

N° d'ordre :

THESE

présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET
TECHNOLOGIES DE LILLE

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE

Spécialité : Electronique

par

Jean-Sébastien GALLOO

**“Composants nanométriques balistiques de type
GaInAs/AlInAs/InP pour applications Terahertz”**

Soutenue le 14 décembre 2005 devant la commission d'examen :

Membres du Jury :

Alain CAPPY	Directeur de thèse
Yannick ROELENS	Co-directeur de thèse
Didier THERON	Président
Jacques GAUTIER	Rapporteur
Yong JIN	Rapporteur
Javier MATEOS LOPEZ	Examinateur
Isabelle HUYNEN	Examinatrice

A Lucy, à mes Parents, à Aurélien et à Delphine.

Remerciements

Ce travail a été réalisé à l'Institut d'Electronique, de Microélectronique et de Nanotechnologie (IEMN) dirigé par Monsieur le Professeur A. CAPPY au sein du groupe de recherche ANODE (Advanced NANometric DEvices) dirigé par Monsieur le Professeur G. DAMBRINE. Je les remercie de m'avoir accueilli.

Je remercie également Monsieur D. THERON, Directeur de Recherche CNRS à l'IEMN, pour l'intérêt qu'il a bien voulu porter à ce travail en acceptant de présider le jury.

J'exprime toute ma reconnaissance à Monsieur A. CAPPY, Professeur à l'Université des Sciences et Technologies de Lille et ancien responsable du groupe ANODE, ainsi qu'à Yannick ROELENS, Maître de Conférences à l'IUT A Lille 1, qui ont dirigé de travail. L'aide constante et les conseils qu'ils m'ont prodigués pendant ces années, ont été d'une grande richesse et m'ont permis de mener à bien cette étude.

Je remercie sincèrement Monsieur Y. JIN, Chargé de Recherches CNRS au Laboratoire de Photonique et de Nanostructures (LPN) à Marcoussis, ainsi que Monsieur J. GAUTIER, Directeur de Recherches au CEA/LETI à Grenoble, pour l'honneur qu'ils me font d'avoir accepté d'être rapporteurs de ce travail.

Je remercie également Monsieur J. MATEOS LOPEZ, Maître de Conférence à l'Université de Salamanca (USAL) en Espagne, ainsi que Madame I. HUYNEN, Professeur à temps partiel et maître de recherche du FNRS à l'Université Catholique de Louvain-la-Neuve (UCL) en Belgique, qui me font l'honneur de participer à la commission d'examen et de juger ce travail.

Un remerciement particulier à mon co-directeur de thèse, Y. ROELENS, pour la relecture attentive de ma thèse mais aussi et surtout pour ses conseils et son soutien tout au long de

cette thèse qui m'ont beaucoup aidé durant ces trois années. Je voudrais aussi remercier S. BOLLAERT, Maître de Conférence à Polytech'Lille, qui par sa grande expérience, a répondu à beaucoup de mes interrogations en ce qui concerne la réalisation technologique de dispositifs électroniques.

Je souhaite, par ailleurs, remercier vivement tous les membres du "Grupo de Electronica" de l'USAL, en particulier J. MATEOS LOPEZ, toujours disponible et ouvert à mes nombreuses questions. Ma connaissance des simulations Monte Carlo ne serait pas ce qu'elle est sans nos nombreuses discussions. Je tiens également à remercier F. DESSENNE, Maître de Conférence à l'IUT A Lille I, qui m'a initié aux simulations Monte Carlo lors de mon stage de maîtrise à l'IEMN et saluer J.L. THOBEL, O. BONNO et H. BOUTRY.

Je tiens par ailleurs à remercier aussi les membres du groupe de recherche EMIC de l'UCL pour leur sympathie et leur disponibilité tout au long de cette thèse, en particulier I. HUYNEN et L. BEDNARZ.

Je souhaite aussi vivement remercier tous les membres et anciens membres du groupe ANODE pour leur contribution au bon déroulement de mon travail pendant ces trois années : F. DANNEVILLE, H. HAPPY, L. PICHETA, M. ZAKNOUNE, Alexandre, Andrey, Baudouin, Beatriz, Christophe, Cyrille, Gonzague, Guillaume P., Guillaume W., Isabelle, Juanito, Matthieu, Thierry, Riffi, Grand Séb., Sébastien P., Vincent. Leurs compétences, leur sympathie et leur gentillesse ont largement contribué au bon déroulement de ce travail.

Je remercie également X. WALLART et l'ensemble des membres de la Centrale d'Epitaxie pour le travail fourni en MBE ainsi que tous les membres de la Centrale de Technologie : C. BOYAVAL, A. FATTORINI, M. FRANCOIS, B. GRIMBERT, C. LEGRAND, A. LEROY, M. MULLER, P. TILMANT. Je remercie également les membres de la Centrale de Caractérisation, S. LEPILLIET, E. DELOS et D. DUCATTEAU. Sans toutes ces personnes, la réussite de cette étude n'aurait pas été ce qu'elle est.

Je n'oublie pas non plus Tux (voir ci-dessous) qui m'a accompagné tout au long de la rédaction de cette thèse. En effet, Tux est la mascotte du système d'exploitation Linux (Ubuntu pour moi), seul système d'exploitation sur lequel mon vieux (relativement) pc âgé de 4 ans fonctionne parfaitement sans ralentir. Cette thèse a donc été entièrement rédigée à l'aide des logiciels libres suivants : Lyx ("traitement" de texte), Gimp (traitement d'images bitmap), Inkscape (traitement d'images vectorielles).



Enfin, mes pensées se tournent vers Lucy, ma future femme, pour son amour et son soutien inconditionnel, mes Parents, mon frère Aurélien et sa compagne Delphine pour leur soutien et leurs encouragements, en particulier durant cette dernière année de thèse. Tous ont contribué à l'achèvement de ce travail. Je leur en suis grandement reconnaissant.

Pour toute information, qui que vous soyez, n'hésitez pas à me contacter à l'adresse email suivante : jsgalloo@gmail.com.

Table des matières

Introduction	1
1 Généralités sur le transport balistique	7
1.1 Transport électronique dans les semi-conducteurs	7
1.1.1 Transport diffusif	8
1.1.2 Transport balistique à température ambiante	10
1.2 Gaz bidimensionnels pour structures balistiques	14
1.2.1 Hétérostructures de type HEMT : principe général	15
1.2.2 Historique et évolution des dispositifs balistiques	17
1.3 Une nouvelle approche du transport balistique	36
1.3.1 Le simulateur Monte Carlo 2D :	37
1.3.2 Conception des structures de couches pour applications balistiques . .	48
1.3.3 Transport balistique dans des canaux : simulations Monte Carlo 2D .	61
2 Composants balistiques passifs	79
2.1 Technologie	80
2.1.1 Croissance des couches	80
2.1.2 Description du procédé technologique	84
2.1.3 Comparaison des méthodes de gravure	94
2.2 Jonctions balistiques en T :	100
2.2.1 Aspect expérimental	103

2.2.2	Aspect théorique : Simulations Monte Carlo	105
2.3	Optimisations géométriques des jonctions balistiques à trois branches	120
2.3.1	Influence de l'angle	120
2.3.2	Impédance des dispositifs balistiques	127
2.3.3	Influence de la largeur des branches des jonctions balistiques à trois canaux	129
2.4	Problématique des dispositifs Haute Impédance pour applications RF	138
2.4.1	Adaptation d'impédance : lignes coplanaires sur BCB	139
2.4.2	Optimisation des capacités extrinsèques parasites des accès RF	144
2.5	Convertisseur balistique AC-DC jusqu'à 94 GHz	146
2.5.1	Principe de fonctionnement	147
2.5.2	Modèle non linéaire électrique du convertisseur AC-DC	149
2.5.3	Résultats expérimentaux	154
2.6	Annexes technologiques	161
2.6.1	Procédé technologique de fabrication des dispositifs balistiques passifs	161
2.6.2	Procédé technologique de fabrication de lignes coplanaires sur BCB .	166
3	Composants balistiques actifs	173
3.1	Etude Monte Carlo d'un inverseur balistique de tension	174
3.1.1	Principe de fonctionnement	175
3.1.2	Inverseur de tension basé sur des jonctions balistiques en T	176
3.1.3	Etude statique d'un inverseur de tension basé sur des jonctions en Y .	180
3.1.4	Conclusion	183
3.2	Inverseur balistique de courant	183
3.2.1	Objectif et principe de fonctionnement	183
3.2.2	Choix et intérêt d'une grille de commande Schottky	185
3.2.3	Simulations Monte Carlo	188
3.2.4	Technologie	199

3.2.5	Caractérisation à température ambiante	207
3.3	Annexes technologiques	217
3.3.1	Procédé technologique de fabrication des dispositifs balistiques actifs	217
	Conclusion	229

Introduction

Le développement de dispositifs électroniques analogiques/numériques pour le traitement de données à très haut débit et/ou à très haute fréquence est essentiel pour augmenter la quantité d'informations à transmettre. En particulier, les applications multimédias futures (Internet haut débit, télévision numérique, calculateurs scientifiques) nécessite la mise au point de circuits de plus en plus rapides. Les débits des systèmes actuels de transmission optique se situent à 10 Gbit/s et les systèmes fonctionnant à 40 Gbit/s sont en phase d'industrialisation. Il faut donc dès aujourd'hui étudier les circuits utilisés dans les modules de transmission et réception de demain (80 et 160 Gbit/s). L'élément actif utilisé dans ces circuits est le transistor.

Toutefois les transistors les plus performants sont limités à une fréquence de coupure du gain en courant f_T d'environ 600 GHz (associée à une fréquence maximale d'oscillation f_{max} de 246 GHz) pour le transistor bipolaire à hétérojonction (Heterojunction Bipolar Transistor : HBT) [1] et une fréquence de coupure du gain en courant f_T de 562 GHz (associée à une fréquence maximale d'oscillation f_{max} de 400 GHz) pour le transistor HEMT (High Electron Mobility Transistor) [2].

Afin de dépasser les limitations propres à l'architecture des transistors, il est nécessaire de réaliser de nouveaux composants basés sur des propriétés physiques différentes. Des candidats à cette montée en fréquence sont les composants nanométriques balistiques.

Dans ce type de composants, lorsque les dimensions de la zone active deviennent inférieures ou comparables au libre parcours moyen, c'est-à-dire la distance moyenne entre deux

interactions, les électrons ne subissent plus ou presque plus d'interaction. Le transport devient alors balistique ou quasi-balistique. Il est alors possible d'exploiter certaines propriétés spécifiques du transport balistique pour la réalisation de nouveaux composants. De plus, le temps de transit des électrons est très faible ce qui permet d'envisager un fonctionnement à des fréquences Terahertz.

La technologie mise en oeuvre pour la réalisation de nos dispositifs balistiques repose sur l'utilisation d'hétérostructures de type GaInAs/AlInAs/InP à haute mobilité pour lesquelles le libre parcours moyen est d'environ 130 nm à température ambiante [3]. Combinée à la lithographie électronique, elle doit permettre la fabrication de dispositifs balistiques fonctionnant à température ambiante. De plus l'utilisation de ce type de structures assure de la compatibilité avec la technologie des transistors HEMT.

L'objectif de cette thèse est d'explorer la faisabilité et les potentialités d'une nouvelle famille de dispositifs exploitant le transport balistique à température ambiante pour des applications haute fréquence. Pour cela trois étapes sont nécessaires : la conception, la fabrication et la caractérisation des futurs dispositifs.

L'approche novatrice de notre travail concerne la conception et l'étude théorique de ces dispositifs. En effet, nous avons choisi d'utiliser une description microscopique des électrons reposant sur des simulations Monte Carlo 2D. Cette approche diffère de celle couramment utilisée dans la littérature qui se fonde sur la théorie de Landauer-Büttiker mettant en jeu des phénomènes de cohérence de phase. Notre simulateur Monte Carlo 2D a été développé par J. Mateos et T. Gonzalez de l'Université de Salamanca en Espagne.

Deux types de dispositifs ont été étudiés : passifs et actifs, les composants actifs possédant une grille de commande Schottky. Cette grille permettra de dévier le flux électronique à l'intérieur du composant.

Le premier chapitre de ce manuscrit est un chapitre d'introduction au transport balistique dans les semi-conducteurs et à notre approche basée sur l'utilisation de simulations Monte

Carlo 2D. Après une brève description du transport balistique et de ses grandeurs caractéristiques, nous expliquerons la raison du choix d'hétérostructures de gaz 2D pour la fabrication de dispositifs balistiques. Nous présenterons aussi un état de l'art des composants balistiques. Dans une dernière partie, nous détaillerons la mise en oeuvre du simulateur Monte Carlo 2D ainsi que la conception de structures de couches spécifiques au transport balistique à température ambiante. Nous terminerons par une étude du transport au sein de canaux balistiques par simulation Monte Carlo.

Le second chapitre aborde la conception et la fabrication de dispositifs balistiques passifs. Dans un premier temps, nous présenterons la technologie développée pour la réalisation de ces dispositifs. Puis nous étudierons en détail les jonctions balistiques à trois branches, couramment utilisées dans la littérature. La fabrication, caractérisation DC et modélisation de ce type de jonction ont permis d'approfondir notre connaissance des phénomènes se produisant au sein de ces jonctions. Ces travaux ont aussi permis de valider notre approche semi-classique du transport balistique et par la même le simulateur Monte Carlo 2D.

L'objectif de cette thèse étant la réalisation de dispositifs balistiques pour applications hyperfréquences, nous présentons la problématique des dispositifs Haute Impédance pour applications RF. Nous proposerons des solutions à ce problème.

Nous terminerons alors ce second chapitre par la présentation des résultats d'un convertisseur balistique AC-DC caractérisé jusqu'à une fréquence de 94 GHz.

Le troisième et dernier chapitre aborde la conception et la fabrication de dispositifs balistiques actifs, c'est-à-dire de dispositifs à grille de commande permettant de diriger le flux d'électrons au sein des composants.

Dans une première partie, nous présenterons notre étude Monte Carlo d'un inverseur balistique de tension basé sur deux jonctions balistiques à trois branches. Les simulations ont permis d'optimiser son fonctionnement en régime statique et d'explorer ses potentialités intrinsèques en haute fréquence.

Puis dans une seconde partie, nous présenterons les résultats de simulation Monte Carlo et de caractérisation d'un inverseur balistique de courant basé sur l'utilisation d'une jonction balistique à trois branches. Nous montrerons tout d'abord l'intérêt d'une grille de commande Schottky plutôt qu'une grille de proximité latérale puis présenterons les simulations qui ont permis d'optimiser son fonctionnement en régime statique et d'explorer ses potentialités intrinsèques en haute fréquence.

Nous présenterons alors le procédé technologique développé pour la fabrication des dispositifs actifs et terminerons par la présentation des résultats de caractérisation DC et basse fréquence de cet inverseur balistique de courant. Nous comparerons ces résultats aux simulations Monte Carlo.

Ce travail de thèse a été financé par la Commission Européenne au travers du projet NANOTERA IST-2001-32517, par le Ministère Français de la Recherche au travers d'une ACI Jeune Chercheur JC 9015 et par le laboratoire IRCICA.

Bibliographie

- [1] W. Hafez, M. Feng, *Experimental demonstration of pseudomorphic heterojunction bipolar transistors with cutoff frequencies above 600 GHz*, Applied Physics Letters, vol. 86, pp. 152101-152103, 2005.
- [2] Y. Yamashita et al, *Pseudomorphic InAlAs/InGaAs HEMTs with an ultrahigh f_T of 562 GHz*, IEEE Electron Device Letters, vol. 23, p. 573.
- [3] J.S. Galloo, *Simulations Monte Carlo 2D de canaux balistiques de type GaInAs/AlInAs à $T=300K$* , Rapport de stage de maîtrise, I.E.M.N, 2001.

Chapitre 1

Généralités sur le transport balistique

Les objectifs de ce premier chapitre sont multiples. Tout d'abord, dans une première partie, nous introduirons le transport balistique au sein des semi-conducteurs en définissant les longueurs pertinentes telles que le libre parcours moyen.

Puis dans une seconde partie, nous expliquerons pour quelle raison les dispositifs balistiques de la littérature et à fortiori les nôtres reposent sur des structures de couche de matériaux III-V à haute mobilité électronique. Nous présenterons alors l'histoire et l'évolution de ces dispositifs balistiques par une étude bibliographique détaillée afin de montrer les potentialités d'une telle filière.

Dans une dernière partie, nous présenterons l'approche développée au cours de cette thèse pour l'étude et la conception des dispositifs balistiques passifs et actifs des chapitres II et III, approche qui est basée sur une approche semi-classique de l'électron par le biais de simulations Monte Carlo 2D.

1.1 Transport électronique dans les semi-conducteurs

Jusqu'à présent, la tendance principale pour améliorer les performances des dispositifs électroniques a été la miniaturisation des composants élémentaires. Quelle que soit la technologie utilisée (hétérojonctions, jonctions MOS...), cette miniaturisation a atteint aujourd'hui

des dimensions nanométriques, c'est-à-dire que les longueurs caractéristiques de ces dispositifs varient de l'ordre de quelques nanomètres ($10^{-9} m$) à quelques centaines de nanomètres. A ces échelles, la limite entre la physique classique et la physique quantique n'est plus clairement définie. Les mécanismes de transport évoluent. De nouveaux phénomènes, masqués dans les échantillons macroscopiques, deviennent prédominants et nécessitent l'utilisation d'autres théories et concepts pour leur prédiction.

Dans cette partie, nous allons tout d'abord effectuer quelques rappels sur les phénomènes de transport à l'échelle macroscopique puis nous décrirons le transport *ballistique* par l'introduction du *libre parcours moyen* l_m .

1.1.1 Transport diffusif

Dans les semi-conducteurs macroscopiques, le transport des électrons et des trous est habituellement décrit par le modèle semi-classique de Drude [1]. Pour plus de simplicité, nous ne considérons ici que le transport des électrons. Dans ce modèle, les électrons de conduction sont des particules libres de masse effective m^* . Cette masse effective m^* diffère de la masse des électrons libres car elle tient compte de l'influence du potentiel du réseau cristallin sur l'électron.

A l'équilibre thermique et en l'absence de champ électrique, le mouvement des électrons de conduction est aléatoire dans toutes les directions. Chaque changement de direction correspond à une interaction avec des atomes du réseau (phonons), des atomes d'impuretés, des défauts cristallins ou encore avec d'autres centres d'interactions, comme illustré Figure 1.1. L'échange d'énergie et de quantité de mouvement est en moyenne nul. Il n'y a donc pas de déplacement global des charges et donc pas de courant électrique.

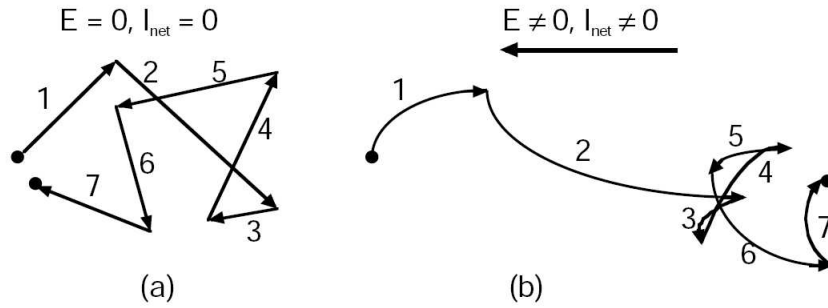


FIG. 1.1 – (a) Mouvement aléatoire thermique d'un électron sans champ électrique appliqué \vec{E} , le courant résultant I_{net} est nul.

(b) Combinaison du mouvement aléatoire thermique électronique et du champ électrique appliqué \vec{E} , le courant résultant est non nul ($I_{net} \neq 0$). D'après la thèse de I. Shorubalko [2].

Nous définissons la distance moyenne et l'intervalle de temps moyen entre deux interactions, respectivement le *libre parcours moyen* noté l_m et le *temps de relaxation du moment* noté τ_m . Le paragraphe 1.1.2 et le tableau 1.1 décrivent les différentes interactions rencontrées au sein des matériaux semi-conducteurs.

Puis lorsque qu'un champ électrique est appliqué au semi-conducteur, chaque électron est accéléré pendant le temps de relaxation du moment. Sa trajectoire est déformée par l'action de la force électrique résultante, comme illustré Figure 1.1. Les électrons diffusent alors dans le champ électrique et le transport électronique est qualifié de *diffusif*. La vitesse additionnelle due au champ électrique appliqué est appelé la *vitesse de dérive* (drift velocity) notée v_d . Dans le modèle de Drude, la vitesse de dérive est reliée au champ électrique appliqué par la relation $v_d = \mu E$, où la *mobilité* μ est définie par :

$$\mu = \frac{e\tau_m}{m^*} \quad (1.1)$$

où e est la charge de l'électron. La mobilité μ caractérise la facilité qu'ont les électrons soumis à un champ électrique à se déplacer dans un semi-conducteur. Expérimentalement, la mobilité μ peut être obtenue par la mesure de la densité de courant j par le biais de la relation $j = \sigma E$,

où σ est la *conductivité* définie par

$$\sigma = ne\mu = \frac{ne^2\tau_m}{m^*} \quad (1.2)$$

avec n la densité électronique. La conductivité inclut dans ses termes deux propriétés d'un semi-conducteur macroscopique : la facilité des électrons à se déplacer (mobilité) et l'existence des électrons de conduction (densité électronique). Au sein de l'IEMN, la mobilité et la densité de porteurs sont obtenus à partir de mesures de Hall.

1.1.2 Transport balistique à température ambiante

Interactions

En physique de l'état solide, le transport des électrons est décrit dans l'espace réel par le vecteur déplacement $\overrightarrow{OM} = \overrightarrow{r}$ où O est l'origine du repère et M la position de l'électron et par son équivalent dans l'espace des vecteurs d'onde \overrightarrow{k} sachant que la relation reliant la quantité de mouvement \overrightarrow{p} au vecteur d'onde \overrightarrow{k} est $\overrightarrow{p} = \hbar\overrightarrow{k}$ avec $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ où h représente la constante de Planck.

Durant son déplacement, l'électron peut être soumis à deux grands types d'interactions :

- Les interactions *élastiques* modifient l'orientation du vecteur \overrightarrow{k} mais pas l'énergie du porteur de charge.
- Les interactions *inélastiques* modifient l'orientation du vecteur \overrightarrow{k} ainsi que l'énergie du porteur de charge qui généralement échange cette énergie sous forme de phonon avec le réseau cristallin.

Les principales interactions pouvant être rencontrées au sein des matériaux semi-conducteurs sont résumées dans le tableau 1.1.

Interactions	Type
Optique polaire	inélastique
Optique non polaire	inélastique
Intervallée	inélastique
Ionisation par impact	inélastique
Acoustique	considérée comme élastique
Piézo-électrique	considérée comme élastique
Sur impuretés	élastique
Sur l'alliage	élastique

TAB. 1.1 – Principales interactions dans les matériaux semi-conducteurs.

D'un point de vue modélisation du transport dans un simulateur Monte Carlo (voir paragraphe 1.3.1), les interactions sont des phénomènes aléatoires décrits par des lois de probabilités $S(\vec{k}, \vec{k}')$ qui lient l'état initial \vec{k} à un état final accessible \vec{k}' . Ces probabilités sont calculées à partir de formules issues de la mécanique quantique.

Libres parcours moyens

Dans la partie précédente (1.1.1), nous avons introduit le libre parcours moyen l_m comme étant la distance moyenne entre deux interactions, qu'elles soient élastiques ou inélastiques. Afin d'être précis sur la définition du transport balistique, il est nécessaire d'introduire :

- le libre parcours moyen inélastique $l_{inél}$, défini par la distance moyenne entre deux interactions inélastiques.
- le libre parcours moyen élastique $l_{él}$, défini par la distance moyenne entre deux interactions élastiques.

A température ambiante, les interactions inélastiques sont dominantes dans les matériaux semi-conducteurs de type III-V, particulièrement les interactions sur phonons. Ainsi le libre parcours moyen inélastique $l_{inél}$ est inférieur au libre parcours moyen élastique $l_{él}$. Remarquons qu'à très basse température ($T = 4K$), cette relation est inversée. En effet les interactions élastiques sont prédominantes, en particulier les interactions sur impuretés résiduelles dans le canal. Ainsi à très basse température, le libre parcours moyen inélastique $l_{inél}$ est su-

périeur au libre parcours moyen élastique l_{el} . Les différents régimes de transport électronique à basse température sont résumés dans le tableau 1.2 d'après [3] et [4].

Le libre parcours moyen l_m étant la distance moyenne entre deux interactions quelconques, il est donc mathématiquement inférieur à l_{el} et à $l_{inél}$. Nous avons donc à température ambiante la relation $l_m < l_{inél} < l_{el}$ [3].

$L < l_m$	$l_m < L < l_{el}$	$l_{el} < L < l_{inél}$	$l_{inél} < L$
ballistique	cohérent ou quasiballistique	diffusif cohérent	diffusif classique

TAB. 1.2 – Régimes de transport à basse température selon la dimension caractéristique L d'un dispositif. A basse température, nous avons la relation $l_m < l_{el} < l_{inél}$.

Transport balistique à température ambiante

Lorsque la dimension caractéristique L d'un dispositif semi-conducteur est très grande devant l_{el} ($L \gg l_{el}$), le transport est diffusif. Mais la réduction des dimensions des dispositifs électroniques nous amène aujourd'hui à concevoir une nouvelle famille de dispositifs de dimension caractéristique L inférieure soit au libre parcours moyen élastique l_{el} soit au libre parcours moyen inélastique $l_{inél}$.

Dans le cas où $l_{inél} < L < l_{el}$, la probabilité d'interactions inélastiques devient prédominante par rapport à celle d'interactions élastiques (Figure 1.2). Ces interactions inélastiques modifient la direction du vecteur \vec{k} ainsi que l'énergie du porteur. Nous sommes donc en régime diffusif.

Puis lorsque $l_m < L < l_{inél}$, les probabilités d'interactions inélastiques et élastiques, prises séparément, sont faibles mais, additionnées, restent appréciables. Nous n'avons pas trouvé de travaux portant sur l'étude du transport électronique dans ce cas précis. Mais par analogie avec les régimes de transport à basse température (voir Tableau 1.2), comme la probabilité d'interactions élastiques est très faible, le transport devrait soit être cohérent, soit quasi-balistique. Il serait nécessaire d'évaluer la différence de grandeur entre l_m et $l_{inél}$ pour pouvoir effectuer une comparaison quantitative.

Par contre, lorsque L est à nouveau réduit de façon à avoir la relation $L < l_m$, le transport électronique est dit *ballistique*. Dans un conducteur balistique, les électrons se déplacent d'un contact à un autre sans subir d'interaction [4]-[6] et sont uniquement réfléchis par les parois du dispositif (Figure 1.3).

Etant donné qu'à température ambiante nous avons la relation $l_m < l_{inél} < l_{él}$, nous pouvons dire que, plus généralement, le transport est balistique lorsque $L < l_m$. Il est plus pertinent d'utiliser le libre parcours moyen l_m car sa définition, plus générale, prend en compte les interactions élastiques et inélastiques.

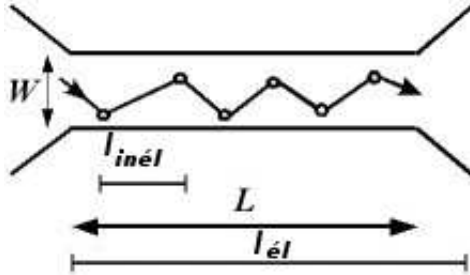


FIG. 1.2 – Représentation schématique du transport dans un dispositif de largeur W et de longueur L supérieure au libre parcours moyen inélastique $l_{inél}$ mais inférieure au libre parcours moyen élastique $l_{él}$ à température ambiante. Les électrons ne subissent que des interactions inélastiques représentées par ces cercles blancs.

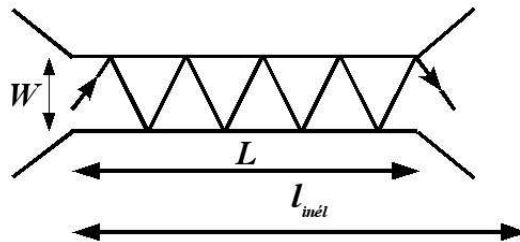


FIG. 1.3 – Représentation schématique du transport balistique dans un dispositif de largeur W et de longueur L inférieure au libre parcours moyen inélastique $l_{inél}$ à température ambiante. Les électrons sont uniquement réfléchis par les parois du dispositif. Ces interactions avec la parois sont considérées comme élastiques.

Nous allons maintenant nous intéresser au comportement des électrons dans un dispositif balistique.

Pour cela, rappelons que dans un semi-conducteur macroscopique, le transport des électrons est une succession de vols libres pendant lesquels l'électron est accéléré par le champ électrique suivis par une interaction. Pendant un vol libre, sa vitesse augmente constamment. Le courant porté par cet électron, $\vec{j}_{e^-} = -e\vec{v}(t)$ dépend du temps, ce qui semble être en contradiction avec la loi d'Ohm qui établit une relation linéaire entre le courant et le champ électrique. Mais cette loi n'est valable qu'à l'échelle macroscopique car il faut tenir compte des nombreuses interactions subies. Ces interactions produisent un effet s'opposant à l'accélération due au champ électrique. Ainsi la vitesse moyenne des électrons devient proportionnelle au champ électrique. Dans le cas d'un dispositif balistique, comme les électrons ne subissent plus d'interaction et sont uniquement réfléchis par les parois, le comportement du dispositif ne suit plus la loi d'Ohm. Le comportement d'un dispositif balistique dépend donc fortement de sa géométrie.

1.2 Gaz bidimensionnels pour structures balistiques

Les technologies actuelles de lithographie électronique permettent de réaliser des motifs de dimensions aussi petites que 7 nm (diamètre du spot). Réaliser des dispositifs dans un matériau de libre parcours moyen grand devant cette dimension permettra alors d'obtenir un bon contrôle des dimensions de nos composants balistiques.

L'un des candidats possible pour l'obtention de libres parcours moyen élevés sont les hétérostructures de gaz 2D. Ces hétérostructures sont abondamment utilisées dans la fabrication de transistors de type HEMT (High Electron Mobility Transistor) depuis le début des années 1980. La faible densité d'électrons dans un semi-conducteur leur confère une grande longueur d'onde de Fermi (de l'ordre de la dizaine de nanomètres contre quelques Angströms dans un métal), permettant un confinement quantique contrôlé sur des échelles de longueurs accessibles aux technologies actuelles d'Epitaxie par Jets Moléculaires (EJM). Confinés de cette manière, les électrons peuvent atteindre des mobilités très élevées et un libre parcours moyen

élevé à température ambiante peut être obtenu. Pour des structures de couche optimisées de matériaux III-V, le libre parcours moyen peut par exemple atteindre 130 nm à température ambiante (résultat obtenu par simulation Monte Carlo de nos structures de couche[7]).

1.2.1 Hétérostructures de type HEMT : principe général

La technique d'épithaxie par jets moléculaires permet la croissance d'hétérostructures semi-conductrices dont les interfaces sont planes au niveau atomique. L'objectif est de créer et d'ajuster une structure de bande par la superposition de matériaux semi-conducteurs afin de confiner les électrons dans un puits de potentiel. Pour cela, nous nous appuyerons sur la technologie développée pour les transistors HEMT. Le principe du HEMT est illustré sur la Figure 1.4.

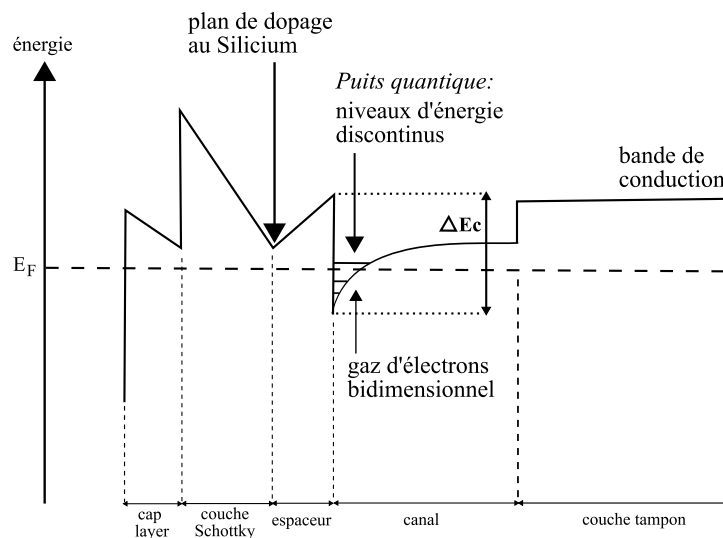


FIG. 1.4 – Diagramme de bande d'une structure HEMT.

Il s'agit principalement d'utiliser une hétérojonction pour séparer spatialement la couche donneuse du canal qui contient les électrons libres afin d'améliorer les propriétés de transport. L'empilement de couches semi-conductrices est le suivant :

- Le *cap layer* ou *couche de contact ohmique* est constitué ici d'un matériau à petit gap, très fortement dopé (10^{18} à $10^{19} Si.cm^{-3}$) pour réaliser de faibles résistances de contact.

- La *couche Schottky* et l'*espaceur*, non dopés, sont constitués d'un matériau à large gap. La couche Schottky est une couche sur laquelle la grille est déposée après gravure du cap layer (étape de recess). Entre la couche Schottky et l'espaceur un *plan de dopage* ou *δ -doped*, généralement du Silicium, est inséré. Celui-ci fournira les électrons libres au canal. Le but de l'espaceur est alors de séparer spatialement les atomes donneurs ionisés du plan de dopage des électrons libres situés dans le canal. Il s'agit plus précisément de limiter les interactions coulombiennes entre ces atomes et les électrons libres.
- Le *canal* est constitué d'un matériau à petit gap, non dopé, dans lequel les électrons libres seront confinés. Les performances des dispositifs réalisés dépendent fortement des propriétés de transport du canal.
- La *couche tampon* ou *buffer* est constituée d'un matériau à grand gap, non dopé. Cette couche permet aussi d'améliorer le confinement des électrons dans le canal et de réaliser l'adaptation en maille du substrat InP avec le canal.

