Figure III.59: Séquence épitaxiale optimisée pour la structure triple puits d’In_{0.2}Ga_{0.8}As sur GaAs.

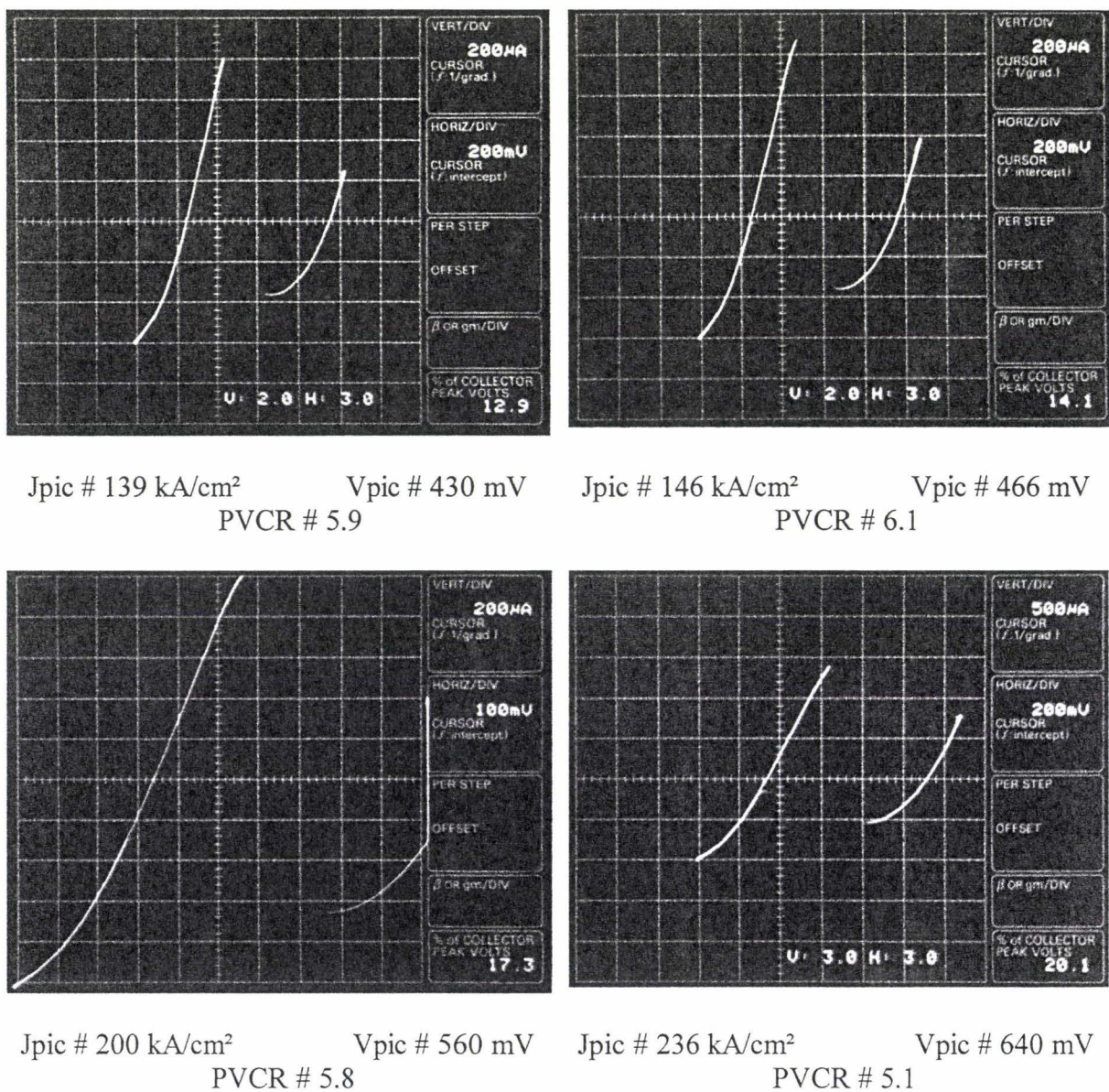


Figure III.60: Caractéristiques courant-tension de diodes de (1x1) µm² pour la structure triple puits d’In_{0.2}Ga_{0.8}As sur GaAs.

Les caractéristiques courant-tension de diodes de $(1 \times 1) \mu\text{m}^2$ sont présentées sur la figure III.60. Celles-ci mettent en évidence la possibilité, avec la structure triple puits utilisée, d'obtenir des densités de courant pic élevées ici comprises entre 139 et 236 kA/cm^2 , tout en conservant des rapports courant pic sur courant vallée raisonnables, de 5.1 à 6.1, ceci pour des tensions pics relativement faibles entre 430 et 640 mV, comme dans le cas des RTD sur InP. Les meilleures performances obtenues, à savoir une densité de courant pic de 236 kA/cm^2 , à une tension pic de 640 mV associée à un contraste de conduction de 5.1 sont des résultats à l'état de l'art comme l'illustre le tableau III.2, qui donne les meilleurs résultats publiés pour des diodes à effet tunnel résonnant sur GaAs.

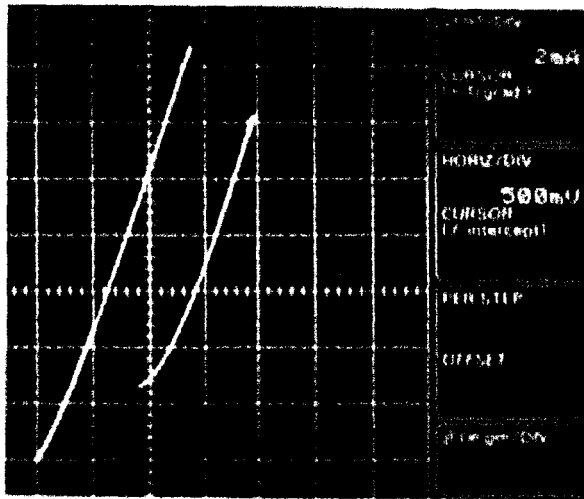
| Section (μm^2) | Densité de courant pic J_{pic} (kA/cm^2) | Tension pic V_{pic} (V) | Rapport (PVCR) | Référence |
|-----------------------------|--|----------------------------------|----------------|-----------|
| (0.1 x 1) | 140 | 1.6 | 2 | [21] |
| (6 x 6) | 300 | 1.2 | 3 | [22] |
| (12 x 12) | 125 | 0.6 | 4.7 | [23] |
| 14 | 50 | 0.7 | 7 | [24] |

Tableau III.2: Etat de l'art des diodes à effet tunnel résonnant pour la filière GaAs.

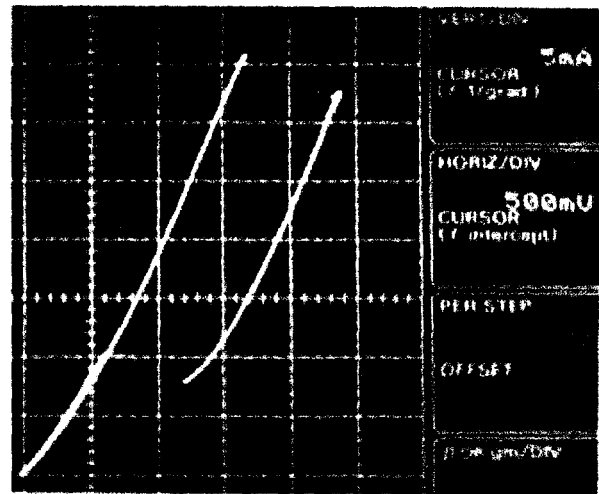
Les caractéristiques de conduction présentées sur la figure III.61 sont celles de diodes réalisées par implantation ionique. Les mesa de diodes ont été ici définis par une implantation de Bore de dose 10^{13} at/cm^3 et pour une énergie d'implantation de 110 keV, qui a été choisie pour atteindre le haut de la couche de GaAs d'épaisseur $1 \mu\text{m}$ et dopée $2 \cdot 10^{18} \text{ at/cm}^3$. Ces caractéristiques sont présentées pour les deux dimensions les plus faibles des diodes réalisées, $4 \mu\text{m}$ de diamètre et $(3 \times 4) \mu\text{m}^2$. Celles-ci permettent en premier lieu de valider l'efficacité de la définition de diodes à effet tunnel résonnant sur GaAs par implantation ionique. Cette technique qui rend fortement résistives les couches non protégées par les contacts de diodes permet en effet d'obtenir des densités de courant aussi importantes que dans le cas précédent des structures réalisées par mesa, avec notamment des résultats records avec une densité de courant de 287 kA/cm^2 pour un rapport courant pic sur courant vallée de 4.6. D'un point de vue général, on notera comme pour le cas de l'InP, l'inhomogénéité importante des caractéristiques, avec des densités de courant pic qui varient ici entre 57 kA/cm^2 et 287 kA/cm^2 .

Une particularité des caractéristiques de diodes implantées par rapport aux précédentes réside ici dans l'obtention de tensions pics plus importantes, ici jusqu'à 1.7 V pour $J_{\text{pic}} \# 287 \text{ kA/cm}^2$. Cette augmentation typique de la tension pic est induite par une résistance interne supplémentaire qui est ici inhérente au procédé technologique utilisé qui nécessite de prendre un contact à la surface de l'échantillon (technologie totalement planaire) avec la couche n+ enterrée par le biais de toute la séquence épitaxiée. Néanmoins, il est possible de conserver des tensions pics faibles, avec des densités de courant relativement importantes, associées à

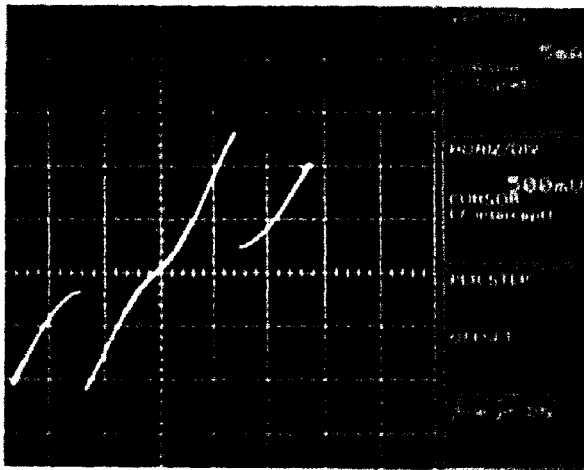
des contrastes élevés. C'est notamment le cas de la caractéristique obtenue pour une diode de $4 \mu\text{m}$ de diamètre: $V_{\text{pic}} \# 500 \text{ mV}$, $J_{\text{pic}} \# 67 \text{ kA/cm}^2$ et $\text{PVCR} \# 6$. Ces résultats sont à comparer à ceux obtenus par le même procédé technologique pour lesquels des tensions pics de 800 mV sont obtenues pour des densités de courant pic de seulement 6.7 kA/cm^2 , associées à des rapports de 3 [25] ou encore pour des densités de courant pic plus importantes 24 kA/cm^2 , avec des rapports de 3.9 à une tension pic de 1.2 V [26].



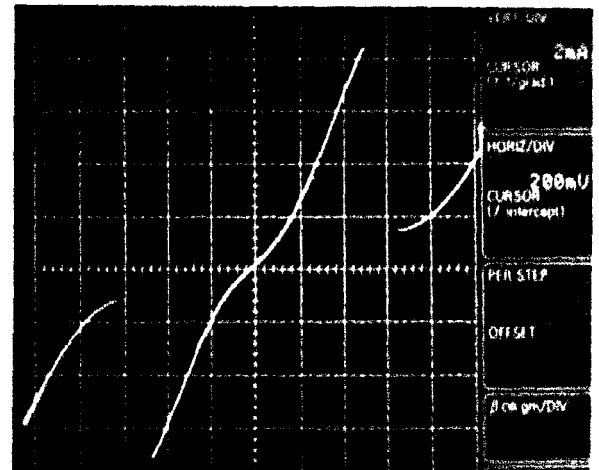
$J_{\text{pic}} \# 123 \text{ kA/cm}^2$ $V_{\text{pic}} \# 1.4 \text{ V}$
 $\text{PVCR} \# 5.7$



$J_{\text{pic}} \# 287 \text{ kA/cm}^2$ $V_{\text{pic}} \# 1.7 \text{ V}$
 $\text{PVCR} \# 4.6$



$J_{\text{pic}} \# 108 \text{ kA/cm}^2$ $V_{\text{pic}} \# 700 \text{ mV}$
 $\text{PVCR} \# 5.2$



$J_{\text{pic}} \# 67 \text{ kA/cm}^2$ $V_{\text{pic}} \# 500 \text{ mV}$
 $\text{PVCR} \# 6$

Figure III.61: Caractéristiques courant-tension de diodes de sections $(3 \times 4) \mu\text{m}^2$ et de $4 \mu\text{m}$ de diamètre, définies par implantation ionique, pour la structure triple puits d' $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ sur GaAs.

III.5.2. Caractérisation hyperfréquence

III.5.2.1. Notion de stabilité

Comme il a déjà été évoqué, les diodes à effet tunnel résonnant, du fait de la présence d'une zone de résistance différentielle négative dans leur caractéristique courant-tension, sont sujettes à des oscillations indésirables. Celles-ci rendent en pratique impossible leur caractérisation hyperfréquence sur toute la plage de tensions possibles et notamment en zone de RDN, qui est la région de leur caractéristique que l'on cherche généralement à exploiter.

Ces oscillations parasites basses fréquences rendent impossible l'utilisation très hautes fréquences de ces diodes pour une fonction d'oscillateur local et nécessitent d'être supprimées. D'un point de vue mesure, la stabilisation de diodes à effet tunnel résonnant peut être réalisée par la simple mise en parallèle d'une résistance supplémentaire et permet alors leur caractérisation en zone de RDN. Cette résistance est ensuite prise en compte dans le schéma équivalent pour permettre d'accéder aux valeurs de résistance différentielle négative.

Néanmoins, du fait même de la réduction des dimensions des diodes à effet tunnel résonnant réalisées, il est possible de satisfaire naturellement aux critères de stabilité [27], qui dépendent directement des éléments du schéma équivalent petit signal :

$$\frac{L_s}{R_d^2 \cdot C_d} < \frac{R_s}{R_d} < 1$$

et de pouvoir ainsi les caractériser en régime dynamique en zone de résistance différentielle négative. On peut citer également d'un point de vue utilisation, la stabilisation des diodes à effet tunnel résonnant en vue d'une fonction en oscillateur aux longueurs d'ondes submillimétriques par l'intégration monolithique de RTD, de diodes Schottky et d'antennes [28].

III.5.2.2. Mesure de paramètre [S]

Des mesures de paramètres [S] ont été réalisées dans la gamme de fréquences [0:50] GHz sur des diodes sur InP de $(1 \times 1) \mu\text{m}^2$ inconditionnellement stables. Celles-ci ont pu être caractérisées sur toute la plage de tension en zone de résistance différentielle négative [29]. La figure III.62 représente, sur abaque de Smith, les évolutions du paramètre S_{11} avec la fréquence pour différents points de polarisation, aussi bien en zone de résistance différentielle positive (évolutions situées à l'intérieur du cercle unitaire) qu'en zone de résistance différentielle négative (évolutions situées en dehors du cercle unitaire).

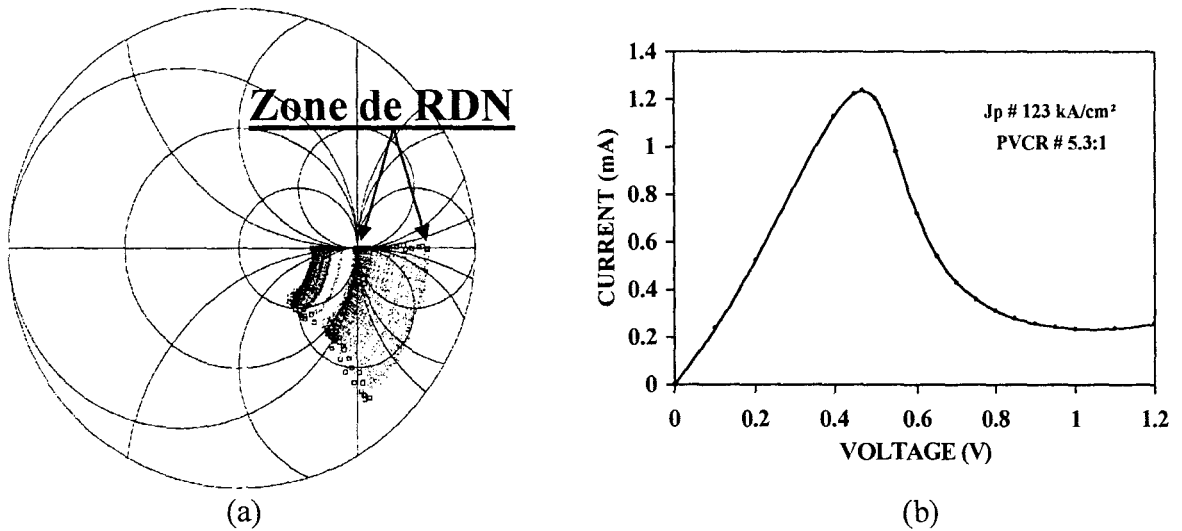


Figure III.62: Exemple d'évolutions du paramètre S_{11} en fonction de la fréquence jusqu'à 50 GHz pour différentes tensions de polarisation (RDP et RDN) (a) pour une RTD de $(1 \times 1) \mu\text{m}^2$ inconditionnellement stable (b).

III.5.2.3. Détermination du schéma équivalent petit signal

A partir de ces mesures de paramètre $[S]$, la détermination des éléments du schéma équivalent petit signal le plus simple communément utilisé [30] et illustré sur la figure III.63, est effectuée par l'intermédiaire du logiciel MDS (Microwave Design System) de Hewlett Packard.