Le principe de fonctionnement est le suivant. Les électrons du plan de dopage constitué d'atomes de Silicium diffusent dans la structure et sont piégés par des états de surface et le canal à faible gap. Le champ électrique produit par l'ionisation du Silicium et la diffusion des électrons courbent les bandes d'énergie. Ainsi à l'interface entre l'espaceur et le canal, un puits de potentiel quasi triangulaire est formé. C'est dans ce puits que sont piégés les électrons libres. En règle générale, nous chercherons une hétérostructure ayant une discontinuité de la bande de conduction ΔE_c la plus élevée possible. Ceci afin d'améliorer le confinement électronique et la densité maximale de porteurs n_s dans le canal.

La largeur du puits quantique de ce type d'hétérostructure étant de l'ordre de la longueur d'onde de Fermi, le mouvement dans la direction de croissance z est quantifié. L'énergie d'un électron est :

$$E_z(k_x, k_y) = E_z + \frac{\hbar^2}{2m^*} (k_x^2 + k_y^2) \quad (1.3)$$

où m^* est la masse effective de l'électron, k_x et k_y les composantes du vecteur d'onde dans

les directions x et y respectivement.

Dans un échantillon plan de dimensions L_x et L_y , les conditions aux limites périodiques imposent que les composantes k_x et k_y soient quantifiées en $\frac{2\pi}{L_x}$ et $\frac{2\pi}{L_y}$. Dans l'espace des vecteurs d'onde, chaque état repéré par un vecteur d'onde \vec{k} occupe donc un espace $\frac{(2\pi)^2}{L_x L_y}$ [3, 8]. Les états sont occupés jusqu'au vecteur d'onde de Fermi k_F et en prenant en compte la dégénérescence du spin électronique, le nombre d'électrons par unité de surface est donc

$$n_s = \frac{2\pi k_F^2}{(2\pi)^2} = \frac{k_F^2}{2\pi} \quad (1.4)$$

Cette densité n_s peut être mesurée par effet Hall. Nous pouvons alors en déduire la *longueur d'onde de Fermi* λ_F

$$\lambda_F = \frac{2\pi}{k_F} = \sqrt{\frac{2\pi}{n_s}} \quad (1.5)$$

et l'énergie du niveau de Fermi E_F

$$E_F = \frac{(\hbar k_F)^2}{2m^*} \quad (1.6)$$

Les hétérostructures de type HEMT permettent d'obtenir de hautes mobilités électroniques et donc un libre parcours moyen élevé, en particulier à température ambiante. Ce dernier point sera étudié plus en détail par la suite.

1.2.2 Historique et évolution des dispositifs balistiques

Le choix d'une hétérostructure adéquate pour la réalisation de dispositifs balistiques repose sur l'obtention d'un libre parcours moyen l_m élevé. Calculons théoriquement la valeur de ce libre parcours moyen à partir des données clés d'une hétérostructure qui sont la densité d'électrons dans le canal n_s et la mobilité électronique μ .

D'après l'équation 1.1, le libre parcours moyen l_m peut être calculé par la formule suivante :

$$l_m = v\tau_m = v \frac{m^* \mu}{e} \quad (1.7)$$

où v représente la vitesse moyenne électronique.

En considérant la vitesse de Fermi v_F et l'équation 1.4, nous obtenons

$$(l_m)_{Fermi} = v_F \tau_m = \frac{\hbar k_F}{m^*} \frac{m^* \mu}{e} = \frac{\hbar \mu}{e} \sqrt{2\pi n_s} \quad (1.8)$$

où v_F représente la vitesse de Fermi. Cette équation surestime le libre parcours moyen car la vitesse électronique est bien inférieure à la vitesse de Fermi dans nos structures (voir Chapitre 2, paragraphe 2.1.1.2). Elle permet toutefois d'obtenir un ordre de grandeur du libre parcours moyen. et montre qu'il est nécessaire d'obtenir des hétérostructures à *hautes densité* et *mobilité électroniques*. Nous verrons dans la partie 1.3.2 qu'il n'est tout de fois pas possible d'augmenter à la fois la densité électronique au delà d'un certain seuil sans dégrader la mobilité.

Il est aussi possible de calculer le libre parcours moyen en considérant la vitesse thermique à bas champ $v_{th} = (\frac{3k_B T}{m^*})^{\frac{1}{2}}$ où k_B représente la constante de Boltzmann et T la température en Kelvin [9]. Nous obtenons alors

$$(l_m)_{th} = v_{th} \tau_m = (\frac{3k_B T}{m^*})^{\frac{1}{2}} \frac{m^* \mu}{e} \quad (1.9)$$

Historiquement, les premiers travaux de recherche ([10]-[16]) reposent sur l'utilisation d'hétérostructures de type AlGaAs/GaAs où le gaz 2D est formé à l'interface entre le GaAs et l'AlGaAs (Figure 1.5). Le principal avantage de ces structures est la très haute mobilité des électrons à basse température.

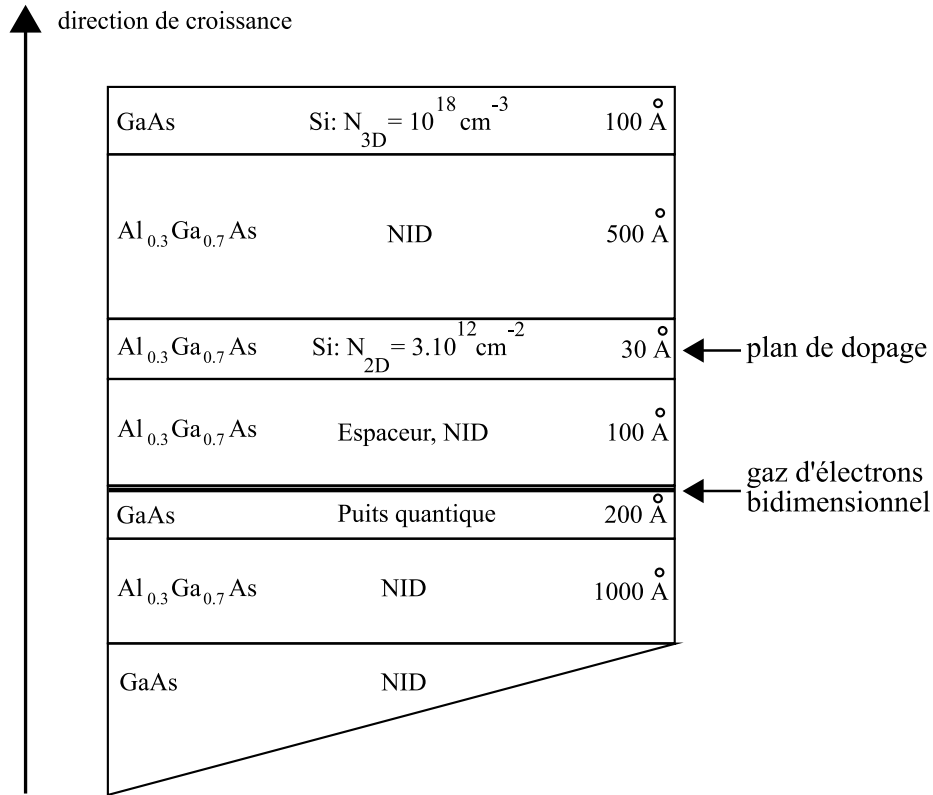


FIG. 1.5 – Hétérostructure à puits quantique de type AlGaAs/GaAs pour dispositifs balistiques basse température d'après [10].

Puis sont apparues les hétérostructures de type GaInAs/InP ([17]-[23]) qui présentent l'avantage d'une très haute mobilité ainsi qu'une densité électronique plus élevée à *température ambiante* (voir Figure 1.6). De plus leur largeur de déplétion est de l'ordre de 30 nm par comparaison avec celle des hétérostructures de type AlGaAs/GaAs qui peut atteindre 150 nm ([10, 23]). Cette déplétion plus petite permettra la fabrication de composants de petites dimensions mieux définies. Un autre avantage très important en vue d'applications très haute fréquence est la faible masse effective des électrons en vallée Γ . Le tableau 1.3 résume ces diverses propriétés.

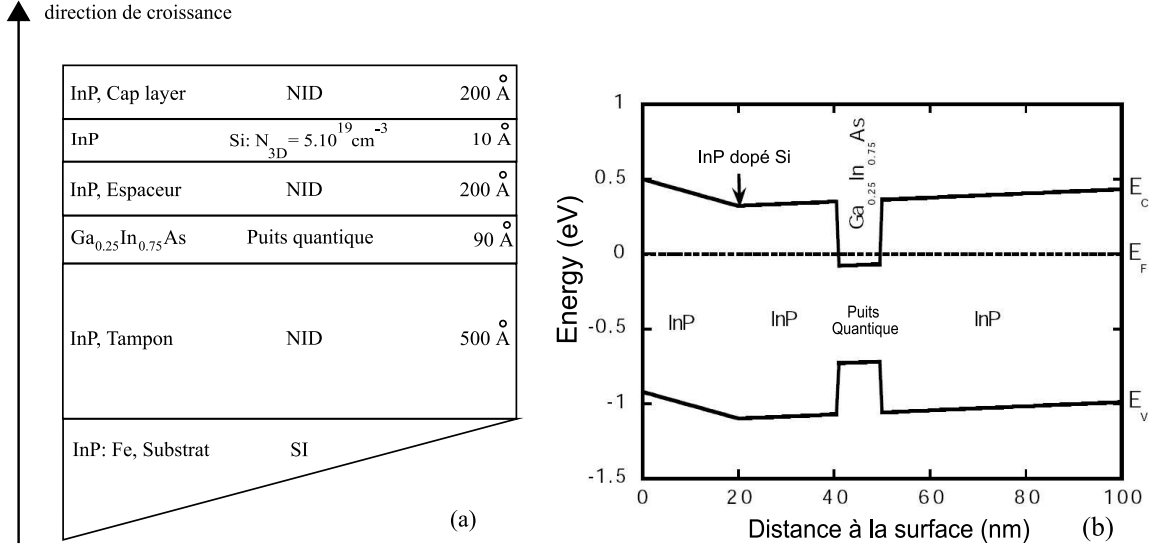


FIG. 1.6 – (a) Hétérostructure à puits quantique de type GaInAs/InP pour dispositifs balistique à température ambiante. (b) Diagramme de bandes d'énergie de la structure illustrée en (a) obtenu par la résolution des équations de Poisson/Schrödinger à 1D ($T=4.2K$) d'après [2].

Structure de couche	$\frac{m^*}{m}$	$\lambda_F (nm)$	$\Delta E_c (eV)$	$T (K)$	$W_d (nm)$	$n_s (m^{-2})$	$\mu (m^2/V.s)$	$(l_m)_{Fermi}$
AlGaAs/GaAs	0.067	35	0.2	4.2	150	5.10^{15}	50	$5.8 \mu m$
$In_{0.53}Ga_{0.47}As/InP$	0.042	22	0.52	20	30-40	$1,3.10^{16}$	12	$2.3 \mu m$
$In_{0.53}Ga_{0.47}As/InP$	0.042	19.5	0.52	300	30-40	$1,65.10^{16}$	1.05	$222 nm$
$In_{0.75}Ga_{0.25}As/InP$	0.032	37	0.4	300	30-40	$4,5.10^{15}$	1.2	$133 nm$

TAB. 1.3 – Récapitulatif des propriétés des hétérojonctions utilisées pour la réalisation de structures balistiques. W_d représente la déplétion latérale entre l'air et le semi-conducteur au niveau du canal. $(l_m)_{Fermi}$ (équation 1.8) représente le libre parcours moyen calculé à partir de la vitesse de Fermi d'après [17]-[23].

Fonctionnalités

Dans cette partie, nous allons donner un aperçu des fonctionnalités de dispositifs balistiques existants. Nous n'entrerons pas dans les détails théoriques.

– Redresseur balistique à 4 ports

Le premier dispositif exploitant le transport balistique fut réalisé par A.M. Song et al. en 1998[10]. Il s'agissait d'un *redresseur de courant*, dispositif utilisé pour la conversion de cou-

rant alternatif en courant continu dont le fonctionnement est proche de celui d'un pont de diodes. Ce dispositif a été fabriqué à partir d'une hétérostructure à haute mobilité de type AlGaAs/GaAs (voir Figure 1.5).

Le principe de ce redresseur balistique est fondamentalement différent d'un redresseur conventionnel car il ne se base ni sur une jonction p-n ni sur une structure à barrière Schottky. Il s'agit en fait de guider les électrons au sein du composant par l'introduction d'un obstacle sur le trajet des électrons brisant ainsi la symétrie du semi-conducteur. Les électrons ne sont alors réfléchis que par les bords du dispositif et non plus par les défauts. La Figure 1.7 représente une image réalisée par microscopie à force atomique d'un redresseur balistique. Il s'agit en fait d'une jonction en croix au centre de laquelle est gravée chimiquement un motif triangulaire qui crée une assymétrie dans la structure.

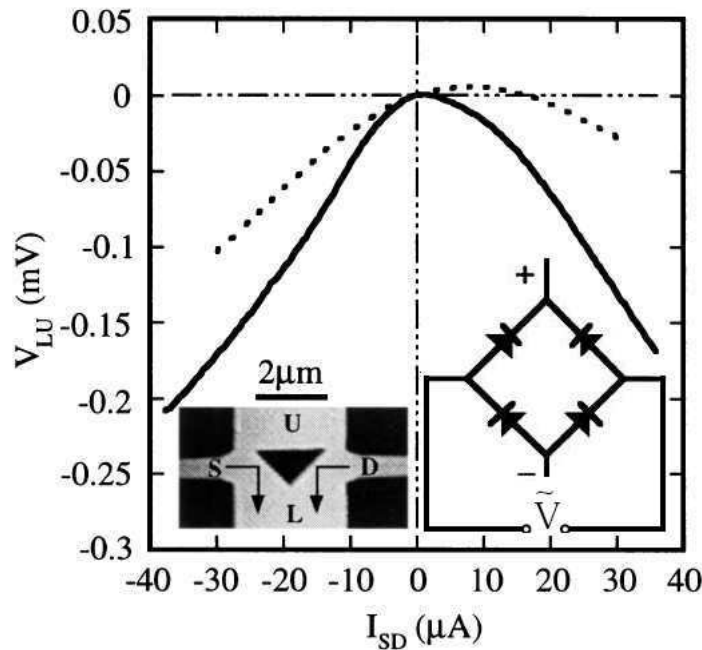


FIG. 1.7 – Mesures I-V d'un redresseur balistique réalisées à 4.2 K (tracé noir) et à 77 K (tracé pointillé). L'image en bas à gauche, réalisée par microscopie à force atomique, représente le redresseur balistique. Les zones sombres ont été gravées chimiquement. Le courant est appliqué entre S et D et la tension de sortie est mesurée entre L et U. Les flèches représentent les trajectoires typiques des électrons éjectés dans les canaux S et D respectivement. Bien que le principe de fonctionnement soit complètement différent, le redresseur balistique opère manière similaire à un pont à diodes représenté sur la figure en bas à droite.

Les dimensions du dispositif sont inférieures au libre parcours moyen à 4.2 K qui est de l'ordre de $6 \mu m$ [10]. Le transport est donc balistique à cette température et quasi balistique à 77 K. Les interactions électroniques sur le motif triangulaire déterminent largement les propriétés de transport. Intuitivement, le fonctionnement est proche de celui d'un pont à diodes. En effet, lorsque nous appliquons un courant AC entre les branches S et D, les électrons sont réfléchis sur les bords du motif triangulaire et dirigés vers la branche du bas L. Une tension négative apparaît alors entre L et U, comportement qui a bien été observé expérimentalement à 4.2 et 77 K comme le montre la Figure 1.7.

Plusieurs redresseurs balistiques ont aussi été réalisés à partir d'une hétérostructure de type InGaAs/InP (voir Figure 1.6). L'utilisation de cette structure de couche permet d'obtenir un libre parcours moyen de l'ordre de 140 nm à température ambiante. Ces redresseurs ont été caractérisés à température ambiante pour une fréquence de 50 GHz [21]. Ces dispositifs balistiques furent les premiers à être caractérisés dans le domaine millimétrique. La Figure 1.8 représente deux images réalisées par microscopie électronique de deux redresseurs de dimensions différentes.

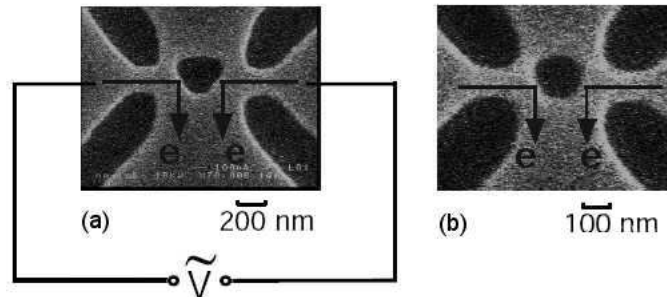


FIG. 1.8 – Images de deux redresseurs balistiques fonctionnant à température ambiante. Le dispositif (a) est deux fois plus large que le (b).

La Figure 1.9 représente les mesures réalisées sur ces redresseurs. Nous pouvons noter une meilleure efficacité du plus petit dispositif car ses dimensions sont inférieures au libre parcours moyen. Bien que le plus petit dispositif ne soit pas optimisé, sa sensibilité est équivalente à des diodes proposées dans le commerce [21].

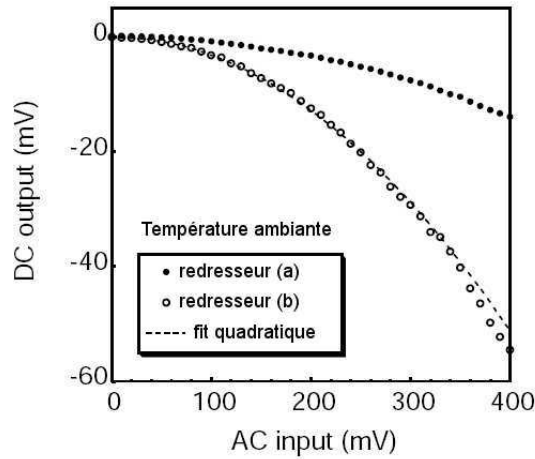


FIG. 1.9 – Comportement à température ambiante des redresseurs balistiques (a) et (b) représentés Fig. 1.8. Caractérisation à température ambiante pour une fréquence de 50 GHz.

– *Nanomatériau fonctionnel artificiel*

Sur le même principe que le redresseur balistique, il est possible de réaliser un nanomatériau artificiel dont le fonctionnement est comparable à celui d'un cristal "photogalvanique" à deux dimensions (Figure 1.10).

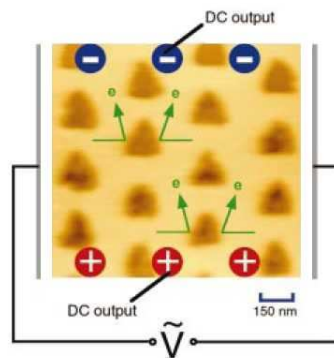


FIG. 1.10 – Image AFM d'un nanomatériau artificiel composé d'un enchainement périodique de motifs triangulaires sur deux dimensions. Les zones sombres sont gravées. Les électrons sont diffusés vers le "haut" par les motifs triangulaires gravés quelle que soit la direction du champ électrique appliqué. Des signaux DC sont générés si un champ AC ou aléatoire est appliqué. D'après [23].

Ce nanomatériau est composé d'une multitude de petits triangles gravés dans le semi-conducteur tels que la distance entre chaque triangle environnant soit de l'ordre du libre parcours moyen. Ainsi les électrons sont réfléchis par les triangles et dirigés vers le "haut" du nanomatériau, comme dans le cas du redresseur balistique. Des dispositifs individuels pourraient être réalisés simplement en découpant des morceaux de ce nanomatériau selon les applications envisagées. Ce nanomatériau, réalisé à partir d'une hétérostructure de type InGaAs/InP, a été caractérisé à 50 GHz à température ambiante [23]. La caractérisation électrique de ce matériau montre effectivement qu'il se comporte comme un redresseur (voir Figure 1.11).

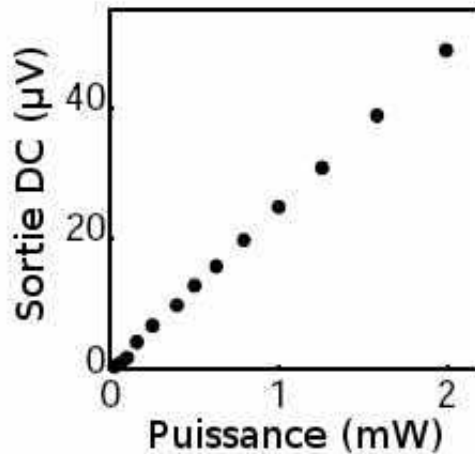


FIG. 1.11 – Fonctionnement à température ambiante d'un nanomatériau artificiel représenté Fig. 1.10 : La sortie DC est représentée en fonction de la puissance du signal de fréquence 50 GHz appliquée au matériau par des sondes coplanaires.

– *Jonction balistique à 3 terminaux*

De nombreux travaux expérimentaux et théoriques ont montré que les *jonctions balistiques à trois terminaux* ou encore *Three-terminal Ballistic Junctions (TBJs)* présentent de nouvelles propriétés électriques très intéressantes d'un point de vue aussi bien physique qu'applicatif [11, 13, 18, 22, 24, 25]. Ces nouvelles propriétés font ainsi des TBJs d'excellents candidats en tant que briques élémentaires de futurs composants de la nanoélectronique ([14]-[16] et

[26]-[29]).

La Figure 1.12 représente deux images réalisées par microscopie électronique à balayage d'un type particulier de TBJ, la jonction en T.

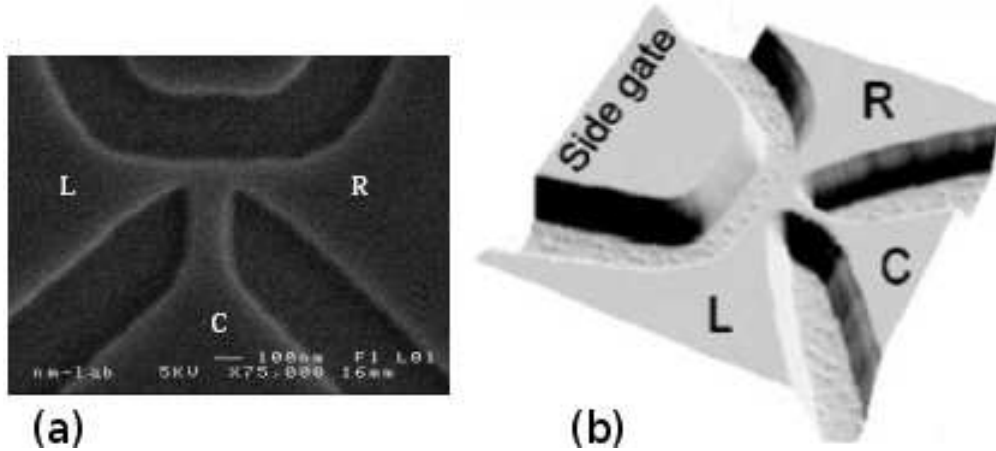


FIG. 1.12 – (a) Image en microscopie électronique à balayage d'un type particulier de TBJ, la jonction en T. Les zones sombres sont gravées. (b) Image AFM de la même jonction en T. Ce dispositif est équipé d'une grille latérale qui permet de modifier le potentiel électrochimique des différentes branches.

Il est possible de réaliser des jonctions en T de dimension inférieure ou comparable au libre parcours moyen. Dans ce cas, le transport des électrons y est balistique (ou quasi-balistique) même à température ambiante. Le phénomène très intéressant se produisant dans une jonction en T balistique est le suivant :

Si des tensions finies, V_L et V_R , sont appliquées aux branches gauche et droite d'une jonction en T polarisée en mode push-pull, avec $V_L = V_0$ et $V_R = -V_0$, le potentiel de la branche centrale V_C est toujours négatif et présente une forme parabolique inversée en régime linéaire comme le montre la Figure 1.13. Ce comportement est très différent de celui attendu pour un dispositif diffusif pour lequel le potentiel de la branche inférieure sera toujours nul en accord avec la loi d'Ohm.

Ce comportement a été aussi bien observé dans des structures de type GaAlAs/GaAs à basse température [18] que dans des structures de type GaInAs/InP à température ambiante [19].

L'aspect théorique sera décrit dans la partie 1.2.2.

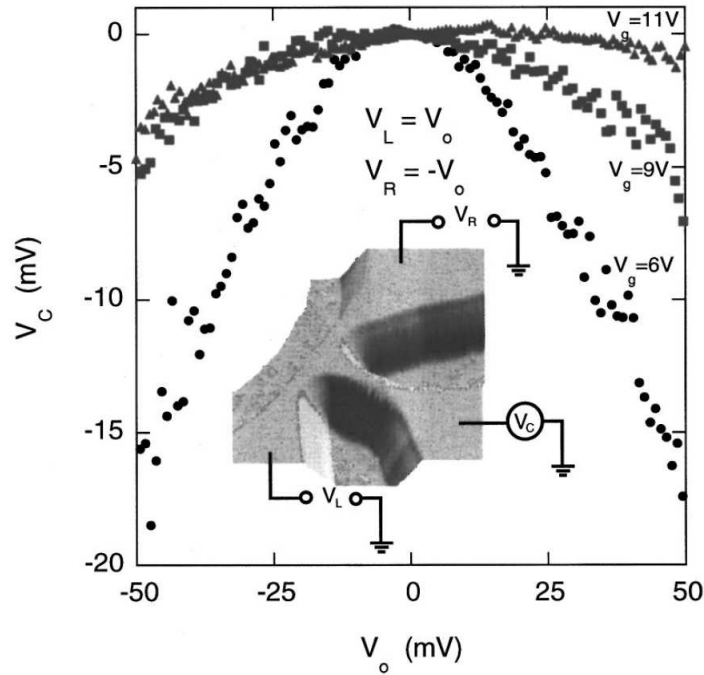


FIG. 1.13 – V_C en fonction de V_0 pour trois tensions de grille différentes. L' image centrale montre une image AFM de la jonction en T ainsi que la configuration pour les mesures électriques.

Autres propriétés non linéaires des TBJs

L'exploitation de certaines propriétés des TBJs permet d'envisager la réalisation de dispositifs de type diode ou transistor [25].

En effet, si l'une des branches de la jonction balistique en T, par exemple la branche droite, est mise à la masse, le potentiel de la branche centrale V_C dépendra de manière non linéaire de la tension appliquée à la branche de gauche V_L . Comme nous pouvons le voir sur la Figure 1.14(a), V_C suit de manière pratiquement linéaire V_L lorsque V_L est négatif puis V_C atteint la saturation pour une valeur positive de V_L . Nous remarquons que le niveau de cette tension de saturation peut être réglé par le biais de la tension appliquée à la branche de droite V_R . Ce phénomène a été caractérisé à température ambiante.

Les caractéristiques Courant-Tension I-V d'une jonction en T pour différentes tensions de grille latérale sont montrées sur la Figure 1.14(b). Les courants traversant les branches gauche et droite présentent des non linéarités et un comportement similaire à celui d'une diode. Le comportement de ces courbes est analysé plus en détail dans l'article [30].

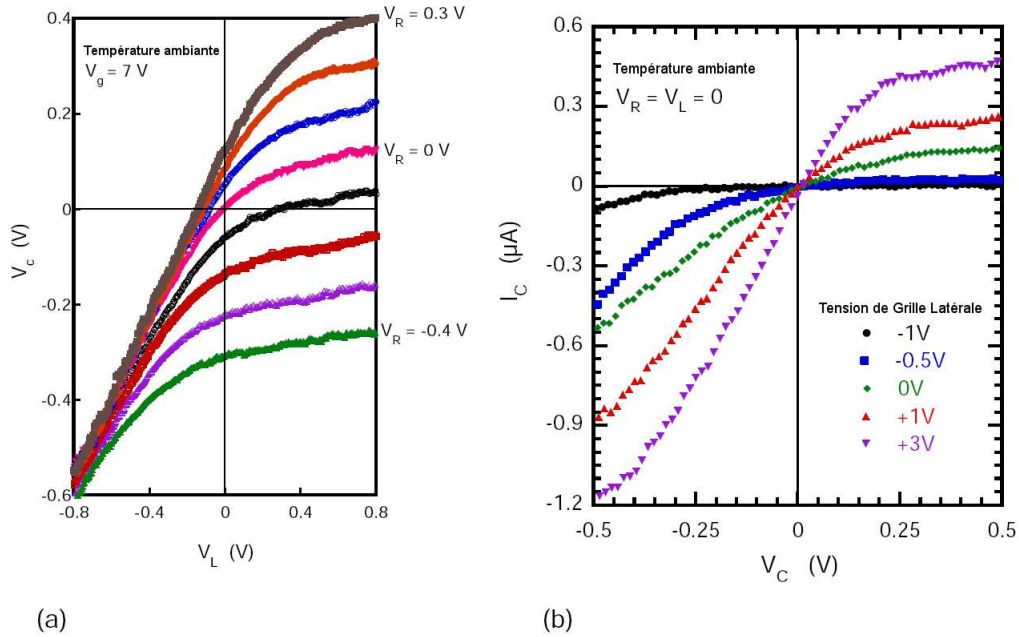


FIG. 1.14 – (a) Potentiel de la branche centrale V_C en fonction de la tension V_L appliquée à la branche gauche d'une jonction en T (voir Fig. 1.12) pour différentes tensions V_R . V_R varie de -0.4 V à +0.3 V par pas de 0.1 V. (b) Courant circulant dans la branche centrale I_C en fonction de la tension appliquée à la branche centrale V_C d'une jonction en T pour différentes tensions de grille latérale.

– Dispositifs basés sur les jonctions balistiques à trois branches

Un certain nombre de dispositifs basés sur l'utilisation de TBJs ont été conçus et réalisés. Nous exposerons les exemples suivants : la réalisation d'un redresseur, d'un doubleur de fréquence, de portes logiques de type AND/NAND, un trigger de Schmitt, un demi-additionneur ainsi qu'un additionneur fonctionnant tous à température ambiante.

Redresseur

L'idée d'utiliser les propriétés rectificatrices d'une jonction balistique à trois branches a été pour la première fois évoquée de manière théorique en 2002 par H.Q. Xu [25] et montré expérimentalement en régime DC en 2004 [29]. Elle repose sur l'exploitation de la caractéristique non linéaire d'une jonction à trois branches en régime balistique (voir Figure 1.15).

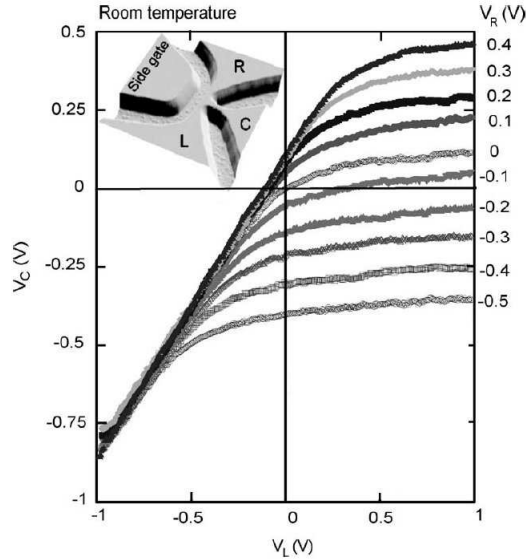


FIG. 1.15 – Comportement redresseur d'une jonction balistique en T. L'encart représente une image AFM de la jonction. La courbe représente l'évolution de V_c en fonction de V_L pour différentes valeurs de V_R .

Cette caractéristique non linéaire de jonctions en Y peut être utilisée pour générer des tensions DC et des harmoniques d'ordre élevé à partir d'un signal RF. Dans de précédents travaux, Worschech et al [31] ont rapporté la réalisation d'un redresseur HF vers DC se basant sur l'utilisation d'une jonction balistique en T jusqu'à 10 GHz et la génération d'harmoniques secondes jusqu'à 20 GHz (pour un signal d'entrée de 10 GHz).

Doubleur de fréquence

Intrinsèquement, une jonction en T permet de réaliser un doubleur de fréquence en exploitant le potentiel parabolique V_c obtenu lorsque la jonction est polarisée en mode push-pull (Voir [20] et Figure 1.13). En combinant une jonction en T avec un canal, il est possible de réaliser un transistor à effet de champ latéral 1D (Figure 1.16(a)). La branche centrale de

la jonction en T joue alors le rôle de grille. L'association de la jonction et du canal permet d'obtenir un gain en sortie. La Figure 1.16(a) représente une image réalisée par microscopie électronique de ce dispositif ainsi que le schéma de mesure expérimental. La Figure 1.16(b) représente les signaux d'entrée et de sortie du dispositif montrant un doublement de fréquence du signal de sortie pour une fréquence du signal d'entrée de 37 Hz à température ambiante. Notons que l'amplitude de variation de la tension V_0 est supérieure à 1 V. Il n'est pas évident que le transport soit encore balistique pour de si fortes tensions (régime de saturation où se produisent des interactions intervallées). Cela posera problème pour des applications Haute Fréquence.

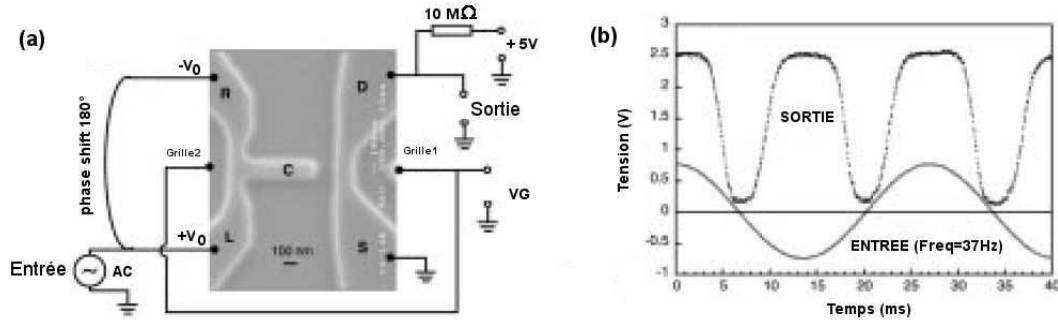


FIG. 1.16 – (a) Image réalisée par microscopie électronique à balayage et schéma de mesure du doubleur de fréquence. (b) Signaux d'entrée V_0 et de sortie du doubleur de fréquence. Fonctionnement à température ambiante [20].