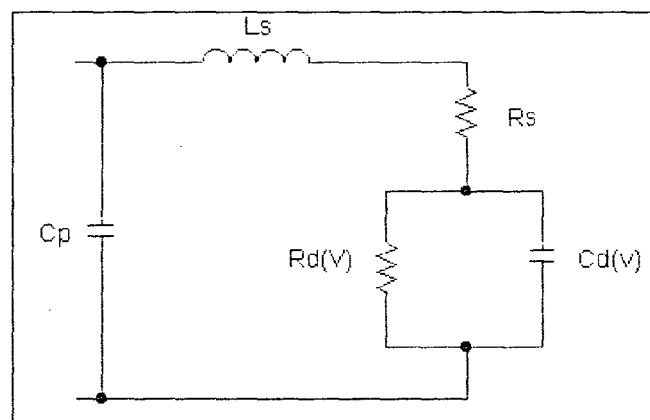


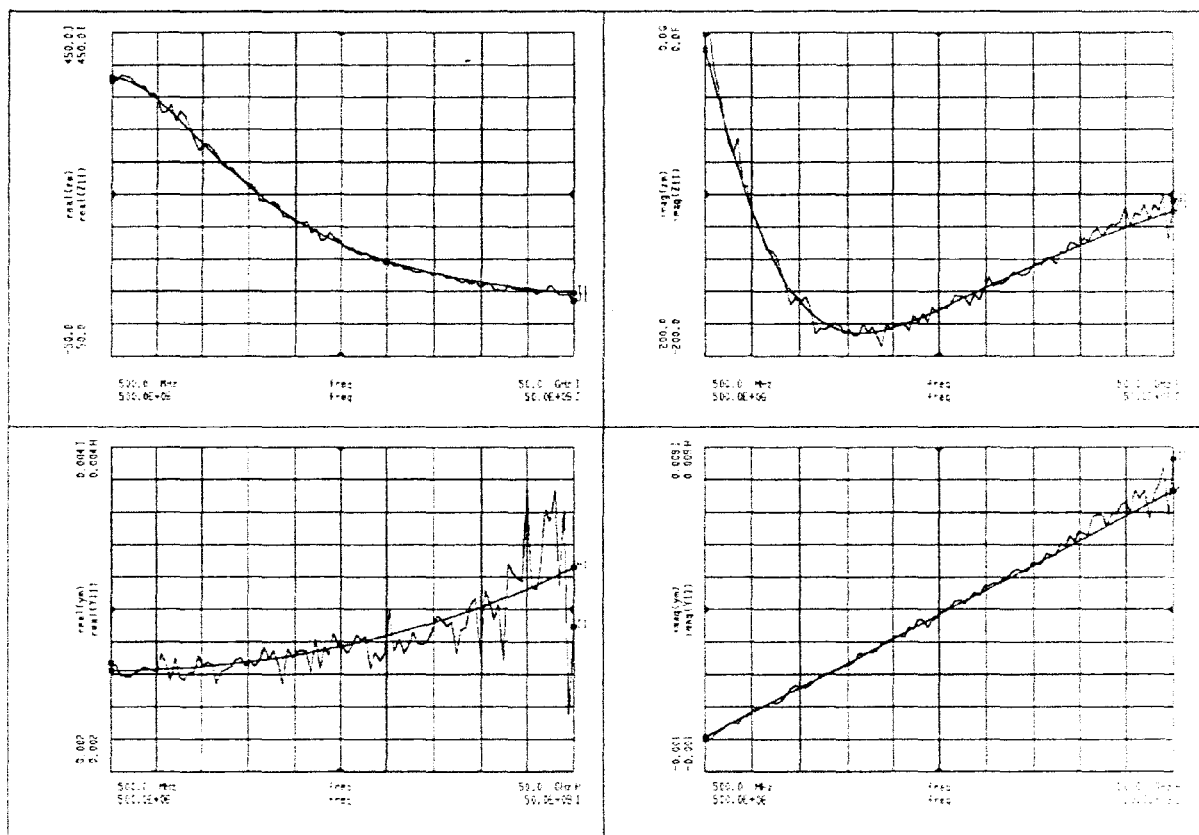
Figure III.63: Schéma équivalent petit signal d'une diode à effet tunnel résonnant.

La détermination de la capacité parasite C_p , amenée par la ligne coplanaire, est réalisée de manière séparée par la caractérisation de motifs en circuit ouvert : $C_p \# 18.4$ fF.

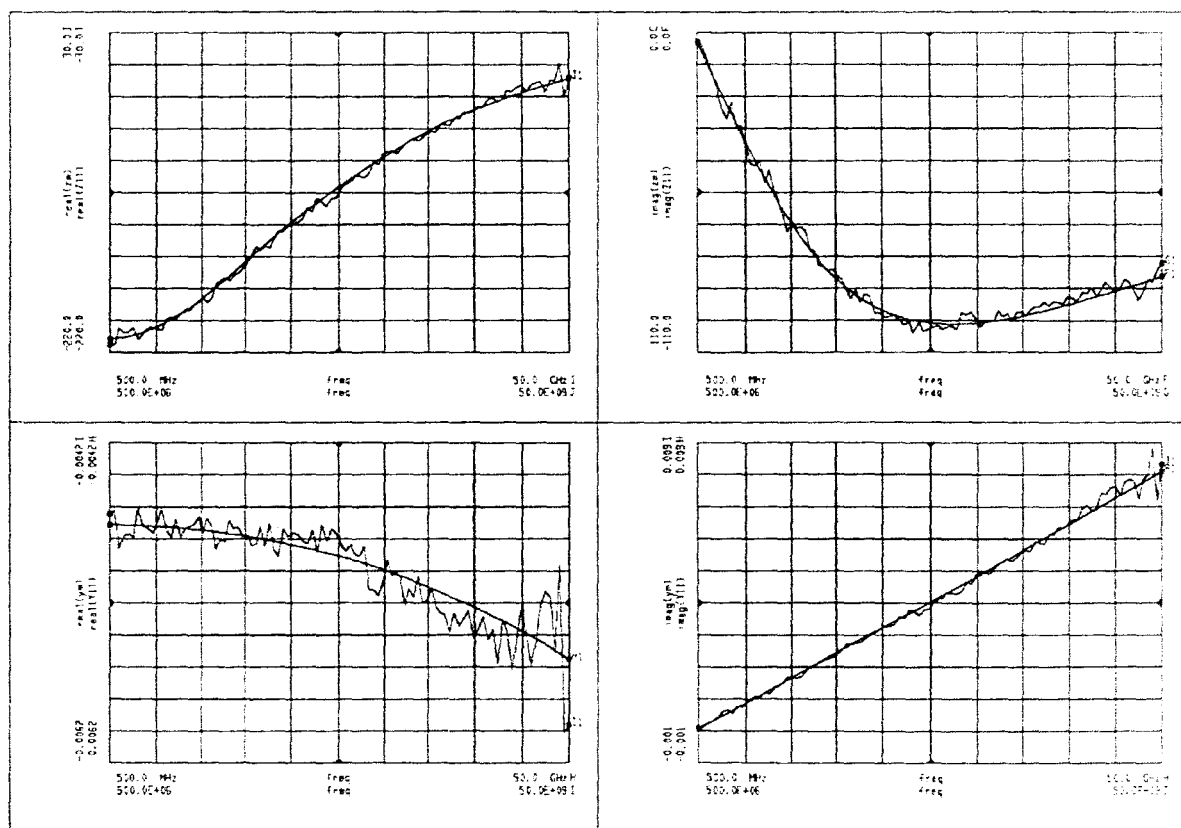
Un exemple d'évolutions avec la fréquence des parties réelles et imaginaires de l'impédance et de l'admittance mesurées ainsi qu'obtenues à partir du schéma équivalent, donné sur la figure III.64, permet à l'évidence de valider ce dernier. Ces évolutions correspondent à des tensions de polarisation à la fois en zone de résistance différentielle positive, ici à 0 V, et en zone de résistance différentielle négative, pour une tension qui correspond ici à la conductance différentielle statique minimal et que celles-ci sont obtenus pour les valeurs données dans le tableau III.3.

| | 0 V (RDP) | $V_{Gd\ min}$ (RDN) |
|-----------------|-----------|---------------------|
| Ls (pH) | 128.72 | 128.72 |
| Cp (fF) | 18.4 | 18.4 |
| Rs (Ω) | 32.1 | 32.1 |
| Cd (fF) | 7.92 | 7.34 |
| Rd (Ω) | 349.3 | -244.24 |

Tableau III.3: Valeurs des éléments du schéma équivalent permettant d'obtenir les évolutions de la figure III.64.



Zone de résistance différentielle positive (0 V)



Zone de résistance différentielle négative (625 mV)

Figure III.64: Exemple d'évolutions avec la fréquence des parties réelles et imaginaires de l'impédance et de l'admittance mesurées ainsi qu'obtenues à partir du schéma équivalent, respectivement en zone de RDP (0 V) et en zone de RDN (625 mV).

Les valeurs précédentes des éléments permettant de retrouver les évolutions mesurées, ne sont pas uniques et il existe en fait une corrélation importante entre la résistance série R_s , la capacité de diode C_d et la résistance de diode R_d , qui entraîne une indétermination sur la valeur de ces éléments.

Cette indétermination est illustrée sur le tableau III.4 qui donne les valeurs dépendantes de la polarisation de la capacité $C_d(V)$ et de la résistance différentielle $R_d(V)$, aux deux tensions précédentes (0 V et 625 mV), pour différentes valeurs de R_s : les évolutions calculées à partir de ces valeurs étant similaires et permettant de retrouver celles mesurées de manière tout à fait acceptable.

| | | | | | |
|-------------------|--------------------|---------|---------|---------|---------|
| | R_s (Ω) | 1 | 9.3 | 19.3 | 29.3 |
| $V_{RDP} = 0V$ | R_d (Ω) | 379.27 | 371.22 | 361.47 | 351.89 |
| | C_d (fF) | 6.67 | 6.97 | 7.36 | 7.78 |
| $V_{RDN} = 625mV$ | R_d (Ω) | -214.66 | -222.48 | -231.96 | -241.45 |
| | C_d (fF) | 9.66 | 8.94 | 8.16 | 7.48 |

Tableau III.4: Mise en évidence de l'indétermination des éléments du schéma équivalent petit signal.

Cette impossibilité à déterminer avec exactitude les valeurs des éléments du schéma équivalent ne permet donc pas d'évaluer les possibilités fréquentielles des diodes caractérisées par le biais de leur fréquence de coupure, qui est défini comme la fréquence à laquelle la partie réelle de l'impédance de la diode devient nulle :

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

Hormis cette détermination de la fréquence de coupure des diodes, la dépendance de la capacité $C_d(V)$ et de la résistance $R_d(V)$ de diode avec la tension est nécessaire en soit pour une meilleure modélisation de la diode à effet tunnel résonant dans des logiciels de type Spice [31]. Celle-ci doit permettre l'étude et l'optimisation de son utilisation dans des applications de logique dont le caractère ultra rapide est déterminé par le temps de commutation de la RTD qui est lui-même proportionnel au produit $|R_d| \cdot C_d$ en zone de RDN [32].

Des évolutions de la capacité $C_d(V)$ en fonction de la tension ont déjà montré une augmentation de celle-ci en zone de résistance différentielle négative [33]. Ce type de dépendance a été également trouvé dans le cadre de ce travail, comme l'illustre la figure III.65, qui donne les évolutions de la capacité C_d en fonction de la tension, ainsi que les évolutions de la conductance G_d statique mesurée et obtenue à partir du schéma équivalent.

Néanmoins, comme le montre le tableau III.4, l'influence de la résistance série R_s sur la capacité C_d est évidente. La capacité à 0V évolue de manière proportionnelle à la résistance série et l'importance relative de C_d max en zone de RDN par rapport à cette dernière est d'autant moins grande que R_s est élevé : (ici, pour $R_s = 29.3 \Omega$, $C_{d,RDN} < C_{d,0V}$). Ceci montre bien la nécessité d'une détermination précise de la résistance série.

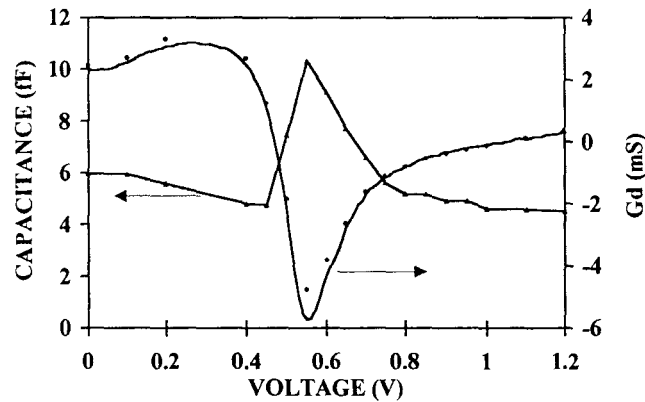


Figure III.65: Exemple d'évolutions de $C_d(V)$ et de $G_d(V)$ obtenues à partir du schéma équivalent, ainsi que le $G_d(V)$ mesuré.

III.6. Conclusion

Ce troisième chapitre a présenté différents procédés technologiques mis au point pour réaliser des diodes à effet tunnel résonnant de différentes dimensions et notamment de sections $(1 \times 1) \mu\text{m}^2$.

Le procédé technologique utilisé pour la réalisation de diodes sur InP utilise la définition de "mesa" par gravure ionique réactive et l'intégration de la diode à la ligne coplanaire d'accès par pont à air. Ce dernier peut, quant à lui, être effectué par une lithographie optique, électronique ou mixte.

Pour la réalisation de diodes sur GaAs, l'utilisation de l'implantation ionique, qui permet d'isoler ce matériau en le rendant hautement résistif, a permis d'obtenir un procédé d'intégration totalement planaire.

D'un point de vue caractérisation, des résultats statiques à l'état de l'art ont été obtenus pour les deux systèmes de matériaux InP et GaAs, par le biais de structures mettant en jeu des perturbation de potentiels, respectivement à puits enterré d'InAs et à triple puits d' $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$.

La réduction des dimensions de diodes à $(1 \times 1) \mu\text{m}^2$ a permis d'obtenir des caractéristiques inconditionnellement stables qui ont pu être caractériser de manière hyperfréquence, notamment sur toute la plage de résistance différentielle négative.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES:

- [1] T. WASS, H. EISENMANN, O. VÖLLINGER AND H. HARTMANN
"Proximity correction for high CD accuracy and process tolerance"
Microelectronic Engineering, 27, 1995, p 179
- [2] 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 stage de DEA, Juillet 1994.
- [3] S. BORET
Thèse de l'Université des Sciences et Technologies de Lille, à paraître
- [4] X. MELIQUE
Thèse de l'Université des Sciences et Technologies de Lille, à paraître
- [5] J.F. ZIEGLER
SRIM (The stopping and range of ions in matter)
IBM-Research
- [6] M. REDDY, S.C. MARTIN, A.C. MOLNAR, R.E. MULLER, R.P. SMITH, P.H. SIEGEL, M.J. MONDRY, M.J.W. RODWELL, H. KROEMER AND S.J. ALLEN
"Monolithic Schottky-collector resonant tunnel diode oscillator arrays to 650 GHz"
IEEE Elect. Dev. Lett., 18(5), 1997, p 218
- [7] M. ZAKNOUNE, O. SCHULER, F. MOLLOT, D. THERON AND Y.CROSNIER
"Nonselective wet chemical etching of GaAs and AlGaInP for device applications"
J. Vac. Sci. Technol., B 16(1), 1998, p 223
- [8] M. ZAKNOUNE
"Etude de la technologie et des potentialités pour l'amplification de puissance hyperfréquence des transistors à effet de champ des filières phosphore AlGaInP/GaInAs et métamorphique AlInAs/GaInAs sur substrat GaAs"
Thèse de l'Université des Sciences et Technologies de Lille, Février 1999
- [9] O. DUPUIS, P. MOUNAIX, V. DUEZ, F. MOLLOT, O. VANBESIEN AND D. LIPPENS
"GaAs and InP-based technologies of resonant tunneling devices"
8th International Workshop on Post-Binary ULSI Systems, Fribourg, Mai 1999
- [10] O. DUPUIS, J.C. PESANT, P. MOUNAIX, O. VANBESIEN, F. MOLLOT AND D. LIPPENS
"Hétérostructures à effet tunnel résonnant"
7^{èmes} Journées Nationales de Microélectronique et Optoélectronique III-V, Egat, Janvier 1999

- [11] O. DUPUIS, X. MELIQUE, P. MOUNAIX, F. MOLLOT, O. VANBESIEN AND D. LIPPENS
"Admittance Engineering for RTD's and HBV's"
22th Workshop on Compound Semiconductor Devices and Integrated Circuits, Berlin, Mai 1998
- [12] P. MOUNAIX, E. LHEURETTE, F. MOLLOT AND D. LIPPENS
"Frequency capability of strained AlAs/InGaAs resonant tunneling diodes"
Elect. Lett., 31(17), 1995, p 1508
- [13] M. REDDY, M.J. MONDRY, M.J.W. RODWELL, S.C. MARTIN, R.E. MULLER, R.P. SMITH, D.H. CHOW AND J.N. SCHULMAN
"Fabrication and dc, microwave characteristics of submicron Schottky-collector AlAs/In_{0.53}Ga_{0.47}As/InP resonant tunneling diodes"
J. Appl. Phys., 77(9), 1995, p 4819
- [14] E.R. BROWN, C.D. PARKER, K.M. MOLVAR, A.R. CALAWA AND M.J. MANFRA
"A quasioptical RTD oscillator operating above 200 GHz"
Third Int. Symp. on Space Terahertz Technology, p 439
- [15] D.H. CHOW, J.N. SCHULMAN, E. ÖZBAY AND D.M. BLOOM
"Investigation of In_{0.53}Ga_{0.47}As/AlAs resonant tunneling diodes speed switching"
Appl. Phys. Lett., 61(14), 1992, p 1685
- [16] T.P.E. BROEKAERT AND C.G. FONSTAD
"In_{0.53}Ga_{0.47}As/AlAs resonant tunneling diodes with peak current densities in excess of 450 kA/cm²"
J. Appl. Phys., 68(8), 1990, p 4310
- [17] N. SHIMIZU, T. NAGATSUMA, T. WAHO, M. SHINAGAWA, M. YAITA AND M. YAMAMOTO
"In_{0.53}Ga_{0.47}As/AlAs resonant tunneling diodes with switching time of 1.5 ps"
Elect. Lett., 31(19), 1995, p 1695
- [18] T.S. MOISE, Y.C. KAO, A.J. KATZ, T.P. BROEKAERT AND F.G. CELII
"Experimental sensitivity analysis of pseudomorphic InGaAs/AlAs resonant tunneling diodes"
J. Appl. Phys., 78(10), 1995, p 6305
- [19] K. MAEZAWA, J.OSAKA, H. YOKOYAMA AND M. YAMAMOTO
"Uniformity of the high electron mobility transistors and resonant tunneling diodes integrated on an InP substrate using an epitaxial structure grown by molecular beam epitaxy and metalorganic chemical vapor deposition"
Jpn. J. Appl. Phys., 37(10) part 1, 1998, p 5500
- [20] C. KIDNER, I. MEHDI, J.R. EAST AND G.I. HADDAD
"Bias circuit instabilities and their effect on the dc current-voltage characteristics of double-barrier resonant tunneling diodes"
Solid-State Electronics, 34(2), 1991, p 149

- [21] R.E. MULLER, S.C. MARTIN, R.P. SMITH, S.A. ALLEN, M. REDDY, U. BHATTACHARYA AND M.J.W. RODWELL
"Electron-beam lithography for the fabrication of air-bridged, submicron Schottky collectors"
J. Vac. Sci. Technol. B, 12(6), 1994, p 3668
- [22] A. R. MIRABEDINI, L.J. MAWST, D. BOTEZ AND R.A. MARSLAND
"High peak-current-density strained-layer $\text{In}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}/\text{Al}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ resonant tunneling diodes grown by metal-organic chemical vapor deposition"
Appl. Phys. Lett., 70(21), 1997, p 2867
- [23] R.M. KAPRE, A. MADHUKAR AND S. GUHA
"Highly strained GaAs/InGaAs/AlAs resonant tunneling diodes with simultaneously high peak current densities and peak-to-valley ratios at room temperature"
Appl. Phys. Lett., 58(20), 1991, p 2255
- [24] E. LHEURETTE, B. GRIMBERT, M. FRANCOIS, 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"
Elect. Lett., 28(10), 1992, p 937
- [25] C.L. CHEN, R.H. MATHEWS, L.J. MAHONEY, P.A. MAKI, K.M. MOLVAR, J.P. SAGE, G.L. FITCH AND T.C.L.G. SOLLNER
"New self-aligned planar resonant tunneling diodes for monolithic circuits"
IEEE Elect. Dev. Lett., 18(10), 1997, p 489
- [26] C.L. CHEN, L.J. MAHONEY, S.D. CALAWA, R.H. MATHEWS, K.M. MOLVAR, J.P. SAGE, P.A. MAKI AND T.C.L.G. SOLLNER
"Planar integration of a resonant-tunneling diode with pHEMT using a novel proton implantation technique"
IEEE Elect. Dev. Lett., 19(12), 1998, p 478
- [27] C. KIDNER, I. MEHDI, J.R. EAST AND G.I. HADDAD
"Power and stability limitations of resonant tunneling diodes"
IEEE Trans. M.T.T., 38(7), 1990, p 864
- [28] M. REDDY, R.Y. YU, H. KROEMER, M.J. RODWELL, S.C. MARTIN, R.E. MULLER AND R.P. SMITH
"Bias stabilization for resonant tunnel diode oscillators"
IEEE Microw. and Guided Wave Lett., 5(7), 1995, p 219
- [29] O. DUPUIS, J.C. PESANT, P. MOUNAIX, F. MOLLOT, O. VANBESIEN AND D. LIPPENS
"Unconditionnaly stable high current density resonant tunneling diodes"
Terahertz Spectroscopy and Applications Conference, Munich, Juin 1999

-
- [30] P. MOUNAIX, P. BEDU, D. LIPPENS AND E. BARBIER
"Measurement of negative differential conductance to 40 GHz for vertically integrated resonant tunnelling diodes"
Elect. Lett., 27(15), 1991, p 1358
- [31] J.N. SCHULMAN, H.J. DE LOS SANTOS AND D.H. CHOW
"Physics-based RTD current-voltage equation"
IEEE Elect. Dev. Lett., 17(5), 1996, p 220
- [32] E. ÖZBAY, D.M. BLOOM, D.H. CHOW AND J.N. SCHULMAN
"1.7-ps, microwave, integrated-circuit-compatible InAs/AlSb resonant tunneling diodes"
IEEE Elect. Dev. Lett., 14(8), 1993, p 400
- [33] N. SHIMIZU, T. WAHO AND T. ISHIBASHI
"Capacitance anomaly in the negative differential resistance region of resonant tunneling diodes"
Jpn. J. Appl. Phys., 36(3B) part 2, 1997, p L330

CHAPITRE IV

LIGNES DE PROPAGATION SUR MEMBRANES DIELECTRIQUES

Dans le chapitre précédent, nous nous sommes attachés à fabriquer des composants actifs capables de fonctionner aux longueurs d'ondes millimétriques, voire sub-millimétriques. Il reste le délicat problème d'intégrer ces composants dans un circuit. Leur architecture planaire privilégie dans ce but des technologies d'éléments passifs, de type uniplanaire, telles celles utilisées pour la réalisation de guides d'onde coplanaires. Or, pour des fréquences aussi élevées, ce type d'éléments passifs, fabriqués conventionnellement sur substrat semi-isolant, montre une dégradation de ses performances, notamment en termes de pertes et de dispersion. Parmi les solutions envisageables pour faire face à cette dégradation, la réalisation de structures sur membranes diélectriques est une des plus prometteuses. Nous nous proposons, dans ce chapitre, d'étudier la mise en œuvre de cette solution pour la réalisation de lignes de propagation de type guide d'onde coplaire, essentiellement sur membrane polyimide, en gardant la compatibilité avec des technologies de type matériau III-V.

IV.1. Lignes de propagation sur membranes diélectriques

IV.1.1. Intérêt des lignes de transmission sur membrane

Les lignes de propagation classiquement utilisées sont réalisées sur substrat épais et sont le plus souvent de type coplaire en vue d'une intégration planaire avec des composants actifs. Cette configuration, du fait de la présence du substrat, ne leur permet pas de prétendre à des utilisations dans toute la bande millimétrique. Les limitations des structures sur substrat épais sont illustrées sur la figure IV.1. Celle-ci montre l'évolution fréquentielle de la constante de propagation et de l'impédance caractéristique pour une ligne coplaire sur substrat GaAs avec métallisation arrière. Ces résultats, pour un cas limite, permettent de mettre en évidence les phénomènes de dispersion associés à la présence du substrat épais.

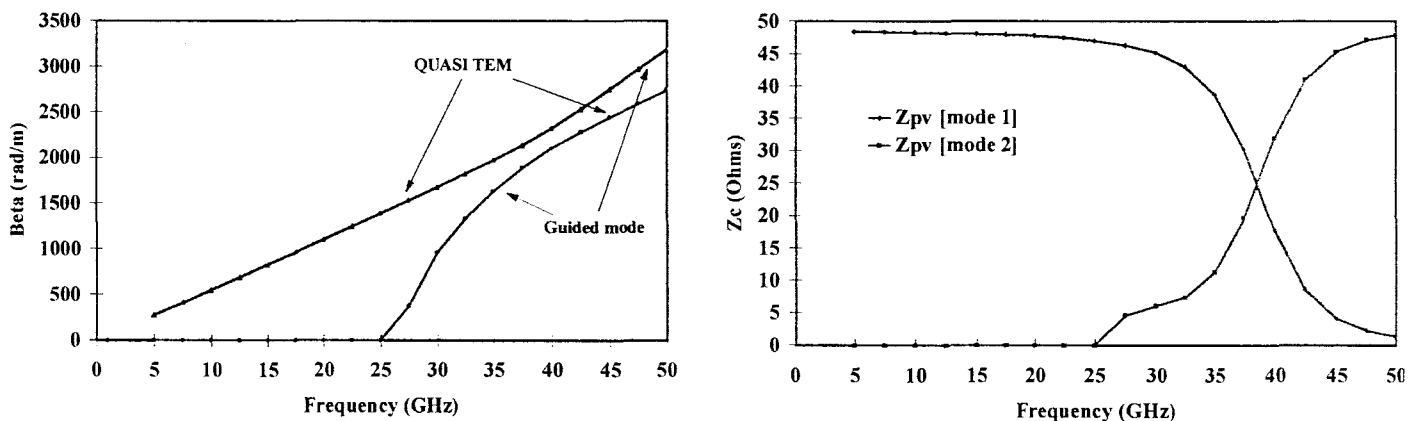


Figure IV.1: Evolution fréquentielle de la constante de propagation et de l'impédance caractéristique d'une ligne coplaire sur substrat GaAs avec métallisation arrière.

On notera que l'apparition d'un mode de propagation d'ordre supérieur autour de 25 GHz change totalement les caractéristiques électriques de la ligne. Ceci se traduit par la décroissance rapide de l'impédance caractéristique à partir de la fréquence de coupure du mode supérieur (25 GHz) ainsi qu'à un croisement des constantes de propagation pour les deux modes en présence.

Pour pallier ces phénomènes de dispersion et obtenir des lignes de transmission permettant une propagation monomode à de très hautes fréquences, le développement de lignes sur substrat aminci, ainsi que sur membrane a été envisagé [1,2]. L'intérêt de ce type de lignes, qui ne sont plus désormais supportées par un substrat épais, réside dans l'aspect suspendu des conducteurs métalliques qui permet d'obtenir un milieu de propagation très proche de l'air. Une vue schématique, en coupe, dans un plan de symétrie, selon la direction de propagation d'une ligne coplanaire sur membrane est donnée figure IV.2.

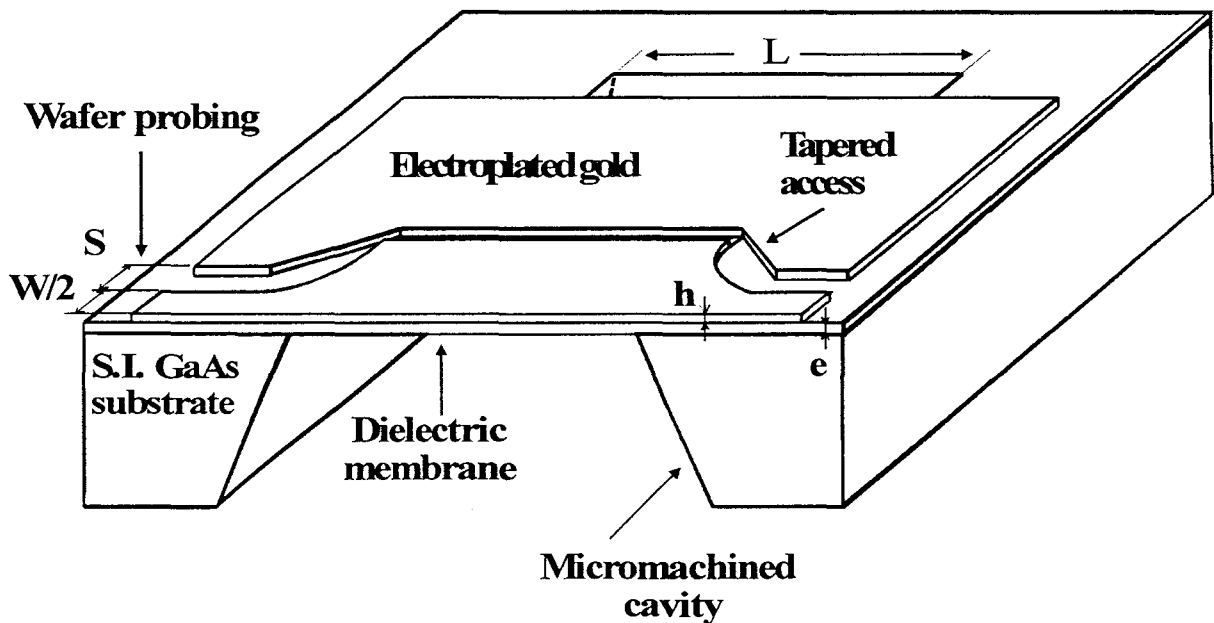


Figure IV.2: Vue schématique, en coupe, selon la direction de propagation d'une ligne coplanaire sur membrane diélectrique.

Cette ligne se compose de trois parties distinctes : les rubans métalliques suspendus sur membrane, les transitions de substrat épais à membrane et les accès coplanaires pour la caractérisation sous pointes hyperfréquences.

Le fait que les lignes sur membrane soient désolidarisées du substrat épais est un avantage important en terme de dispersion. En effet, contrairement aux lignes conventionnelles, pour qui des phénomènes de dispersion apparaissent dès le début de gamme millimétrique, les lignes sur membrane permettent une propagation monomode (mode quasi-TEM) sans dispersion jusqu'à des fréquences très élevées. Cet aspect non dispersif a été démontré jusqu'aux longueurs d'ordres sub-millimétriques et rend donc l'utilisation de lignes sur membrane très intéressantes pour la réalisation de circuits ultra-rapides.

On notera que cet intérêt est également renforcé par des conditions de propagation qui sont très proches de celles de l'air : la permittivité diélectrique effective, qui traduit l'aspect inhomogène du milieu de propagation, est dans le cas des lignes sur membranes très proche de 1. Dans notre cas, nous montrerons que la permittivité effective est proche de 1.1, ce qui équivaut à une vitesse de phase de $(2.9).10^8 \text{ m.s}^{-1}$ [3].

Un autre avantage concerne l'aspect faibles pertes de ce type de lignes. En effet, à mesure que l'on monte en fréquence, les pertes diélectriques deviennent prédominantes [4]. Celles-ci résultent de l'aspect inhomogène du milieu de propagation (air + substrat). Ainsi, avec la fréquence, la localisation de l'onde se fait préférentiellement dans le substrat de haute permittivité diélectrique.

Ceci permet naturellement aux lignes sur membranes, pour lesquelles on s'est affranchi du substrat épais, de présenter de faibles pertes aux très hautes fréquences.

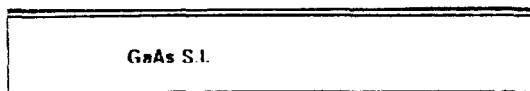
On notera ici brièvement les désavantages que présente ce type de technologie par rapport aux lignes sur substrat épais.

Tout d'abord, la mesure des paramètres hyperfréquences [S] des lignes, en positionnant les sondes directement sur membrane n'est pas possible pour des raisons de fragilité. C'est pourquoi, il est nécessaire de réaliser une transition du substrat épais (accès pour la caractérisation) à la membrane diélectrique. Celle-ci doit être optimisée pour réaliser l'adaptation d'impédance des deux lignes. On constate, par conséquent, que les aspects électromagnétiques ne rentrent pas seuls en compte, avec une influence importante des procédés technologiques, en particulier, en ce qui concerne l'alignement faces avant et arrière.

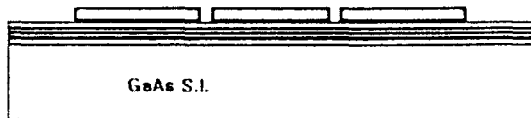
Un autre désavantage de telles structures, est leur relative fragilité à la déformation, qui est imposée essentiellement par la rigidité des conducteurs métalliques et non par la membrane diélectrique en elle-même, pour laquelle des études de déformation ont montré en effet une certaine élasticité [5].

IV.1.2. Procédés technologiques de fabrication

Au cours de ce paragraphe, on ne présentera que les principales étapes nécessaires à la réalisation de lignes coplanaires sur membranes diélectriques, une description plus détaillée pouvant être trouvée dans la référence [6].



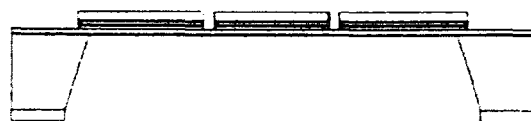
Dépôt du diélectrique
(polyimide ou nitrure de silicium)



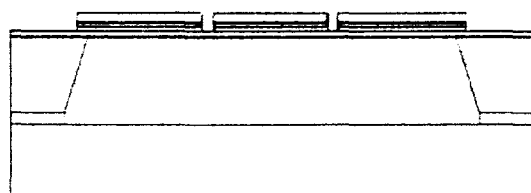
Dépôt du film d'accrochage Ti/Au et croissance d'or électrolytique sur tout l'échantillon, puis définition des motifs de lignes (masquage).



Réalisation des lignes coplanaires par gravure chimique du dépôt métallique.



Dégagement de la membrane diélectrique par micro-usinage du substrat GaAs.



Collage sur substrat silicium pour la caractérisation hyperfréquence.

Figure IV.3: Procédé de fabrication de lignes coplanaires sur membrane diélectrique.

On notera également que ce procédé de fabrication est inspiré de celui utilisé à l'Université du Michigan pour réaliser des lignes de transmission sur membrane sur silicium [7]. En fait, ce procédé reprend les techniques utilisées en micro-usinage de volume.

A l'Université du Michigan, la membrane est en fait composite, $\text{SiO}_2 / \text{Si}_3\text{N}_4 / \text{SiO}_2$, dans le but de compenser les contraintes qui apparaissent lors du dépôt de la couche de nitrure de silicium par LPCVD (Low Pressure Chemical Vapor Deposition).

Notre procédé de fabrication de lignes sur membrane comporte en fait trois parties, illustrées sur la figure IV.3, qui sont :

- le dépôt du diélectrique qui servira de membrane
- la réalisation des lignes coplanaires
- le micro-usinage du substrat pour réaliser la membrane

IV.1.2.1. Dépôt du diélectrique

Il est évident que pour tirer profit des lignes sur membrane, et obtenir des conditions de propagation très proche de l'air, il est nécessaire de réaliser des membranes les plus fines possibles. Néanmoins d'un point de vue technologique, la nécessité d'obtenir des membranes qui ne soient pas trop fragiles, impose l'épaisseur minimale des couches de diélectriques à déposer, à savoir environ un micromètre.

En pratique, deux types de membranes diélectriques ont été réalisées, mettant en jeu des techniques de dépôt différentes. Les premiers essais ont été effectués avec un seul dépôt de nitrure de silicium par PECVD (Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition). Par la suite, nous avons opté pour un dépôt de polyimide à la tournette qui est beaucoup plus simple à mettre en œuvre et permet d'obtenir des dépôts plus uniformes et plus épais.

IV.1.2.2. Réalisation des lignes

Une fois la couche de diélectrique déposée sur le substrat de GaAs, l'étape suivante concerne le dépôt des conducteurs métalliques qui forment la ligne coplaire. Celui-ci se fait par croissance électrolytique dans le but d'obtenir des épaisseurs importantes de rubans, nécessaires à la limitation des pertes métalliques.

Concrètement, deux approches ont été testées pour la réalisation des lignes. La première consiste en l'ouverture du motif des rubans dans une résine optique, après le dépôt préalable sur le diélectrique d'un film d'accrochage de Ti/Au. Ensuite, la croissance d'or électrolytique est réalisée localement et permet la définition des lignes coplanaires après avoir enlevé la résine à l'acétone et gravé le film. Cette solution, a priori bien adaptée à l'obtention

de lignes aux dimensions voulues, s'est en fait avérée difficile à mettre en œuvre. La raison en est un rapport d'aspect important existant entre les longueurs de lignes, qui sont de l'ordre de quelques millimètres, et les dimensions des fentes, qui ne sont que de quelques dizaines de micromètre. L'autre approche, illustrée sur la figure IV.3, qui a été retenue en pratique, consiste en un dépôt épais d'or électrolytique sur toute la surface de l'échantillon, d'un masquage des motifs de lignes à réaliser par une résine optique et d'une gravure de l'or électrolytique et du film d'accrochage.