Portes logiques de type AND/NAND

Intrinsèquement, une jonction balistique à trois terminaux de type jonction en T ou jonction en Y joue le rôle d'une porte logique AND, résultat expérimentalement montré à 4.2 K [11] mais aussi à température ambiante [29]. En effet, nous constatons sur la Figure 1.14(a), que lorsque des tensions V_L et V_R sont appliquées à cette jonction en T symétrique, la tension V_C est supérieure à une certaine valeur limite notée V_{limite} uniquement si les tensions appliquées V_L et V_R sont élevées et positives, ce qui montre que la jonction opère à la manière d'une porte logique de type AND.

Comme nous pouvons le voir sur la Figure 1.17, la structure d'une porte NAND est très similaire à celle du doubleur de fréquence. Mais au lieu d'utiliser la tension négative de la branche central V_C , c'est une tension V_C positive qui est utilisée pour influencer sur le canal du transistor. Le principe de fonctionnement est le suivant. Les branches gauche et droite jouent le rôle des entrées. Si $V_R = V_L = 0$ alors $V_C = 0$ ce qui donne une tension de sortie élevée (voir Figure 1.17(a)). Si une tension positive élevée est appliquée à l'une des deux entrées, le potentiel V_C sera proche de zéro, ce qui donne à nouveau un niveau de sortie élevé. Finalement, si une tension positive élevée est appliquée aux deux entrées, le potentiel V_C sera élevé et la sortie sera connectée à la masse, ce qui donnera un niveau de sortie faible. La fonctionnalité de cette porte NAND est montrée sur la Figure 1.17(b). Comme dans le cas du doubleur de fréquence, les tensions appliquées à la jonction en T V_{in1} et V_{in2} sont très élevées. Le régime de transport ne doit plus être balistique au sein de cette jonction.

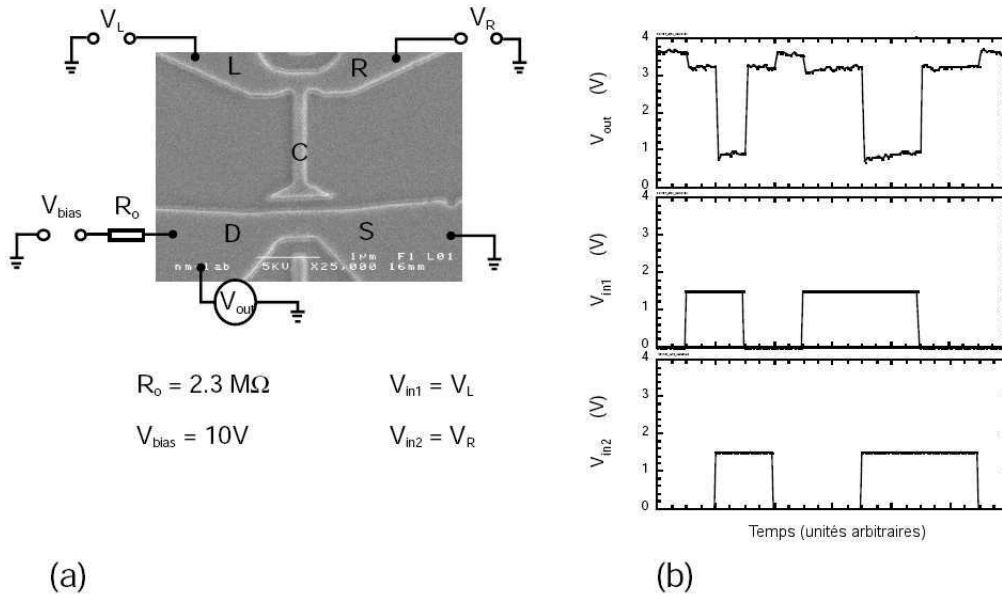


FIG. 1.17 – (a) Schéma du circuit de mesure de la porte logique de type NAND. Le dispositif est similaire à celui d'un doubleur de fréquence (Figure 1.16) (b) Fonctionnalité NAND. Les unités de temps sont arbitraires.

Trigger de Schmitt

En utilisant une jonction balistique en Y associée à deux grilles latérales contrôlant la conductance des branches (voir Figure 1.18(a)), il est possible de réaliser un circuit électronique bistable de type Trigger de Schmitt. Rappelons rapidement le fonctionnement d'un Trigger de Schmitt idéal. La sortie reste à l'état bas (L) tant que le signal d'entrée reste inférieur à une valeur limite "supérieure" $V_{th,up}$ et commute sur l'état haut (H) presque instantanément lorsque $V_{th,up}$ est atteint. L'état haut (H) est maintenu jusqu'à ce que le signal d'entrée atteigne une seconde valeur limite "inférieure" $V_{th,down} < V_{th,up}$ en dessous de laquelle la sortie commute sur l'état bas (L) induisant une hystérésis de commutation $V_H = V_{th,up} - V_{th,down}$. Les Triggers de Schmitt sont largement utilisés en électronique analogique et numérique pour réduire la sensibilité au bruit et aux perturbations.

La Figure 1.18(a) représente le circuit réalisé ainsi que le schéma de mesure associé. La jonction en Y a été réalisée à partir d'une hétérostructure de type GaAs/AlGaAs et le fonctionnement a été démontré expérimentalement à une température de 4.2 K. La commutation bistable associée à l'existence d'une hystérésis résulte du couplage entre la tension de la branche gauche V_{bl} et de la grille latérale droite V_{br} . La Figure 1.18(b) représente la caractéristique de commutation bistable par rétroaction pour une tension $V_{bias} = 2.0 V$. Le principe de fonctionnement est expliqué plus en détail dans l'article [15]. Notons que la tension d'alimentation V_{bias} est très élevée et aussi la présence de résistances R_{br} et R_{bl} très élevées. La présence de ces résistances modifient aussi le comportement intrinsèque de la jonction.

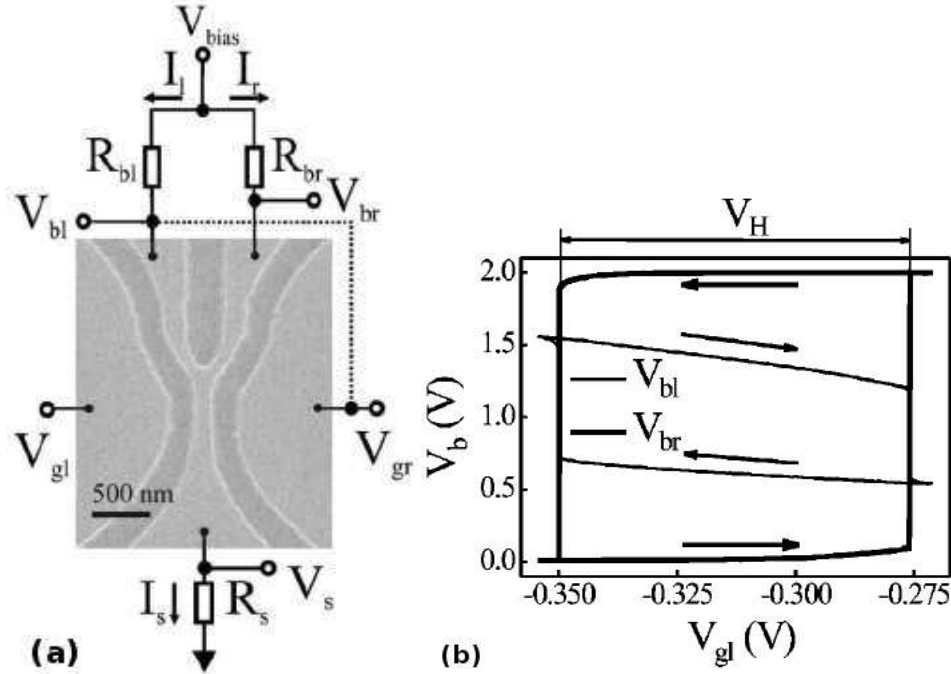


FIG. 1.18 – (a) Image réalisée par microscopie d’une jonction balistique en Y associée à deux grilles latérales. Le schéma de mesure est aussi représenté. La tension d’alimentation V_{bias} est appliquée par le biais de trois résistances externes à la jonction. Un mode de fonctionnement bistable est obtenu en couplant la branche de gauche avec la grille latérale droite, i.e. $V_{gr} = V_{bl}$. Toutes les tensions appliquées ont la même masse. (b) Démonstration de la caractéristique de commutation bistable par rétroaction pour $V_{bias} = 2.0$ V. Les boucles d’hystérésis pour V_{bl} et V_{br} sont montrées en fonction de la tension V_{gl} appliquée à la grille latérale gauche.

Demi-additionneur et additionneur complet

L’une des structures les plus avancées est le demi-additionneur basé sur l’utilisation de jonctions balistiques en Y interconnectées dont le fonctionnement a été démontré expérimentalement à température ambiante [32]. Rappelons le fonctionnement théorique d’un demi-additionneur. Ce dispositif possède deux entrées logiques x et y ainsi que deux sorties, z qui représente la *somme* et c la *retenue*. La somme z possède le niveau logique Haut (H) lorsque les niveaux d’entrées x et y sont différents, autrement dit $z = x XOR y$. Pour ce qui est de la retenue c , elle possède le niveau logique Haut (H) seulement si x et y sont au niveau logique Haut, autrement dit $c = x AND y$.

La Figure 1.19(a) représente une image prise par microscopie électronique à balayage du demi-additionneur réalisé. L'intérêt de ce dispositif est son extrême compacité par rapport à un dispositif classique. La Figure 1.19(b) représente le schéma du circuit de mesure. Le dispositif est alimenté par une tension V_s et une tension V_d . Le principe de fonctionnement est le suivant : la jonction composée des deux entrées x et y et de la branche c joue le rôle d'une porte AND car c'est une propriété intrinsèque de ce type de jonction [29] comme détaillé dans une partie précédente. La branche z est utilisée pour obtenir la somme des entrées x et y . Cette fonction est obtenue par l'action de la grille latérale g sur le canal r . La Figure 1.20 représente les caractéristiques des niveaux de sortie V_c et V_z démontrant le fonctionnement du demi-additionneur à température ambiante. Malheureusement les niveaux de tension en sortie sont trop faibles pour pouvoir cascader plusieurs demi-additionneurs.

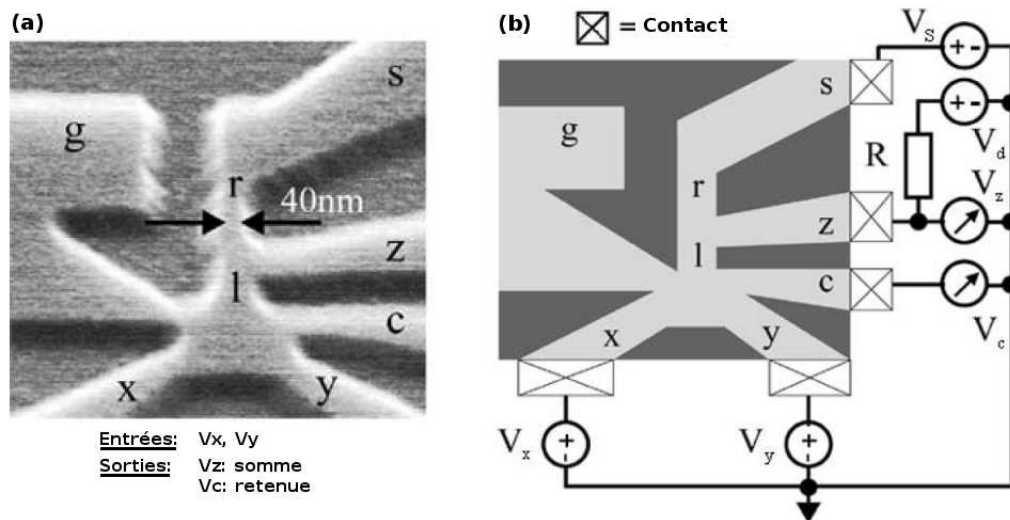


FIG. 1.19 – (a) Image réalisée par microscopie électronique d'un Demi-Additionneur balistique. La largeur du canal r est de 40 nm. (b) Schéma du circuit de mesure.

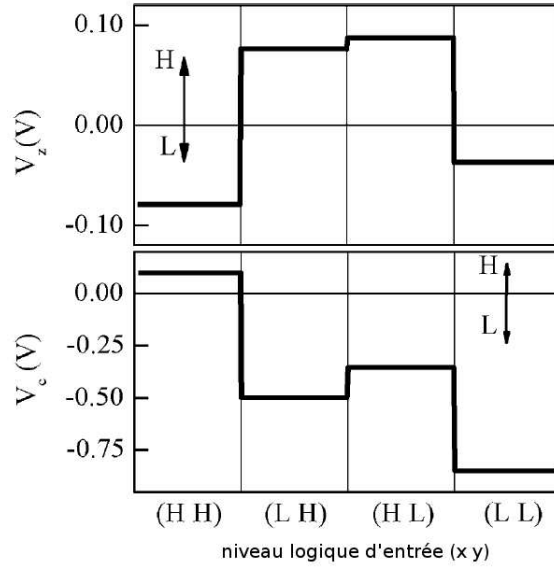


FIG. 1.20 – Caractéristiques des tensions de sortie V_c et V_z d'un demi-additionneur en fonction des niveaux logiques d'entrée x et y . Le fonctionnement se fait à température ambiante

Très récemment, un additionneur complet fonctionnant à température ambiante a été réalisé (voir Figure 1.21). Nous ne détaillerons pas ici son fonctionnement car seul un aperçu est donné dans le rapport final du projet NEAR [33]. Ce dispositif est aussi basé sur l'interconnexion de jonctions balistiques multi-terminaux.

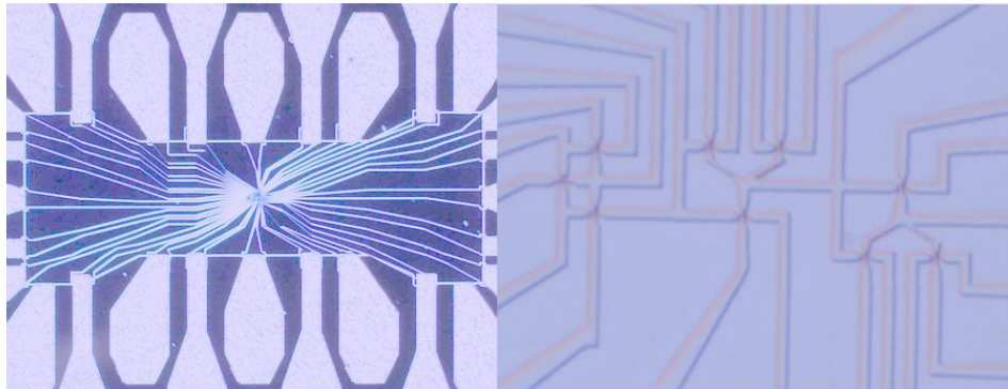


FIG. 1.21 – (a) Vue d'ensemble réalisée au microscope optique de l'additionneur et ses plots de contact. 28 contacts de type Au/Ge/Ni relie l'additionneur situé au centre de la structure aux appareils de mesure et de contrôle. (b) Image agrandie de la structure centrale. 3 jonctions multi-terminaux contrôlées par des grilles latérales sont intégrées, chacune d'elle étant contrôlé par 3 paires de grilles latérales. D'après [33].

Aspect théorique : formalisme de Landauer-Büttiker

La description de l'ensemble des dispositifs précédents a toujours été réalisée d'un point de vue théorique par le recours au formalisme de Landauer-Büttiker [4, 34, 35] décrivant les conducteurs quantiques. Le choix d'une théorie quantique repose ici sur le fait que les phénomènes de transport balistique se situent à la limite entre les phénomènes classiques et les phénomènes quantiques. Nous faisons ici une brève description de ce modèle et verrons dans les chapitres suivants que ce n'est pas l'approche théorique que nous avons retenu au cours de cette thèse.

Contrairement aux modèles semi-classiques qui décrivent les conducteurs macroscopiques comme le modèle de Drude, l'approche de Landauer est directement liée à la nature ondulatoire des électrons. L'échantillon se comporte comme un guide d'onde, comportant éventuellement plusieurs modes appelés canaux. Le courant à travers un conducteur est alors regardé comme la probabilité qu'un électron puisse être transmis à travers celui-ci. Landauer a en fait relié la conductance à la probabilité de transmission et a regardé ce qui pouvait se passer si les probabilités de transmission étaient proches de un. C'est le cas en particulier d'un conducteur balistique dans lequel il n'existe pas de diffusion.

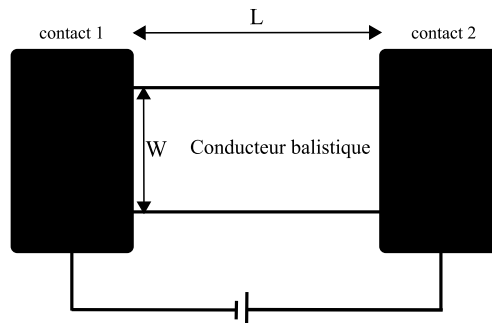


FIG. 1.22 – Conducteur balistique connecté à deux larges contacts sur lesquels une tension extérieure est appliquée. Les contacts sont supposés sans réflexion, c'est-à-dire que les électrons peuvent sortir du conducteur vers le contact avec une probabilité de réflexion négligeable. Dans les contacts existe une très haute densité de modes transverses tandis qu'à l'intérieur du conducteur balistique, seuls quelques modes subsistent.

Application aux Jonctions Balistiques à Trois Branches (T-BJs)

Le formalisme de Landauer-Büttiker permet la description de jonctions à plusieurs terminaux dont les jonctions à trois branches ([24]-[26] et [36]-[38]). En particulier lorsqu'une jonction en T est polarisée en mode push-pull (voir Figure 1.13), en régime de transport balistique linéaire, c'est-à-dire pour de faibles tensions appliquées aux branches droite et gauche, H.Q. Xu a démontré que le potentiel dans la branche centrale V_c suivait l'équation

$$V_c = -\frac{1}{2}\alpha V_0^2 + \mathcal{O}(V_0^4) \quad (1.10)$$

où le coefficient α est exprimé sous la forme

$$\alpha = e \frac{\partial T_{C_i}(\mu_F, T) / \partial \mu_F}{T_{C_i}(\mu_F, T)} \quad (1.11)$$

avec $T_{C_i}(\mu_F, T)$ le coefficient de transmission des électrons voyageant de la branche centrale vers la branche droite ou gauche, dépendante de la température T et μ_F le potentiel électrochimique dans la jonction pour un potentiel $V_0 = 0$ [24, 26]. Ce résultat confirme bien les mesures expérimentales (voir Figure 1.13) démontrant ainsi qu'en régime balistique linéaire, le potentiel de la branche d'une jonction en T polarisée en mode push-pull est quadratique par rapport à la tension appliquée V_0 et est toujours négatif ($\alpha > 0$).

1.3 Une nouvelle approche du transport balistique

Dans cette partie, nous présentons l'approche développée durant cette thèse pour étudier et concevoir des dispositifs balistiques. Comme nous l'avons vu dans la partie précédente, le fonctionnement des dispositifs balistiques de la littérature repose sur la description d'un transport cohérent basé sur le formalisme de Landauer-Büttiker. L'alternative proposée dans cette thèse est l'utilisation d'une approche microscopique basée sur des simulations Monte Carlo 2D. Cela revient à considérer les phénomènes de transport balistique comme des phénomènes ne faisant pas intervenir de phénomènes quantiques. Notre approche est donc purement classique. Seul le calcul des probabilités d'interactions électroniques est issu des formules de

la mécanique quantique. Nous verrons que les simulations Monte Carlo permettront une exploration des processus physiques mis en jeu dans les dispositifs électroniques étudiés, nous permettant ainsi de relier les résultats macroscopiques expérimentaux au comportement microscopique des électrons.

Dans une première partie, nous décrivons le principe de fonctionnement du simulateur Monte Carlo 2D ainsi que sa mise en oeuvre. Ce simulateur a été développé par Javier Mateos et Tomas Gonzalez de l'Université de Salamanca en Espagne qui m'ont formé à son utilisation. Les composants étudiés dans le chapitre II et III sont basés sur l'utilisation d'hétérostructures de type GaInAs/AlInAs/InP. Ces structures sont donc tridimensionnelles. Or le simulateur Monte Carlo est un simulateur 2D. Nous exposerons donc le modèle 3D/2D développé pour étudier nos composants.

Puis dans une seconde partie, nous déterminerons les structures de couches optimisées pour un transport balistique par le biais de mesures de Hall mais aussi de simulations basées sur le logiciel HELENA, développé à l'IEMN.

Enfin nous terminerons par une troisième partie dans laquelle nous étudierons le transport balistique au sein de canaux. Pour cela nous utiliserons les simulations Monte Carlo 2D et mettrons en oeuvre le modèle 3D/2D.

1.3.1 Le simulateur Monte Carlo 2D :

La méthode de simulation Monte Carlo est devenue un important outil de simulation des dispositifs semi-conducteurs. Cette méthode considère un modèle physique particulière pour les porteurs mis en jeu, dans notre cas les électrons. Le transport électronique y est traité de manière "exacte" mais les formules donnant les probabilités d'interactions proviennent de calculs de mécanique quantique. Ainsi les simulations Monte Carlo sont des simulations microscopiques dites *semi-classiques*.

La méthode de Monte Carlo fut pour la première fois appliquée à l'étude du transport électronique par Kurosawa en 1966 [39] et est très utilisée depuis (articles [40]-[43]).

Principe

Le principe de la méthode consiste à suivre au cours du temps un ou plusieurs électrons dans l'espace réel et dans l'espace réciproque des vecteurs d'onde \vec{k} [44]. Chaque électron, caractérisé par son énergie ε et son vecteur d'onde \vec{k} , subit l'effet du champ électrique existant dans le matériau et interagit avec le réseau cristallin. Il s'agit d'un processus itératif constitué de séries de vols libres entrecoupées d'interactions.

Vol libre

Lors d'un vol libre, l'électron n'est soumis qu'au champ électrique \vec{E} dont l'effet est de modifier le vecteur d'onde \vec{k} par la relation

$$\frac{d\vec{k}}{dt} = \frac{q\vec{E}}{\hbar} \quad (1.12)$$

où q représente la charge élémentaire de l'électron et \hbar la constante de Planck réduite. L'intégration de cette équation fournit l'évolution temporelle du vecteur d'onde, et la connaissance de la structure de bande du cristal $\varepsilon(\vec{k})$ permet d'en déduire l'énergie du porteur. Il est alors possible de déterminer la vitesse et la position des particules grâce aux expressions 1.13 et 1.14.

$$\vec{v}(\vec{k}) = \frac{1}{\hbar} \frac{\partial \varepsilon(\vec{k})}{\partial \vec{k}} \quad (1.13)$$

$$\vec{r} = \int_0^t v(t') \cdot dt' + \vec{r}_0 \quad (1.14)$$

Interactions

Les interactions sont des phénomènes aléatoires décrits par des lois de probabilité $S(\vec{k}, \vec{k}')$ qui lient l'état initial \vec{k} à un état final accessible \vec{k}' . Leur effet stochastique modifie l'orientation du vecteur d'onde \vec{k} (Figure 1.23) et éventuellement l'énergie du porteur suivant que l'interaction est *élastique* ou *inélastique* (voir Chapitre 1.1.2). Nous rappelons que dans le

cas d'un choc inélastique, de l'énergie est échangée avec le réseau cristallin. Nous pouvons discerner trois grandes catégories d'interactions : les interactions avec le réseau cristallin, les interactions avec les électrons et les interactions avec les défauts du matériau. Les interactions prises en compte par le programme de simulation sont résumées dans le Tableau 1.1.

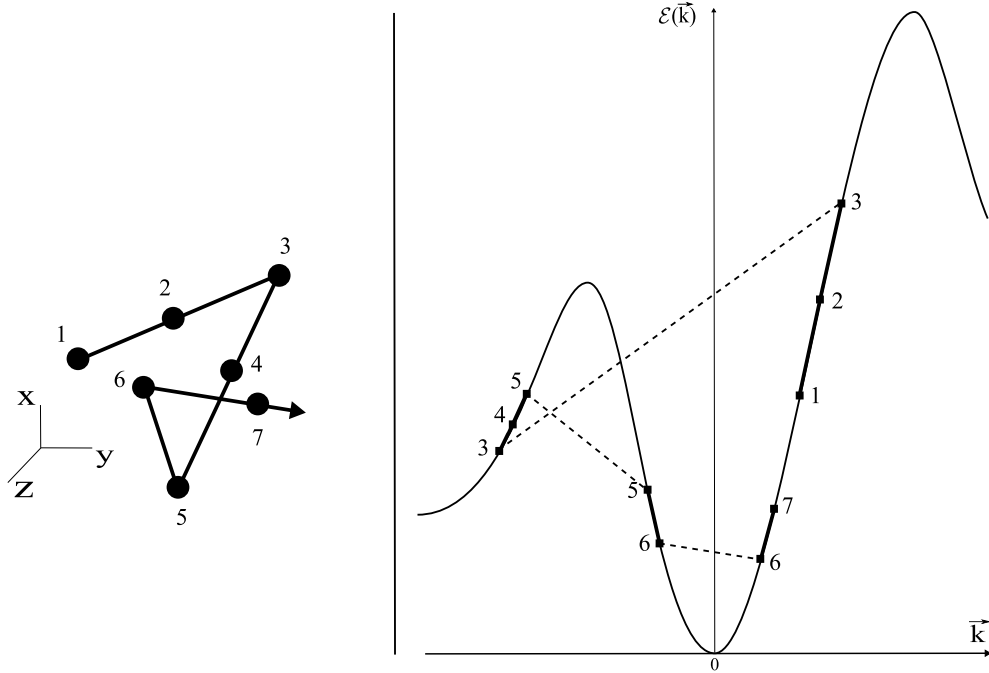


FIG. 1.23 – Transport de charge dans les semi-conducteurs. A l'évolution de la position et de la vitesse d'un électron dans l'espace réel (à gauche) correspond une évolution de l'énergie dans l'espace réciproque (à droite). Les électrons effectuent un vol libre à chaque pas de temps et subissent parfois des interactions (étapes 3,5 et 6).

Approximations du modèle et probabilités d'interactions

Le programme de simulation comporte quelques approximations afin d'obtenir des temps de simulation raisonnables. Le modèle simplifié de Littlejohn qui ne considère que trois vallées (Γ, L, X) isotropes et quasi-paraboliques est utilisé pour la modélisation de la structure de bande (Figure 1.24). Ainsi, la relation de dispersion $\epsilon(\vec{k})$ s'exprime pour chaque vallée d'indice i de la manière suivante :

$$\epsilon(1 + \alpha_i \epsilon) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_i^*} \quad (1.15)$$

où α_i est le coefficient de non-parabolicité et m_i^* la masse effective de l'électron au fond de la vallée.

La densité d'état par unité de volume associée à ce type de modèle prend la forme suivante :

$$n(\varepsilon) = \frac{(2m_i^*)^{\frac{3}{2}}}{2\pi^2\hbar^3} \sqrt{\varepsilon(1 + \alpha_i\varepsilon)}(1 + 2\alpha_i\varepsilon) \quad (1.16)$$

Ces expressions de l'énergie et de la densité d'état permettent une formulation des probabilités d'interactions dépendant directement de l'énergie $\lambda(\varepsilon)$ [45, 46].

Ce modèle s'avère toutefois insuffisant pour traiter le transport à fort champ car il ne présente pas de maximum pour les valeurs d'énergie permises. Une bonne représentation du régime à énergie élevée peut être réalisée en utilisant les deux premières bandes de conduction du semi-conducteur [47] ou la structure de bande complète [48]. Nous n'aurons pas besoin d'un tel modèle pour l'étude de dispositifs balistiques car il est nécessaire de rester dans le bas de la vallée Γ pour obtenir une vitesse électronique très élevée, là où la masse effective de l'électron est la plus faible possible.

Au niveau des interactions, les collisions entre électrons ont été négligées car ce sont des évènements peu influents dans les matériaux massifs.

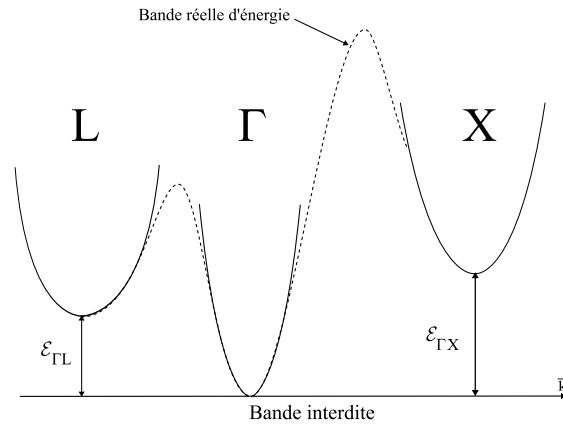


FIG. 1.24 – Modèle de structure de bande de Littlejohn. Les vallées (Γ , L , X) sont considérées comme isotropes et quasi-paraboliques.

Mise en oeuvre

Le détail de la mise en oeuvre du programme de simulation du transport électronique dans les composants, récapitulée par l'organigramme de la Figure 1.26. peut être consulté dans des travaux antérieurs [46, 49, 50] Le programme débute par la lecture des données et les diverses initialisations indispensables au déroulement de la simulation. Elles concernent les paramètres matériaux de la couche, le calcul ainsi que le stockage en mémoire des probabilités totales d'interaction et enfin la préparation des particules simulées. Le coeur du programme est constitué de deux boucles ; l'itération sur le temps dans laquelle est imbriquée l'itération sur les électrons. A chaque pas de temps, tous les porteurs sont animés grâce à la procédure Monte Carlo monoparticulaire en respectant les conditions aux limites géométriques. Ceux-ci, tour à tour, subissent l'effet du champ électrique et des interactions. Si nous désignons par λ_i la probabilité d'une interaction et λ_T la somme totale des probabilités d'interaction par unité de temps, une procédure de tirage aléatoire entre 0 et 1 permet de déterminer s'il y a lieu de faire subir une interaction et dans l'affirmative, de désigner sa nature (Figure 1.25). L'angle de déviation est alors déterminé puis le vecteur \vec{k} modifié et enfin l'énergie réactualisée en prenant en compte éventuellement un échange de phonon.

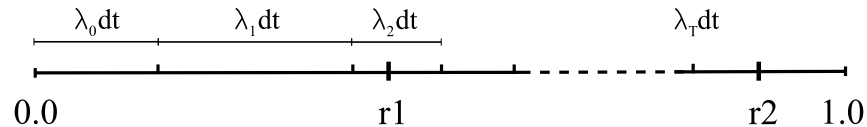


FIG. 1.25 – Principe de la procédure de tirage aléatoire pour déterminer l'interaction.

Le pas de temps dt est généralement choisi de manière à ce que la probabilité d'interaction $\lambda_T(\varepsilon).dt$ soit très inférieure à 1 pour une grande gamme d'énergies. Mais il peut arriver que cette condition ne soit pas vérifiée, en particulier à énergie élevée. Une procédure de réduction dichotomique permet de reprendre le vol libre précédent avec un pas de temps deux fois plus faible. Les probabilités d'interaction deviennent environ deux fois plus faibles et le tirage aléatoire peut s'effectuer correctement. Il ne restera plus qu'à compléter le pas de temps avec

un nouveau vol libre sur un demi pas de temps.

A la suite de la boucle sur les particules, le traitement des contacts ohmiques, dont la modélisation est traitée au paragraphe 1.3.1, est réalisé et la résolution de l'équation de poisson 2D est effectuée. Puis une fois la boucle sur le temps exécutée, le programme calcule les moyennes des grandeurs physiques et les sauvegarde.

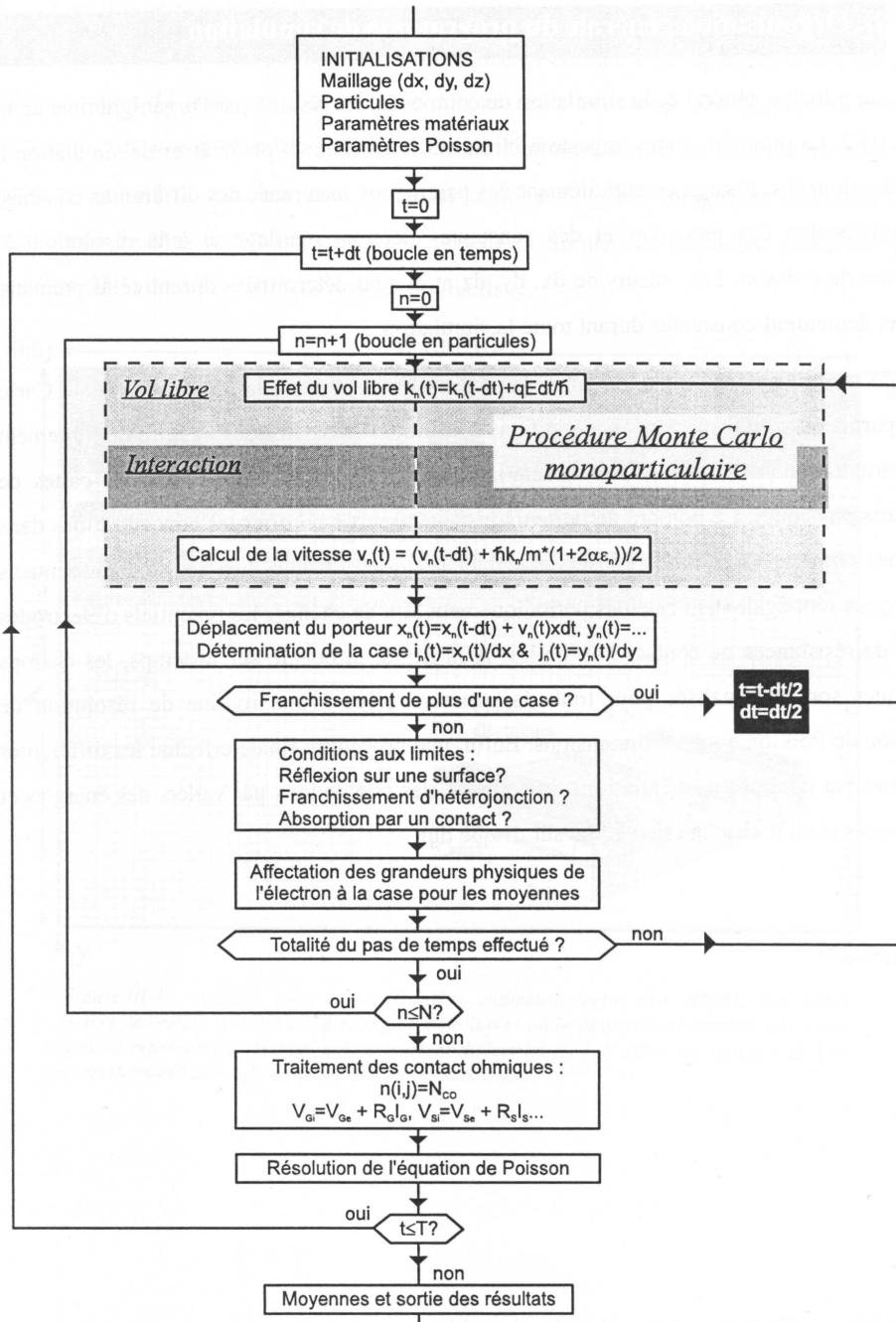


FIG. 1.26 – Organigramme de fonctionnement du simulateur Monte Carlo à 2 dimensions. Une procédure de division de pas de temps a été introduite au cas où les porteurs franchiraient plus d'une case (case à fond noir).

Modélisation Monte Carlo 2D pour l'étude des dispositifs balistiques

Les principales caractéristiques des dispositifs balistiques qui seront simulés sont montrées sur la Figure 1.27 représentant la géométrie d'une jonction en T. La géométrie de ces dispositifs est généralement définie au cours du procédé de fabrication par une gravure.

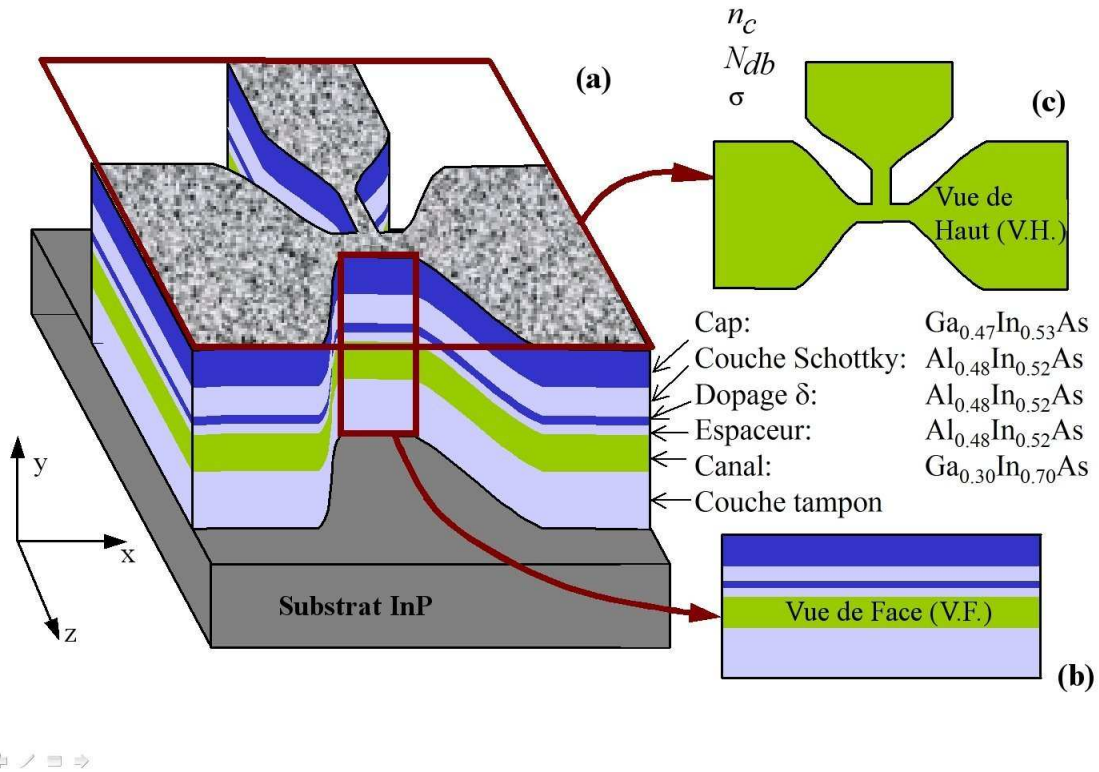


FIG. 1.27 – (a) Géométrie 3D et structure de couche d'une jonction en T. (b) Schéma de la Vue de Face 2D (V.F.) (c) Schéma de la Vue de Haut 2D (V.H.)

Afin de modéliser avec justesse ces dispositifs, une simulation 3D serait nécessaire afin de prendre en compte l'effet des charges de surface latérales et la géométrie réelle des structures. Cependant le simulateur Monte Carlo développé par J. Mateos et T. Gonzales de l'Université de Salamanca repose uniquement sur un modèle à 2 dimensions. Ainsi quelques simplifications et hypothèses doivent être faites. En effet, deux types différents de simulations 2D doivent être réalisées, les simulations en Vue de Face (V.F.) et Vue de Haut (V.H.) :

- Dans les simulations *Vue de Face (V.F.)* (voir Figure 1.27(b)), la structure de couche sera prise en compte mais le dispositif suivant la direction z est considéré comme étant homogène. Ce type de simulations est utile pour des structures simples telles que des canaux homogènes et fournira la concentration en porteurs pour chaque couche comme nous le verrons dans le paragraphe 1.3.2 d'optimisation des structures de couches balistiques.
- Dans le cas de simulations de dispositifs plus compliqués, non homogènes dans la direction z, tels que les jonctions en Y, jonctions en T, redresseurs ou dispositifs multiplexeurs/démultiplexeurs, nous réaliserons *des simulations Vue de Haut (V.H.)* (voir Figure 1.27(c)). Ces simulations sont réalisées dans le plan du canal de matériau $Ga_{0.47}In_{0.53}As$ qui est la seule couche simulée. L'ensemble des couches n'est pas simulée. Afin de tenir compte des charges positives fixes de toute la structure de couche, un dopage N_{db} est assigné au canal dans ces simulations V.H. mais les interactions sur impuretés sont désactivées. De cette manière, le transport des électrons dans le canal non dopé est bien reproduit étant donné que le dopage N_{db} est un dopage virtuel associé aux charges du cap et de la couche dopante δ . De plus, une densité surfacique de charge négative σ est assignée à l'interface entre l'air et le semi-conducteur afin de tenir compte de l'influence des états de surface produits par le procédé de gravure mesa. Ainsi afin de réaliser des simulations V.H. précises et justes, il est nécessaire de déterminer deux paramètres importants : le dopage virtuel du canal N_{db} et la densité surfacique de charge latérale σ .

Modélisation des contacts ohmiques

La modélisation des contacts ohmiques dans les simulations Monte Carlo est particulièrement critique dans le cas des dispositifs balistiques où, en l'absence d'interactions contrôlant le transport des porteurs, d'importantes propriétés de ces dispositifs sont déterminées par les statistiques d'injection. De plus, afin d'éviter des temps de simulations trop longs, les

électrodes massives ne sont pas incluses dans les simulations et seule l'injection des porteurs est simulée dans les zones actives.

Classiquement, les contacts ohmiques sont considérés comme des régions du dispositif en équilibre thermique même lorsqu'un courant les traverse. Afin de satisfaire à cette hypothèse, la condition imposée est que la concentration en porteurs libres $n_{\text{porteurs libres}}$ d'une région proche de chaque contact doit rester constante et égale à la densité de dopants à l'équilibre $n_{\text{équilibre}}$,

$$n_{\text{porteurs libres}} = n_{\text{équilibre}} \quad (1.17)$$

Pour cela, le nombre de porteurs thermiques (généralement obéissant à une distribution de Maxwell), requis pour maintenir la neutralité électrique est introduit à chaque pas de temps. De plus, les porteurs atteignant les contacts sont autorisés à quitter le dispositif.

Dans nos dispositifs possédant une structure de couche, pour lesquelles les contacts sont positionnés le long de l'hétérostructure, le potentiel et la concentration en porteurs ne sont pas uniformes le long des contacts. Dans ce cas, afin de déterminer les conditions d'équilibre thermique, une simulation préliminaire est effectuée pour calculer les profils de concentration en porteurs et le potentiel électrique qui sont ensuite imposés localement le long des cellules modélisant les contacts dans les simulations des dispositifs [51]-[54].

Ce type de modélisation des contacts fournit des résultats très satisfaisants dans le cas de dispositifs au sein desquelles le transport est diffusif sur une portion importante du trajet électronique. Cependant, lorsque les contacts injectent directement les porteurs dans les régions où le transport est balistique [55], des modèles plus élaborés incorporant des statistiques d'injection et des distributions de vitesse appropriées sont requis.

Dans ce but, nous ferons l'usage d'un modèle décrit dans les articles [55, 56], où au lieu d'imposer la neutralité des charges (voir équation 1.17), les porteurs sont injectés dans les zones actives des dispositifs avec un taux, une statistique et une distribution de vitesse correspondant aux conditions d'équilibre supposées des réservoirs (électrodes massives) desquels

ils sont originaires. Ainsi, les porteurs injectés suivent une distribution thermique pondérée par une composant de vitesse v_x normale à la surface du contact

$$f_{inj}(\vec{v}) = v_x f_{th}(\vec{v}) \quad (1.18)$$

où $f_{th}(\vec{v})$ est la distribution thermique à la température du réseau (Fermi-Dirac en général, Maxwell-Boltzmann pour des contacts dégénérés). Le taux d'injection Γ , c'est-à-dire le nombre de porteurs qui entrent dans l'échantillon par unité de temps est donné par :

$$\Gamma = n_c \overline{v_+} S \quad (1.19)$$

où n_c est la concentration en porteurs au niveau du contact, S la section de la cellule normale à la direction d'injection et

$$v_+ = \int_0^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} v_x f_{th}(\vec{v}) dv_x dv_y dv_z \quad (1.20)$$

Ce taux d'injection est considéré comme indépendant de la tension appliquée. L'intervalle de temps entre deux injections consécutives d'électrons t_{inj} est généré avec une probabilité par unité de temps donnée par

$$P(t_{inj}) = \Gamma \cdot e^{-\Gamma t_{inj}} \quad (1.21)$$

correspondant à la statistique de Poisson. Ce schéma d'injection est appliqué à l'intérieur de chaque cellule située le long des contacts en accord avec la concentration locale en porteurs n_c (et avec la distribution de vitesse correspondante $f_{th}(\vec{v})$ précédemment calculée.

Dans ce modèle, nous supposons que la statistique d'injection est de type Poisson même si pour certains dispositifs, les contacts sont dégénérés. En effet, dans ce cas, la statistique devrait être binomiale dépendante de l'énergie du porteur. Il existe des algorithmes générant de telles statistiques [57] requérant des ressources informatiques raisonnables dans le cas de

simulation 1D lorsque les contacts ne correspondent qu'à une cellule. Ces algorithmes sont par contre très gourmands en temps de calcul pour des simulations 2D pour lesquelles les contacts s'étendent sur de nombreuses cellules. D'un autre côté, à moins que le bruit ne doive être analysé, le comportement du dispositif dans les simulations est indépendant de la statistique d'injection et la statistique de Poisson fournit des résultats satisfaisants.

Dans le cas des simulations Vue de Haut (V.H.), pour lesquelles la structure de couche détaillée n'est pas prise en compte, les contacts sont modélisés de manière uniforme, avec une valeur n_c calculée pour produire la densité de porteurs adéquate dans le canal. Si la structure de couche complète doit être prise en compte (simulations Vue de Face (V.F.)), le taux d'injection sera ajusté localement au profil vertical de la concentration électronique obtenue à l'équilibre (déterminée lors d'une simulation initiale avec les contacts placés sur le haut de la structure de couche).

Ce type de modèle de contact ohmique a déjà fourni des résultats satisfaisants dans le cas de structures balistiques [58]-[60].

1.3.2 Conception des structures de couches pour applications balistiques

Avant de procéder à la fabrication de dispositifs balistiques, il est nécessaire de concevoir une structure de couche appropriée au transport balistique. Pour cela le transfert des charges doit se faire uniquement dans le canal. En effet il faut éviter tout transport non-balistique dans le cap et la couche Schottky.

Une hétérostructure de type GaInAs/AlInAs/InP a été retenue pour la réalisation de nos dispositifs balistiques (voir Figure 1.28). L'utilisation de ce type de structure garantit le fonctionnement à température ambiante avec une répétabilité et une robustesse suffisantes. Cela assure aussi une compatibilité complète avec la technologie des transistors de type HEMT dont les chercheurs du laboratoire possède une grande expertise [61, 62].

Dans une première partie, nous déterminerons l'épaisseur optimale du cap. Pour cela,

nous déterminerons tout d'abord la valeur de la densité surfacique de charge à l'interface entre l'air et le cap. Cette valeur est un paramètre important des simulations Monte Carlo.

Puis dans une seconde partie, nous utiliserons un logiciel d'optimisation des structures de couches HELENA, développé à l'IEMN pour optimiser l'épaisseur des couches Schottky et de l'espaceur.

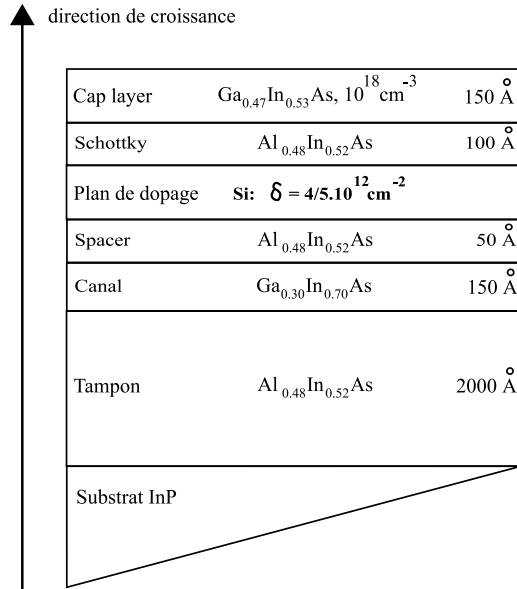


FIG. 1.28 – Structures AlInAs/GaInAs sur substrat InP : (a) S011104 : $\delta = 4.10^{12} \text{ cm}^{-2}$, $R_{\square} = 115 \Omega$ (b) S011105 : $\delta = 5.10^{12} \text{ cm}^{-2}$, $R_{\square} = 107 \Omega$

Détermination de l'épaisseur optimale du cap

– Méthode d'optimisation

Afin de pouvoir déterminer l'épaisseur optimale du cap de nos structures balistiques, il est nécessaire de déterminer la densité surfacique de charge à l'interface entre le matériau $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ (cap) et l'air. Les charges de surface sont liées à l'interface entre le semi-conducteur et l'air (lorsque le dispositif n'est pas passivé), où les états de surface se produisent et induisent le pincement du niveau de Fermi près du milieu de la bande d'énergie interdite.

Deux méthodes ont été utilisées pour déterminer la valeur de cette densité surfacique : la première consiste en des mesures de Hall d'hétérostructures puis de détermination des mobilités et des concentrations dans les différentes couches en utilisant un algorithme génétique de résolution d'équation. La seconde méthode se base sur des mesures de Hall d'une épitaxie d'un cap sans hétérostructure.

Méthode basée sur un algorithme génétique

Le principe de cette méthode est le suivant. Tout d'abord, des mesures de Hall sont réalisées à température ambiante sur deux structures représentées Figure 1.28. Ces structures diffèrent par leurs dopages de $4,0 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ et $5,0 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ respectivement. Nous nommons la première couche par la référence S011104 et la seconde par la référence S011105. La structure de ces couches de base a été déterminée à partir de précédents travaux sur les HEMTs réalisés à l'IEMN mais aussi à partir de considération sur les épitaxies réalisables. En effet, pour ce type de structure, le taux d'Indium peut difficilement atteindre une valeur supérieure à 75% à cause des contraintes imposées sur les couches par l'adaptation de maille.

Pour déterminer les charges de surface du cap $Ga_{0,47}In_{0,53}As$, nous mesurons la résistance carrée R_{\square} , la densité de Hall N_H ainsi que la mobilité de Hall μ_H de ces couches pour différentes valeurs du champ magnétique appliqué B . Chaque couche d'une hétérostructure apporte sa contribution à la densité et la mobilité de Hall comme le montre les équations 1.22 et 1.23.

$$N_H = \frac{\left(\sum_i \frac{N_i \mu_i}{1 + \mu_i^2 B^2}\right)^2}{\sum_i \frac{N_i \mu_i^2}{1 + \mu_i^2 B^2}} + B^2 \sum_i \frac{N_i \mu_i^2}{1 + \mu_i^2 B^2} \quad (1.22)$$

$$\mu_H = \frac{1}{q R_{\square} N_H} \quad (1.23)$$

où μ_i et N_i représente la mobilité et la densité de la couche d'indice i , B le champ magnétique exprimé en Tesla et R_{\square} la résistance carrée du wafer. Le principe de cette méthode est basée

sur la variation du champ magnétique appliqué. Selon le champ appliqué B , nous obtenons alors différentes valeurs de $N_H(B)$ et $\mu_H(B)$.

Puis dans un second temps, en utilisant un algorithme génétique développé sous MATLAB, nous déterminons les couples (μ_i, N_i) à partir des équations 1.22 et 1.23 pour chaque couche d'indice i à partir des valeurs de μ_H et N_H mesurées. La marge d'erreur sur μ_H et N_H étant fixée à 5 %, deux valeurs sont obtenues, l'une minimale μ_{min} et l'autre maximale μ_{max} pour la mobilité ainsi qu'une valeur minimale N_{min} et une valeur maximale N_{max} pour la densité.

Méthode basée sur des mesures de Hall d'une couche simple de $Ga_{0.47}In_{0.53}As$

Le principe de cette méthode est le suivant. Une couche de $Ga_{0.47}In_{0.53}As$ est épitaxiée sur un substrat InP (voir Figure 1.29). Cette couche de $Ga_{0.47}In_{0.53}As$ est dopée à $6.10^{18} \text{ cm}^{-3}$ et son épaisseur est de 20 nm ce qui donne une densité surfacique de charge totale N_{Stotal} de $1,2.10^{13} \text{ cm}^{-2}$. Des motifs de Van Der Pauw sont réalisés et mesurés sur cette couche afin d'obtenir la résistance carrée R_{\square} , la mobilité de Hall μ_H et la densité de porteurs N_H . En supposant que l'interface $GaInAs/InP$ peut être négligée, la densité de charge liée à l'interface entre l'air et le $Ga_{0.47}In_{0.53}As$ est donc de $N_{surf} = N_H - N_{Stotal}$.

Ensuite il est possible de déterminer l'épaisseur de déplétion a_{surf} liée à la densité surfacique de charges N_{surf} par l'équation suivante

$$a_{surf} = \frac{N_{surf}}{N_D} \quad (1.24)$$

où N_D représente la valeur du dopage dans le cap. Nous obtenons alors le potentiel de surface par la relation suivante

$$V_{surf} = \frac{qN_D}{2\varepsilon} a_{surf}^2 \quad (1.25)$$

où ε représente la permittivité ($\varepsilon_r = 13.5$ pour le matériau $Ga_{0.47}In_{0.53}As$).

Nous verrons que dans le paragraphe suivant que cette méthode donne des résultats plus précis que la méthode précédente.

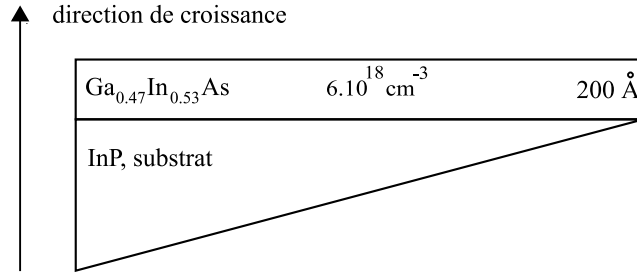


FIG. 1.29 – Couche de $Ga_{0.47}In_{0.53}As$ épitaxiée sur un substrat InP . Cette couche sert à la détermination de la densité surfacique de charge à l'interface en l'air et le $Ga_{0.47}In_{0.53}As$.

– Résultats expérimentaux

Méthode basée sur un algorithme génétique

Nous avons donc effectué des mesures de Hall des structures S011104 et S011105 pour différentes valeurs du champ magnétique B appliqué. Les tableaux 1.6 et 1.7 résument les valeurs de μ_H et N_H obtenues.

Les plus faibles valeurs de la mobilité sont obtenues pour la structure S011105 qui possède le dopage le plus élevé et donc des interactions sur impuretés plus élevées dans le plan de dopage. C'est aussi pour cette structure que la densité N_H est la plus élevée.

$B(T)$	$R_{\square}(\Omega)$	$N_H(.10^{12}cm^{-2})$	$\mu_H(.10^4cm^2/V.s)$
0.2	117,4	5,1026	1,0435
0.4	116,8	5,1887	1,0316
0.5	117,3	5,2607	1,01517
0.6	117,3	5,3078	1,0036
0.8	116,6	5,4215	0,9884

TAB. 1.4 – Résultats des mesures de Hall en fonction du champ magnétique appliqué B pour la structure S011104 ($\delta = 4.10^{12}cm^{-2}$)

$B(T)$	$R_{\square}(\Omega)$	$N_H(.10^{12}cm^{-2})$	$\mu_H(.10^4cm^2/V.s)$
0.2	116,1	5.834	0.9228
0.4	115,86	5.9084	0.913
0.5	115,22	5.921	0.9161
0.6	114,83	5.977	0.9106
0.8	115,25	6.1127	0.887
0.9	115,23	6.266	0.866

TAB. 1.5 – Résultats des mesures de Hall en fonction du champ magnétique appliqué B pour la structure S011105 ($\delta = 5.10^{12}cm^{-2}$)

Puis à partir de la résolution de l'équation 1.22 par l'algorithme génétique développé sous MATLAB, nous obtenons les valeurs minimale et maximale de la densité et mobilité électroniques de chaque couche (voir tableaux 1.6 et 1.7).

Couche	$\mu_{min}(m^2/V.s)$	$\mu_{max}(m^2/V.s)$	$N_{min}(10^{12}.cm^{-2})$	$N_{max}(10^{12}.cm^{-2})$
Cap	1000	4500	3,4	9
Schottky	100	2500	0,1	2
Canal	14000	14900	2,2	2,85

TAB. 1.6 – Résultats des valeurs minimales et maximales de μ_i et N_i pour chaque couche i par ajustement des mesures de Hall pour la structure S011104.

Couche	$\mu_{min}(m^2/V.s)$	$\mu_{max}(m^2/V.s)$	$N_{min}(10^{12}cm^{-2})$	$N_{max}(10^{12}cm^{-2})$
Cap	900	3800	3,3	9
Schottky	1000	2500	0,36	1,82
Canal	11900	12500	3	3,5

TAB. 1.7 – Résultats des valeurs minimales et maximales de μ_i et N_i pour chaque couche i par ajustement des mesures de Hall pour la structure S011105.

Pour la structure S011105, nous remarquons que la densité électronique dans le cap varie de $3,3.10^{12}cm^{-2}$ à $9.10^{12}cm^{-2}$, ce qui correspond à une valeur de la densité surfacique de charge de $5,7.10^{12}cm^{-2}$ à 0. Pour la structure S011104, la densité surfacique de charge varie de $5,6.10^{12}cm^{-2}$ à 0. Une valeur nulle signifie qu'il n'existe pas de déplétion ni de charge de surface. Ce manque de précision est essentiellement lié à la différence importante de mobilité

entre le canal et le cap. La seconde méthode a donc été développée pour pallier à ce manque de précision.

Méthode basée sur des mesures de Hall d'une couche simple de $Ga_{0.47}In_{0.53}As$

Les mesures de Hall sur la couche épitaxiée représentée sur la Figure 1.29 donnent une résistance carrée $R_{\square} = 563 \Omega$, une mobilité de Hall $\mu_H = 1825 \text{ cm}^2/\text{V.s}$ et une densité de porteurs N_H de $6,1 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$. Nous obtenons alors une valeur de la densité surfacique de charges liée à l'interface $Air/Ga_{0.47}In_{0.53}As$ de $N_H - N_{Stotal} = 5,9 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ correspondant à la valeur maximale déterminée par la méthode précédente.

L'épaisseur de déplétion obtenue à partir de la formule 1.24 est alors de 10 nm.

Nous pouvons donc conclure que l'épaisseur de la couche de cap $Ga_{0.47}In_{0.53}As$ ne doit pas excéder 10 nm afin d'éviter un transport parallèle diffusif dans cette couche.

Optimisation de l'épaisseur de l'espaceur et de la couche Schottky : simulations HELENA

Une fois l'optimisation de l'épaisseur du cap effectuée, il est nécessaire d'optimiser les épaisseurs de la couche Schottky et de l'espaceur.

Dans ce but, le logiciel HELENA, développé à l'IEMN et commercialisé par Artech House, a été utilisé. Cet outil de simulation est utilisé pour modéliser les performances des HEMTs AlInAs/GaInAs sur substrat InP. Il permet de déterminer la loi de contrôle de charge, d'obtenir les performances DC, AC et de bruit des HEMTs submicroniques. La technique de modélisation est basée sur une résolution auto-consistante des équations de Poisson et de Schrödinger et par l'utilisation d'une approche quasi-bidimensionnelle.

Le logiciel permet ainsi d'obtenir facilement et rapidement la distribution de charges d'une hétérojonction AlInAs/GaInAs, qui est le type d'hétérojonctions utilisées pour la fabrication de nos dispositifs balistiques. *Il est particulièrement bien adapté à l'optimisation d'une structure pour laquelle il ne doit pas y avoir de charges ailleurs que dans le canal, ce qui doit être*

le cas de nos futures structures balistiques.

– **Optimisation de l'épaisseur de l'espaceur**

Méthode

Afin d'étudier l'influence de l'épaisseur de l'espaceur sur les propriétés de transport, nous avons déterminé par simulation les valeurs de la densité de porteurs dans la couche Schottky n_l et dans le canal n_s des couches S011104 ($\delta = 4, 0.10^{12} \text{ cm}^{-2}$) et S011105 ($\delta = 5, 0.10^{12} \text{ cm}^{-2}$) d'épaisseur d'espaceur de 50 Å (voir Figure 1.28). Nous avons aussi simulé deux nouvelles structures d'épaisseur d'espaceur 100 Å et 200 Å respectivement (structure SP100 et SP200 représentées respectivement sur les Figures 1.30 et 1.31.

Cap layer	$\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}, 6.10^{18} \text{ cm}^{-3}$	100 Å
Schottky	$\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$	150 Å
Plan de dopage	Si: $\delta = 4,5.10^{12} \text{ cm}^{-2}$	
Spacer	$\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$	100 Å
Canal	$\text{Ga}_{0.30}\text{In}_{0.70}\text{As}$	150 Å
Tampon	$\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$	2000 Å
Substrat InP		

FIG. 1.30 – Structure de couche SP100 pour laquelle l'épaisseur de l'espaceur est de 10 nm.

Cap layer	$\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$, $6.10^{18} \text{ cm}^{-3}$	100 Å
Schottky	$\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$	150 Å
Plan de dopage	Si: $\delta = 4,0.10^{12} \text{ cm}^{-2}$	
Spacer	$\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$	200 Å
Canal	$\text{Ga}_{0.30}\text{In}_{0.70}\text{As}$	150 Å
Tampon	$\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$	2000 Å
Substrat InP		

FIG. 1.31 – Structure de couche SP200 pour laquelle l'épaisseur de l'espaceur est de 20 nm.

Il s'agit de rendre la densité de porteurs dans la couche Schottky n_l négligeable devant la densité de porteurs n_s dans le canal. Cette augmentation de l'espaceur permet d'augmenter la mobilité des porteurs dans le canal par la réduction des interactions coulombiennes avec le plan de dopage. Cependant cette amélioration doit se faire au détriment de la concentration n_s dans le canal. En effet, l'augmentation de l'épaisseur de l'espaceur va limiter le transfert des électrons dans le canal, ce qui entraînera une dégradation de la résistance carrée de la structure. Les quatre structures ont donc été étudiées et différenciées en terme de haute densité de porteurs n_s et faible mobilité ou en terme de haute mobilité et faible n_s . Le choix final sera effectué après fabrication et caractérisation des dispositifs balistiques.

Résultats

Le tableau 1.8 résume les valeurs des densités de porteurs n_l dans la couche Schottky d' $\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$ et celle dans le canal de $\text{Ga}_{0.3}\text{In}_{0.7}\text{As}$ notée n_s des quatre structures de couche simulées .

Nous pouvons remarquer que la densité n_l dans la couche Schottky est au moins un millier de fois plus faible que la densité n_s dans le cap. pour les structures S01104 et S01105. Ainsi les valeurs de n_l peuvent être négligées par rapport aux valeurs de n_s . Pour la structure SP100 le rapport entre n_s et n_l chute à 25 et pour SP200 à 7. La densité de porteurs n_l ne peut plus être négligée dans ce cas. Nous pouvons ainsi dire que la structure SP200 ne répond pas aux critères de transport électronique uniquement localisé dans le canal.

Structure de Couche	Epaisseur de l'espaceur (Å)	$n_l(cm^{-2})$, Schottky	$n_s(cm^{-2})$, canal	$\frac{n_s}{n_l}$
S011104	50	$3, 3.10^7$	$1, 73.10^{12}$	52424
S011105	50	$6, 4.10^8$	$2, 16.10^{12}$	3375
SP100	100	$8, 5.10^{10}$	$2, 12.10^{12}$	25
SP200	200	$1, 9.10^{11}$	$1, 4.10^{12}$	7

TAB. 1.8 – Densité de porteurs n_l et n_s , respectivement dans la couche Schottky d' $Al_{0.48}In_{0.52}As$ et dans le canal de $Ga_{0.3}In_{0.7}As$.

Afin d'éviter ce problème, nous avons envisagé deux solutions :

- Diminuer le niveau de dopage δ
- Réduire l'épaisseur de la couche Schottky

Les Figures 1.32 et 1.33 représentent les évolutions de n_l et n_s en fonction de δ et de l'épaisseur de la couche Schottky respectivement, pour la structure SP200. Nous remarquons qu'il est nécessaire de diminuer la valeur du dopage à $3, 0.10^{12} cm^{-2}$ (Figure 1.32) ou de diminuer l'épaisseur de la couche Schottky à 10 nm (Figure 1.33) pour vérifier le critère de transport électronique localisé uniquement dans le canal même si le rapport $\frac{n_s}{n_l}$ n'atteint pas des valeurs aussi élevées que pour les structures d'épaisseur Schottky de 50 et 100 Å. Diminuer le niveau de dopage δ mènera aussi à la réduction des interactions coulombiennes et ainsi à une augmentation de la mobilité. Nous pouvons aussi observer une réduction du n_s qui atteint $1, 0.10^{12} cm^{-2}$, réduction directement liée à l'augmentation de l'épaisseur de l'espaceur.

L'évolution de la Figure 1.33 s'explique de la manière suivante. Lorsque l'épaisseur de la couche Schottky diminue, le plan de dopage puis le canal sont déplétés à cause de la déplétion à l'interface entre l'air et le semi-conducteur. Ainsi dès que l'épaisseur de la Schottky atteint

100 Å, la densité d'électrons dans la couche Schottky devient négligeable par rapport à la densité d'électrons dans le canal. Le transport ne s'effectue principalement que dans le canal.

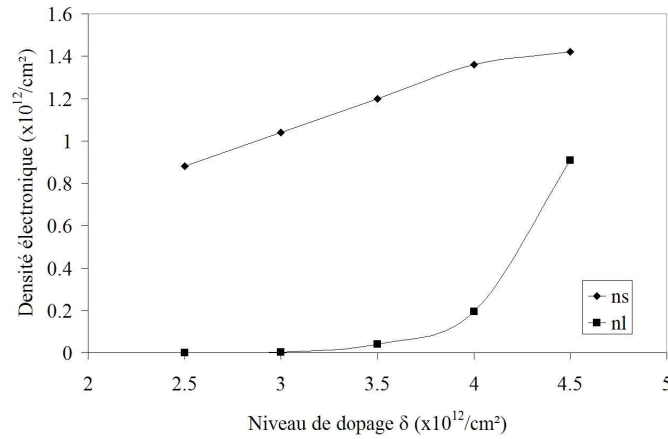


FIG. 1.32 – Densité de porteurs simulées n_l et n_s , respectivement dans la couche Schottky d' $Al_{0.48}In_{0.52}As$ et dans le canal de $Ga_{0.3}In_{0.7}As$ en fonction du niveau de dopage δ pour la structure SP200 (Figure 1.31)

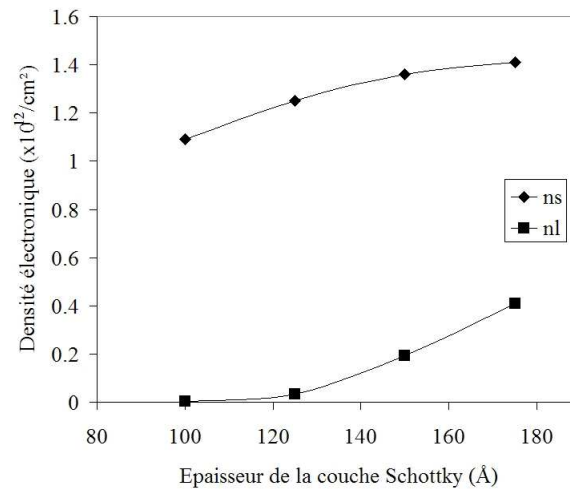


FIG. 1.33 – Densité de porteurs simulés n_l et n_s , respectivement dans la couche Schottky d' $Al_{0.48}In_{0.52}As$ et dans le canal de $Ga_{0.3}In_{0.7}As$ en fonction de l'épaisseur de la couche Schottky pour la structure SP200 (Figure 1.31)

– Optimisation de l'épaisseur de la couche Schottky

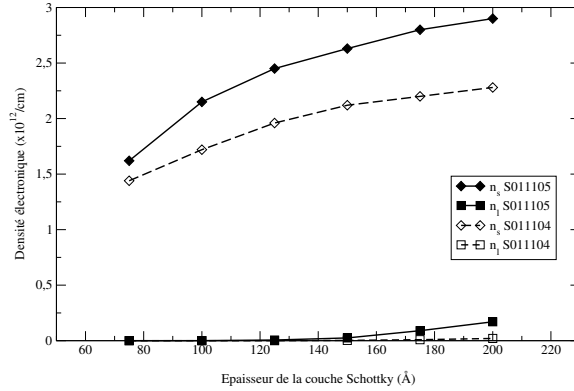


FIG. 1.34 – Densité de porteurs simulées pour les couches de type S011104 et S011105 en fonction de l'épaisseur de la couche Schottky.