IV.1.2.3. Micro-usinage du substrat

A ce stade, une fois que les rubans métalliques ont été définis, un résinage face-arrière est effectué afin de dégager la membrane diélectrique par une gravure chimique locale du substrat de GaAs. Le micro-usinage du substrat est réalisé par une solution à base d'acide sulfurique (H_2SO_4 / H_2O_2 / H_2O) qui permet d'obtenir une vitesse de gravure de l'ordre de $15 \mu\text{m}/\text{min}$ et qui est tout à fait sélective par rapport à la membrane diélectrique. La gravure de la cavité, à l'aide de cette solution, est en fait fortement anisotrope et présente des flancs de gravure préférentielle dans la direction $(01\bar{1})$. Il a donc été décidé de tirer profit de ce profil de gravure pour réaliser la transition entre les accès sur substrat épais et la ligne sur membrane [8].

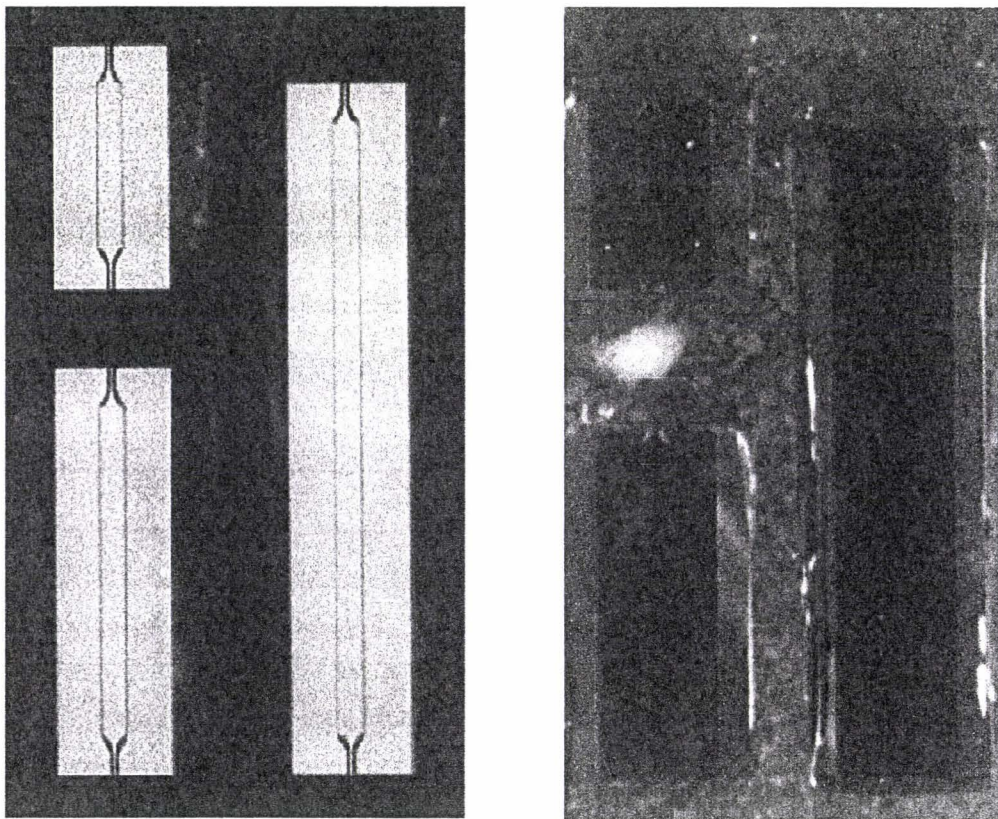


Figure IV.4: Exemple de lignes coplanaires sur membrane diélectrique réalisées, vues respectivement faces avant et arrière.

Cette étape, qui nécessite un alignement précis des motifs face arrière par rapport aux lignes face avant s'est avérée être la plus critique, en demandant l'utilisation d'un aligneur double face. Un exemple de lignes coplanaires sur membrane ainsi réalisées est donné sur la figure IV.4. Les lignes obtenues ont des longueurs de 3.5, 7 et 13 mm et présentent des impédances de 50, 75 et 100 Ω .

IV.1.3. Détermination des dimensions de lignes

Il a été choisi de réaliser des lignes coplanaires sur membrane d'impédances caractéristiques différentes (50, 75 et 100 Ω) afin d'étudier leurs conditions d'adaptation avec les accès 50 Ω , mais également leurs caractéristiques propres de propagation.

En pratique, l'impédance caractéristique de ces lignes dépend des largeurs du ruban central et des fentes, le rapport entre ces dimensions permettant d'obtenir différentes impédances. Ces dimensions, déterminées par une approche analytique du calcul d'impédance sur ce type de ligne [9] et également vérifiées par une analyse électromagnétique globale de telles structures [10], sont données dans le tableau IV.1 .

Il est à noter que les dimensions latérales ont été fixées dans un souci d'encombrement raisonnable des lignes, à savoir ici sensiblement 2 mm. Les différentes longueurs de lignes de même impédance caractéristique sont quant à elles nécessaires à la détermination des caractéristiques de propagation propres des lignes sur membrane, en s'affranchissant de la présence des accès et des transitions.

| Z_c (sur membrane) | Conducteur central (w) | Fentes (s) |
|----------------------------|----------------------------|------------------|
| 50 Ω | 550 μm | 10 μm |
| 75 Ω | 300 μm | 27 μm |
| 100 Ω | 300 μm | 75 μm |
| Z_c (sur substrat épais) | Conducteur central (w) | Fentes (s) |
| 50 Ω | 70 μm | 50 μm |

Tableau IV.1: Dimensions des lignes réalisées, pour l'accès 50 Ω et pour les lignes sur membrane d'impédances caractéristiques différentes.

Nous avons déjà souligné la nécessité de relier une ligne d'accès réalisée sur substrat épais à une ligne sur membrane. Ceci oblige à réaliser une transition qui permette la meilleure adaptation possible en terme d'impédance caractéristique entre ces deux zones. On trouve, dans la littérature, des études relatives aux transitions entre lignes plaquées, réalisées sur substrat épais [11,12]. Il s'agit d'utiliser ces exemples, en les adaptant aux topologies de type membrane.

Dans le cas de lignes coplanaires, différentes transitions sont envisageables comme l'illustre la figure IV.5. La transition reproduite en (c) est optimisée. Elle tire parti du profil de la gravure que présente la micro-cavité situé en dessous de la ligne sur membrane et vise à conserver constante l'impédance caractéristique tout au long de cette transition.

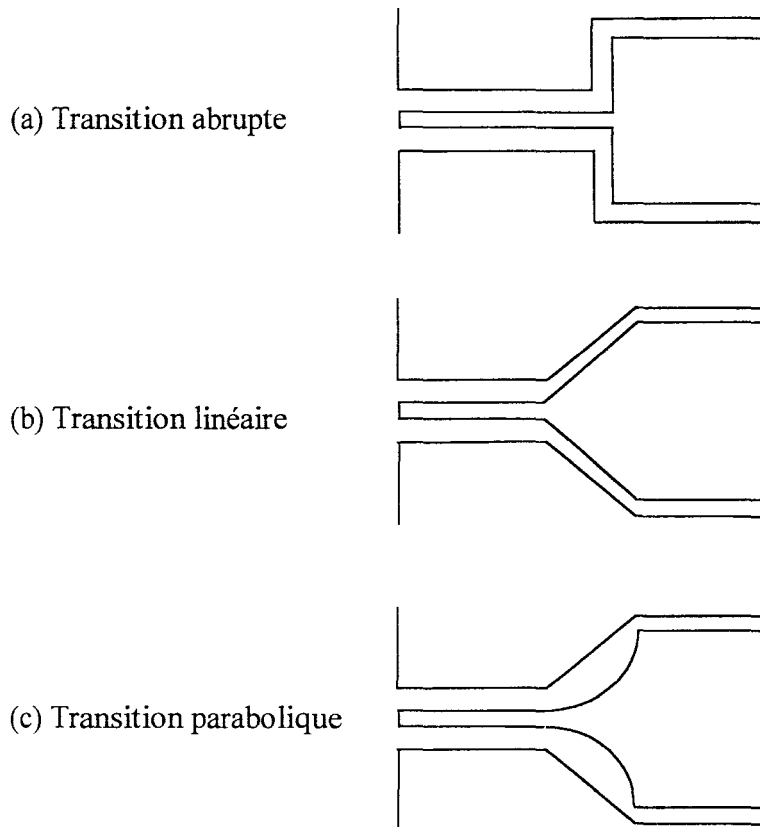


Figure IV.5: Différentes configurations possibles pour une transition entre substrat épais et membrane.

Quant à la figure IV.5.(a), celle-ci illustre le cas d'une transition abrupte entre une ligne d'accès sur substrat épais et une ligne plus large sur membrane de 50 Ω qu'on considère habituellement comme capacitive [9]. Dans le cas de la transition (b), le passage entre les deux lignes coplanaires se fait de manière linéaire à la fois pour les plans de masse et pour la ligne central. Cette augmentation de la longueur de transition permet d'obtenir un niveau capacitif restreint par rapport au cas (a) [12]. La transition (c) illustre une transition, non plus linéaire, mais parabolique du ruban central. Elle a été en pratique préférée aux deux autres. La largeur du conducteur central de cette transition parabolique a été calculée pour conserver une impédance de 50 Ω [13].

Une vue 3D de ce type de transition, ainsi que les expressions analytiques permettant la détermination de l'impédance caractéristique Z_c [14] sont données sur la figure IV.6. Les longueurs d'accès sont ici de 500 μm et les transitions de 350 μm, du fait de la prise en compte de l'angle de gravure ainsi que de l'épaisseur du substrat.

for $0 < k < 0.173$

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

for $0.173 < k < 1$

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

$$k = \left(\frac{1-w/d}{1-w/b} \right)^2 \text{ avec } (d = w + 2s)$$

ϵ_{eff} : effective permittivity

η_0 : vacuum impedance (377 Ω)

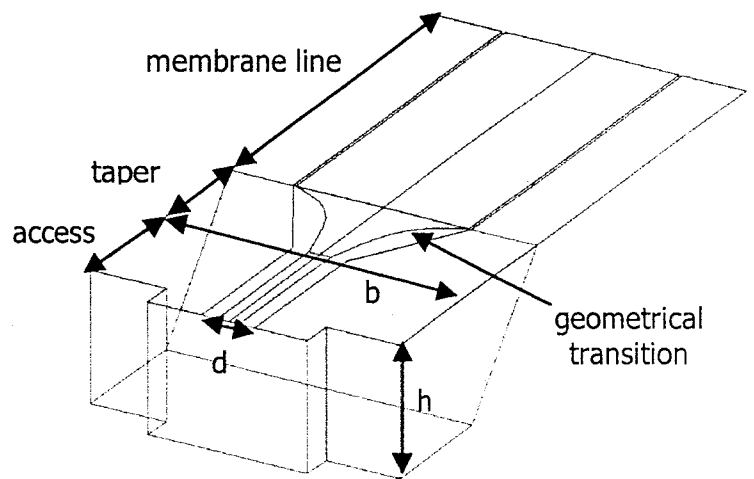


Figure IV.6: Expressions analytiques permettant de calculer l'impédance caractéristique d'une ligne coplanaire et vue 3D d'une transition parabolique qui tend à conserver constante les impédances caractéristiques.

IV.1.4. Caractérisation des lignes sur membrane

Les mesures de paramètres [S] sur ces lignes coplanaires sur membrane ont été effectuées dans les bandes de fréquences [0:40], [50:75] et [75:110] GHz. La bande de fréquence [40:50] GHz n'était pas caractérisable par les analyseurs de réseau du laboratoire au moment de cette étude.

Les figures IV.7 et IV.8 présentent les évolutions fréquentielles typiques des paramètres [S], respectivement en module et en phase, pour une ligne de propagation de 13 mm de longueur et d'impédance caractéristique 100 Ω , mesurés à l'aide de pointes hyperfréquences posées au niveau des lignes d'accès. Celles-ci sont comparées avec les évolutions obtenues à partir d'un modèle théorique simplifié. Ces dernières ont été obtenues à partir de la théorie des lignes, par calcul matriciel. Chaque tronçon de ligne est caractérisé par sa constante de propagation complexe, qui inclut les pertes, et de l'impédance caractéristique.

Ce modèle analytique s'avère capable de décrire les évolutions des paramètres [S] des lignes jusqu'au moins 40 GHz, comme l'illustre les figures IV.7 et IV.8, et devrait être valable à plus hautes fréquences du fait que les phénomènes d'atténuation et de résonances présentent un comportement monotone jusqu'à 110 GHz.

Comme on le constate sur la figure IV.7, les évolutions des paramètres S_{11} ($S_{11}=S_{22}$) et S_{12} ($S_{12}=S_{21}$) présentent des effets de résonances marqués pour des fréquences qui satisfont la condition suivante :

$$f_r = n v_\phi / 2L$$

où n est un entier et représente l'ordre de résonance, v_ϕ est la vitesse de phase et L , la longueur de la ligne. Il est à noter que ce comportement est typique de celui d'un résonateur et que chaque résonance correspond à l'adaptation d'un multiple de demi-longueur d'onde à la longueur physique de la ligne.

Ces fréquences de résonance, obtenues pour chaque type de lignes, nous permettent donc dans un premier temps d'estimer la vitesse de phase. A partir des évolutions de paramètres [S], pour deux lignes de longueur différente, il est possible de déterminer globalement les caractéristiques de propagation des lignes sur membrane, notamment en terme de pertes et de dispersion, à partir d'une méthode proposée initialement dans la référence [15].

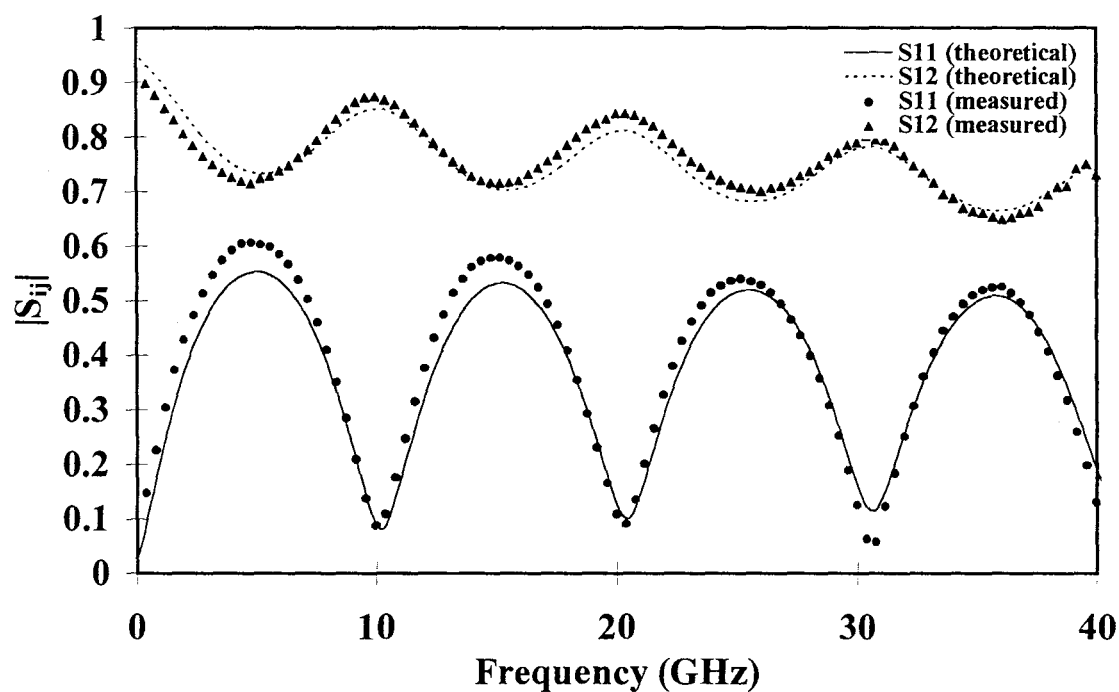


Figure IV.7: Evolutions fréquentielles, mesurées et théoriques, du module des paramètres S_{11} et S_{12} d'une ligne coplanaire sur membrane d'impédance caractéristique 100Ω et de longueur 13 mm.

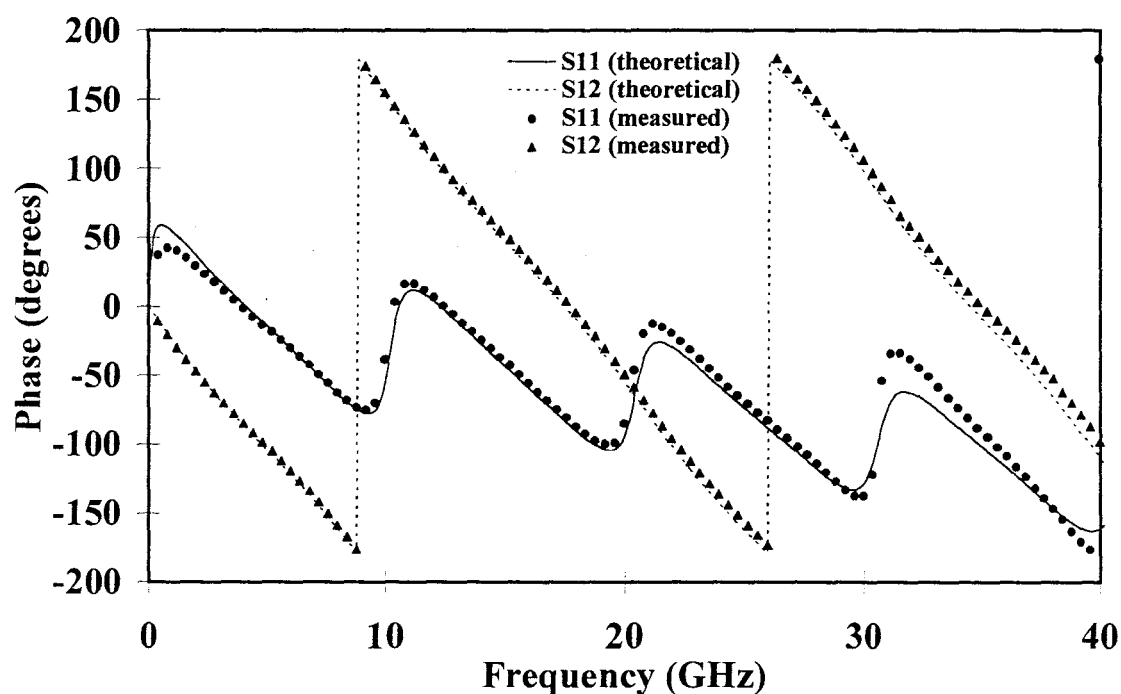


Figure IV.8: Evolutions fréquentielles, mesurées et théoriques, de la phase des paramètres S_{11} et S_{12} d'une ligne coplanaire sur membrane d'impédance caractéristique 100Ω et de longueur 13 mm.