Afin d'observer l'influence de l'épaisseur de la couche Schottky sur les propriétés de transport, nous avons déterminé l'évolution de n_s et n_l en fonction de l'épaisseur de la couche Schottky pour des structures de type S011104 et S011105. La Figure 1.34 représente ces densités.

Un rapport $\frac{n_s}{n_l}$ supérieur à 100 est obtenu pour une épaisseur inférieure à 150 Å et à 200 Å pour une structure de type S011104 et de type S011105 respectivement, fixant ainsi les épaisseurs des couches Schottky de ces structures.

– Conclusion des simulations HELENA

Les résultats obtenus précédemment sur l'épaisseur du cap, de la couche Schottky et de l'espaceur nous ont permis de concevoir des structures optimisées. Ces structures sont représentées sur la Figure 1.35.

Cap layer	$\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$, $6.10^{18} \text{ cm}^{-3}$	100 \AA
Schottky	$\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$	150 \AA
Plan de dopage	Si: $\delta = 4,0.10^{12} \text{ cm}^{-2}$	
Spacer	$\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$	50 \AA
Canal	$\text{Ga}_{0.30}\text{In}_{0.70}\text{As}$	150 \AA
Tampon	$\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$	2000 \AA
Substrat InP		

$$n_s = 2,28.10^{12} \text{ cm}^{-2} \quad n_l = 2,28.10^9 \text{ cm}^{-2}$$

$$\frac{n_s}{n_l} = 250$$

Cap layer	$\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$, $6.10^{18} \text{ cm}^{-3}$	100 \AA
Schottky	$\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$	200 \AA
Plan de dopage	Si: $\delta = 5,0.10^{12} \text{ cm}^{-2}$	
Spacer	$\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$	50 \AA
Canal	$\text{Ga}_{0.30}\text{In}_{0.70}\text{As}$	150 \AA
Tampon	$\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$	2000 \AA
Substrat InP		

$$n_s = 2,63.10^{12} \text{ cm}^{-2} \quad n_l = 2,50.10^{10} \text{ cm}^{-2}$$

$$\frac{n_s}{n_l} = 105$$

Cap layer	$\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$, $6.10^{18} \text{ cm}^{-3}$	100 \AA
Schottky	$\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$	150 \AA
Plan de dopage	Si: $\delta = 4,5.10^{12} \text{ cm}^{-2}$	
Spacer	$\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$	100 \AA
Canal	$\text{Ga}_{0.30}\text{In}_{0.70}\text{As}$	150 \AA
Tampon	$\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$	2000 \AA
Substrat InP		

$$n_s = 2,12.10^{12} \text{ cm}^{-2} \quad n_l = 8,50.10^6 \text{ cm}^{-2}$$

$$\frac{n_s}{n_l} = 250000$$

Cap layer	$\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$, $6.10^{18} \text{ cm}^{-3}$	100 \AA
Schottky	$\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$	150 \AA
Plan de dopage	Si: $\delta = 3,0.10^{12} \text{ cm}^{-2}$	
Spacer	$\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$	200 \AA
Canal	$\text{Ga}_{0.30}\text{In}_{0.70}\text{As}$	150 \AA
Tampon	$\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$	2000 \AA
Substrat InP		

$$n_s = 1,04.10^{12} \text{ cm}^{-2} \quad n_l = 1,40.10^9 \text{ cm}^{-2}$$

$$\frac{n_s}{n_l} = 740$$

FIG. 1.35 – Structures de couche optimisées pour le transport non diffusif dans le cap et dans la couche Schottky.

1.3.3 Transport balistique dans des canaux : simulations Monte Carlo 2D

Objectif

Dans cette partie, nous étudions l'évolution du transport balistique dans des canaux de différentes longueurs et topologies par le biais de simulations Monte Carlo 2D. L'objectif est de déterminer la longueur minimale assurant un transport balistique des électrons, celle-ci devant être proche du libre parcours moyen à température ambiante.

Pour cela, nous avons réalisé deux types de simulations : des simulations "Vue de Face" d'hétérostructures (Figure 1.36(b)) mais aussi des simulations "Vue de Haut" du canal $Ga_{0.3}In_{0.7}As$ (Figure 1.36(c)) . Cette approche a été décrite au paragraphe 1.3.1. Ces simulations ont été réalisées par Javier Mateos de l'Université de Salamanca en Espagne.

Pour caractériser le transport balistique, nous avons choisi d'étudier trois indicateurs :

- Le rapport entre le courant de saturation I_s et le courant total injecté par les contacts noté I_{max} qui est le courant maximal pouvant traverser le canal[55, 56]. Dans le cas d'un transport purement balistique, nous avons $I_s = I_{max}$ car tous les électrons injectés par le contact polarisé négativement atteignent le contact polarisé positivement (si la tension appliquée est suffisante). Puis lorsque des mécanismes d'interaction se produisent, certains porteurs retournent vers l'électrode polarisée négativement, donnant ainsi une valeur du taux $\frac{I_s}{I_{max}}$ inférieure à l'unité. Ces simulations ont été effectuées selon les Schémas "Vue de Face" et "Vue de Haut" (paragraphe 1.3.3).
- Les profils électroniques d'énergie et de vitesse dans le canal (voir paragraphe 1.3.3). Ces simulations ont été effectuées selon le Schéma "Vue de Face".
- Le nombre d'interactions subies par les électrons durant leur traversée du canal ainsi que leur temps de transit et leurs évolutions avec la longueur des canaux. En effet, plus le transport tend vers un transport purement balistique, moins le nombre d'interactions est élevé et plus le temps de transit faible. Ces simulations ont également été effectuées

selon le Schéma "Vue de Haut" simulant uniquement le canal (paragraphe 1.3.3).

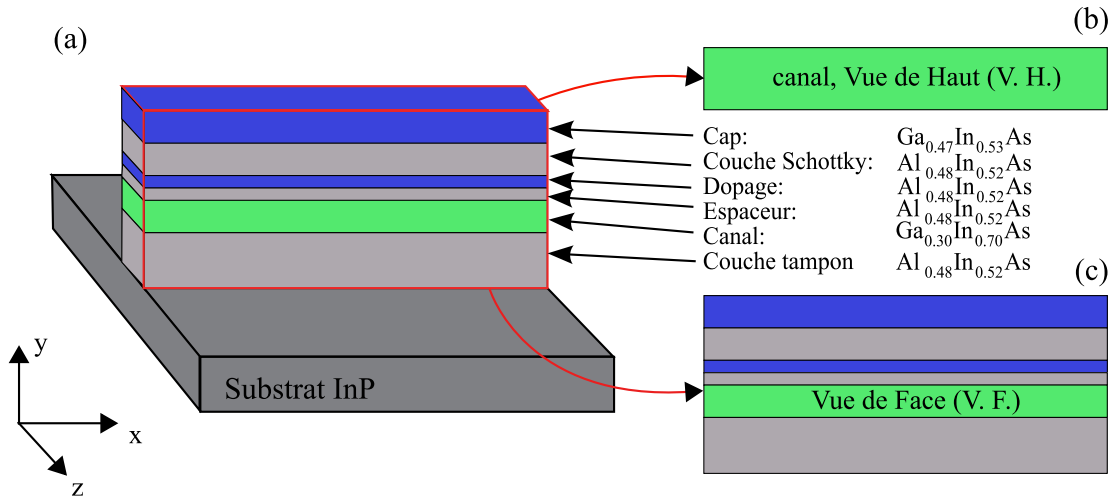


FIG. 1.36 – (a) Géométrie 3D et hétérostructure de canaux balistiques (b) Schéma de simulation Vue de Haut (V.H.) où seul le canal est simulé. (c) Schéma de simulation Vue de Face (V.F.).

Evolution des courants en régime balistique

– Simulations "Vue de Face"

Dans cette partie, nous avons simulé des canaux dont les hétérostructures correspondent aux couches S011104 et S011105 (voir Figure 1.37). Ces simulations ont été réalisées avant l'optimisation des couches présentées dans les paragraphes précédents. Elles se basent donc sur les structures S011104 et S011105 d'épaisseur de la couche de cap de 150 Å alors que les optimisations ont montrées que l'épaisseur optimale devait être de 100 Å.

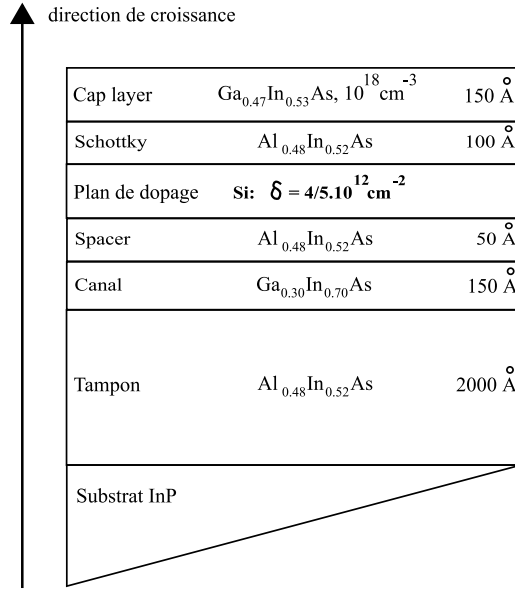


FIG. 1.37 – Structures simulées AlInAs/GaInAs sur substrat InP : (a) S011104 : $\delta = 4.10^{12} \text{ cm}^{-2}$, $R_{\square} = 115 \Omega$ (b) S011105 : $\delta = 5.10^{12} \text{ cm}^{-2}$, $R_{\square} = 107 \Omega$

Les caractéristiques I-V simulées de ces couches pour les longueurs $L = 100 \text{ nm}$ et $L = 1000 \text{ nm}$ respectivement sont représentées sur la Figure 1.38. La largeur des canaux est de 200 nm . Ces caractéristiques I-V ont permis de déterminer la valeur du courant I_{max} qui est le courant maximal pouvant traverser le canal. I_{max} est obtenu en sommant les courants obtenus en dénombrant le nombre d'électrons injectés au niveau des contacts. Dans le cas purement balistique, tous les électrons injectés au niveau d'un contact sortent par le contact opposé, le champ électrique appliqué définissant le sens de déplacement des électrons. Nous avons alors tracé l'évolution du rapport entre le courant de saturation I_s et I_{max} pour ces deux couches de longueurs $L = 100 \text{ nm}$ et $L = 1000 \text{ nm}$ respectivement comme le montre la Figure 1.39.

Pour la structure de longueur 1000 nm , le transport est diffusif et devrait être quasi-balistique pour des longueurs de 100 nm étant donné que le libre parcours moyen à température ambiante dans un canal de type $\text{Ga}_{0.3}\text{In}_{0.7}\text{As}$ est de l'ordre de 130 nm [7].

L'évolution du rapport $\frac{I_s}{I_{max}}$ en fonction de la longueur du canal simulé est représenté dans l'encart de la Figure 1.39. Nous remarquons que ce rapport augmente lorsque L diminue car

le nombre d'interaction diminue. Nous avons aussi représenté sur la Figure 1.39 l'évolution de ce même rapport en fonction de la longueur L . Nous remarquons que lorsque $L < 200 \text{ nm}$, $\frac{I_s}{I_{max}}$ est supérieur à 95% et le transport électronique peut être considéré comme étant quasi-balistique. Notons que les résultats de la Figure 1.39 correspondent à des canaux non recessés.

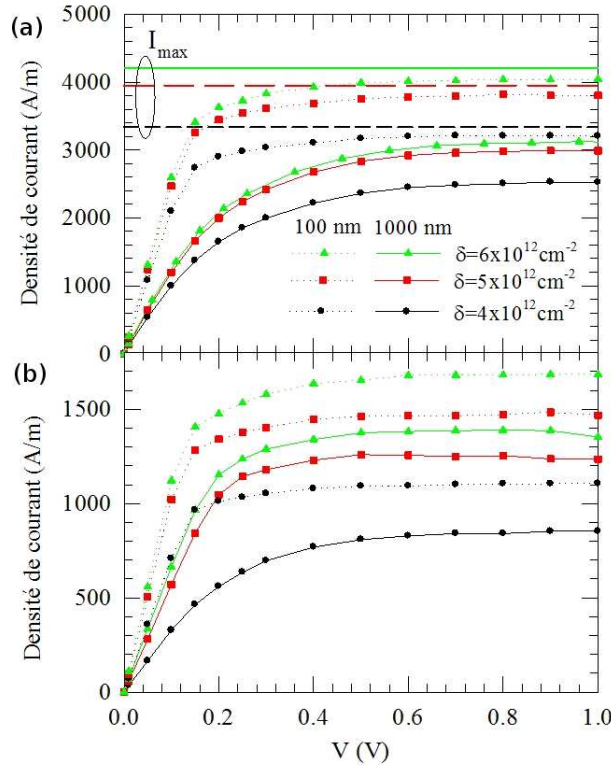


FIG. 1.38 – Densité de courant simulées en fonction de la tension appliquée pour les canaux (a) non recessés et (b) recessés, pour des longueurs $L = 100 \text{ nm}$ (lignes pointillées) et $L = 1000 \text{ nm}$ (lignes solides) et différentes valeurs du dopage δ obtenus par des simulations Vue de Face (V.F.)

– Simulations "Vue de Haut"

La simulation des canaux balistiques peut aussi être réalisée en utilisant des simulations Vue de Haut en considérant un dopage virtuel N_{db} et sans interaction sur impuretés. Ce dopage virtuel est un artefact de simulation permettant de tenir compte des charges qui ne sont pas dans le canal. En effet il est nécessaire de tenir compte de ces charges non simulées en Vue de Haut dans la résolution de l'équation de Poisson. Sur la Figure

1.39, la courbe I-V de ce modèle pour un canal de longueur 100 nm est comparée avec la simulation Vue de Face. Afin de réaliser la comparaison avec les résultats Vue de Face, aucune charge de surface latérale n'est considérée car cette charge ne peut pas être prise en compte dans les simulations Vue de Haut. Les simulations montrent qu'en fixant $N_{db} = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ et considérant le modèle d'injection des contacts avec $n_c = 4.10^{17} \text{ cm}^{-3}$ [55, 56], les simulations Vue de Haut reproduisent de manière très satisfaisante le comportement des canaux balistiques. Ces valeurs seront utilisées pour la simulation de nos composants passifs et actifs.

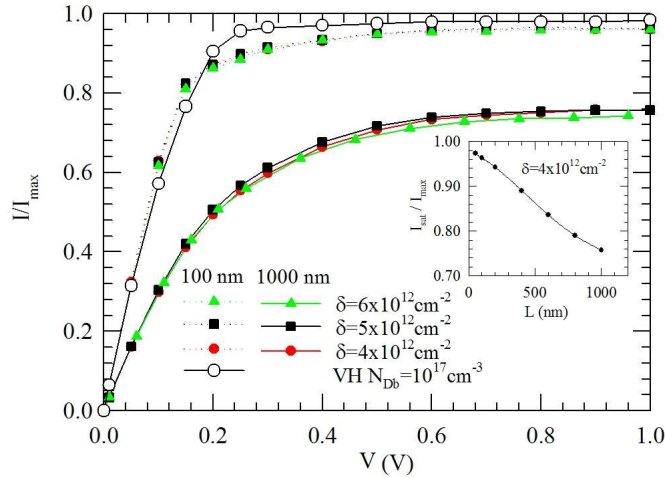


FIG. 1.39 – Densité de courant normalisée (simulée) en fonction de la tension appliquée pour les canaux non recessés de longueur 100 nm (lignes pointillées) et 1000 nm (lignes solides) et pour différentes valeurs du dopage δ . Les valeurs obtenues à partir des simulations Vue de Haut (V.H.) avec $N_{db} = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ et $L = 100 \text{ nm}$ sont aussi tracées. L'encart montre le courant de saturation normalisé en fonction de la longueur du canal pour $\delta = 4.10^{12} \text{ cm}^{-2}$.

Vitesse et énergie en régime balistique

Deux indicateurs très utiles du transport balistique dans nos composants sont les profils électroniques d'énergie et de vitesse dans le canal (voir Figure 1.40). Les structures simulées sont recessées pour éviter tout transport parallèle dans la couche de cap. Les Figures 1.40(a) et (b) montrent que pour des canaux courts, l'absence de mécanismes d'interactions fait que l'énergie moyenne de l'électron augmente avec la même pente que le potentiel électrique. La

Figure 1.40(d) montre aussi qu'une importante survitesse est observée (voir Figure 1.40). Cela prouve le caractère balistique du transport.

Au contraire, le transport diffusif est détecté pour de longues structures car les interactions inélastiques donnant naissance à la relaxation de l'énergie, les électrons ne maintiennent plus la contribution énergétique totale provenant du champ électrique (voir Figure 1.40(a)). L'existence d'interactions mène aussi à une vitesse saturée constante tout au long du canal (voir Figure 1.40(c)).

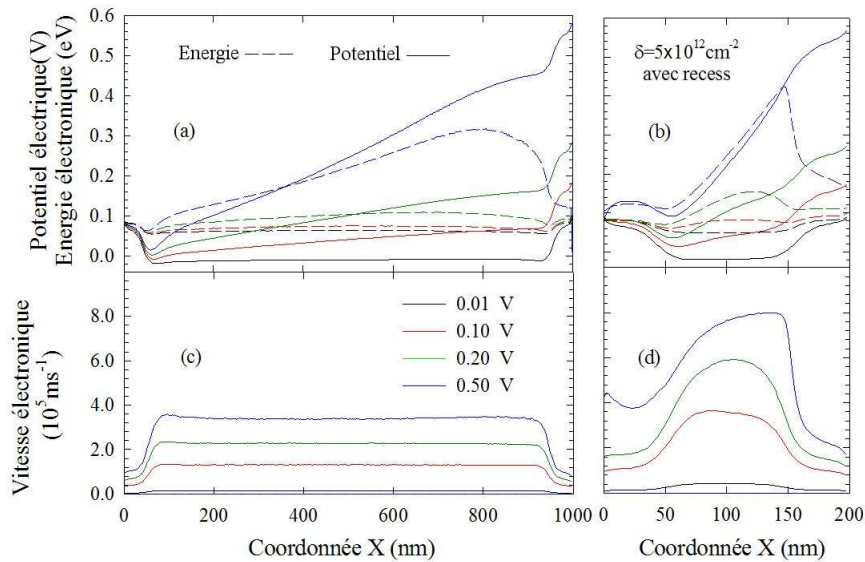


FIG. 1.40 – (a), (b) Profils simulés du potentiel électrique et de l'énergie électronique. (c), (d) Vitesse électronique simulée le long du canal pour la structure recessée de dopage $\delta = 5.10^{12} \text{ cm}^{-2}$ et de longueurs totales 1000 nm ((a) et (c)) et 100 nm ((b) et (d)) pour différentes valeurs de la tension appliquée. A côté de chaque contacts se trouve une zone de longueur 50 nm non recessée.

Evolution du nombre d'interactions avec la longueur des canaux

Dans la partie précédente, les simulations Monte Carlo ont montré que le transport dans le canal $Ga_{0.3}In_{0.7}As$ pouvait être considéré comme balistique (pour $L=100$ nm) ou quasi-balistique pour des longueurs de canaux inférieures à 200 nm à température ambiante. Pour de plus longs canaux, lorsque l'épaisseur du cap n'a pas été optimisée, l'utilisation d'un recess peut être utile pour améliorer le caractère balistique du transport.

Afin d'améliorer notre connaissance des limites du transport balistique, nous avons étudié le nombre d'interactions subies par les électrons durant leur traversée du canal ainsi que leur temps de transit. Les simulations ont été réalisées par le biais de simulations V.H. avec $\frac{\sigma}{q} = 0,3 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, $N_{db} = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ et $N_c = 4 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. La valeur de $\frac{\sigma}{q}$ a été choisie par des mesures de déplétion latérale réalisées sur des canaux fabriqués. Cette étude est détaillée dans le chapitre II intitulé "Composants Passifs". La largeur des canaux est de 200 nm. La Figure 1.41(a) représente le nombre moyen d'interactions S subies par les électrons entrant par la cathode et sortant par l'anode en fonction de la tension appliquée au canal. La Figure 1.41(b) représente le temps moyen de transit t_t de ces mêmes électrons et la Figure 1.41(c) leur vitesse longitudinale moyenne de transit v_t en fonction de la tension appliquée au canal V .

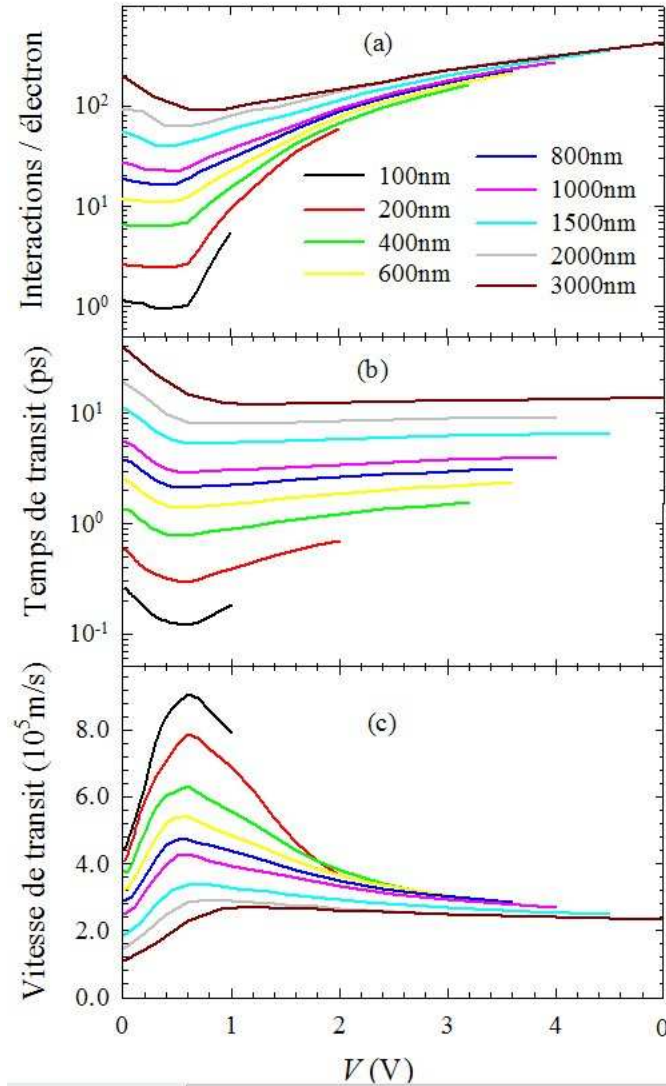


FIG. 1.41 – Valeurs moyennes obtenues par simulation Monte Carlo (a) du nombre d’interactions subies par les électrons traversant le canal de la cathode à l’anode, (b) temps de transit, (c) vitesse longitudinale de transit en fonction de la tension appliquée aux canaux pour des longueurs de 100 nm à 3.0 μm et une largeur de 200 nm à $T=300\text{K}$.

Plus les canaux sont courts, plus le nombre d’interactions S et le temps de transit des électrons t_t diminuent. Un électron ne subit en moyenne qu’une interaction pour $L = 100 \text{ nm}$ (transport balistique) et jusqu’à 120 pour $L = 3000 \text{ nm}$ (transport diffusif).

Nous remarquons aussi que, tant que la tension appliquée V est basse (régime linéaire), le nombre moyen d’interactions subies par un électron diminue avec l’augmentation de V car la vitesse électronique v_t augmente. Mais lorsque V atteint une valeur de 0.5 V suffisante pour

Bibliographie

- [1] N.W. Ashcroft, N.D. Mermin, *Solid State Physics*, Saunders College Publishing, 1976.
- [2] I. Shorubalko, *Quantum and ballistic nanodevices*, Thèse de doctorat, Lund Institute of Technology, Lund University, Sweden, 2003.
- [3] P. Gousset, *Microstructures d'arséniures de gallium : Transport balistique, blocage de Coulomb et bruit en charge*. Thèse de doctorat, INSA Toulouse, CEA Saclay-Service de Physique de l'Etat Condensé, 19 mars 1997.
- [4] S. Datta, *Electronic Transport in Mesoscopic Systems*, Cambridge University Press, 1995.
- [5] C.W.J. Beenacker, H. van Heuten, *Solid State Physics*, vol. 44, Editions Academic Press, 1991.
- [6] N.G.v. Kampen, *Relative stability in nonuniform temperature*, IBM Res. Develop., vol. 32, n° 107, 1987.
- [7] J.S. Galloo, *Simulations Monte Carlo 2D de canaux balistiques de type GaInAs/AlInAs/InP à $T=300$ K*, Rapport de stage de maîtrise, I.E.M.N., 2001.
- [8] C. Kittel, *Physique de l'état solide*, Editions Dunod, 1998.
- [9] M. Shur, *Semiconductor Device Modeling I Lecture Slides*, 1998-2003, <http://nina.ecse.rpi.edu/shur/SDM1/Notes/08velocity.pdf>
- [10] A. M. Song, A. Lorke, A. Kriele, J. P. Kotthaus, W. Wegscheider, M. Bichler, *Nonlinear electron transport in an asymmetric microjunction : A ballistic rectifier*, Physical Review Letter, vol. 80, pp. 3831-3834, 1998.

- [11] L. Worschech, H.Q. Xu, A. Forchel, L. Samuelson, Bias-voltage-induced assymetry in nanoelectronic Y-branches, *Applied Physics Letters*, vol. 79, n° 20, pp. 3287-3289, 12 novembre 2001.
- [12] L. Worschech, S. Reitzenstein, M. Kesselring, A. Schliemann, A. Forchel, *Coherent and ballistic switching effects in GaAs/AlGaAs nanojunctions*, *Physica E*, 2002.
- [13] S. Reitzenstein, L. Worschech, P. Hartmann, M. Kamp, A. Forchel, *Capacitive-coupling-enhanced switching gain in an Electron Y-Branch Switch*, *Physical Review Letters*, 25 novembre 2002.
- [14] S. Reitzenstein, L. Worschech, P. Hartmann, A. Forchel, *Logic AND/NAND gates based on three-terminal ballistic junctions*, *Electronics Letters*, 15 août 2002.
- [15] S. Reitzenstein, L. Worschech, P. Hartmann, A. Forchel, *Pronounced switching bistability in a feedback coupled nanoelectronic Y-branch switch*, *Applied Physics Letters*, vol. 82, n° 12, pp. 1980-1982, 24 mars 2003.
- [16] D. Hartmann, S. Reitzenstein, L. Worschech, A. Forchel, *Static memory element based on electron Y-branch switch*, *Electronics Letters*, vol. 41, n° 6, 17 mars 2005.
- [17] K. Hieke, J-O. Wesström, E. Forsberg, C-F. Calström, *Ballistic transport at room temperature in deeply etched cross-junctions*, *Semiconductors Science Technology*, vol. 15, pp. 272-276, 2000.
- [18] K. Hieke, M. Ulfward, *Nonlinear operation of the Y-Branch switch : ballistic switching mode at room temperature*, *Physical Review B*, vol. 62, pp. 16727-16730, 2000.
- [19] I. Shorubalko, H.Q. Xu, I. Maximov, P. Omling, L. Samuelson, W. Seifert, *Nonlinear operation of GaInAs/InP-based three-terminal ballistic junctions*, *Applied Physics Letters*, vol. 79, n° 9, pp. 1384-1386, 27 août 2001.
- [20] I. Shorubalko, H. Q. Xu, I. Maximov, D. Nilsson, P.Omling, L. Samuelson, W. Seifert, *A Novel Frequency-Multiplication Device based on Three-Terminal Ballistic Junction*, *IEEE Electron Device Letters*, vol. 23, n° 7, pp. 377-379, 7 juillet 2002.

que les électrons subissent des interactions intervallées, la vitesse électronique est réduite (voir Figure 1.41(c)) car la masse effective électronique augmente. Le nombre d'interactions augmente alors ainsi que le temps de transit. La vitesse de transit v_t diminue fortement et sature à 2.10^5 m.s^{-1} , valeur indépendante de L (limite diffusive du transport pour des tensions V élevées).

Conclusion

Dans cette étude des canaux balistiques par le biais de simulations Monte Carlo, nous concluons qu'il est nécessaire de réaliser des dispositifs de longueur de zone active de l'ordre de 100 nm afin d'obtenir un transport balistique à température ambiante.

- [21] A. M. Song, P. Omling, L. Samuelson, W. Seifert, I. Shorubalko, H. Zirath, *Operation of InGaAs/InP-Based Ballistic Rectifiers at Room Temperature and Frequencies up to 50 GHz*, Japanese Journal of Applied Physics, vol. 40, n° 9A/B, pp. L909-911, 15 septembre 2001.
- [22] R. Lewén, I. Maximov, I. Shorubalko, L. Samuelson, L. Thylèn, H.Q. Xu, *High frequency characterization of a GaInAs/InP electronic waveguide T-branch switch*, Journal of Applied Physics, vol. 91, n° 4, pp. 2398-2402, février 2002.
- [23] A. M. Song, P. Omling, L. Samuelson, W. Seifert, I. Shorubalko, H. Zirath, *Room-temperature and 50 GHz operation of a functional nanomaterial*, Applied Physics Letters, vol. 79, n° 9, pp. 1357-1359, 27 août 2001.
- [24] H.Q. Xu, *Electrical properties of three-terminal ballistic junctions*, Applied Physics Letters, vol. 78, pp. 2064-2066, 2 avril 2001.
- [25] H.Q. Xu, *Diode and transistor behavior of three-terminal ballistic junctions*, Applied Physics Letters, vol. 80, pp. 953-955, 4 février 2002.
- [26] H.Q. Xu, I. Shorubalko, I. Maximov, W. Seifert, P. Omling, L. Samuelson, *A novel device principle for nanoelectronics*, Materials, Science and Engineering C, vol. 19, pp. 417-420, 2002.
- [27] H.Q. Xu, D. Csontos, *Quantum effects in the transport properties of nanoelectronics three-terminal Y-junction devices*, Physical Review B, vol. 67, pp. 235322_1-235322_10n, 23 juin 2003.
- [28] S. Reitsenstein, L. Worschech, A. Forchel, *A Novel Half-Adder Circuit Based on Nanometric Ballistic Y-Branched Junctions*, IEEE Electron Device Letters, vol. 24, n° 10, pp. 625-627, 10 octobre 2003.
- [29] H. Q. Xu, I. Shorubalko, D. Wallin, I. Maximov, P. Omling, L. Samuelson, W. Seifert, *Novel Nanoelectronic Triodes and Logic Devices With TBJs*, IEEE Electron Devices Letters, vol. 25, n° 4, pp. 164-166, 4 avril 2004.

- [30] I. Shorubalko, H. Q. Xu, P. Omling, L. Samuelson, *Tuneable nonlinear Current-Voltage characteristics of three-terminal ballistic nano-junctions*, Applied Physics Letters, vol. 83, n° 12, pp. 2369-2371, 2003.
- [31] L. Worschech, A. Schliemann, S. Reitzenstein, *Microwave rectification in ballistic nano-junctions at room temperature*, Microelectronic Engineering, vol. 63, pp. 217-221, 2002.
- [32] S. Reitzenstein, L. Worschech, A. Forchel, *Room Temperature Operation of an In-Plane Half-Adder Based on Ballistic Y-Junctions*, IEEE Electron Device Letters, vol. 25, n° 7, pp. 462-464, 7 juillet 2004.
- [33] L. Samuelson, H.Q. Xu, A. Song et al, *NEAR Project (Nanoscale electronic elements and circuits for operation at room temperature) IST-2001-32300*, Final Report, février 2005.
- [34] R. Landauer, *Spatial variation of currents and fields due to localized scatterers in metallic conduction*, IBM J. Res. Dev., vol. 1, pp. 223-231, 1957.
- [35] M. Büttiker, *4 terminal phase coherent conductance*, Physical Review Letter, vol. 57, pp. 1761-1764, 1986.
- [36] H.Q. Xu, *A novel electrical property of three-terminal ballistic junctions and its applications in nanoelectronics*, Physica E, vol. 13, pp. 942-945, 2002.
- [37] H.Q. Xu, D. Csontos, *Scattering-matrix formalism of electron transport through three-terminal quantum structures : formulation and application to Y-junction devices*, Journal of Physics : Condensed Matter, vol. 14, pp. 12513-12528, 15 novembre 2002.
- [38] J-O. J. Wesström, *Self-Gating Effect in the electron Y-Branch Switch*, Physical Review Letters, vol. 82, pp. 2564-2567, 22 mars 1999.
- [39] K. Kurosawa, *Monte Carlo calculation of hot electron problems*, Journal of the Physical Society of Japan, vol. 21, pp. 424-426, 1966.
- [40] R.W Hockney, J.W. Eastwood, *Computer simulation using particles*, McGraw-Hill International Book Company, 1981.

- [41] P.J. Price, *Monte Carlo calculation of electron transport in solids, Semiconductor and Semimetals*, vol. 14, p. 249-334, 1979.
- [42] C. Jacoboni, L. Reggiani, *The Monte Carlo Method for the solution of charge transport in semi-conductors with applications to covalent materials*, *Reviews of Modern Physics*, vol. 55, n° 3, pp. 645-667, juillet 1983.
- [43] M.V. Fischetti, *Monte Carlo Simulation of electron transport in Si : the first 20 years*, IBM Report, RC 20474, Physical Sciences, 5 juin 1996.
- [44] F. Dessenne, *Etude théorique et optimisation de transistors à effet de champ de la filière InP et de la filière GaN*, Thèse de doctorat, USTL Lille, 13 Février 1998.
- [45] A. Kaszynski, *Etude des phénomènes de transport dans les matériaux semi-conducteurs par la méthode de Monte Carlo : application à l'arséniure de Gallium de type N*, Thèse de doctorat, USTL Lille, juillet 1979.
- [46] J.L. Thobel, *Simulation Monte Carlo de composants submicroniques à effet de champ et à hétérojonctions*, Thèse de doctorat, USTL Lille, avril 1988.
- [47] O. Mouton, *Modèle de structure de bande et transport en champ fort dans les semi-conducteurs III-V. Application aux matériaux GaAs et InP*, Thèse de doctorat, USTL Lille, 8 juillet 1996.
- [48] M.V. Fischetti, *Monte Carlo simulation of transport in technologically significant semi-conductors of the diamond*, *IEEE Transactions on Electron Device*, vol. 38, pp. 634-649, mars 1991.
- [49] M. Pernisek, *Simulation bidimensionnelle de composants submicroniques. Application à l'étude des potentialités de transistors à effet de champ conventionnels et à hétérojonctions*, Thèse de doctorat, USTL Lille, 8 février 1990.
- [50] P. Bourel, *Simulation Monte Carlo bidimensionnelle et étude expérimentale de transistors à effet de champ à hétérojonctions AlInAs/GaInAs adapté en maille sur InP*, Thèse de doctorat, USTL Lille, 5 décembre 1991.

- [51] J. Mateos, T. Gonzalez, D. Pardo, *Noise analysis of 0.1 μm gate MESFETs and HEMTs*, Solid-State Electron, vol. 42, p. 79, 1998.
- [52] J. Mateos, T. Gonzalez, *Effect of the T-gate on the performance of recessed HEMTs. A Monte Carlo analysis*, Semiconductor Science and Technology, vol. 14, pp. 864-870, 1999.
- [53] J. Mateos, T. Gonzalez, D. Pardo, *Improved Monte Carlo algorithm for the simulation of delta-doped AlInAs/GaInAs HEMTs*, IEEE Transaction Electron Devices, vol. 47, pp. 250-253, 2000.
- [54] J. Mateos, T. Gonzalez, D. Pardo, P. Tadyszak, F. Danneville, A. Cappy, *Monte Carlo simulator for the design optimization of low-noise HEMTs*, IEEE Transaction Electron Devices, vol. 47, pp. 1950-1956, 2000.
- [55] T. Gonzalez, O.M. Bulashenko, J. Mateos, D. Pardo, L. Reggiani, *Effect of long-range Coulomb interaction and shot-noise suppression in ballistic transport*, Physical Review B, vol. 56, 15 septembre 1997.
- [56] T. Gonzalez, J. Mateos, D. Pardo, O.M. Bulashenko, L. Reggiani, *Microscopic analysis of shot-noise suppression in nondegenerate ballistic transport*, Semiconductor Science and Technology, vol. 13, pp. 714-724, 1998.
- [57] T. Gonzalez, J. Mateos, D. Pardo, *Injection statistics simulator for dynamic analysis of noise in mesoscopic devices*, Semiconductor Science and Technology, vol. 14, pp. L37-L40, 1999.
- [58] J. Mateos, B.G. Vasallo, D. Pardo, T. Gonzalez, J.S. Galloo, Y. Roelens, S. Bollaert, A. Cappy, *Ballistic nanodevices for THz data processing : Monte Carlo simulations*, vol. 14, pp. 117-122, 2003.
- [59] J. Mateos, B.G. Vasallo, D. Pardo, T. Gonzalez, J.S. Galloo, S. Bollaert, Y. Roelens, A. Cappy, *Microscopic modelling of nonlinear transport in ballistic nanodevices*, IEEE Trans. Electron Devices, vol. 50, pp. 1897-1905, 2003.

- [60] J. Mateos, B.G. Vasallo, D. Pardo, T. Gonzalez, E. Pichonat, J.S. Galloo, S. Bollaert, Y. Roelens, A. Cappy, *Nonlinear effects in T-branch Junctions*, IEEE Electron Device Letters, vol. 25, n° 5, pp. 235-237, 2004.
- [61] S. Bollaert, Y. Cordier, V. Hoel, M. Zaknoune, H. Happy, S. Lepilliet, A. Cappy, *Metamorphic In_{0.4}Al_{0.6}As/In_{0.4}Ga_{0.6}As HEMT's on GaAs Substrate*, IEEE Electron Device Letters, vol. 20, mars 1999.
- [62] S. Bollaert, Y. Cordier, V. Hoel, M. Zaknoune, H. Happy, S. Lepilliet, A. Cappy, *F_{max} of 490 Ghz metamorphic In_{0.52}Al_{0.48}As/In_{0.53}Ga_{0.47}As HEMTs on GaAs substrate*, Electronics Letters, vol. 38, pp. 389-391, 11 avril 2002.

Chapitre 2

Composants balistiques passifs

Ce chapitre traite de la conception de dispositifs balistiques passifs pour applications très haute fréquence à température ambiante. La principale fonction développée est un convertisseur AC-DC caractérisé jusqu'à 94 GHz basé sur l'utilisation de jonctions en Y.

Dans un premier temps, nous présenterons le procédé technologique développé pour la fabrication de ces dispositifs passifs ainsi que les optimisations apportées.

Dans une seconde partie, nous détaillerons l'étude d'un point de vue expérimental et théorique (par le biais de simulations Monte Carlo 2D) d'un dispositif passif très étudié dans la littérature, la jonction balistique en T. En particulier, notre étude de son comportement physique a été réalisée de manière plus poussée que les précédents résultats de la littérature grâce aux simulations.

Puis nous montrerons l'évolution des propriétés des jonctions balistiques à trois branches selon leur topologie.

Nous terminerons par la présentation des résultats sur la réalisation d'un convertisseur balistique AC-DC caractérisé jusqu'à 94 GHz. Une très grande attention a été portée à l'étude et l'optimisation des éléments parasites externes pour obtenir une amélioration des performances RF.

2.1 Technologie

2.1.1 Croissance des couches

Dans le chapitre précédent, des simulations ont été réalisées afin de déterminer les structures de couches optimales des dispositifs balistiques passifs et actifs. La Figure 2.1 représente l'une de ces structures.

Cap	$\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$, $6.10^{18} \text{ cm}^{-3}$	100 \AA
Schottky	$\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$	150 \AA
Plan de dopage	Si: $\delta = 4,5.10^{12} \text{ cm}^{-2}$	
Espaceur	$\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$	100 \AA
Canal	$\text{Ga}_{0.30}\text{In}_{0.70}\text{As}$	150 \AA
Tampon	$\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$	4000 \AA
Substrat InP		

FIG. 2.1 – Structure AlInAs/GaInAs sur substrat InP pour applications balistiques. La mobilité μ à température ambiante est de $14000 \text{ cm}^2/\text{V.s}$ et la densité n_s de $2,65.10^{12} \text{ cm}^{-2}$.

Epitaxie

Nous détaillons maintenant les grandes lignes de l'épitaxie de ce type de structures. Ces couches sont réalisées par Epitaxie par Jets Moléculaires par le groupe Epiphy de deux façons possibles [1, 2]. La première repose sur l'utilisation d'un système à source solide utilisant des cellules d'effusion de sources solides pour les éléments III et les éléments V. La seconde repose sur l'utilisation d'un système à source gazeuse utilisant de l'arsine et de la phosphine craqués pour les éléments V. Ces machines sont des Riber 32 P qui donnent des résultats similaires

en terme de qualité des matériaux.

L'épitaxie des couches est réalisée sur des substrats de 2 pouces semi-isolants d'InP (001) prêts à être épitaxiés fournis par Sumitomo ou InPact. Avant d'être introduits dans le réacteur d'épitaxie, les échantillons sont dégazés dans une chambre séparée sous ultravide afin de retirer la plupart des espèces adsorbées de la surface.

Après avoir introduit le substrat dans la chambre d'épitaxie, la surface de celui-ci est constamment surveillée par diffraction RHEED (Reflexion High Energy Electron Diffraction). La température de surface est mesurée par un pyromètre optique calibré contre la température de désoxydation de substrats GaAs. Juste avant le début de la croissance de la structure de couche, l'oxyde de surface est enlevé dans la chambre d'épitaxie soit sous un flux d'Arsenic (As) soit sous un flux de Phosphore (P) par un recuit à une température de substrat de 550°C. Ce procédé permet d'obtenir un motif de RHEED (2x4) bien défini caractéristique d'une surface propre.

La composition en alliage de *GaInAs* et de *AlInAs* est déterminée in-situ par des mesures des flux d'Al, Ga et In grâce aux oscillations RHEED. Pour ces mesures, des expériences particulières sont réalisées sur des substrats d'InP et de GaAs durant lesquelles l'intensité des oscillations du faisceau particulaire du motif RHEED est enregistrée pour différentes températures de la cellule d'effusion correspondante. Cela permet de déterminer les conditions pour l'accord de maille qui est vérifié ex-situ par une double diffraction de rayons X. A la suite de cette procédure, l'accord de maille est assurée à 10^{-4} près.

Caractéristiques et libre parcours moyen

Pour ce type de structures, les valeurs de mobilité μ et de densité de porteurs n_s couramment obtenues par mesures de Hall sont respectivement de $14000 \text{ cm}^2/\text{V.s}$ et $2,65 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ à température ambiante (T= 300K).

A partir de ces valeurs, nous pouvons calculer la vitesse de Fermi et la vitesse thermique à bas champ, respectivement $v_F = 1,6 \cdot 10^6 \text{ m.s}^{-1}$ et $v_{th} = 6,7 \cdot 10^5 \text{ m.s}^{-1}$. Puis à partir des

formules 1.8 et 1.9 du chapitre I, nous obtenons les valeurs des libres parcours moyen $(l_m)_{Fermi}$ et $(l_m)_{th}$, calculés respectivement à l'aide de v_F et v_{th} . Nous avons donc $(l_m)_{Fermi} = 322 \text{ nm}$ et $(l_m)_{th} = 160 \text{ nm}$. Notons que la vitesse électronique simulée pour des canaux de 100 à 400 nm de long varie de 8.10^5 m.s^{-1} à 6.10^5 m.s^{-1} (Figure 1.41 du chapitre I), la vitesse de Fermi surestime donc la vitesse électronique. La valeur du libre parcours moyen obtenue à partir de la vitesse thermique est donc plus pertinente. Ce calcul théorique est proche de la valeur obtenue de 130 nm à T=300 K, valeur obtenue par simulation Monte Carlo [16].

Croissance de la structure de couche

L'intervalle de température classique pour la croissance de ce type de structures (Figure 2.1) va de 510 à 530°C. Cet intervalle est un compromis entre :

- le besoin d'une température suffisamment élevée du substrat afin de permettre la diffusion de surface des espèces incidentes et aussi d'obtenir un front de croissance relativement doux
- la température à laquelle la désorption de l'Indium de la surface devient significative, c'est-à-dire à environ 560°C.

Le rapport entre les flux d'éléments III et V est choisi afin d'assurer la croissance sous des conditions riches en Arsenic caractérisées par une reconstruction de surface des alliages de type (2x1) ou (2x4).

La croissance de la couche tampon commence par une croissance épitaxiale d'une couche d'*AlInAs* accordée en maille de 1000 Å à une température du substrat de 520°C. Puis, sans interruption, la température de croissance est descendue à 420°C afin de faire croître une couche de 2000Å d'*AlInAs* et est ensuite remontée à la température précédente avec de faire croître la fin de la couche tampon puis le canal. La partie du procédé à température plus faible a pour but d'accroître la résistivité et d'éviter la ségrégation d'impuretés de la surface du substrat vers le canal.

Lors de la croissance du plan de dopage δ , il faut éviter la ségrégation du Silicium Si dans la barrière. Cette ségrégation a lieu à une température connue de 520°C. C'est pourquoi, pendant la croissance du plan de dopage, la température du substrat est abaissée à 450°C afin de commencer la croissance des 2 premiers nanomètres de la barrière. Puis la température est à nouveau augmentée pour réaliser la croissance de la fin de barrière et du cap.

Choix des paramètres de la structure de couche vis à vis de l'épitaxie

Afin de réaliser des dispositifs balistiques, il est nécessaire d'obtenir une masse effective de l'électron aussi basse que possible. C'est d'ailleurs pour cela que le canal choisi est du type $Ga_{1-x}In_xAs$. Pour cet alliage, la masse effective la plus faible est obtenue pour $x = 1$ ($InAs$, $m^* = 0.023 m_0$). Cependant pour $x > 0.53$, la croissance de cet alliage est réalisée sous contrainte compressive à cause du désaccord de maille entre l' InP et l' $InAs$ (4 %), ce qui provoque une augmentation de l'énergie élastique pendant la croissance. Pour une épaisseur d'alliage critique, le système relaxe cette énergie élastique soit par la génération de dislocations (relaxation plastique) soit par une transition d'une croissance bidimensionnelle vers une croissance tridimensionnelle (relaxation élastique). Ainsi, une croissance bidimensionnelle de haute qualité est uniquement réalisée pour une épaisseur inférieure à l'épaisseur d'alliage critique. Par exemple, pour l' $InAs$, cette épaisseur critique est inférieure à 10 Å, ce qui est beaucoup trop faible pour une épaisseur de canal. Nous avons fixé l'épaisseur du canal à 150 Å, ce qui est proche de la plus faible valeur nécessaire pour réaliser un canal. Puis, à partir des réalisations antérieures dans notre laboratoire et en accord avec les résultats de la littérature, le taux maximum d' In sous des conditions standards de croissance, repose autour de $x = 0.7$, valeur que nous avons choisie pour la croissance de nos structures de couche.

En ce qui concerne les autres paramètres de la couche (épaisseur de l'espaceur, de la couche schottky et du cap), ces optimisations ont déjà été effectuées dans le chapitre I.

2.1.2 Description du procédé technologique

La Figure 2.2(a) représente les grandes étapes du procédé technologique développé pour la fabrication de composants balistiques passifs. Les marques d'alignement ainsi que les plots d'épaissement ne présentant pas de difficulté de réalisation, leur fabrication ne sera pas détaillée. Le procédé complet se trouve dans l'annexe technologique au paragraphe 2.6.1.

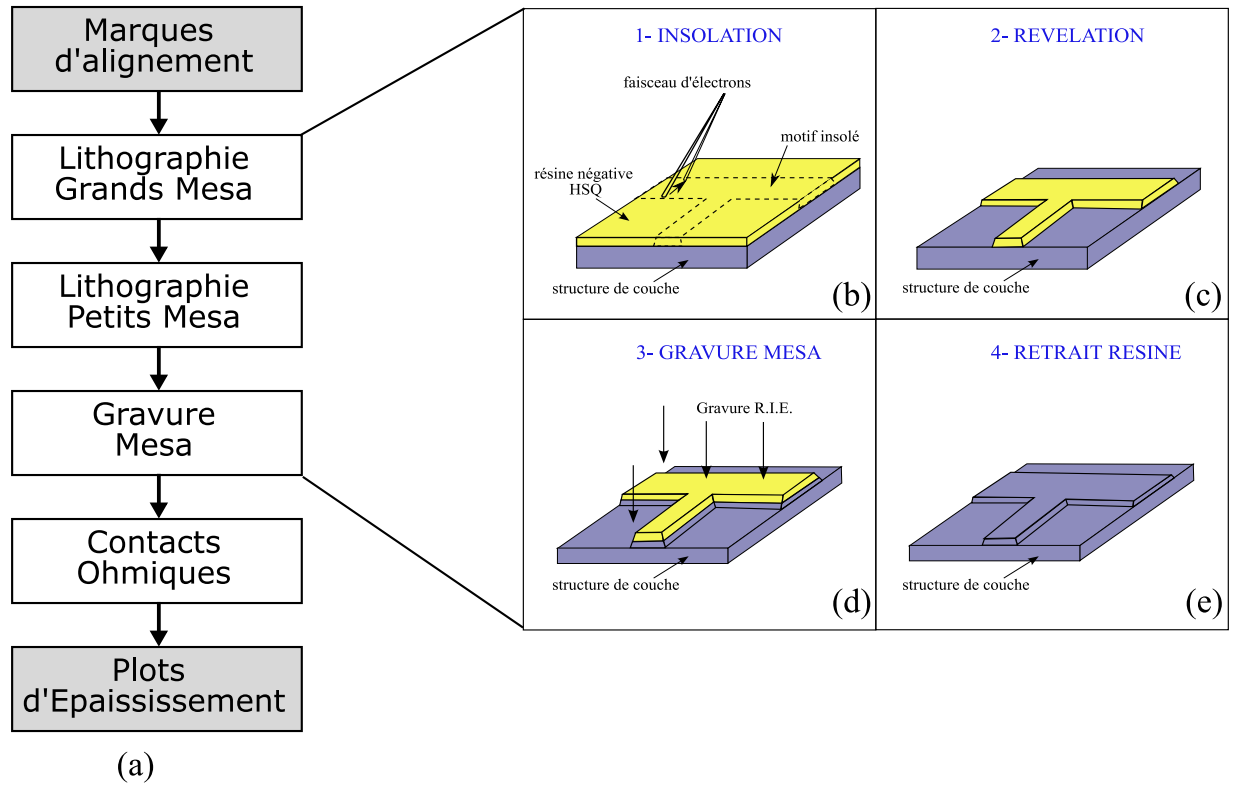


FIG. 2.2 – (a) Les différentes étapes du procédé technologique des composants balistiques passifs.

Détail des étapes de réalisation des mesa : (b) insolation (c) révélation (d) gravure de type RIE (e) retrait de la résine.

Niveau d'isolation mesa

L'isolation mesa vise à isoler électriquement les composants entre eux et les électrodes en dehors de la zone active du composant. Nous verrons que deux étapes de lithographie électronique nommées *petits mesa* (zone active des composants) et *grands mesa* (zones d'accès à la zone active) sont nécessaires, suivies par la gravure de la zone active (Figure 2.2).

L'isolation peut être réalisée par gravure chimique ou par gravure ionique réactive (RIE) jusqu'à la couche tampon (mesa) comme le montre la Figure 2.2(e).

La lithographie des mesa est une étape clé du procédé de fabrication des dispositifs balistiques. Les mesa sont constitués de zones d'accès de 100 nm à plusieurs micromètres associées à des zones actives de quelques dizaines de nanomètres. L'écriture de telles dimensions nécessite une résolution très fine et donc l'utilisation de la lithographie électronique. Le masqueur électronique disponible à l'IEMN, le modèle LEICA EBPG5000+, permet d'atteindre des résolutions de 7 nm.

Le type de résine peut être soit positif (les zones insolées disparaissent suite à la révélation) soit négatif (les zones insolées restent suite à la révélation). Etant données les très petites dimensions de nos mesa par rapport à la surface totale du substrat (2 pouces dans notre cas), notre choix s'est porté sur l'utilisation d'une résine négative. En effet, dans ce cas, il n'est nécessaire d'écrire que les mesa ce qui est un gain de temps énorme par rapport à l'utilisation d'une résine positive. De plus Ainsi nous avons choisi d'utiliser la résine négative Haute Résolution HSQ (Hydrogen SilsesQuioxane) diluée ou non dans une solution de MIBK (Methyl IsoButyl Ketone) selon l'épaisseur souhaitée. La résolution de cette résine est très bonne [2]-[7].

– Détermination des doses : Problème des effets de proximité

Nos premiers essais de dose ont été réalisés sur substrat GaAs. Par la suite nous avons réalisé ces essais sur des structures de couche GaInAs/AlInAs/InP. En effet la dose requise dépend fortement du matériau situé sous la HSQ.

Nous avons tout d'abord déposé de la HSQ sur des substrats GaAs que nous avons ensuite insolés en réalisant une variation de dose de 400 à 1200 $\mu C.cm^{-2}$. Lors de ces essais, seule une couche de HSQ a été déposée. L'objectif était de déterminer la dose correcte pour obtenir les dimensions dessinées sur le masque. Nous avons dilué la HSQ avec du MIBK afin d'obtenir une épaisseur de résine déposée de 20 nm. Par la suite, nous utiliserons une épaisseur de 70 nm. Cependant les phénomènes illustrés dans cette section restent valides, seules les doses

différent. L'annexe technologique en fin de chapitre (paragraphe 2.6.1) résume le procédé de dépôt, insolation et révélation de la résine diluée.

Les Figures 2.3(a) et (b) représentent une jonction en Y réalisée en résine HSQ pour deux doses différentes, 400 et 800 $\mu C.cm^{-2}$ respectivement. La largeur de branche souhaitée est 50 nm. Une dose de 800 $\mu C.cm^{-2}$ est nécessaire pour obtenir cette largeur. Pour des doses plus faibles (par exemple 476 $\mu C.cm^{-2}$), les dimensions obtenues après révélation sont inférieures à 50 nm.

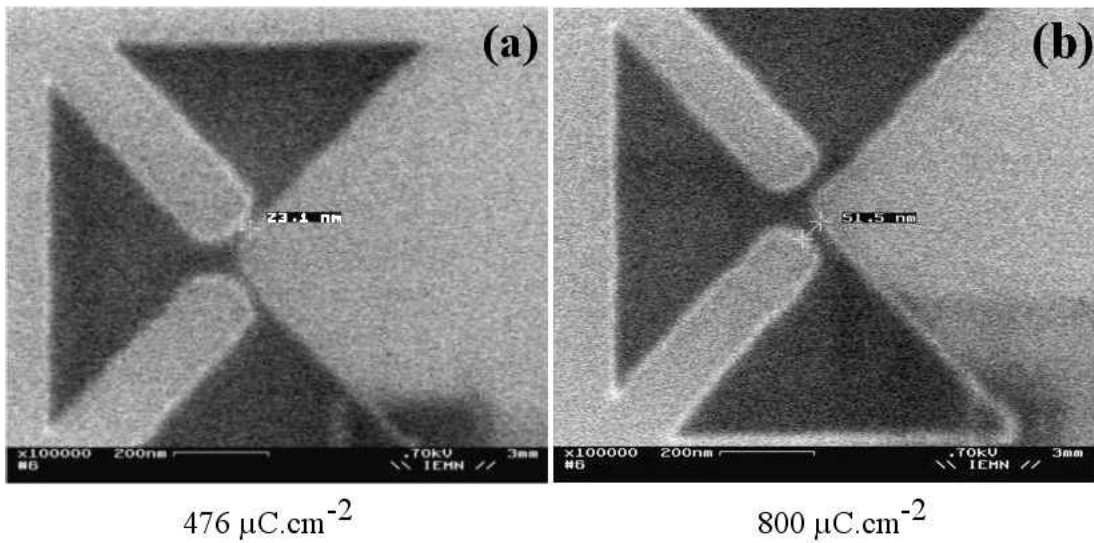


FIG. 2.3 – Photographies prises par microscopie électronique d’une jonction à trois branches (Y) en résine HSQ. (a) Dose de 476 $\mu C.cm^{-2}$ (b) Dose de 800 $\mu C.cm^{-2}$

Cependant, pour des dispositifs plus grands tels que des dispositifs conçus pour des applications microonde avec des accès plus larges (Figure 2.4(a) et (b)), même aux plus faibles doses (400 $\mu C.cm^{-2}$), les motifs ne sont pas complètement ouverts. Ceci est dû à une surexposition de la résine HSQ, en particulier au niveau des zones d’accès à cause de leurs dimensions plus importantes par rapport aux zones de plus faibles dimensions.

Afin d’éviter ce problème, nous avons décidé de réaliser les mesa en 2 étapes. Il s’agit de découper les motifs en *grands mesa* comprenant les zones d’accès plus larges et *petits mesa* comprenant la zone active du dispositif balistique.

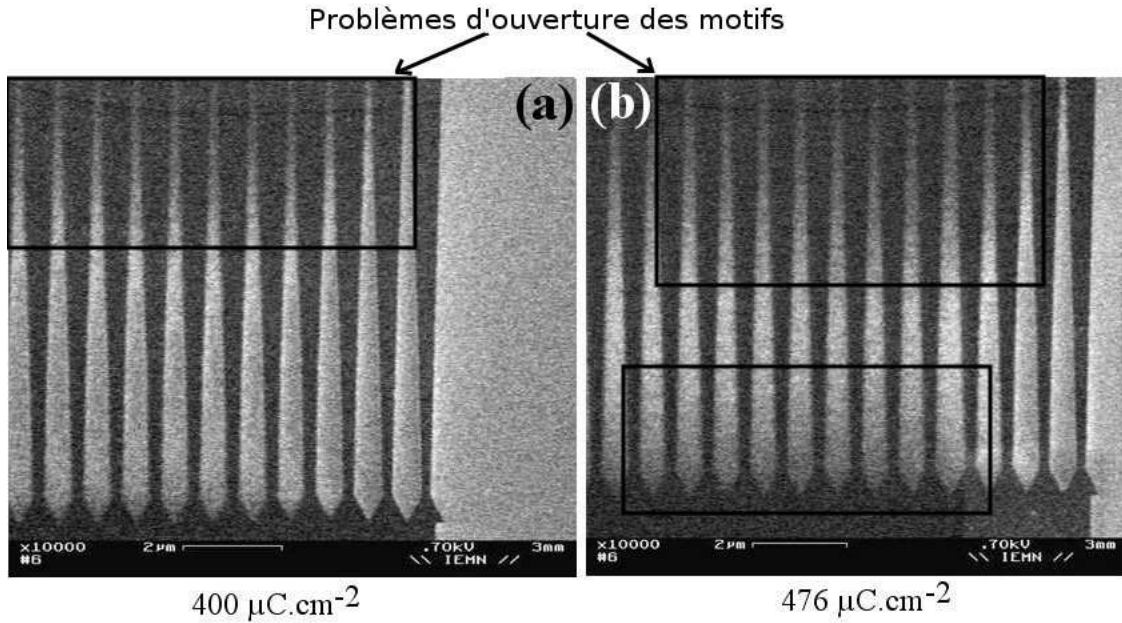


FIG. 2.4 – Photographies prises par microscopie électronique de motifs de type diodes parallèles en résine HSQ. (a) Dose de $400 \mu C.cm^{-2}$ (b) Dose de $476 \mu C.cm^{-2}$.

Des essais sur les structures de couche *GaInAs/AlInAs* sur substrat *InP* ont ensuite été réalisés. Le procédé de lithographie électronique des petits et grands mesa se décompose de la manière suivante (voir Tableau 2.1 et paragraphe 2.6.1 en fin de chapitre). Dans les suivantes, ces deux étapes sont détaillées.

Grands Mesa
1- Dépôt de 70 nm de HSQ et recuit
2- Exposition au masqueur électronique
3- Révélation
Petits Mesa
1- Dépôt de 70 nm de HSQ et recuit
2- Exposition au masqueur électronique
3- Révélation

TAB. 2.1 – Procédé de lithographie électronique en deux étapes.

– Réalisation des Grands Mesa

L'épaisseur de résine est de 70 nm (nécessaire pour la gravure RIE, voir détails au paragraphe 2.1.2).

Pour cette étape, nous avons réalisé des variations de dose pour obtenir les bonnes dimensions. La Figure 2.5 représente des photos réalisées par microscopie électronique de grands mesa pour des doses de 200, 260, 350 et 440 $\mu C.cm^{-2}$. La distance entre les deux accès doit être de 200 nm. Une dose de 350 $\mu C.cm^{-2}$ est nécessaire dans ce cas.

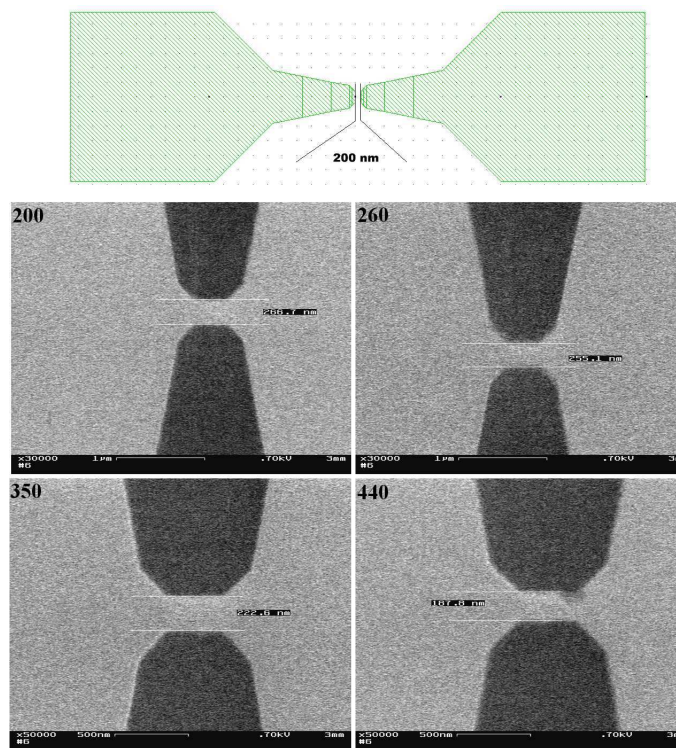


FIG. 2.5 – Photographies réalisées par microscopie électronique des zones d'accès (grands mesa). La distance entre les deux plots doit être de 200 nm. Les doses écrites sont 200, 260, 350 et 440 $\mu C.cm^{-2}$.

La Figure 2.6 montre un autre exemple avec l'écriture des zones d'accès d'une croix balistique. Si la dose est trop forte (410 $\mu C.cm^{-2}$), le motif n'est pas ouvert mais pour une dose de 350 $\mu C.cm^{-2}$, le motif est correctement révélé.

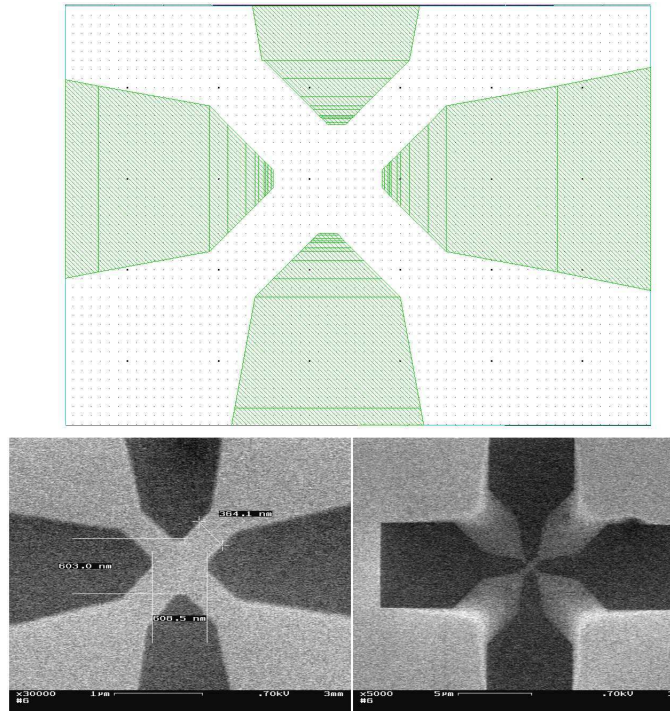


FIG. 2.6 – Photographies réalisées par microscopie électronique des accès d’une croix balistique. Les doses écrites sont de 350 et 410 $\mu C.cm^{-2}$ respectivement.

– Réalisation des Petits Mesa

Cette partie concerne la lithographie des petits mesa, c’est-à-dire la zone active des dispositifs. Des variations de dose ont tout d’abord été effectuées afin d’obtenir les dimensions correctes après révélation de la HSQ.

La Figure 2.7 représente des photographies prises par microscopie électronique de jonctions en Y en résine HSQ après l’étape des petits mesa . Les deux niveaux sont clairement visibles. L’épaisseur de HSQ déposée pour chaque couche est de 70 nm. La dose pour les grands mesa est de 330 $\mu C.cm^{-2}$ et celle pour les petits mesa de 175 $\mu C.cm^{-2}$. La largeur mesurée des petits mesa est de 105 nm pour une largeur désirée de 120 nm mais après gravure (voir paragraphe 2.1.2), un élargissement de 20 nm est observé.

La Figure 2.7 montre que l’alignement entre les deux niveaux est excellent. Nous avons atteint les meilleures spécifications du masqueur électronique avec une précision d’alignement

de 20 à 30 nm.

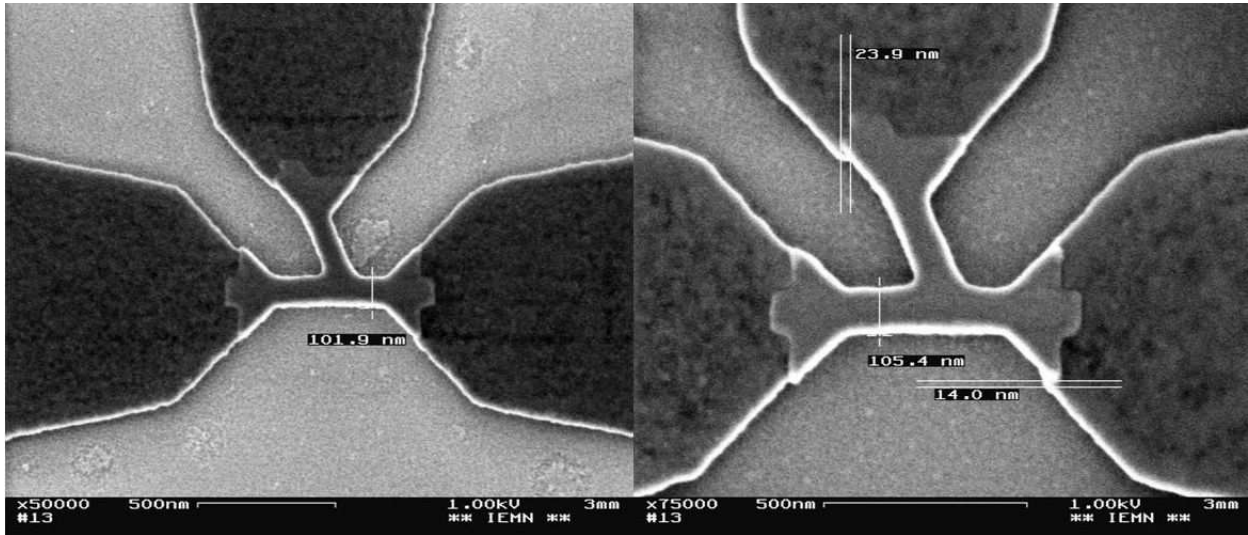


FIG. 2.7 – Alignement des grands et petits mesa. Dose grands mesa : $175 \mu C.cm^{-2}$. Dose petits mesa : $330 \mu C.cm^{-2}$.