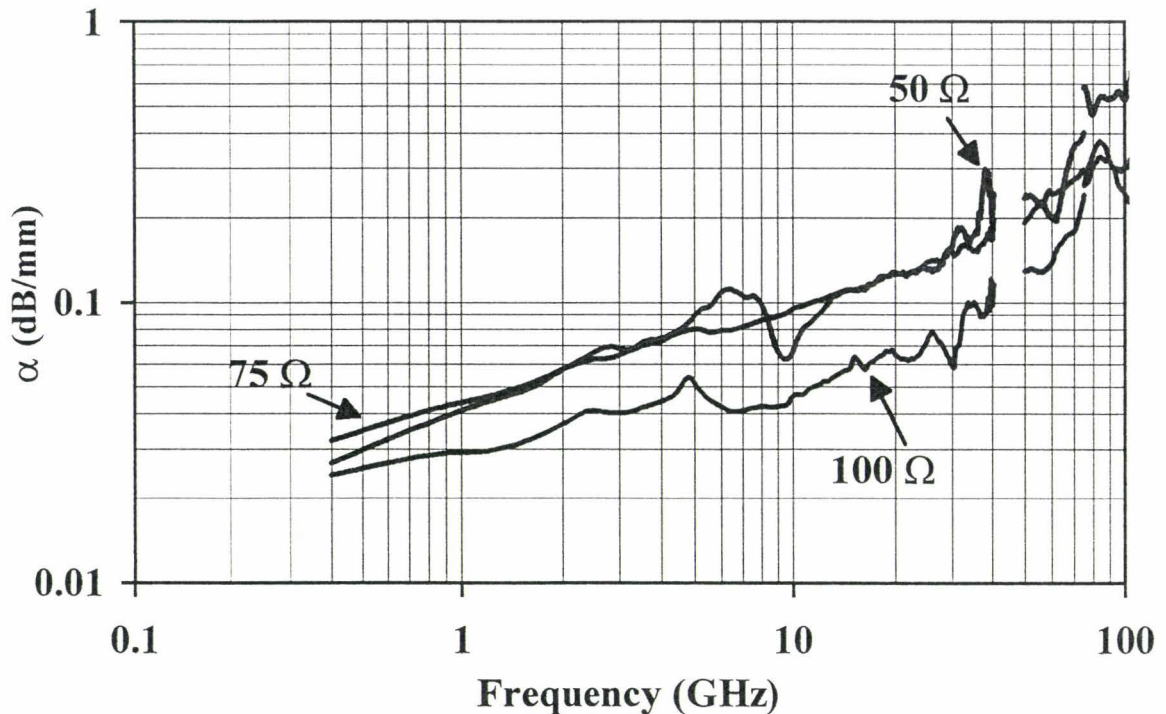


Figure IV.9: Evolutions de l'atténuation en fonction de la fréquence pour les différentes impédances caractéristiques mises en jeu (50, 75 et 100 Ω).

Pour ce qui est de l'évolution des termes de pertes de ces lignes sur membrane, la figure IV.9 montre l'évolution de l'atténuation avec la fréquence (échelle logarithmique) pour les trois valeurs d'impédances caractéristiques (50, 75 et 100 Ω).

Il est à noter que ces évolutions, sensiblement linéaires, avec une pente un demi, traduisent la dépendance de l'atténuation en racine carrée de la fréquence. Ce résultat est typique des pertes métalliques (effet de peau).

L'importance de l'atténuation est à l'évidence directement influencée par les impédances caractéristiques et donc par les dimensions transversales des lignes. Une augmentation du niveau de pertes pour la ligne 75 Ω , par rapport à celle de 100 Ω , est observée. Pour les deux géométries correspondantes, la largeur du conducteur central est identique ($W = 300 \mu\text{m}$) Par contre, la largeur de fentes de la ligne 100 Ω est plus importante que celle de la ligne 75 Ω ($S = 75 \mu\text{m}$ par rapport à $S = 27 \mu\text{m}$ pour la ligne 75 Ω). Ceci semble indiquer la proportionnalité de l'atténuation avec le rapport d'aspect des lignes.

La ligne d'impédance caractéristique 50 Ω permet, quant à elle, de montrer l'influence de la distance inter-plans de masse d (voir figure IV.6) sur l'atténuation. En effet, malgré un rapport d'aspect plus important entre w et s , l'atténuation est néanmoins comparable à celle de la ligne 75 Ω .

La méthode de Bianco et Parodi permet, non seulement de déterminer le coefficient d'atténuation présenté précédemment mais également la constante de phase β . Nous accédons ainsi à la permittivité diélectrique effective à partir de la pente de l'évolution linéaire de β en fonction de la fréquence f , où c représente la vitesse de propagation dans l'air :

$$\epsilon_{eff} = \left(\frac{c}{2\pi} \frac{\Delta\beta}{\Delta f} \right)^2$$

Les évolutions de la permittivité diélectrique effective ϵ_{eff} en fonction de la fréquence pour les différentes impédances caractéristiques de lignes sont reportées sur la figure IV.10. L'augmentation de la permittivité effective avec la réduction de la largeur de fentes est la conséquence directe d'un confinement plus important du champ électrique au niveau de la membrane. L'insert de la figure IV.10 montre l'évolution typique de la constante phase β en fonction de la fréquence. La variation linéaire observée traduit la possibilité pour les lignes sur membranes de propager un mode quasi-TEM sans dispersion.

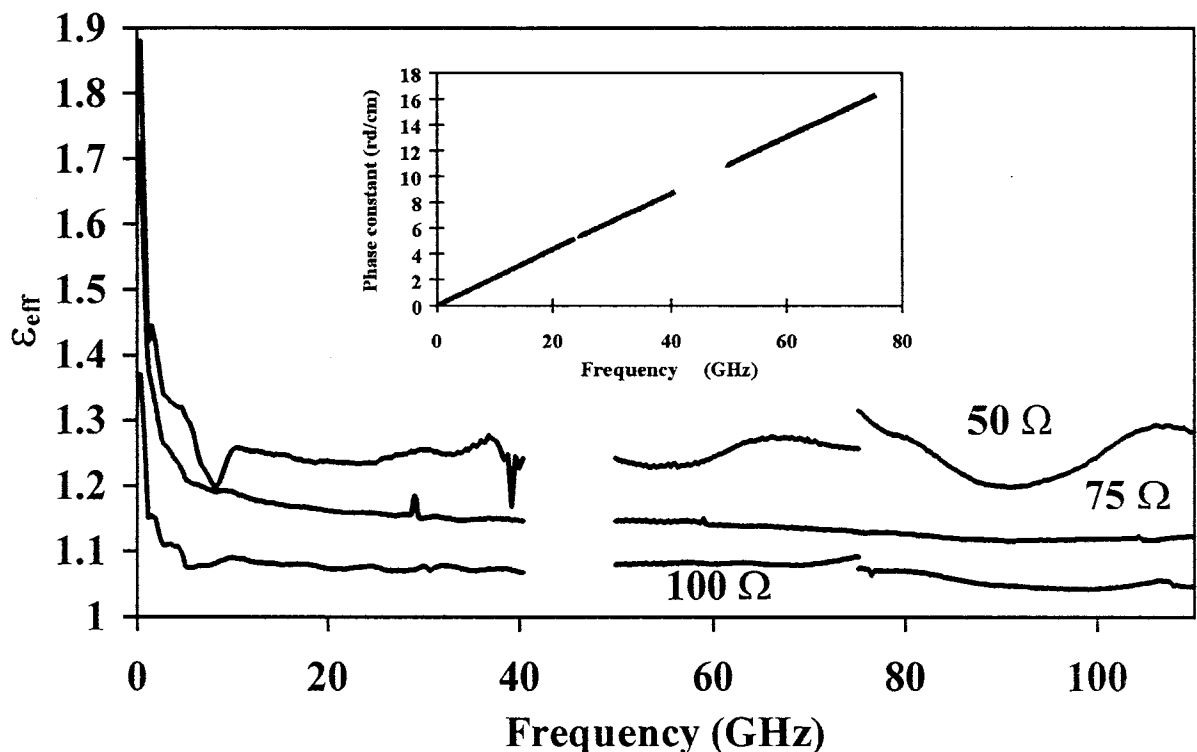


Figure IV.10: Evolutions de la permittivité diélectrique effective ϵ_{eff} en fonction de la fréquence pour les différentes impédances caractéristiques de lignes (50, 75 et 100 Ω).

IV.1.5. Simulation électromagnétique des lignes sur membrane

Dans ce paragraphe, nous allons nous intéresser aux résultats de simulations électromagnétiques de lignes sur membranes, comparativement à ceux issus de la caractérisation présentés précédemment. D'un point de vue général, l'analyse électromagnétique de ce type de structures pose des problèmes relatifs à leurs géométries. En effet, les rapports d'aspect de ces lignes sont importants. Ceci est vrai pour les dimensions latérales de la membrane par rapport à son épaisseur, également très inférieure à l'épaisseur du substrat GaAs lorsqu'on combine membrane et substrat épais. D'un point de vue général, les méthodes d'analyse électromagnétique par éléments finis sont mal adaptées pour traiter des problèmes pour lesquels les rapports d'aspect sont importants, comme c'est le cas ici : une membrane de quelques millimètres de longueur dont l'épaisseur n'est que de 1 à 2 μm associée à un substrat épais de GaAs (400 μm). D'un autre côté, la méthode des moments, également largement utilisée, est, quant à elle, adaptée à l'analyse de structure bidimensionnelle.

IV.1.5.1. Méthode de simulation

La solution retenue pour analyser les lignes sur membrane consiste en fait à diviser le problème en deux parties distinctes [16], dont les solutions permettront ensuite d'accéder aux caractéristiques globales à partir de calculs matriciels. La figure IV.11 illustre la procédure utilisée pour analyser une ligne sur membrane en analysant les différentes parties à l'aide de procédures de raccordement [17].

Dans un premier temps, le problème véritablement tridimensionnel de la transition est analysée à l'aide d'HFSS (High Frequency Structure Simulator, Hewlett-Packard). Ce logiciel permet d'accéder aux paramètres [S] de la transition en prenant parfaitement en compte le profil de gravure du substrat de GaAs. Concrètement, la ligne sur membrane n'est pas simulée mais uniquement les conducteurs métalliques. De plus, l'ajout d'une longueur de ligne sur membrane permet d'accéder aux paramètres [S] exactement à la fin de la transition avec la membrane. Dans un deuxième temps, la ligne coplanaire sur membrane en tant que telle est simulée par Momentum, qui utilise la méthode des moments, ce logiciel s'avérant un outil puissant pour modéliser des structures diélectriques multicouches.

Concrètement, la membrane est simulée avec une épaisseur finie et une permittivité réelle, ainsi que les conducteurs métalliques qui sont définis par leur épaisseur et la conductivité du métal. Cette méthode des moments s'avère en fait plus rapide que celle des éléments finis et permet de plus de varier facilement les paramètres précités en vue d'analyser différentes configurations.

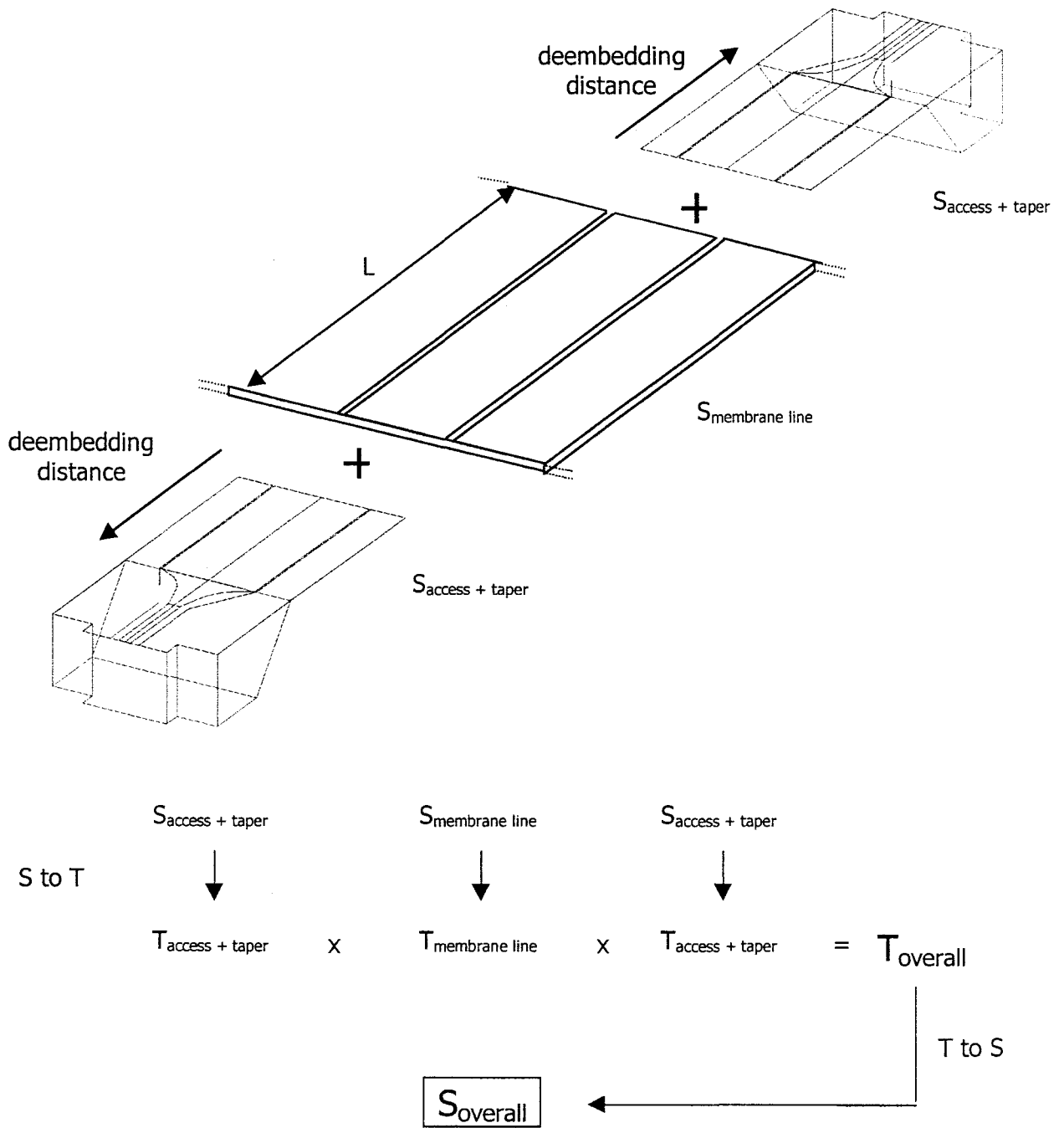


Figure IV.11: Méthode utilisée pour l'analyse électromagnétique des lignes sur membrane.

Les paramètres de simulation pour chaque logiciel HFSS et Momentum sont donnés dans les tableaux IV.2 et IV.3 respectivement.

| | | |
|--------------------------------|--------------|--|
| <i>Substrat de GaAs</i> | Epaisseur | 400 μm |
| | ϵ_r | 13 |
| | Longueur | 500 μm |
| <i>Transition</i> | Longueur | 350 μm |
| | ϵ_r | 13 |
| <i>Conducteurs métalliques</i> | Epaisseur | $t = 2 \mu\text{m}$ |
| | Conductivité | $\sigma = 4.1 \cdot 10^7 \text{ S.m}^{-1}$ |

Tableau IV.2: Paramètres de simulation pour HFSS.

| | | |
|--------------------------------|--------------|--|
| <i>Membrane</i> | Longueur | 3.5 or 7 mm |
| | Epaisseur | 1.5 - 2.5 μm |
| | ϵ_r | 2.7 (polyimide) |
| <i>Conducteurs métalliques</i> | Epaisseur | $t = 2 \mu\text{m}$ |
| | Conductivité | $\sigma = 4.1 \cdot 10^7 \text{ S.m}^{-1}$ |

Tableau IV.3: Paramètres de simulation pour Momentum.

IV.1.5.2. Comparaison des résultats de mesures et de simulation

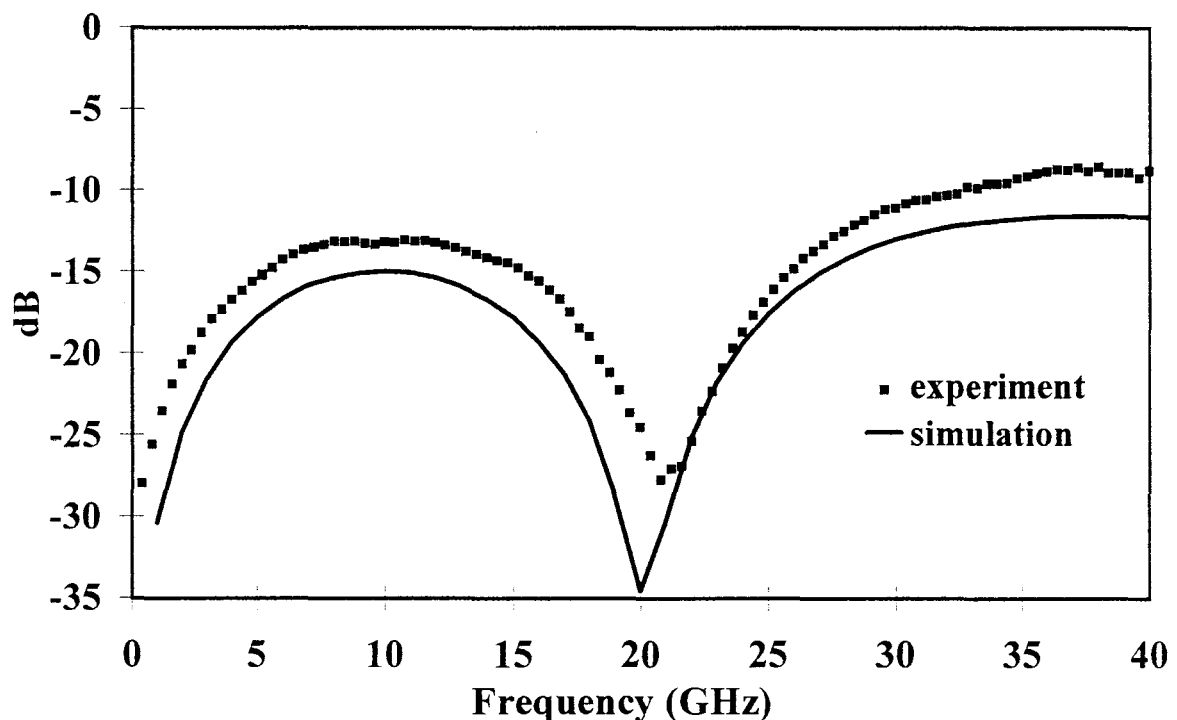


Figure IV.12: Evolutions à la fois simulée et mesurée du paramètres S_{11} en fonction de la fréquence pour une ligne sur membrane de 50Ω et de 3.5 mm de long.