– Retrait de la résine HSQ

Le retrait de la HSQ s'effectue à l'aide d'une solution tamponnée d'acide fluorhydrique (BOE AF7.1 (Buffered Oxide Etching) d'Allied Signal). Cette solution de gravure, constituée de NH_4F à 34.78% et de HF à 6.4%, est généralement utilisée dans la technologie Silicium pour retirer les oxydes. Pour retirer 70 nm de HSQ, il est nécessaire de plonger l'échantillon 3 minutes.

Nous avons tout d'abord vérifié que cette solution ne gravait pas les couches d' $AlInAs$ et de $GaInAs$ qui constituent nos structures. Des échantillons test d' $AlInAs$ et de $GaInAs$ ont été plongés dans la solution de BOE7.1 pendant 10 minutes après avoir réalisé des motifs en résine optique. Après retrait de la résine, les observations au microscope optique interférentiel (Nomarsky) nous ont permis de vérifier que la solution de BOE7.1 n'avait pas gravé nos couches.

Gravure des mesa

La technique d'isolation fréquemment utilisée pour les composants III-V est la gravure. Deux méthodes de gravure ont été retenues.

1. La *gravure humide*
2. La *gravure sèche*

– Gravure Humide

Sa mise en oeuvre est plus simple et couramment utilisée dans la technologie des HEMTs sur InP. Des vitesses de gravure de l'ordre de 25 nm/minute peuvent être obtenues à l'aide de solutions fortement diluées, par exemple avec une solution $H_3PO_4(85\%) / H_2O_2(30\%) / H_2O$ dans les proportions 5/1/300. Cependant cette gravure est isotrope, ce qui implique l'existence d'une sous-gravure latérale des couches et une perte de contrôle de la largeur des motifs.

– Gravure Sèche

Ce type de gravure présente l'avantage d'être anisotrope et ainsi permet de réduire la sous gravure latérale des couches. Cette anisotropie peut être contrôlée par les conditions de gravure (puissance, pression...). De plus, l'automatisation du procédé de gravure permet d'atteindre une bonne reproductibilité et un haut rendement. Ce procédé de gravure est réalisé à l'IEMN dans le bâti Plasmalab 80plus d'Oxford.

Nous avons choisi un mélange de gravure $CH_4/H_2/Ar$ car les vitesses de gravure du $GaInAs$ et de l' $AlInAs$ sont très faibles (quelques 10 nm/mn) ce qui permet d'obtenir un bon contrôle des dimensions souhaitées.

Le rôle du méthane CH_4 est de retirer les espèces de type III tandis que l'hydrogène H_2 a pour rôle de retirer les espèces de type V. L'addition d'argon Ar facilite la gravure en permettant le retrait plus rapide des produits de gravure. Cette gravure nécessite d'être complétée par des séquences de plasma O_2 . En effet, au cours de la gravure de l' $AlInAs$ des

polymères se forment. Ces polymères freinent la gravure qui peut même être stoppée. L'ajout d' O_2 permet de supprimer ces polymères.

La Figure 2.8 représente les essais de gravure réalisés en fonction du temps pour les matériaux $Al_{0.48}In_{0.52}As$ et $Ga_{0.47}In_{0.53}As$ accordés en maille sur InP . Le masque était un masque optique réalisé à l'aide de résine AZ2514. Un plasma $CH_4/H_2/Ar$ a été mis en oeuvre.

Pour le matériau $Ga_{0.47}In_{0.53}As$, les temps de gravure étaient de 1, 2, 3 et 5 minutes. Les vitesses de gravure obtenues sont alors de quelques 10 nm/minute. Pour le matériau $Al_{0.48}In_{0.52}As$, les temps de gravure étaient de 2 et 5 minutes. Les profondeurs de gravure étaient alors de 10 et 19 nm respectivement, ce qui donne une vitesse de gravure de 5 nm/min. Remarquons que pour un temps de 8 min, aucune gravure n'est détectée. Ceci est dû à la formation de polymères. Afin de retirer ces polymères, un plasma O_2 a été ajouté. La profondeur de gravure obtenue était alors de 24 nm, confirmant notre hypothèse du dépôt de polymère. Ainsi il est nécessaire d'ajouter un plasma d'oxygène O_2 à notre procédé de gravure ionique pour éviter l'apparition de polymères qui ralentirait voire même stopperait la gravure.

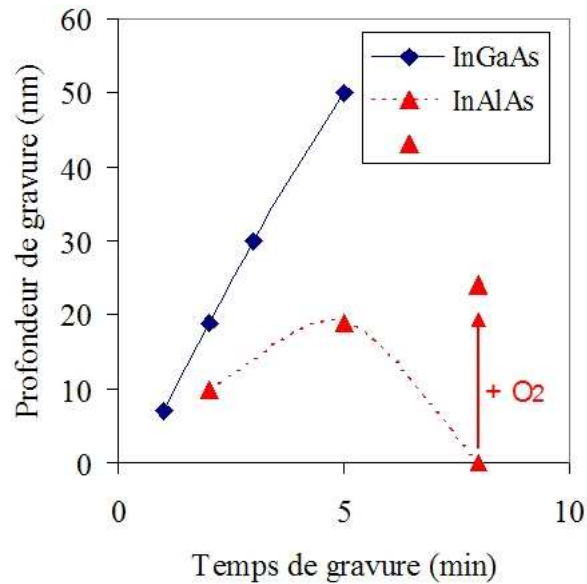


FIG. 2.8 – Profondeurs de gravure obtenue par gravure RIE (mélange $CH_4/H_2/Ar$) sur les matériaux $Ga_{0.47}In_{0.53}As$ et $Al_{0.48}In_{0.52}As$.

Suite à ces premières expériences de gravure sur AsGa, nous avons réalisé des tests de gravure sur nos structures de couches $GaInAs/AlInAs/InP$. Le procédé de gravure utilisé est une succession de séquences $CH_4/H_2/Ar$ puis O_2 (voir annexe au paragraphe 2.6.1). Selon la taille du wafer (initialement 2 pouces mais pouvant être clivé), la profondeur de gravure varie de 750 à 1000 Å car la gravure est plus rapide sur des échantillons plus petits. Cette profondeur de gravure est largement suffisante car elle est supérieure à l'épaisseur de 500 Å de la structure de couche (voir Figure 2.1).

Par contre, des tests de gravure avec 20 nm de HSQ nous ont montré que la résine avait été entièrement gravée par le plasma O_2 . Ces essais nous ont donc conduit à épaissir le dépôt de HSQ à 70 nm. C'est la raison du changement d'épaisseur dans le procédé (voir tableau 2.1).

Réalisation des contacts ohmiques

La réalisation des contacts ohmiques est faite en trois étapes qui sont la lithographie des contacts, le dépôt métallique et le recuit de diffusion. Ce type de contact est couramment utilisé pour la technologie des HEMTs et leur fabrication est bien connue.

Nos contacts ohmiques présentant des tailles nanométriques, nous utilisons un bi-couche de P(MMA-MAA)/PMMA. La première couche de copolymère (P(MMA-MAA)) étant plus sensible que la PMMA, un profil en casquette est obtenu. Ce profil est nécessaire pour la réalisation du lift-off après métallisation. Une variation de dose de 182 à 282 $\mu C.cm^{-2}$ a été réalisée afin d'optimiser celle-ci. Le procédé de lithographie des contacts ohmiques est décrit dans l'annexe technologique au paragraphe 2.6.1.

La figure 2.9 représente des photographies prises par microscopie électronique des contacts ohmiques réalisés pour une dose de 182 $\mu C.cm^{-2}$, dose que nous avons retenue pour la réalisation des contacts ohmiques (et aussi des plots d'épaississements) de cette thèse.

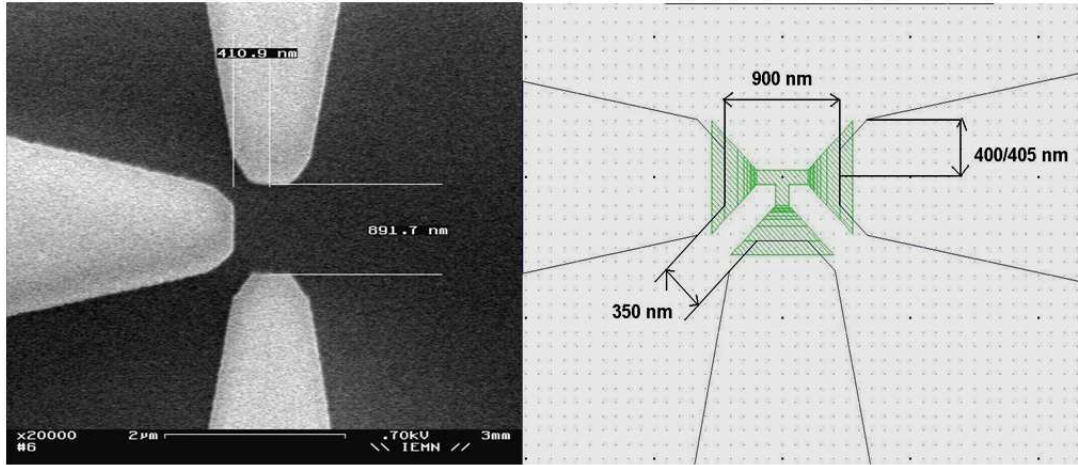


FIG. 2.9 – Photographie réalisée en microscopie électronique des contacts ohmiques pour une dose de $182 \mu C.cm^{-2}$. Les dimensions obtenues sont assez proches de celles dessinées sur le masque (schéma droit).

Après la révélation des contacts ohmiques, ceux-ci sont métallisés ($Ni/Ge/Au/Ni/Au$, voir paragraphe 2.6.1) Les résistances typiques des contacts sur des structures de couche de type $AlInAs/GaInAs$ sur InP varient de 0.1 à $0.25 \Omega.mm$, par recuit flash.

2.1.3 Comparaison des méthodes de gravure

Nous avons vu qu'il était possible soit d'utiliser une gravure chimique utilisant la solution $H_3PO_4/ H_2O_2/ H_2O$, soit une gravure ionique réactive (RIE) en utilisant un plasma de type $CH_4/H_2/Ar$.

Nous présentons ici la comparaison de ces deux techniques sur trois critères :

1. la *largeur de gravure latérale*, c'est-à-dire la différence de largeur du motif avant et après gravure. C'est un paramètre très critique car elle définit la dimension minimale d'un composant que nous pouvons fabriquer.
2. la *rugosité des bords*. Ce paramètre est aussi très important car la mobilité des porteurs sera affectée par une mauvaise rugosité.
3. la *largeur de déplétion latérale* créée à l'interface entre l'air et le semi-conducteur par

les charges de surface. Ce paramètre est très important pour connaître la largeur réelle du canal pendant le transport. De plus c'est un paramètre clé des simulations Monte Carlo.

La comparaison de ces trois paramètres nous permettra de choisir entre la gravure humide et la gravure sèche pour notre procédé technologique.

Largeur de gravure latérale

Nous avons utilisé un microscope à balayage électronique pour déterminer la gravure latérale des couches.

– Gravure humide

Comme nous pouvons le voir sur la Figure 2.10(a) représentant un canal de longueur 600 nm et largeur 60 nm, la largeur du canal obtenu après gravure humide est de 60 nm alors qu'avant la gravure le motif en résine HSQ possédait une largeur de 160 nm. La largeur de gravure latérale est donc de 50 nm de part et d'autre du canal. La profondeur de gravure des mesa était de 80 nm.

De même sur la Figure 2.10(b) représentant une jonction en T. La largeur avant gravure des branches était de 210 nm alors qu'elle n'est plus que de 80 à 90 nm. La largeur de gravure latérale est donc de 65 nm environ. La profondeur de gravure des mesa était de 1000 nm.

L'utilisation de la gravure chimique entraîne donc la nécessité d'inclure la largeur de gravure latérale lors de la conception du masque ce qui peut poser problème car cette largeur est variable avec l'épaisseur de gravure des mesa. Il en résulte donc une incertitude gênante pour la reproductibilité des dispositifs.

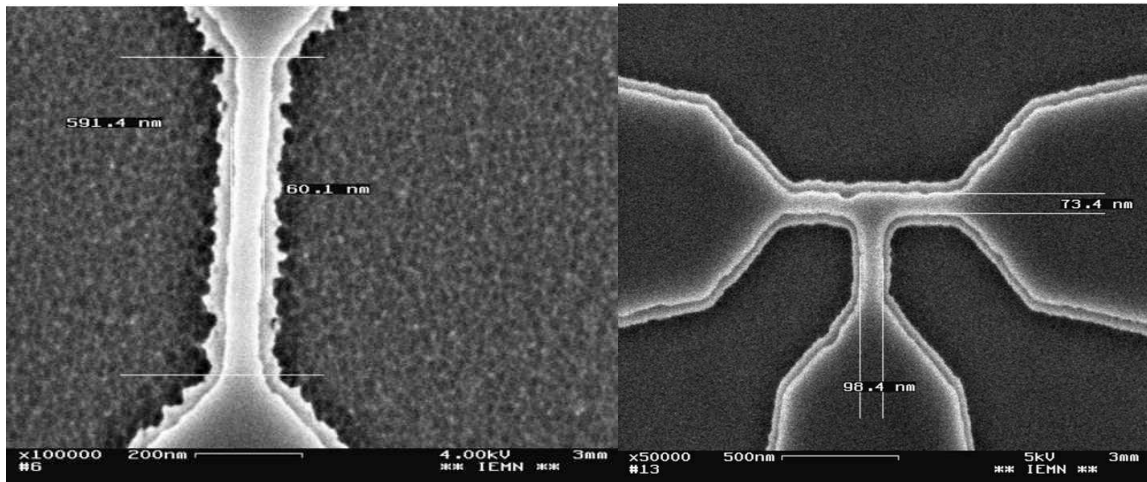


FIG. 2.10 – Gravure humide : (a) Canal balistique. Largeur avant gravure : 160 nm - après gravure : 60 nm. (b) Jonction en T : Largeur avant gravure : 210 nm - Largeur après gravure : 70/80 nm.

– Gravure sèche RIE

Les paramètres de gravure RIE sont donnés dans l'annexe technologique qui décrit le procédé technologique pour les dispositifs passifs. La Figure 2.11 représente un canal gravé par RIE. De plus les dimensions obtenus après gravure sont très proches des dimensions du masque en résine HSQ. Avant gravure, la largeur du canal était de 145 nm. Pendant la gravure se produit un élargissement d'environ 20 nm. La largeur du canal après gravure est de 165 nm. La largeur de gravure latérale est donc de 10 nm. Les dimensions avant et après gravure sont donc très proches.

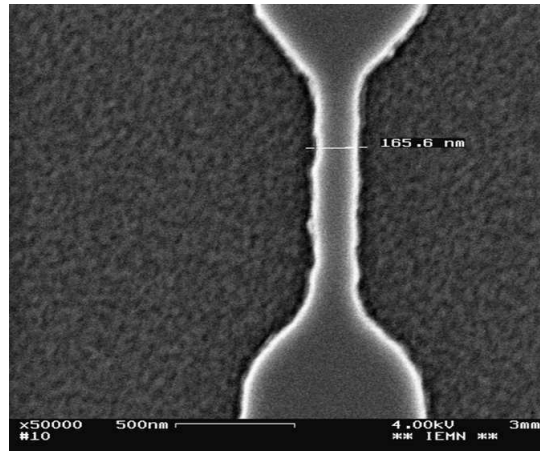


FIG. 2.11 – Canal défini par Gravure Ionique Réactive (RIE)

Rugosité des bords

Comme pour la gravure latérale des couches, nous avons utilisé un microscope à balayage électronique pour étudier la rugosité des bords après gravure.

– Gravure humide

Comme le montre la Figure 2.10(a) et (b), la gravure humide n'est pas uniforme selon les couches et peut entraîner une gravure du canal supérieure à celle des autres couches. Il en résulte une assez forte rugosité des bords des dispositifs. Nos essais ont montré que la rugosité des dispositifs était fortement liée à la dose d'insolation de la résine et donc à la rugosité des motifs en résine avant gravure. Ces essais ont montré qu'il était nécessaire d'optimiser la dose de manière très précise, en particulier celle des petits mesa, pour chaque motif présent sur le masque. Il est ainsi possible d'obtenir une rugosité plus faible comme pour la jonction en T de la Figure 2.10(b) par rapport au canal de la Figure 2.10(a).

– Gravure sèche RIE

Comme le montre la Figure 2.11, la rugosité des bords est très faible après gravure sèche et il n'y a pas de gravure du canal supérieure à celle des autres couches.

Dégradation de la surface latérale

Afin de compléter l'étude des deux gravures, nous avons réalisé des caractérisations électriques sur des canaux. L'objectif était d'estimer la largeur de déplétion latérale W_d créée à l'interface entre l'air et le semi-conducteur par les charges de surface (voir Figure 2.12). De plus la valeur de la densité surfacique de charge est un paramètre clé des simulations Monte Carlo. Il est donc essentiel de le connaître.

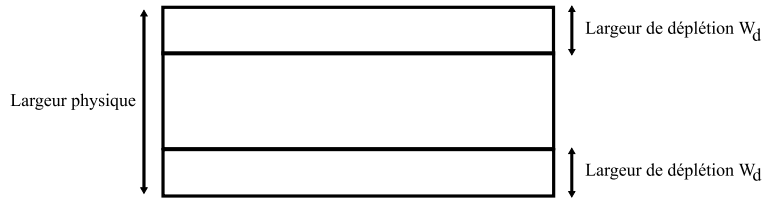


FIG. 2.12 – Effet du potentiel de surface latéral sur la largeur du canal. Vue de haut.

Nous avons donc réalisé des mesures I-V sur de nombreux canaux. La largeur de ces canaux variait de 50 à 800 nm et leur longueur de 50 à 1600 nm. A partir de ces mesures, nous avons extrait l'impédance totale en faible tensions R (zone de mobilité). Cette impédance est la somme de l'impédance du canal et de l'impédance d'accès R_c et peut être exprimée par l'équation 2.1 :

$$R = 2R_c + R_{\square} \frac{L}{W} \quad (2.1)$$

où R_c représente la résistance d'accès, R_{\square} est la résistance carrée de la couche, L la longueur du canal et W la largeur physique du canal. Supposant qu'il n'y a pas d'effet balistique (en particulier pour les longs canaux), et pas d'effet dimensionnel (gaz 2D vers gaz 1D), nous pouvons tracer l'impédance totale R en fonction de la longueur du canal L et en déduire la résistance d'accès R_c (Figure 2.13). De la même manière, en traçant la conductance $G = \frac{1}{R-2R_c}$ en fonction de la largeur du canal W nous permet de déduire la déplétion latérale du canal W_d pour différentes longueurs L (Figure 2.13).

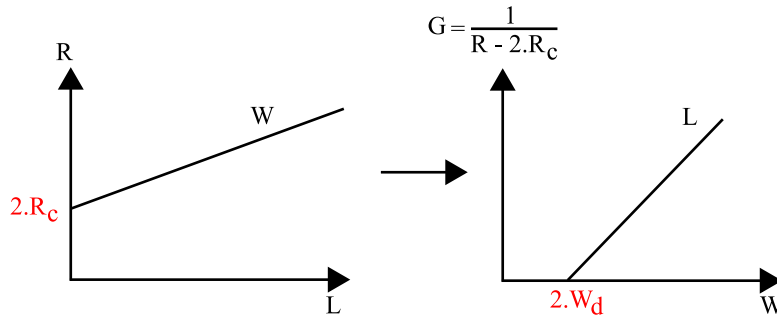


FIG. 2.13 – Méthode de calcul de la résistance d'accès R_c et de la déplétion latérale W_d .

Sur un premier demi wafer de 2" (10885A), les mesa ont été gravés chimiquement et sur le second demi wafer (10885B), les mesa ont été gravés par RIE.

La Figure 2.14 représente les résistances d'accès R_c obtenues pour ces échantillons en fonction de la largeur W du canal. La longueur et la largeur réelle des canaux ont été mesurées à l'aide du microscope électronique à balayage.

Puis dans un second temps, la déplétion latérale W_d pour la gravure RIE et la gravure humide ont été extraites. Ces valeurs sont données dans le tableau 2.2.

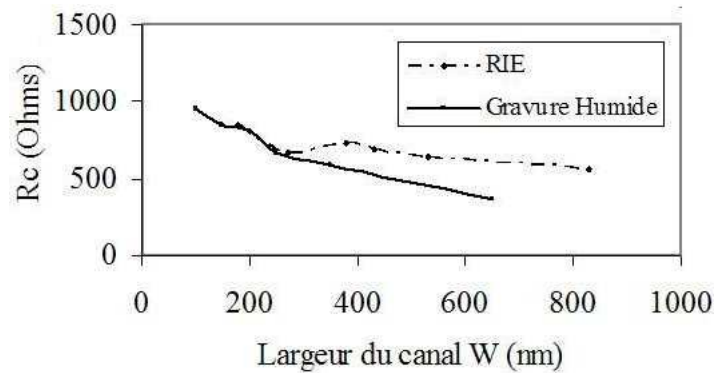


FIG. 2.14 – Résistance d'accès R_c déduite des mesures à température ambiante sur les échantillons 10885A (gravure RIE) et 10885B (gravure humide).

	Largueur de déplétion W_d
Gravure Sèche RIE	41 nm (+/- 10 nm)
Gravure Humide	43 nm (+/- 10nm)

TAB. 2.2 – Déplétion latérale W_d pour les deux types de gravure.

Nous pouvons constater que pour les deux types de gravure, la largeur de déplétion est proche de 40 nm. Ainsi la dégradation de la surface introduite par la gravure plasma est comparable à celle introduite par la gravure humide.

Conclusion sur l'isolation mesa

Le tableau 2.3 résume les résultats obtenus précédemment sur la comparaison des deux types de gravure. Suite à ces comparaisons, nous avons choisi la gravure RIE pour notre procédé technologique, meilleure en terme de rugosité et de gravure latérale.

T = 300K	RIE	Gravure Humide
Rugosité des Bords	Faible	Elevée, couches sous gravées
Gravure latérale moyenne	10 nm	60 nm
Largeur de déplétion W_d	40 nm +/- 10 nm	40 nm +/- 10 nm

TAB. 2.3 – Comparaison de la gravure sèche et de la gravure humide pour l'isolation des mesa.

2.2 Jonctions balistiques en T :

Le premier dispositif passif étudié au cours de cette thèse est la jonction balistique en T brièvement décrite au chapitre I. L'étude de ce type de jonction est fondamental pour la réalisation de futurs composants balistiques actifs. En effet, comme nous pouvons le voir sur la Figure 2.15, nous envisageons de placer une grille de commande sur l'une des branches d'une jonction en T pour commander le passage du courant d'une branche à l'autre. L'objectif serait de réaliser un composant élémentaire qui interviendrait dans la conception de fonctions logiques plus complexes avec comme objectif un fonctionnement en très haute fréquence. Pour cela, il est fondamental d'exploiter les hautes vitesses électroniques en régime de transport balistique. Théoriquement un fonctionnement à des fréquences THz est possible. Le premier objectif est la fabrication d'une jonction en T de dimensions caractéristiques inférieures ou comparables au libre parcours moyen à température ambiante. Le deuxième objectif est la

caractérisation du transport balistique au sein de cette jonction.

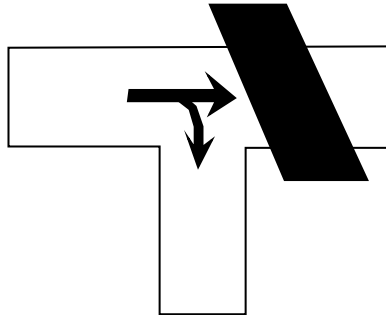


FIG. 2.15 – Principe de fonctionnement d’une jonction en T à grille de commande. La grille permet de faire commuter le flux d’électrons provenant de la branche gauche de la branche droite vers la branche centrale et inversement.

Des travaux datant de 2001 ont montré l’existence d’une expérience simple permettant de caractériser le transport balistique dans une jonction en T à température ambiante lorsque les branches droite et gauche sont polarisées en mode push-pull ($V = V_L = -V_R$). Comme le montre la Figure 2.16, le potentiel de la branche centrale V_c présente alors une forme caractéristique de parabole négative inversée en régime linéaire [8]. Ce comportement est bien différent de celui d’une jonction en T de plus grandes dimensions pour laquelle le transport serait diffusif. Dans ce cas, le potentiel V_c sera nul en régime linéaire comme le prédit la loi d’Ohm.

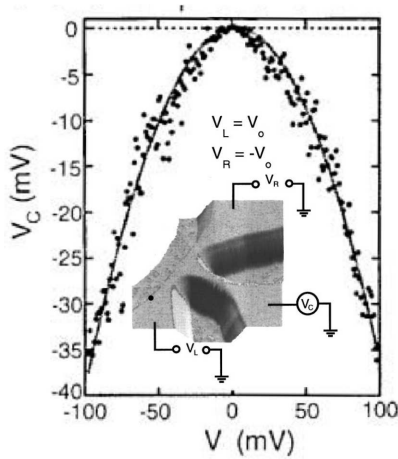


FIG. 2.16 – V_c en fonction de V_0 pour une jonction balistique en T polarisée en mode push-pull ($V = V_L = -V_R$). En régime linéaire, la forme parabolique négative de V_c est caractéristique du caractère balistique du transport dans la jonction.

Comme H.Q. Xu l'établit dans les articles [8, 9], cette propriété des jonctions balistiques à trois terminaux (jonctions en T et en Y) peut être très utile pour la réalisation d'opérations logiques [11], la génération d'harmoniques secondaires [12, 13] ou pour la réalisation de dispositifs redresseurs [14, 15].

Il est donc légitime d'avoir en premier lieu orienté nos recherches sur l'étude de telles jonctions. Nous avons tout d'abord fabriqué plusieurs jonctions balistiques en T de dimensions comparables au libre parcours moyen à température ambiante dans nos structures de couche (de l'ordre de 130 nm [16]) afin de reproduire le résultat de la littérature décrit ci-dessus. Les mesures du potentiel V_c nous ont fait découvrir deux fonctionnements différents suivant la gamme de tension appliquée V aux bornes des branches droite et gauche. Cet aspect est détaillé dans la partie 2.2.1. Dans une seconde partie 2.2.2, nous nous appuyerons sur le modèle Monte Carlo 2D Vue de Haut décrit dans le chapitre I pour réaliser des simulations décrivant les phénomènes microscopiques mis en jeu au sein des jonctions en T. Cette dernière partie nous a permis de comprendre de manière exhaustive le fonctionnement des jonctions balistiques à trois branches (T et Y).

2.2.1 Aspect expérimental

Fabrication

En utilisant le procédé technologique décrit précédemment pour la réalisation des dispositifs passifs, nous avons fabriqué plusieurs jonctions en T de différentes tailles. L'une des jonctions étudiées est représentée sur la Figure 2.17. La largeur de branche est de 128 nm.

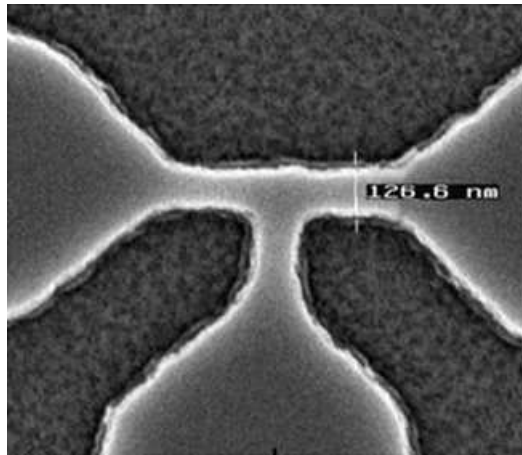


FIG. 2.17 – Photographie réalisée par microscopie électronique à transmission d'une jonction balistique en T réalisée par gravure RIE. La largeur de la jonction est de 128 nm.

Mesures en mode Push-Pull

Les dimensions de la jonction présentée sont proches du libre parcours moyen, en particulier les dimensions de la zone centrale, au croisement des trois branches. Nous nous attendons donc à observer le potentiel de la branche centrale V_c en forme de parabole négative inversée lorsque les branches droite et gauche sont polarisées en mode push-pull.

La Figure 2.18 , représente le schéma de mesure ainsi que l'évolution du potentiel V_c et la dérivée $\frac{dV_c}{dV}$ en fonction de V . Les mesures sont réalisées à température ambiante.

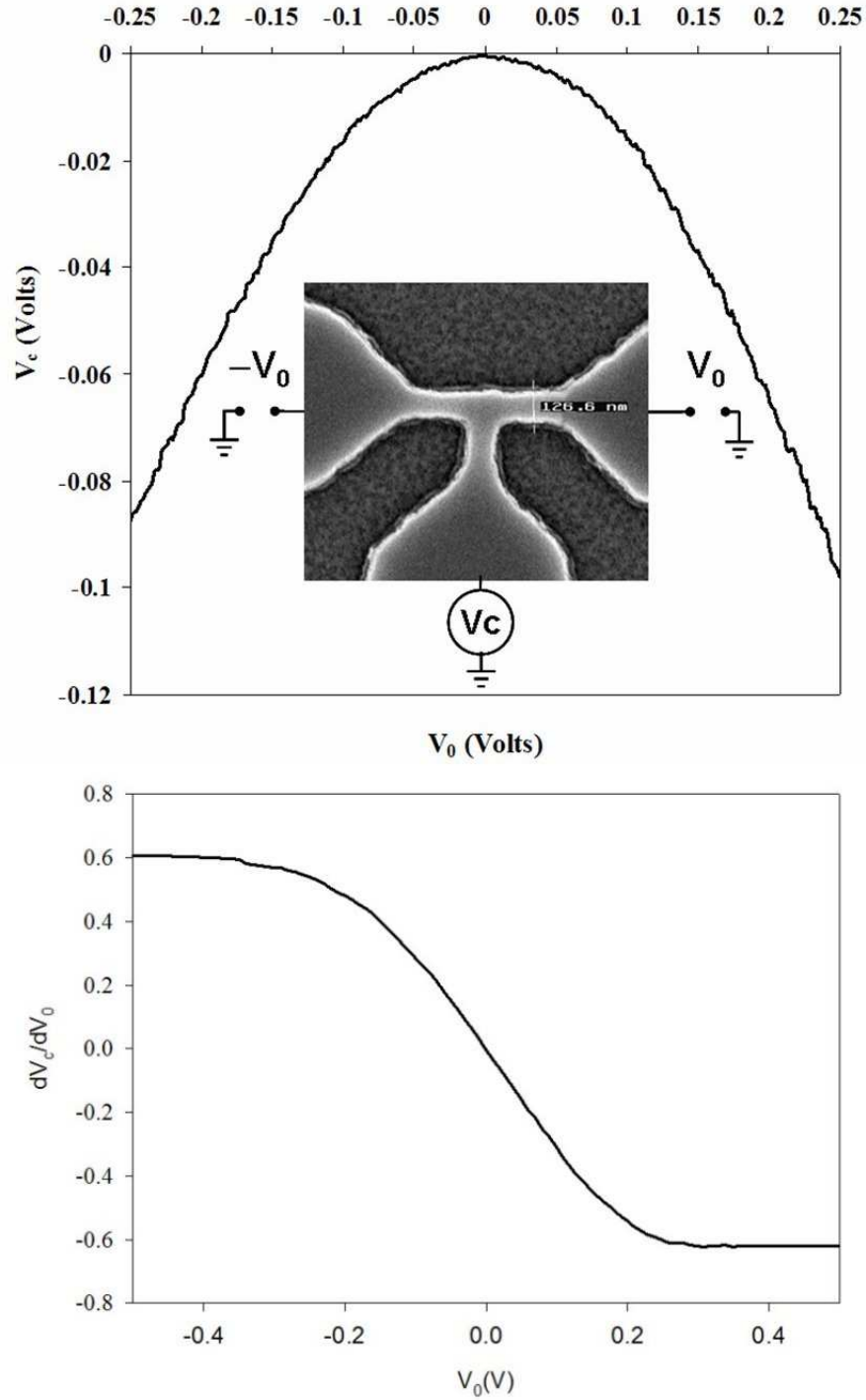


FIG. 2.18 – (a) Polarisation en mode push-pull de la jonction en T représentée Figure 2.17 : V_c en fonction de V à température ambiante et sa dérivée (Les résistances des contacts ont été retirées des mesures expérimentales). (b) $\frac{dV_c}{dV}$ en fonction de V . La dérivée montre clairement l'existence de deux zones, l'une où la forme de V_c est parabolique (faibles tensions, $|V| < 0.2$ V) et l'autre où la forme de V_c est linéaire (tensions plus élevées, $|V| > 0.2$ V)

Globalement, une forme parabolique inversée du potentiel V_c est observée, confirmant le caractère balistique du transport dans cette jonction. Mais l'évolution de la dérivée $\frac{dV_c}{dV}$ montre l'existence de deux zones : la première où le potentiel est parabolique (zone de faibles tensions, $|V| < 0.2 V$), la seconde où l'évolution du potentiel est linéaire (zone de tensions V élevées $|V| > 0.2 V$) avec une dérivée $\frac{dV_c}{dV}$ proche de 0.6. *Ce dernier résultat est tout à fait inédit car aucun travail de recherche n'y fait référence dans la littérature.*

L'approche théorique choisie pour cette thèse est l'utilisation de simulations Monte Carlo car nous pensons qu'une description semi-classique est suffisante pour décrire les phénomènes balistiques. Nous allons donc dans la partie suivante détailler l'aspect théorique de la jonction balistique en T dans ses deux zones de fonctionnement et expliquer pourquoi dans la première le potentiel V_c prend la forme d'une parabole et pourquoi dans l'autre il prend une forme linéaire. Ces travaux nous ont permis d'approfondir notre compréhension du transport balistique à température ambiante ainsi que les limites géométriques pour lesquelles il est possible de conserver un transport balistique au sein de nos futurs dispositifs.