Comme l'illustre la figure IV.12 qui représente les évolutions à la fois simulée et mesurée du paramètres S_{11} en fonction de la fréquence pour une ligne sur membrane de 50Ω et de 3.5 mm de long, l'allure générale de ces évolutions est identique. Nous mettons en évidence un effet de résonance marqué et une augmentation progressive des maximums du paramètre S_{11} avec la fréquence.

Néanmoins, on peut noter un léger décalage au niveau de la fréquence de résonance ainsi qu'une sous estimation du niveau général du coefficient de réflexion S_{11} . Ces différences peuvent en fait être attribuées à diverses raisons. Celles-ci peuvent être expliquées par des erreurs numériques du fait de la procédure de simulation, mais plus vraisemblablement à la différence qui existe entre la structure simulée et la structure réellement mesurée. Notamment, les phases technologiques critiques d'alignement et de dégagement de la membrane peuvent expliquer ces différences. En effet, un léger décalage dans la position de la transition par rapport au flanc de gravure du substrat de GaAs entraîne une désadaptation d'impédance importante qui se traduit par l'augmentation du coefficient de réflexion.

Ce positionnement précis des transitions, difficile à obtenir en pratique n'est pas le seul à influencer sur l'adaptation d'impédance. Les tolérances de réalisation des lignes elles-mêmes, et notamment sur les dimensions des fentes réalisées par gravure de l'or électrolytique, peuvent également changer les impédances mises en jeu du fait d'une variation de seulement quelques microns.

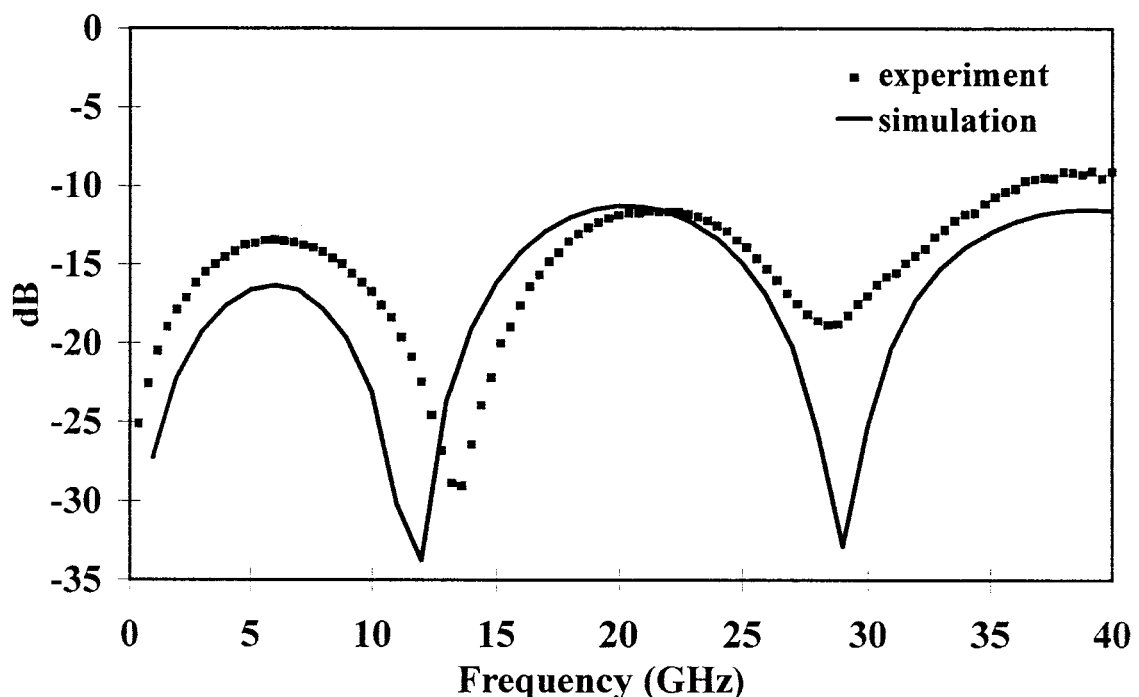


Figure IV.13: Evolutions à la fois simulée et mesurée du paramètres S_{11} en fonction de la fréquence pour une ligne sur membrane de 50Ω et de 7 mm de long.

Le même type d'évolutions que précédemment, obtenues pour une ligne de 50Ω et de 7 mm de long, pour lesquelles on retrouve les mêmes différences entre S_{11} mesuré et simulé, est donné sur la figure IV.13. On y voit néanmoins comme pour le cas précédent, une augmentation du coefficient de réflexion avec la fréquence, que l'on peut attribuer à l'augmentation des pertes métalliques avec celle-ci.

Pour ce qui est maintenant des caractéristiques de dispersion de ces lignes, la figure IV.14 présente une comparaison entre la permittivité diélectrique effective ϵ_{eff} obtenue à partir des mesures de paramètres [S] et celle simulée par Momentum, ici pour une membrane simulée de $1.5 \mu\text{m}$ d'épaisseur.

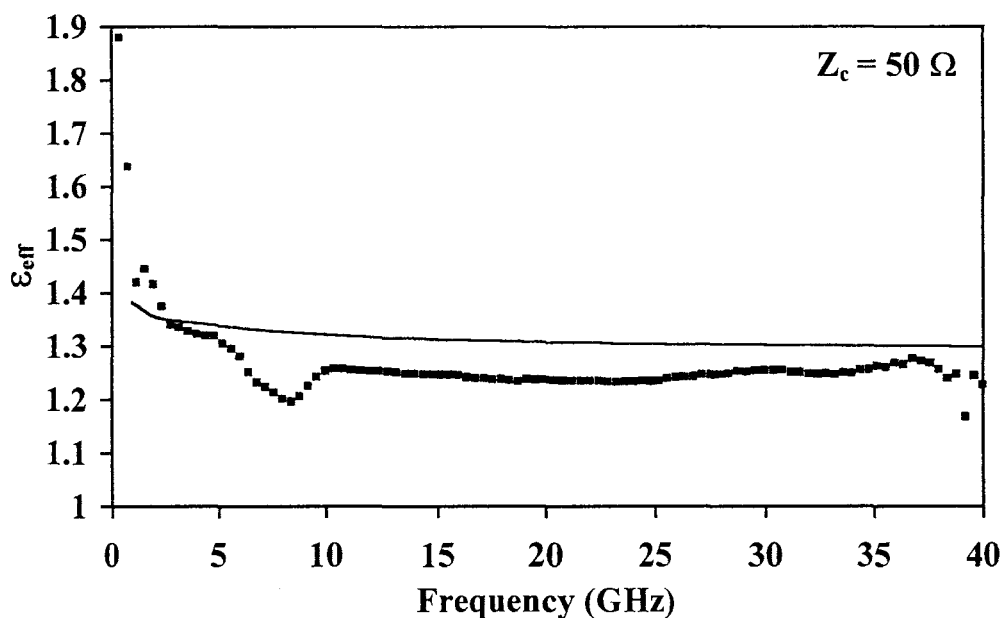


Figure IV.14: Comparaison entre la permittivité diélectrique effective ϵ_{eff} obtenue à partir des mesures de paramètres [S] et celle simulée par Momentum (épaisseur de membrane: $1.5 \mu\text{m}$).

La figure IV.15 donne les valeurs de permittivité effective ϵ_{eff} calculée pour deux épaisseurs de membrane, $1.5 \mu\text{m}$ et $2.5 \mu\text{m}$. Celle-ci permet de mettre en évidence l'importance de cette épaisseur sur les caractéristiques de propagation et notamment la nécessité de réaliser des membranes les plus fines possibles pour se rapprocher des conditions de propagation dans l'air.

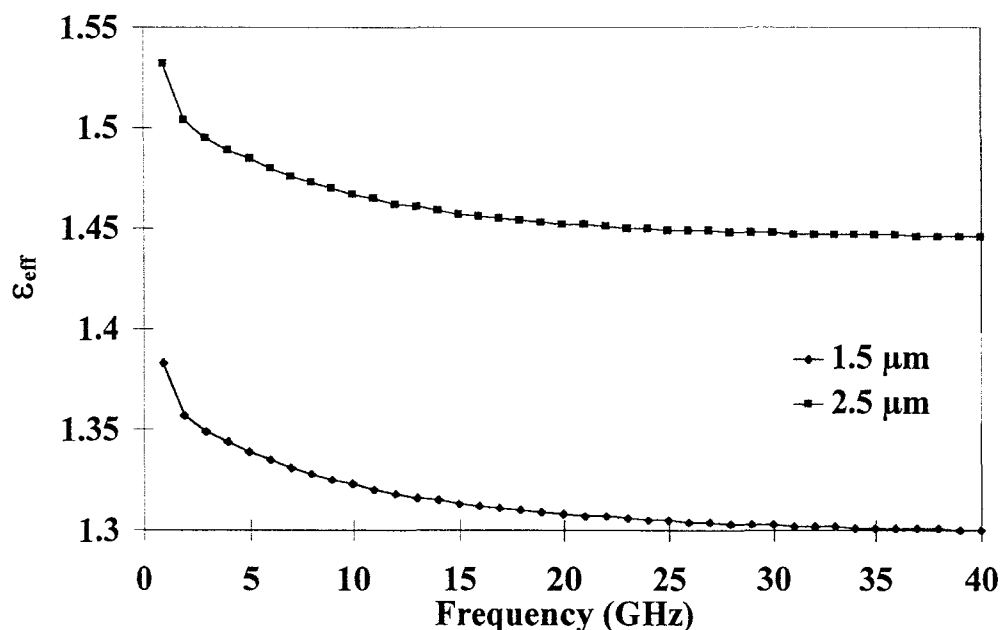


Figure IV.15: Influence de l'épaisseur de la membrane sur la permittivité effective ϵ_{eff} .

L'illustration d'un décalage au niveau de l'alignement sur le coefficient de réflexion S_{11} d'une ligne de 50Ω et de 3.5 mm de long est donné sur la figure IV.16. Cette prise en compte d'un alignement non parfait a été réalisée en décalant les profils de gravure de $50 \mu\text{m}$ par rapport à la position de la membrane des deux côtés de la structure. On note, suite à ce décalage, une augmentation du S_{11} , par rapport à la simulation précédente, des maximums du coefficient de réflexion mesurés en pratique.

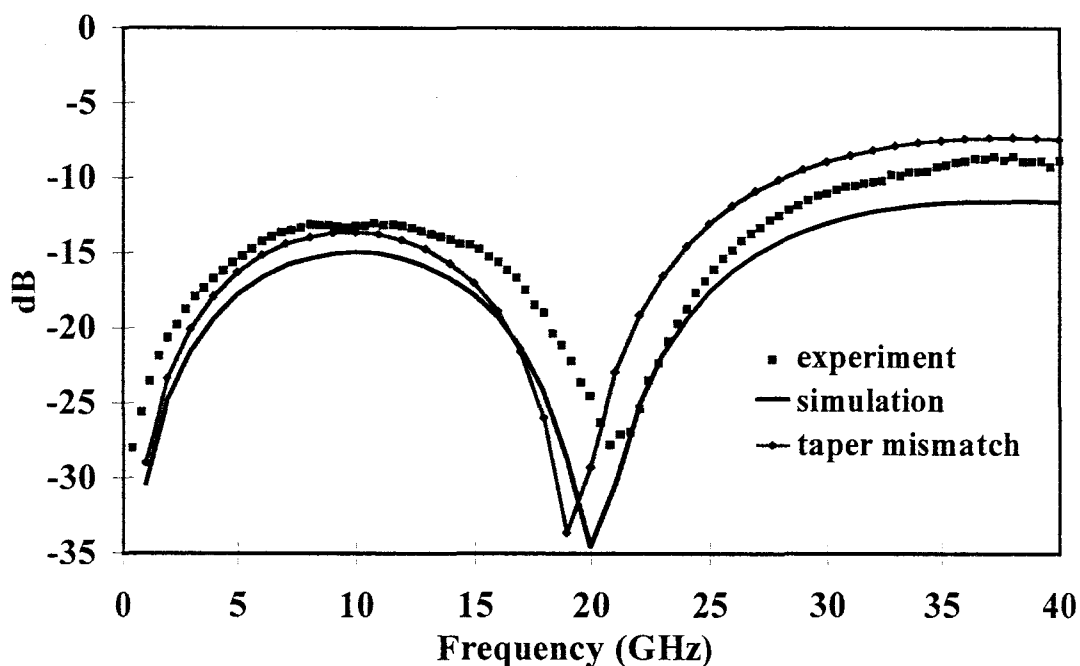


Figure IV.16: Effet simulé d'un mauvais alignement sur l'évolution du paramètre S_{11} d'une ligne de 50Ω et de 3.5 mm de long, par rapport aux évolutions mesurée et obtenue dans le cas d'un alignement parfait.

IV.2. Filtrés sur membrane

Après l'analyse précédente de lignes coplanaires sur membrane diélectrique, l'intérêt s'est porté naturellement sur la simulation de filtres basés sur cette même technologie membranaire. Dans ce paragraphe, l'on décrira tout d'abord brièvement le principe général de réalisation de filtres, pour ensuite présenter les résultats de simulation pour deux filtres passe-bande, un en bande K (autour de 25 GHz) et l'autre en bande J autour de 250 GHz.

IV.2.1. Principe du filtrage

D'un point de vue général, le filtre idéal se caractérise par la possibilité de transmettre sans pertes les signaux de fréquences comprises dans des régions passantes et au contraire d'atténuer totalement ceux-ci dans les bandes non passantes. Concrètement, toute la conception d'un filtre consiste donc à s'approcher au mieux des conditions du filtre idéal, c'est-à-dire avec des tolérances acceptables.

Il existe trois grands types de filtres :

- les filtres passe-bas qui transmettent tous les signaux entre 0 et une fréquence de coupure limite f_c , les signaux de fréquence supérieure au f_c étant atténués.
- Les filtres passe-haut qui laissent passer les signaux de fréquence supérieur à f_c et réjectent ceux de fréquence inférieure.
- Les filtres passe-bande qui ne laissent passer que les signaux ayant des fréquences comprises dans une bande de fréquence donnée (le filtre complémentaire de type réjecteur, quant à lui, atténue les signaux dans une bande fréquences et les transmet ailleurs).

Une théorie générale liée à la conception de filtres pourra être trouvée dans les références [18,19]. Par la suite, on s'intéressera à l'analyse des spécificités de l'utilisation d'une technologie sur membrane pour la conception de filtres.

L'utilisation de lignes coplanaires pour la conception de filtres a été proposée par Williams et Schwarz [20]. La figure IV.17 illustre quatre configurations de résonateurs, qui sont à la base de la conception de filtres.

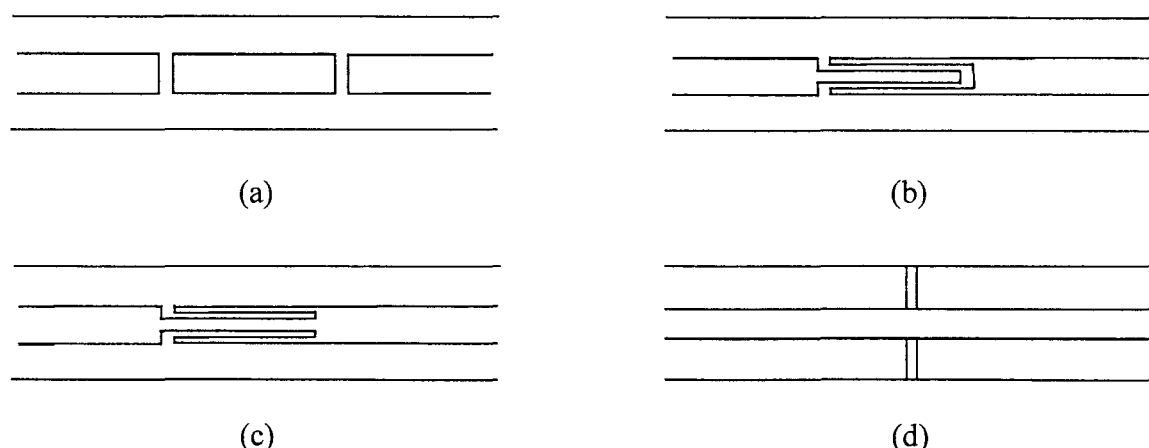


Figure IV.17: Quatre configurations de résonateurs à la base de la conception de filtres.

La figure IV.17(a) présente une configuration, directement transposée de résonateurs de type "microstrip". Celui-ci réside dans le couplage capacitif de différents tronçons au sein même du conducteur central et permet d'obtenir un comportement passe-bande.

Le cas (b) représente une configuration de type interdigité, pour lequel le conducteur central est aussi en circuit ouvert. Basée sur le même principe que le cas (a), cette conformation permet d'améliorer le niveau de couplage.

Une extension de cette approche est donnée sur la figure IV.17 (c) où la structure interdigitée n'est plus en circuit ouvert mais en court circuit. La continuité électrique est préservée pour le continu, ce qui la rend utilisable pour l'élaboration de filtres réjecteurs de fréquences notamment [21].

Finalement, le dernier cas (d) ne réside plus dans une configuration particulière du conducteur central de la ligne coplanaire comme précédemment. Ici, nous avons recours à l'utilisation d'un couplage inductif à l'aide de conducteurs supplémentaires qui permet d'envisager la réalisation de filtres passe-bande présentant des pertes par radiation réduites [22].

Le travail rapporté ici a en fait consisté à l'étude de structures du type (b) à 25 et 250 GHz. Ces structures résonnantes ne sont qu'un élément de base et la conception d'un filtre, avec un gabarit donné, passe par l'utilisation de plusieurs sections élémentaires. Comme il sera présenté par la suite, la mise en série de plusieurs cellules résonnantes permet d'améliorer notablement le niveau de réjection dans les bandes non passantes tout en conservant un niveau de pertes faibles dans la bande passante.

En dernier lieu, il est à noter que la réalisation de filtres s'effectue communément pour des niveaux d'impédances caractéristiques plus importantes que la valeur habituelle de 50Ω

[23]. Compte tenu de cette remarque, par la suite, les matrices [S] présentées sont en fait des matrices [S] généralisées. Les paramètres sont normalisés, non pas par rapport à 50Ω , mais par rapport à l'impédance caractéristique, dans le port d'entrée, de la ligne analysée.

IV.2.2. Filtres sur membrane

IV.2.2.1. Filtre à 25 GHz

La figure IV.18 précise les dimensions géométriques de la première structure analysée, réalisée en technologie coplanaire, au niveau du conducteur central. Cette configuration "open stub" a en fait été prévue pour se comporter comme un résonateur quart-d'onde à 25 GHz et pour présenter les caractéristiques d'un filtre passe-bande.

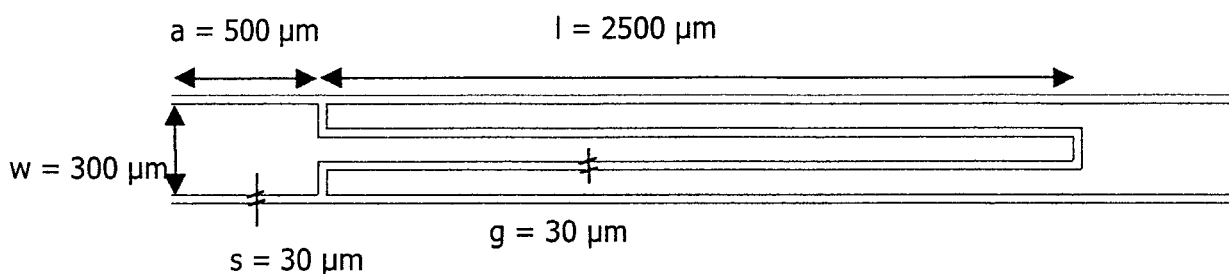


Figure IV.18: Dimensions d'un résonateur de type "open stub" à 25 GHz ($\lambda_g/4$).

La figure IV.19 illustre la répartition du champ électrique dans le plan des conducteurs métalliques obtenue par HFSS à 25 GHz pour un motif "open stub". Bien que les niveaux absolus soient difficilement chiffrables, on constate, sur la longueur de la capacité interdigitée, la présence d'un nœud et d'un ventre dans l'amplitude du champ électrique. Cette adaptation du quart de la longueur d'onde à la longueur physique de la structure "open stub" est caractéristique d'un effet de résonance, qui se traduit par un maximum dans le coefficient de transmission. En revanche, pour des fréquences inférieures ou supérieures à cette résonance la structure aura tendance à atténuer, plus ou moins, le signal en fonction de l'éloignement de la fréquence de résonance comme l'illustre la figure IV.21. Cette structure présente donc bien un comportement de type passe-bande, néanmoins du fait de la résonance peu marquée, celle-ci ne possède pas des caractéristiques suffisantes pour un filtre passe-bande, avec notamment un niveau de transmission hors bande passante qui décroît de manière trop lente.

Dès lors, il est bien connu que l'amélioration des caractéristiques de ce filtre passe par la mise en série de plusieurs structures élémentaires. Néanmoins, d'un point de vue électromagnétique, les temps de calcul nécessaires à l'analyse de ce filtre deviendraient rapidement prohibitifs. C'est pourquoi, du fait de la gamme de fréquences envisagée, ainsi que du souci de conception et d'optimisation des filtres, il apparaît préférable de travailler à partir d'un schéma équivalent des structures élémentaires [21].



Figure IV.19: Répartition du champ électrique pour la structure "open stub" à 25 GHz.

La figure IV.20 représente le schéma équivalent utilisé, ainsi que la valeur des différentes inductances et capacités, qui permet de modéliser la structure "open stub".

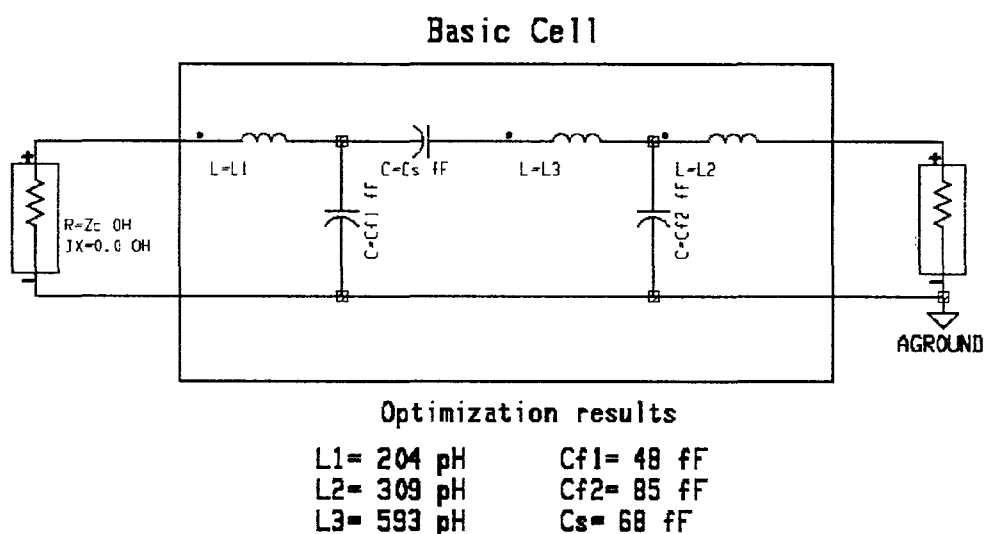


Figure IV.20: Schéma équivalent pour la structure "open stub".

La figure IV.21 présente les évolutions en fonction de la fréquence entre 10 et 40 GHz des paramètres S_{21} et S_{11} (coefficient de transmission et de réflexion) à la fois en module et en phase, résultant de l'analyse électromagnétique, ainsi que de l'utilisation du schéma équivalent. On note que l'approche sous forme d'éléments localisés permet de reproduire les évolutions fréquentielles assez fidèlement.

Par conséquent, ce type de schéma équivalent d'une structure élémentaire va pouvoir être utilisée pour étudier l'influence sur les caractéristiques du filtre, de la combinaison de plusieurs de ces structures. Cette approche est tout à fait adaptée à l'aspect d'optimisation contrairement à une analyse électromagnétique globale. En effet, du fait des dimensions importantes mises en jeu, en raison des fréquences envisagées et des longueurs d'ondes importantes liées à la permittivité effective faible induite par la membrane, les temps de calcul pour cette approche globale deviennent prohibitifs.

Il est à noter que la possibilité d'utiliser cette approche du schéma équivalent nécessite de considérer des sections élémentaires "open stub" faiblement couplées entre elles, afin de pouvoir traiter le filtre global comme la simple mise en cascade de schémas équivalents. Ceci explique la présence d'une séparation (voir figure IV.18), ici fixée à 500 μm , prise en compte lors de la modélisation d'une cellule élémentaire. Cette distance de séparation minimale dans le cas d'une technologie sur silicium, a été estimée à 150 μm afin d'éviter tout problème de couplage [7].

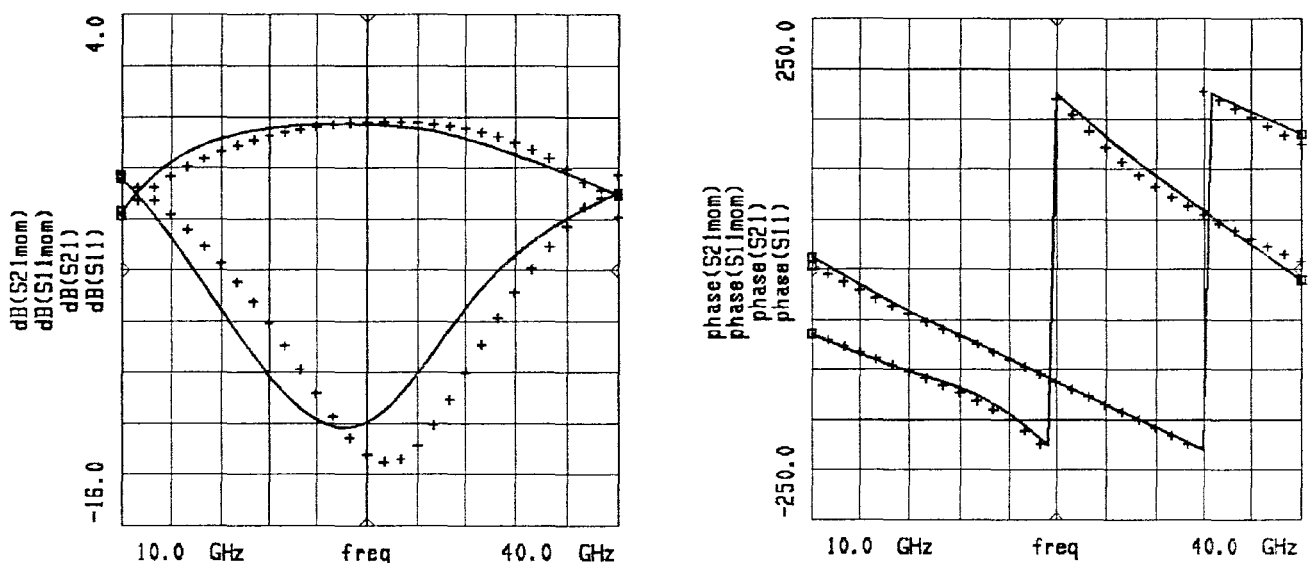


Figure IV.21: Evolutions des paramètres S_{21} et S_{11} en fonction de la fréquence, obtenues par simulation électromagnétique (+) et par schéma équivalent de la structure "open stub".

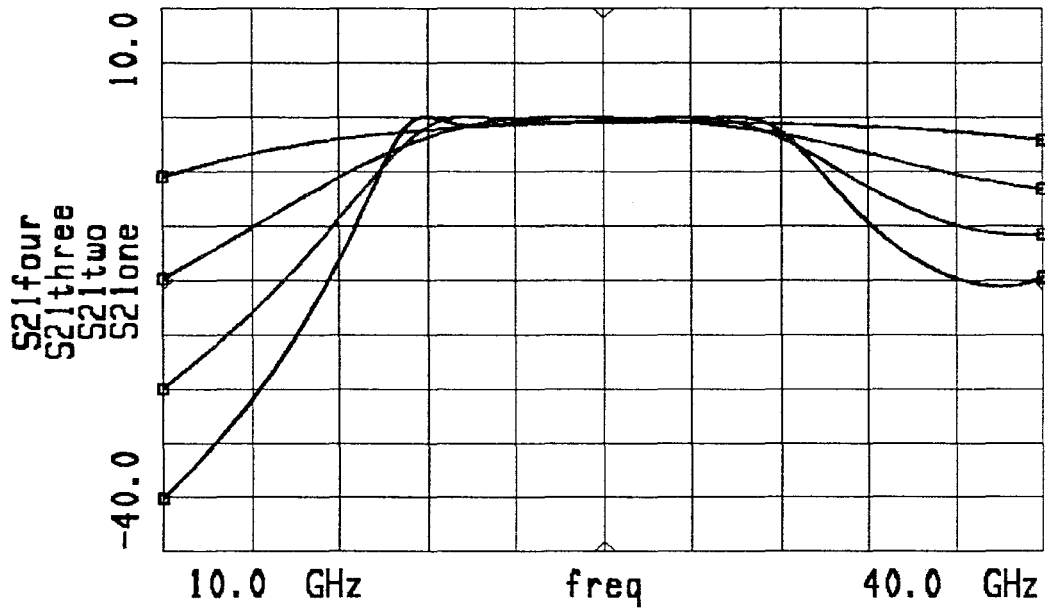


Figure IV.22: Evolutions des coefficients de transmission en fonction de la fréquence pour différents nombres de structures élémentaires mises en série (1 à 4).

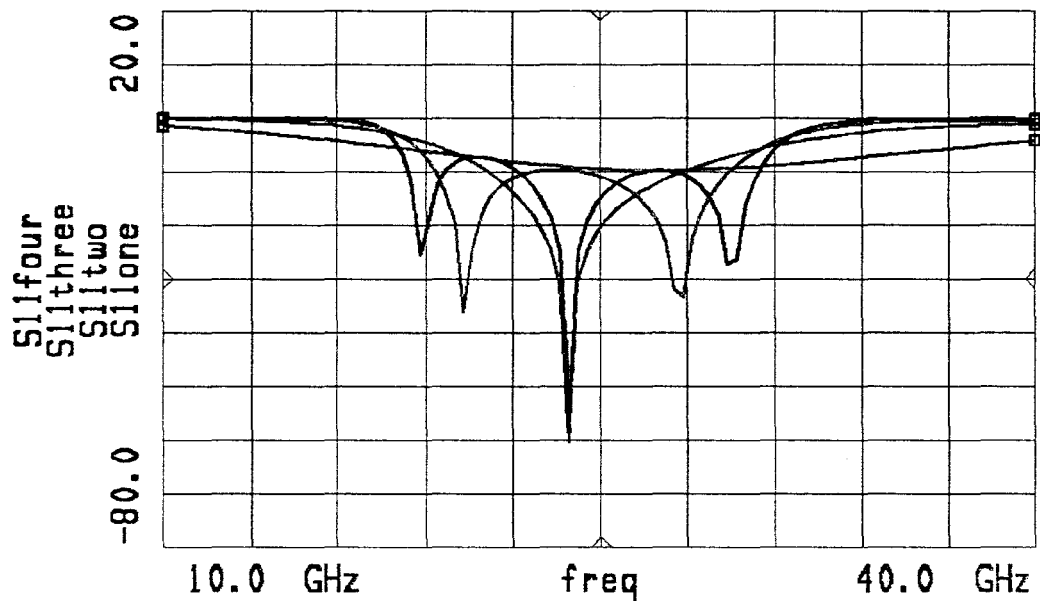


Figure IV.23: Evolutions des coefficients de réflexion en fonction de la fréquence pour différents nombres de structures élémentaires mises en série (1 à 4).

L'amélioration des caractéristiques du filtre passe bande, obtenue par la mise en série de plusieurs cellules élémentaires, est évidente comme le montre les figures IV.22 et IV.23 qui représentent les évolutions respectives des coefficients de transmission et de réflexion en fonction de la fréquence en faisant varier le nombre de structures élémentaires mises en série.

L'augmentation de la réjection hors bande-passante avec le nombre de sections utilisées est très nette, avec notamment l'obtention d'un coefficient de transmission de -40 dB à 10 GHz et -15 dB à 40 GHz pour la mise en série de quatre structures élémentaires.

On notera également l'aspect large bande de ce filtre avec, dans le meilleur des cas, une bande passante de 56% ($BP_{-3dB} = 14 \text{ GHz at } 25 \text{ GHz}$). Pour ce qui est du coefficient de réflexion, la même amélioration avec le nombre de sections est à noter avec des pics à -30 dB en bande passante.

Cette étude démontre la possibilité d'utiliser des structures sur membrane pour réaliser des filtres à des fréquences relativement faibles. Il faut néanmoins préciser que les pertes métalliques n'ont pas été prises en compte ici. Elles devraient rester raisonnables aux fréquences envisagées. Un problème plus important, lié aux caractéristiques de propagation sur membrane qui sont proches de celles dans l'air, est la dimension relativement longue de chaque "stub" (ici 2.5 mm) ce qui limite évidemment leur possible intégration. Néanmoins, cet inconvénient des dispositifs sur membrane aux fréquences relativement basses peut au contraire devenir un avantage pour des longueurs d'ondes proches du domaine sub-millimétrique.

Sur le même principe, l'on s'est intéressé à l'analyse d'un filtre passe-bande sur membrane à 250 GHz.

IV.2.2.2. Filtre à 250GHz

La simulation d'un filtre à cette fréquence fait bien évidemment l'hypothèse d'une propagation monomode (quasi-TEM). Par ailleurs, nous supposons que les pertes ont deux origines, en pratique, avec deux contributions métalliques et radiatives, en s'affranchissant des pertes du substrat par une technologie sur membrane.

La configuration de ce filtre est tout à fait similaire à celui à 25 GHz, excepté la fréquence plus importante fixée à 250 GHz. Il en résulte des dimensions réduites dans le même rapport, en gardant la mise en série de quatre structures "open stub".

Le filtre, simulé dans ce travail, est représenté sur la figure IV.24. Il a été choisi aux vues des réalisations faites à l'Université du Michigan [24]. Par opposition au cas précédent, les dimensions réduites de chaque section permet d'envisager ici l'analyse électromagnétique de la structure globale.

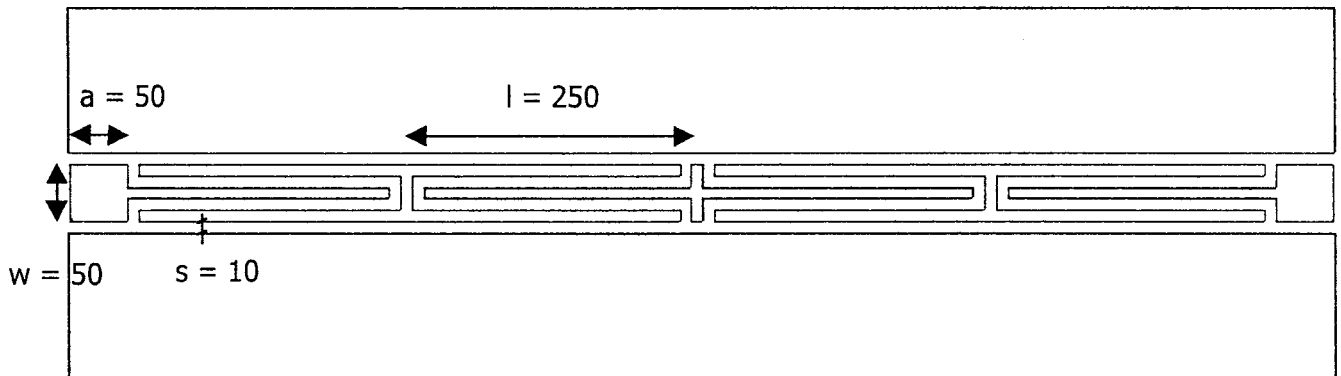


Figure IV.24: Configuration et dimensions (en μm) du filtre passe-bande simulé.

La figure IV.25 illustre la répartition du champ électrique à 250 GHz pour ce filtre et met en évidence l'effet de chaque "stub" sur la propagation de l'onde électromagnétique. A cette fréquence, on retrouve le même effet que pour le filtre à 25 GHz, avec l'adaptation d'une demi-longueur d'onde sur une paire d'"open stub" qui se traduit par un maximum au niveau de la transmission et induit de ce fait un comportement passe-bande.



Figure IV.25: Répartition du champ électrique à 250 GHz pour le filtre passe-bande.

La figure IV.26 montre la comparaison entre les paramètres [S] mesurés à l'Université du Michigan et ceux calculés à Lille. L'accord entre ces évolutions est globalement bon, malgré un léger décalage des valeurs simulées vers les plus hautes fréquences.

Cet effet peut être attribué à l'approximation réalisée pour simuler la membrane tri-couches réelle par une membrane de SiO_2 homogène caractérisée par une permittivité moyenne $\epsilon_r = 5.2$.

L'épaisseur exacte de la membrane peut également être une source de différence par rapport à l'épaisseur de $1.5 \mu\text{m}$ fixée pour la simulation. La bande passante de ce filtre est ici, comme pour le filtre à plus basse fréquence, de 56% ($\text{BP}_{-3\text{dB}} = 140 \text{ GHz}$ à 250 GHz).

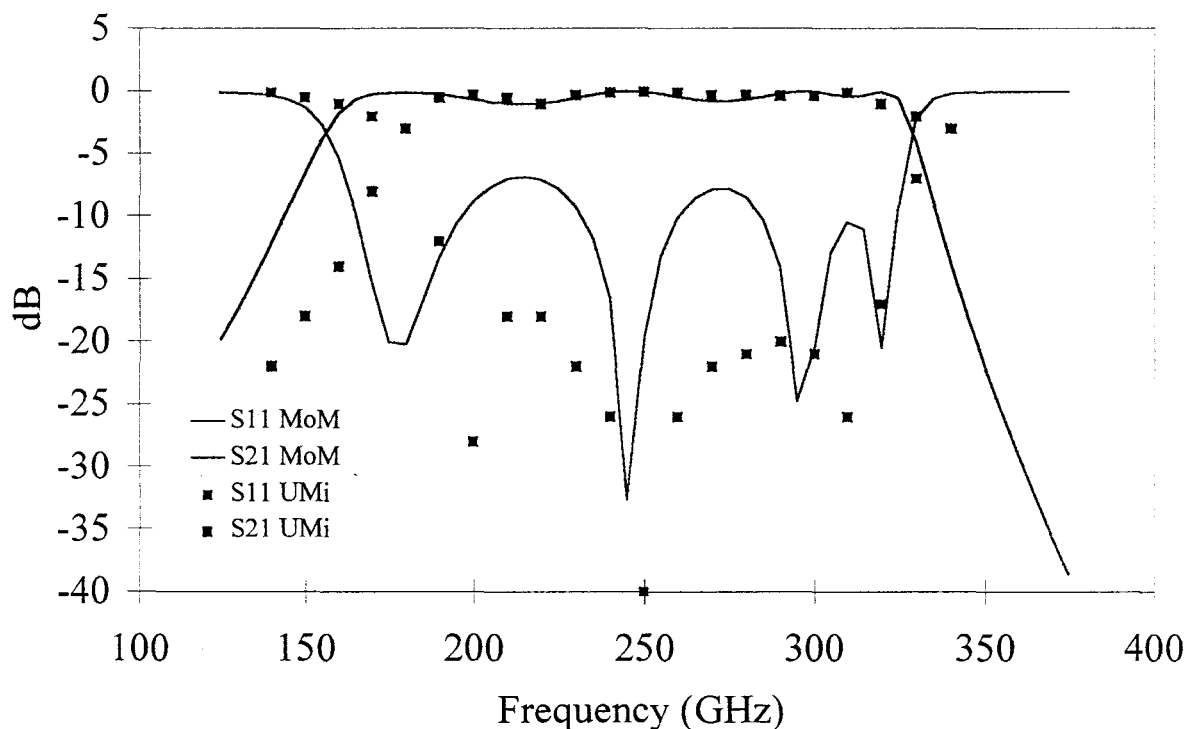


Figure IV.26: Comparaison entre les paramètres [S] mesurés à l'Université du Michigan et ceux calculés (MoM).

IV.3. Conclusion

Dans ce dernier chapitre, le procédé technologique de fabrication de lignes coplanaires sur membranes diélectriques a été présenté, mettant en jeu la réalisation des conducteurs métalliques par dépôt d'or électrolytique et le dégagement de la membrane par une gravure du substrat GaAs par la face arrière.

La caractérisation hyperfréquence de ces lignes a permis d'accéder à leurs caractéristiques de propagation. Celles-ci ont démontré la possibilité de propager un mode quasi-TEM sans dispersion jusqu'à 110 GHz, avec des vitesses de phase aussi élevées que $(2.9) \cdot 10^8 \text{ m.s}^{-1}$, du fait d'une permittivité effective de l'ordre de 1.1. Les termes de pertes se sont avérés être limités aux seules pertes métalliques.

L'analyse électromagnétique d'une transition parabolique originale utilisée pour passer de la ligne sur membrane à l'accès de caractérisation sur substrat épais a été effectuée. Celle-ci tire parti du profil de gravure issu du dégagement de la membrane. Cette étude a permis de mettre en évidence l'influence de cette transition sur les paramètres [S] mesurés, ainsi que de simuler les effets d'une réalisation technologique critique, notamment l'alignement de la membrane avec les motifs de lignes.

En dernier lieu, nous nous sommes intéressés à la simulation de structures filtres. Cette étude a permis de rendre compte des limitations aux fréquences du bas de bande millimétrique, en passant par des approches de type schéma équivalent, du fait d'un encombrement relativement important. Par contre, l'utilisation d'un outil de simulation globale a été validé par l'étude d'un filtre à 250 GHz, dont les résultats se sont avérés globalement similaires aux mesures effectuées à l'Université du Michigan.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES:

- [1] M.Y. FRANKEL, R.H. VOELKER and J.N. HILFIKER
"Coplanar transmission lines on thin substrates for high speed low loss propagation"
IEEE Trans. MTT, 42(3), 1994, p 396
- [2] N.I. DIB, W.P. HAROKOPOUS, L.P.B. KATEHI, C.C. LING and G.M. REBEIZ
"Study of a novel planar transmission line"
Proceedings of 1991 IEEE MTT-S International Symposium, Boston, 1991
- [3] P. SALZENSTEIN, O. DUPUIS, M. HÉLAL, E. LHEURETTE, O. VANBÉSIEN, P. MOUNAIX and D. LIPPENS
"Coplanar waveguides on dielectric membranes micromachined on GaAs substrate"
Electronics Letters, 32(9), 1996, p 821
- [4] M.Y. FRANKEL, S. GUPTA, J.A. VALDMANIS and G.A. MOUROU
"Terahertz attenuation and dispersion characteristics of coplanar transmission lines"
IEEE Trans. MTT, 39(6), 1991, p 910
- [5] C. POILANE, P. DELOBELLE, L. BORNIER, P. MOUNAIX, X. MELIQUE ET D. LIPPENS
"Determination of the mechanical properties of thin polyimide films deposited on a GaAs substrate by bulging and nanoindentation tests"
Materials Science & Engineering A, 1998
- [6] P. SALZENSTEIN
"Technologie des composants à hétérostructures pour les têtes de réception par satellite aux longueurs d'ondes millimétriques"
Thèse de l'Université des Sciences et Technologies de Lille, Décembre 1996
- [7] T.M. WEELER, L.P.B. KATEHI and G.M. REBEIZ
"High performance microshield line components"
IEEE Trans. MTT, 43(3), 1995, p 534
- [8] O. DUPUIS, J. CARBONELL, P. MOUNAIX, O. VANBÉSIEN and D. LIPPENS
"Micromachined coplanar transmission lines in a GaAs technology"
Microwave and Optical Technology Letters, 20(2), 1999, p 106
- [9] K.C. GUPTA, R. GARG and I.J. BAHL
"Microstrip lines and slotlines"
Artech House Ed., 1979
- [10] M. HÉLAL, J.F. LÉGIER, P. PRIBETICH and P. KENNIS
"Analysis of coplanar transmission lines and microshield lines with arbitrary metallization cross sections using finite element methods"
IEEE MTT-S Digest, San Diego, USA, 1994, p 1041

- [11] R.W. KLOPFENSTEIN
"A transmission line taper of improved design"
Proceedings of the IRE, 44, 1956, p 31
- [12] M. YU, R. VAHLIDIECK and K. WU
"Theoretical and experimental characterization of coplanar waveguide discontinuities"
IEEE Trans. MTT, 41(9), 1993, p 1638
- [13] O. DUPUIS
"Fabrication et caractérisation de lignes coplanaires sur membranes diélectriques"
D.E.A Electronique, Université des Sciences et Technologies de Lille, Juillet 1995
- [14] R.K. HOFFMAN
"Handbook of microwave integrated circuits"
Artech House Ed., 1987
- [15] B. BIANCO and M. PARODI
"Determination of the propagation constant of uniform microstrip lines"
Alta Frequenza, XLV(2), 1976, p 107
- [16] N. JAIN and P. ONNO
"Methods of using commercial simulators for microwave and millimeter-wave circuit design and optimization"
IEEE Trans. MTT, 45(5), 1997, p 724
- [17] J. CARBONELL OLIVARES
"Analyse électromagnétique de composants actifs et passifs pour des applications spatiales"
Thèse de l'Université des Sciences et Technologies de Lille, Juin 1998
- [18] R.E. COLLIN
"Foundations for microwave engineering"
McGraw Hill Ed., 2nd Edition, 1992
- [19] G.L. MATTHAEI, L. YOUNG and E.M.T. JONES
"Microwave filters, impedance-matching networks and coupling structures"
Artech House Ed., 1980
- [20] D.F. WILLIAMS and S.E. SCHWARZ
"Design and performance of coplanar waveguide filters"
IEEE Trans. MTT, 31(7), 1983, p 558
- [21] N.I. DIB, L.P.B. KATEHI, G.E. PONCHAK and R.N. SIMONS
"Theoretical and experimental characterization of coplanar waveguide discontinuities for filter applications"
IEEE Trans. MTT, 39(5), 1991, p 873

-
- [22] J.K.A. EVERARD and K.K.M. CHENG
"High performance direct coupled bandpass filters on coplanar waveguide"
IEEE Trans. MTT, 41(9), 1983, p 1568
- [23] S.V. ROBERTSON, L.P.B. KATEHI and G.M. REBEIZ
"Micromachined W band filters"
IEEE Trans. MTT, 44(4), 1996, p 598
- [24] T.M. WEELER, L.P.B. KATEHI and G.M. REBEIZ
"A 250 GHz microshield bandpass filter"
IEEE Microwave and Guided Wave Letters, 39(5), 1995, p 153

CONCLUSION GENERALE

L'objectif global de ce travail de thèse a consisté à explorer les possibilités d'utilisation de dispositifs hautes fréquences aussi bien actifs que passifs. Pour cela, nous nous sommes intéressés à l'optimisation de diodes à effet tunnel résonnant, ainsi qu'à l'étude de lignes de propagation sur membranes diélectriques.

Dans un premier temps, l'optimisation de la caractéristique de conduction de diodes à effet tunnel résonnant, dans les filières InP et GaAs, a été effectuée par le biais d'une véritable ingénierie de bande interdite. L'utilisation systématique de perturbations de potentiel a permis de satisfaire aux critères généraux en termes d'applications de fréquences importantes et de faibles consommations. Cette optimisation a été réalisée à partir des caractéristiques courant-tension, obtenues par un modèle numérique basé sur la résolution auto-cohérente des équations de Poisson et de Schrödinger. Elle concerne le dimensionnement des zones actives (puits quantique, barrières de confinement et zones d'injection). Les critères généraux précédents se traduisent, au niveau des caractéristiques de diodes, par la nécessité d'élaborer des couches capables de délivrer des densités et des contrastes de courants très élevés (aspect hautes fréquences), ceci à des tensions pics les plus faibles possibles (aspect faibles consommations). Pour ce faire, des structures à puits enterré d'InAs sur InP et triple-puits d' $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ sur GaAs ont été optimisées avant leur fabrication.

Dans un second temps, le travail de thèse a été axé sur la mise au point de différents procédés technologiques visant la réalisation de diodes à effet tunnel résonnant de faibles dimensions, notamment $(1 \times 1) \mu\text{m}^2$. Un premier procédé, permettant de réaliser des diodes microniques, a été mis au point. Celui-ci utilise la gravure ionique réactive pour la définition des diodes, ainsi que pour l'étape d'isolation des composants. Pour ces phases critiques de gravure, un contrôle "in situ" a été systématiquement mis en œuvre par réflectométrie laser. Les étapes de gravure ayant été maîtrisées, un intérêt tout particulier a été porté à l'interconnexion des diodes de très faibles dimensions par une technique de pont à air. Cette technologie semi-planaire, compte tenu de la présence des mesa, a permis l'obtention d'un environnement faiblement parasite. Différentes techniques de réalisation de ponts à air ont été étudiées, mettant en jeu à la fois les procédés de lithographies optique et électronique, ainsi que différentes techniques de dépôt métallique (évaporation et dépôt électrolytique). Dans le cas des structures sur GaAs, l'emploi de l'implantation ionique, qui rend hautement résistives les zones implantées, a conduit à la réalisation de diodes à effet tunnel résonnant de fortes densités de courant. Cette technologie totalement planaire, qui permet de s'affranchir de l'étape critique des ponts à air, semble tout à fait adaptée au souci de forte densité d'intégration de circuits numériques ultra-rapides.

Dans un dernier temps, la mise au point d'un procédé technologique de diodes submicroniques a été effectuée. Ce procédé est bien adapté à des applications aux longueurs d'ondes submillimétriques. Celui-ci est basé sur la définition et l'isolation des diodes par gravure chimique et repose également sur la réalisation de contacts de type grille en T ($0.1 \mu\text{m}$) semblable à celle développée pour les structures transistors.

D'un point de vue caractérisation, la réduction des dimensions de diodes au micron a permis la stabilisation des composants. Ces diodes, inconditionnellement stables, ont pu être caractérisées d'un point de vue hyperfréquence sur toute la plage de tensions de leurs caractéristiques et particulièrement en zone de résistance différentielle négative. Les couches ont été réalisées par épitaxie par jets moléculaires à source gazeuse au sein du laboratoire, pour les deux structures étudiées, puits enterré sur InP et triple-puits sur GaAs. Ces réalisations ont validé les techniques d'optimisation, avec l'obtention de caractéristiques statiques à l'état de l'art, combinant densités de courant importantes, tensions pics faibles et rapports courant pic sur courant vallée élevés:

- sur InP: $J_{pic} \# 215 \text{ kA/cm}^2$, $V_{pic} \# 440 \text{ mV}$ et PVCR # 9
- sur GaAs: $J_{pic} \# 236 \text{ kA/cm}^2$, $V_{pic} \# 640 \text{ mV}$ et PVCR # 5.1

Pour ce qui est des dispositifs passifs hautes fréquences, la réalisation technologique de lignes de transmission sur membranes diélectriques sur substrat GaAs passe par les techniques de dépôt d'or électrolytique pour la réalisation des lignes, ainsi que par le micro-usinage en volume pour désolidariser la membrane du substrat épais. La caractérisation hyperfréquence de ce type de lignes de transmission a validé l'intérêt d'un tel dispositif membranaire pour les applications hautes fréquences. En effet, la propagation d'un mode quasi-TEM sans dispersion jusqu'à 110 GHz a été démontrée. Des caractéristiques de propagation proches de celles de l'air ont également été mises en évidence avec une permittivité relative voisine de 1 ($\epsilon_{eff} \# 1.1$), ainsi que des pertes faibles (essentiellement métalliques) dans cette configuration.

D'un point de vue électromagnétique, l'étude d'une transition originale de type parabolique entre ligne sur membrane et ligne d'accès sur substrat a été effectuée. Cette étude met en évidence l'aspect primordial de cette transition du fait de son influence sur les caractéristiques de lignes. Enfin, la simulation de structures de filtrage basées sur cette technologie membranaire a également été effectuée dans le but d'étudier leur faisabilité.

Les technologies mises au point durant cette thèse nous permettent d'envisager la mise en association de RTD et de transistors, déjà évoquée lors du premier chapitre. En effet, les procédés utilisés sont naturellement compatibles avec ceux des transistors. L'architecture verticale des HBT implique des procédés de fabrication très proches de ceux développés dans le cadre de ce travail. De même, l'intégration monolithique avec des HEMT est envisageable du fait de la technologie sous forme de doigt (grille en T) utilisée pour réaliser des RTD submicroniques.

Les résultats à l'état de l'art, obtenus pour les deux filières de matériaux InP et GaAs permettent d'espérer des fréquences d'utilisation de plusieurs centaines de Gigahertz. Outre ces deux systèmes de matériaux, la filière à base d'Antimoine semble également intéressante dans l'optique d'atteindre le domaine du Terahertz.



RESUME

L'objectif de ce travail de thèse a consisté à explorer les techniques avancées de fabrication de dispositifs très hautes fréquences aussi bien actifs que passifs. Pour les composants actifs, le travail a concerné les diodes à effet tunnel résonnant qui présentent des effets de conductance différentielle négative. Concernant les dispositifs passifs, nous nous sommes intéressés principalement aux guides d'ondes coplanaires sur membrane diélectrique.

Au préalable, nous avons effectué une étude théorique des non linéarités de conduction dans les hétérostructures de semi-conducteurs à puits quantique. Cette étude est basée sur la recherche des probabilités de transmission par effet tunnel et des états de localisation. Suite à cette étape de conception, nous avons fabriqué des composants dont les caractéristiques courant tension sont à l'état de l'art en termes de conductance différentielle négative. Pour ce faire, il a été nécessaire de mettre en œuvre des techniques de définition des motifs combinant la photolithographie et l'écriture au masqueur électronique à l'échelle submicronique. Par ailleurs, les procédés d'implantation profonde et de gravure ionique réactive ont été utilisés. La caractérisation hyperfréquence de ces composants, réussie en zone de conductance négative, a complété cette étude des composants actifs.

Pour les lignes de propagation sur membranes, nous avons cherché à démontrer la possibilité d'utiliser des technologies de micro-usinage volumique des matériaux III-V pour s'affranchir du substrat. Les milieux de propagation obtenus, de cette façon, peuvent se comparer à l'air avec des permittivités effectives très proches de l'unité. Par ailleurs, l'absence de dispersion et un niveau très faible de pertes ont été démontrés, avec également l'étude d'une transition parabolique originale.

Mots clés :

Hétérostructures
Effet tunnel résonnant
Technologie submicronique

Applications hautes fréquences
Conductance différentielle négative
Lignes de transmission sur membrane