Ce travail a été réalisé en collaboration avec Javier Mateos et Tomas Gonzalez de l'Université de Salamanca en Espagne ([17]-[19]).

2.2.2 Aspect théorique : Simulations Monte Carlo

Régime balistique (faibles tensions d'alimentation)

Nous avons vu expérimentalement (Figure 2.18) que la forme parabolique du potentiel V_c est observable uniquement sous faible tension d'alimentation. Afin d'expliquer théoriquement ce phénomène, nous avons donc réalisé des simulations Monte Carlo 2D Vue de Haut. Nous avons simulé une jonction en T dont les dimensions, en particulier la zone centrale à l'intersection des trois branches, sont de dimensions inférieures au libre parcours moyen à température ambiante. L'encart de la Figure 2.19(b) montre que la longueur de chaque branche est de 75 nm et la largeur de 50 nm. La zone centrale est donc un carré de dimensions 50 nm x 50 nm, bien en dessous du libre parcours moyen à température qui est de 130

nm dans nos structures.

L'un des paramètres important de ces simulations est la densité surfacique latérale de charge à l'interface en l'air et le semi-conducteur σ (voir Figure 1.27 du chapitre I). La Figure 2.19 représente l'évolution du potentiel de la branche centrale V_c de la jonction polarisée en mode push-pull (voir encart de la Figure 2.19) en fonction de cette densité surfacique latérale de charge σ . Les valeurs de V_c à l'équilibre ont été soustraites aux valeurs obtenues afin de tenir compte de la différence des potentiels électrochimiques.

Les simulations reproduisent qualitativement les résultats expérimentaux avec l'observation de la parabole négative inversée pour certaines valeurs de σ (2.19(a)), validant ainsi le modèle Monte Carlo 2D Vue de Haut. Les valeurs de V_c dépendent des valeurs de σ car σ contrôle l'intensité des effets de charge d'espace (l'amplitude du potentiel minimum observé sur la Figure 2.20). Cet effet de charge d'espace est similaire à celui observé dans [8] lorsque le potentiel de la grille de contact supérieure est modifié, affectant ainsi le pincement du niveau de Fermi et la concentration électronique dans la jonction balistique en T. En effet, plus la charge de surface est élevée, moins le courant parcourant les branches horizontales l'est comme le montre la Figure 2.19(b). Dans l'article [15], les valeurs de la déplétion latérale W_d dans des canaux de *GaInAs* sont de l'ordre de 10 à 30 nm, ce qui correspond à des densités surfacique de charge $\frac{\sigma}{q}$ de $0,1.10^{12} \text{ cm}^{-2}$ à $0,3.10^{12} \text{ cm}^{-2}$ (pour une valeur de N_{db} de 10^{17} cm^{-3}), la relation liant W_d à σ étant

$$W = \frac{\sigma}{N_{db}}$$

où N_{db} représente le dopage virtuel introduit dans les simulations Monte Carlo "Vue de Haut".

Nous avons donc utilisé cet intervalle de valeurs dans nos simulations (Figure 2.19(a)).

La valeur choisie pour les simulations du chapitre II est $\frac{\sigma}{q} = 0,3.10^{12} \text{ cm}^{-2}$. Ce n'est plus le cas des simulations du chapitre III car entre temps, nous avons réalisé les mesures de largeur de déplétion présentées au paragraphe 2.1.3 et obtenue une largeur de déplétion

latérale de 40 nm +/- 10 nm correspondant à une valeur $\frac{\sigma}{q} = 0,4 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$. Les travaux de simulation présentés dans le chapitre II sont antérieurs aux mesures sur les canaux mais décrivent parfaitement le comportement qualitatif des jonctions balistiques à trois branches comme nous allons le montrer.

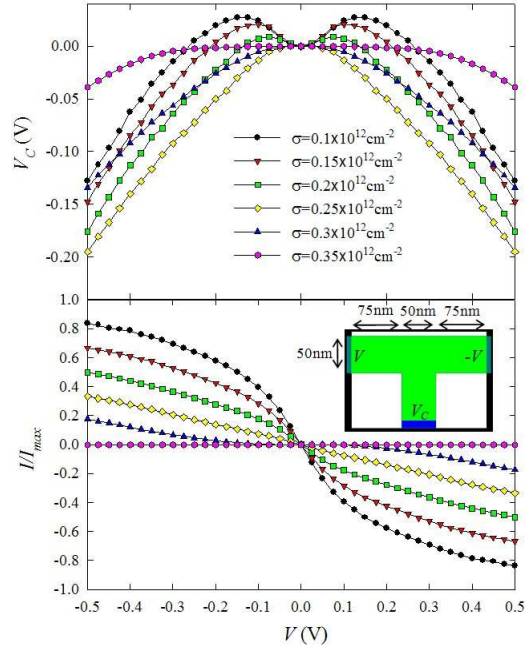


FIG. 2.19 – (a) Potentiel électronique de la branche centrale de la jonction balistique à trois canaux (circuit ouvert) et (b) courant normalisé horizontal lorsque les contacts droit et gauche sont polarisés en mode push-pull ($V = V_L = -V_R$) pour différentes valeurs de la densité surfacique de charge σ . L’encart représente la géométrie de la jonction simulée de largeur de branche 50 nm et de longueur de branche 75 nm.

Potentiel négatif parabolique : théorie

Les Figures 2.20(a) et (b) représentent, respectivement, la concentration électronique et le potentiel le long des branches horizontales de la jonction en T pour différentes tensions V . A partir de ces résultats de simulation, nous avons pu élaborer une théorie expliquant l’apparition de la forme caractéristique du potentiel parabolique négatif V_c :

Les valeurs négatives de V_c sont liées aux effets de charge d’espace dont l’origine provient de l’action combinée de la densité surfacique de charge σ , le dopage N_{db} et la distribution

de charge inhomogène associée au mouvement balistique des porteurs injectés au niveau des contacts. σ abaisse le potentiel électrique lorsque l'on s'éloigne des contact, provoquant la déplétion progressive du canal et menant au minimum typique de potentiel et concentration (voir Figure 2.20(a)) caractéristiques des conditions de charge d'espace provoquées par un transport balistique [20, 21]. A l'équilibre, ce minimum est situé au centre de la structure. Puis lorsque la jonction en T est polarisée, le nombre de porteurs dans le dispositif augmente, (c'est-à-dire plus de modes sont ouverts si nous nous référons à la description de Landauer-Büttiker [9, 10, 22, 23]) menant ainsi à une caractéristique non linéaire I-V montrée sur la Figure 2.19(b). De plus la forme de la concentration est très asymétrique (plus élevée du côté de l'électrode négative à cause du mouvement électronique balistique) menant à un décalage du minimum de potentiel vers l'électrode négative. En conséquence, le potentiel au centre du canal horizontal, $V_H(x_c) = V_{Hc}$, est toujours inférieur à la valeur minimale et diminue avec des valeurs de V plus élevées (voir Figure 2.20). L'encart de la Figure 2.20(b) montre le profil vertical du potentiel électrique au milieu de la branche centrale. Nous pouvons observer que les variations du potentiel V_H en fonction de V se propagent le long de la branche verticale verticale, induisant l'apparition de la forme caractéristique en parabole inversée du potentiel V_c .

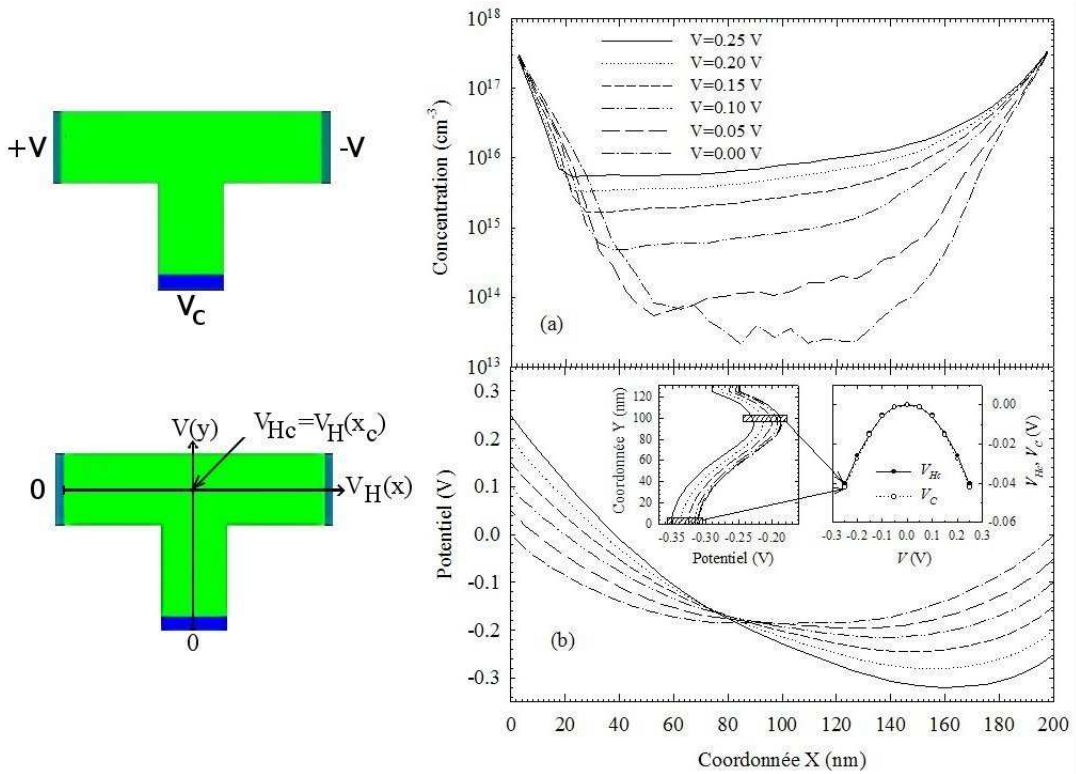


FIG. 2.20 – (a) Concentration électronique et (b) profils de potentiel électrique le long des branches horizontales de la jonction en T pour différentes polarisations ($V = V_L = -V_R$). Les encarts de la Figure (b) représentent le profil de potentiel vertical $V(y)$ au centre de la branche centrale pour différentes polarisations ainsi que les valeurs du potentiel en bas de la branche centrale $V_c = V(y = 0)$ et au centre de la jonction $V_{Hc} = V_H(x_c)$ en fonction de V (voir Schémas à droite).

Rôle de la branche centrale

Nous constatons donc que la branche verticale joue le rôle d'une sonde de tension connectée au canal horizontal, détectant les variations de potentiel au niveau de la jonction. Cela se produit car la pénétration des porteurs dans la branche centrale est la conséquence d'une composante verticale de la vitesse des porteurs non nulle se propageant dans le canal horizontal, presque indépendamment du potentiel V . Dans le cas où la branche verticale est légèrement décalée du centre du canal horizontal, le potentiel au niveau de la jonction $V_H(x)$ et ainsi V_c ne sont plus symétriques, menant à des valeurs positives pour certaines valeurs de V (Figure 2.21), comme prédit dans les articles [9, 10] pour des jonctions asymétriques.

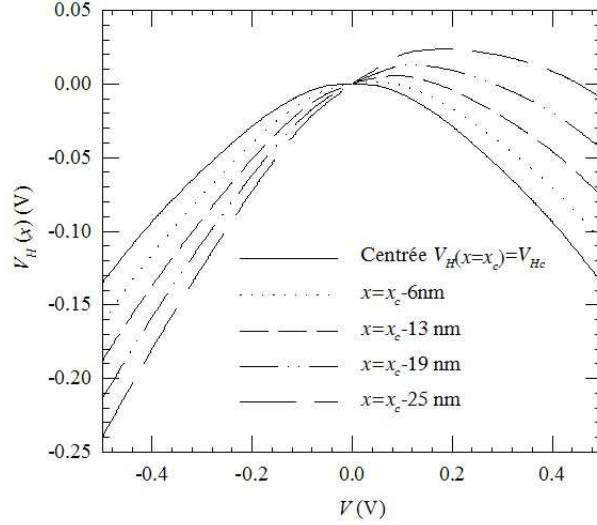


FIG. 2.21 – Potentiel électrique en différentes positions du canal horizontal de la jonction balistique à trois canaux de la Figure 2.19 en fonction du potentiel appliqué ($V = V_L = -V_R$)

Importance de la densité surfacique de charge latérale σ

Sur la Figure 2.19, nous observons que les valeurs négatives de V_c en fonction de V atteignent un maximum pour une valeur intermédiaire de σ , lorsque la largeur du canal coïncide avec la largeur de déplétion latérale induite par la charge de surface (pour $\frac{\sigma}{q} = 0,25 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ et $W_d = 25 \text{ nm}$, la largeur effective théorique du canal devient $W_{eff} = W - 2 \cdot W_d = 0$). Cela se produit car sous ces conditions, la non-uniformité maximale de la concentration en électrons est obtenue. Les valeurs négatives de V_c sont réduites soit lorsque $\frac{\sigma}{q} > 0,25 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ car sous cette condition le canal tend vers une déplétion plus importante, soit lorsque $\frac{\sigma}{q} < 0,25 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ car dans ce cas, la faible charge de surface permet à la concentration électronique de s'égaliser avec N_{db} sur toute la longueur du canal.

La Figure 2.22 montre que lorsque $W_{eff} = 0$ et pour de faibles valeurs de V, V_c suit la dépendance quadratique prédite sur V [9, 10] mais devient linéaire pour des valeurs de V plus élevées. Nous pouvons le constater sur la Figure 2.22(b) représentant $\frac{dV_c}{dV}$ tout comme nous avons pu le constater expérimentalement sur la Figure 2.18(b). L'évolution de cette dérivée est tout d'abord linéaire (correspondant à une évolution parabolique de V_c) puis sature pour des

valeurs élevées de V (correspondant à une évolution linéaire de V_c). Ce régime non balistique en tension élevée sera détaillé dans la partie suivante. L'encart de la Figure 2.22(b) montre que $\frac{dV_c}{dV}$ pour une valeur constante de V augmente avec W_{eff} pour $W_{eff} < 0$ (effets de charge d'espace importants) et atteint une valeur de saturation pour $W_{eff} > 0$.

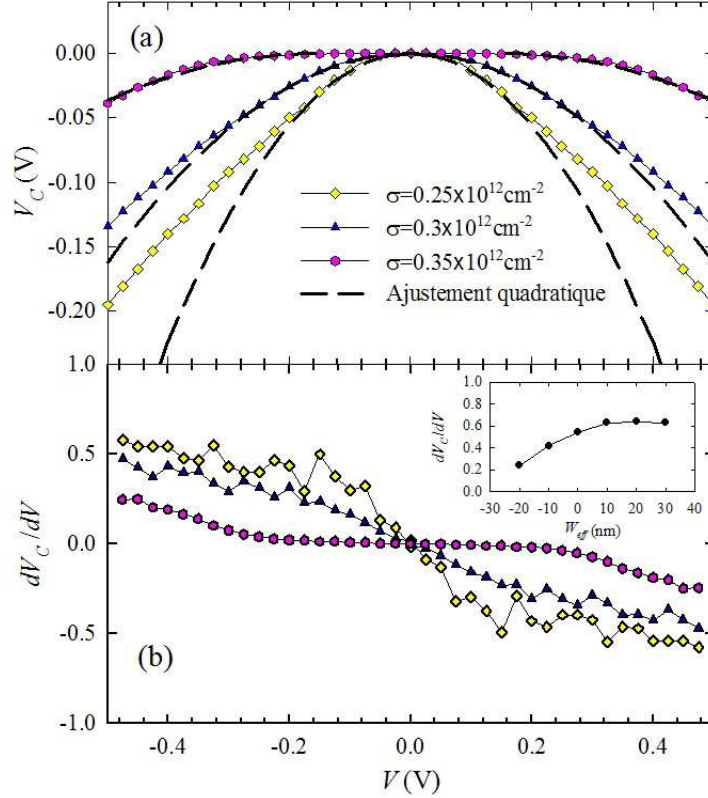


FIG. 2.22 – (a) Ajustement quadratique de $V_c(V)$ et (b) $\frac{dV_c}{dV}$ pour différentes valeurs de σ . L'encart représente les valeurs de $\frac{dV_c}{dV}$ en fonction de W_{eff} pour $V = 0.5$ V.

Lorsque $\frac{\sigma}{q} < 0,25 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ ($W_{eff} > 0$), des altérations de la forme parabolique de V_c pour de faibles tensions V sont observées. V_c peut même prendre des valeurs positives (Figure 2.19(a)) à cause de la perturbation induite par la branche centrale sur le minimum du profil du potentiel horizontal. Cette perturbation peut être évitée en réduisant la largeur de cette branche centrale. Il semble donc que la largeur des branches ait une grande importance sur la parabolicité du potentiel V_c .

De l'autre côté, lorsque $\frac{\sigma}{q} > 0,25 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, W_{eff} devient inférieur à 0 (par exemple,

$\sigma = 0,35.10^{12} \text{ cm}^{-2}$ donne $W_{eff} = 20 \text{ nm}$). Cela signifie que la barrière de potentiel est trop élevée pour être franchie par les porteurs à l'équilibre. L'assymétrie de la concentration des porteurs pour de faibles valeurs de V est très petite et V_c approche la valeur $\frac{(V_L+V_R)}{2} = 0$. Mais lorsque nous polarisons fortement la jonction, quelques porteurs peuvent traverser le dispositif et ainsi les valeurs négatives de V_c apparaissent. Nous avons tout d'abord pensé que pour ces tensions V élevées, la forme de V_c était aussi parabolique mais l'expérience montre (voir paragraphe 2.2.1) que la forme est en fait linéaire. Nous donnerons l'explication théorique dans le paragraphe suivant.

Régime diffusif (tensions d'alimentation élevées)

Dans le paragraphe 2.2.1 et sur la Figure 2.23(b), les mesures effectuées sur des jonctions en T de dimensions comparables au libre parcours moyen pour lesquelles le transport est balistique ont montré que le potentiel négatif V_c apparaissait aussi sous des conditions de valeurs V élevées et pas uniquement pour de faibles valeurs de V . A notre grande surprise, nous nous étions rendus compte que ce potentiel était aussi négatif pour des jonctions en T de dimensions bien plus importantes pour des tensions d'alimentations élevées. Pour ces jonctions de grandes dimensions, le transport est bien sûr diffusif (voir Figure 2.23).

Dans cette partie, nous allons expliquer par le biais de simulations Monte Carlo que cet effet non linéaire provient des mécanismes d'interactions intervalées provoquant l'apparition d'un domaine d'accumulation de porteurs qui modifie le profil du potentiel électronique à l'intérieur du dispositif [19]. Les résultats de ces simulations seront comparés avec les résultats expérimentaux.

Résultats expérimentaux :

Nous avons fabriqué des jonctions en T de longueurs croissante (de 200 nm à 1 μm). La Figure 2.23(b) représente une photographie prise par microscopie électronique à transmission d'une jonction en T de longueur 330 nm. La Figure 2.23(a) représente le potentiel V_c mesuré au niveau de la branche centrale pour trois jonctions en T de longueurs respectives 330 nm,

450 nm et 980 nm et de largeur de branche 65 nm. La tension appliquée reste faible et ainsi la forme typique parabolique du potentiel V_c pour ces trois jonctions est obtenue.

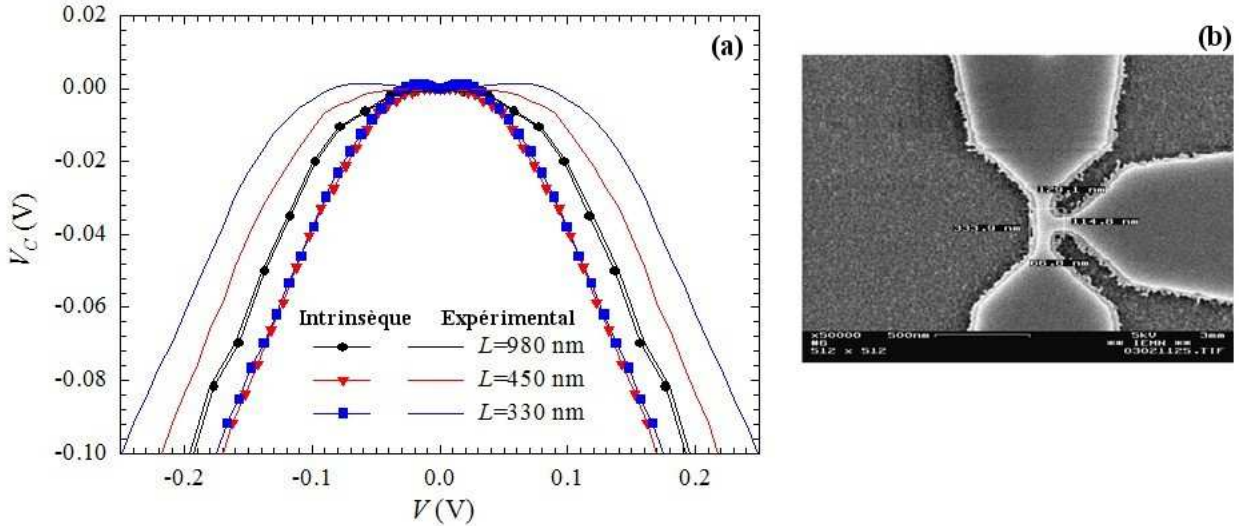


FIG. 2.23 – (a) V_c en fonction de V pour des jonctions en T de longueurs 330, 450 et 980 nm polarisées en mode push-pull ($V = V_L = -V_R$). Les résultats intrinsèques ont été obtenus en considérant une valeur de résistance d'accès de $2.5 \text{ k}\Omega$. (b) Photographie réalisée par microscopie électronique à balayage d'une jonction en T de longueur 330 nm et largeur de branche 65 nm.

Afin d'explorer les performances intrinsèques de jonctions balistiques en T, les effets associés à la résistance des chemins d'accès et des contacts sont retirés des mesures expérimentales. Pour le calcul des résultats de la Figure 2.23, une résistance R_c pour chaque contact de $2.5 \text{ k}\Omega$ a été considérée. Cette valeur a été extraite des mesures sur les canaux de 65 nm de largeur et de longueurs variables (2.14). *Tout d'abord, la Figure 2.23 montre que pour les faibles tensions ($V < 0.2 \text{ V}$), les trois jonctions présentent toutes un profil parabolique caractéristique du transport balistique mais par contre, ces profils diffèrent par leur courbure. Ainsi même pour une jonction de $1 \mu\text{m}$ de longueur, le comportement balistique, moins prononcé que pour les jonctions plus courtes, est encore présent. De plus, R_c modifie considérablement la courbe V_c pour les petites jonctions en T étant donné que le courant est assez élevé. En fait, plus la courbure de la courbe intrinsèque $V_c(V)$ est importante, plus la jonction est courte, ce qui est le comportement opposé à celui observé pour les mesures extrinsèques (voir Figure 2.23).*

La courbe du courant traversant la branche horizontale de la jonction en T ainsi que le potentiel mesuré au niveau de la branche centrale en fonction du potentiel intrinsèque V pour $R_c = 2.5 k\Omega$ pour des tensions V élevées (polarisation en mode push-pull) sont représentées sur la Figure 2.24. Plus la longueur de la jonction en T augmente, plus le courant diminue mais les courbes $V_c(V)$ restent pratiquement inchangées pour des tensions élevées, observant que $\frac{dV_c}{dV} \approx 1$ pour $V > 0.2 V$. Il est bien connu que les valeurs négatives de V_c sont censées apparaître pour les faibles tensions V_c , ceci étant dû au caractère balistique du transport [8, 9] mais étonnamment, ce phénomène se produit aussi pour de longues structures pour lesquelles le transport est diffusif (ou au moins quasi-diffusif car les simulations Monte Carlo montrent que pour des jonctions en T de $1 \mu\text{m}$, les électrons subissent plus de 20 interactions durant leur traversée entre le contact de gauche et celui de droite (voir Chapitre I). Nous nous attendions alors à ce que la branche horizontale se comporte comme une résistance classique avec une courbe $I(V)$ linéaire et un potentiel central nul. Mais au contraire, des effets non-linéaires prennent place lorsque les longues jonctions en T sont fortement polarisées. Les conséquences sont l'obtention d'un potentiel V_c négatif linéaire associé à une saturation du courant.

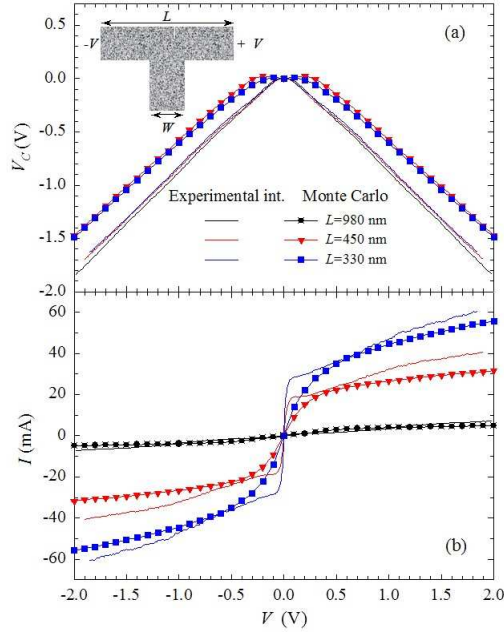


FIG. 2.24 – (a) Courant I traversant les branches horizontales et (b) V_c en fonction du potentiel intrinsèque appliqué V lorsque les jonctions en T de la Figure 2.23 sont polarisées en mode push-pull ($V = V_L = -V_R$). Les résultats des simulations Monte Carlo sont aussi représentées (courbes avec symboles). L’encart représente la géométrie des jonctions en T simulées.

Potentiel V_c linéaire : théorie

Afin de comprendre les mécanismes microscopiques expliquant ce phénomène, nous avons ajouté sur la Figure 2.24 les résultats des simulations Monte Carlo pour les jonctions en T concernées, de longueurs respectives 330, 450 et 980 nm et de largeur de branches 65 nm. Seule la partie intrinsèque des jonctions est simulées, les régions d’accès n’étant pas incluses dans les simulations comme nous pouvons le voir sur le schéma de simulation dans l’encart de la Figure 2.24. Les simulations 2D Vue de Haut ont été réalisées pour $N_{ab} = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, $N_c = 4.10^{17} \text{ cm}^{-3}$ et $\frac{\sigma}{q} = 0,3.10^{12} \text{ cm}^{-2}$. Avec ces paramètres, nous obtenons un bon accord avec les résultats expérimentaux intrinsèques, validant ainsi notre approche Monte Carlo Vue de Haut. Le désaccord entre les simulations et les résultats expérimentaux apparaît surtout au niveau de la saturation des courbes I-V qui montrent une forme quelque peu différente. De plus, les différences entre les courants de saturation sont transmises aux courbes $V_c(V)$

étant donné que leurs comportements sont fortement corrélés, comme nous le verrons dans les paragraphes suivants.

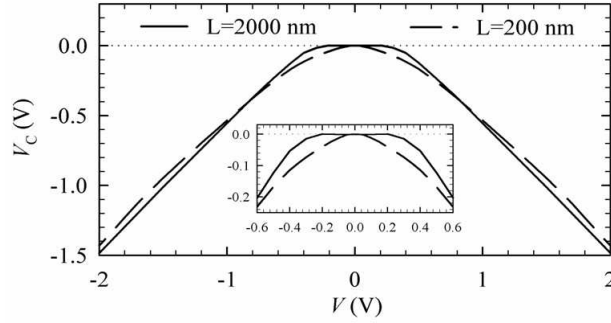


FIG. 2.25 – Simulations Monte Carlo : V_c en fonction de la tension appliquée V lorsque la jonction en T est polarisée en mode push-pull pour deux types de jonctions de longueurs différentes, l'une balistique ($L = 200 \text{ nm}$, courbe pointillée) et l'autre diffusive ($L = 2000 \text{ nm}$, courbe solide). L'encart représente un agrandissement des courbes dans la région de faible tension.

Afin d'expliquer la raison pour laquelle le potentiel V_c reste négatif pour des tensions appliquées V suffisamment élevées même pour des jonctions en T balistiques mais aussi diffusives, nous avons réalisés des simulations sur deux cas extrêmes de jonctions en T : l'une courte où le transport est balistique ($L = 200 \text{ nm}$) et l'autre longue où le transport est diffusif ($L = 2 \mu\text{m}$). La Figure 2.25 montre les valeurs de V_c obtenues par simulation Monte Carlo pour ces deux cas. Un bon accord qualitatif est obtenu avec les résultats intrinsèques de la Figure 2.23 : plus la longueur de la jonction augmente, plus celle-ci est diffusive et plus la zone où V_c est nul augmente en régime linéaire.

C'est uniquement dans cette région de faible tension que le caractère balistique ou diffusif du transport à l'intérieur des jonctions peut être déterminé lors des mesures étant donné que pour le régime de tension plus élevée, V_c présente une tension négative pour n'importe quel type de jonction, balistique ou diffusive, comme le montraient les Figures 2.23 et 2.24.

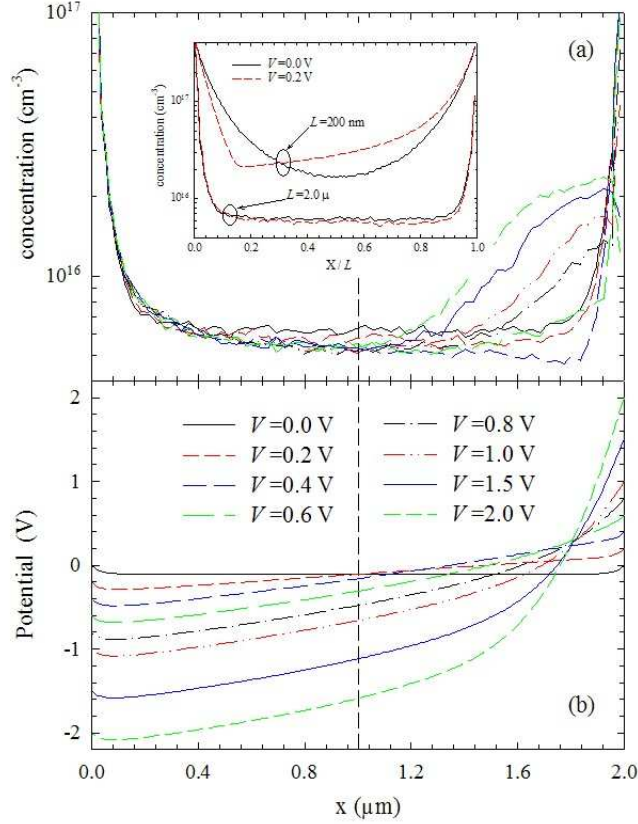


FIG. 2.26 – Profils de (a) la concentration électronique et (b) du potentiel électrique le long des branches horizontales de la jonction en T de longueur $L = 2 \mu m$ sous différentes conditions d'alimentation. L'encart montre la comparaison des profils de concentration avec la jonction de longueur $L = 200 nm$ en régime de faible tension appliquée.

La Figure 2.26 représente les profils horizontaux de concentration électronique et de potentiel électrique dans la longue jonction en T en fonction de la position x pour différentes polarisations. Pour les faibles valeurs de V , la concentration électronique est presque constante sur toute la jonction (mis à part à proximité des contacts) et symétrique (Figure 2.26(a)). et donc le profil de potentiel l'est aussi. En conséquence, tant la longue jonction reste dans le domaine de transport ohmique ($V < 0.2 V$), le potentiel de la branche central reste nul (Figure 2.26(b)). Par contre pour la petite jonction en T, comme nous pouvons le constater sur l'encart de la Figure 2.26(a), la concentration électronique montre une forte asymétrie même pour les faibles valeurs de V ce qui a pour conséquence l'observation de tensions V_c négatives caractéristiques du régime balistique. Puis lorsque nous augmentons la tension V ,

l'échauffement progressif des électrons mène à l'initialisation de transferts intervallées. La masse effective des électrons augmente alors et un domaine d'accumulation apparaît près de l'anode (Figure 2.26(a)). La Figure 2.26(b) montre que lorsque ce domaine prend de l'importance, la forme du potentiel électrique est fortement modifiée et le saut de potentiel se concentre dans la partie la plus résistive de la jonction en T, c'est-à-dire la région proche de l'anode où les électrons des vallées supérieures sont accumulés. Ainsi, avec V qui augmente, le saut de potentiel additionnel est presque complètement restreint à la région occupée par le domaine d'accumulation de telle manière que le potentiel au centre de la jonction en T évolue en suivant les variations du contact polarisé négativement. Cet effet donne aussi naissance à la saturation des courbes I-V (Figure 2.24(b)) et est assez similaire au mécanisme traditionnel de l'effet Gunn dans le cas où des domaines de transport ne peuvent se former, menant à un comportement de limitation en courant [24]. De cette manière, ce n'est pas seulement la forme des valeurs négatives de V_c pour les jonctions en T diffusives qui est expliquée mais aussi le fait que la pente de V_c , $\frac{dV_c}{dV}$ est constante proche de 1 lorsque $V > 0.2V$ (2.24(a)) pour les jonctions courtes et longues. En effet, le régime de transfert intervallées est aussi atteint pour les courtes jonctions balistiques.

En conséquence, pour des jonctions de dimensions inférieures ou comparable au libre parcours moyen, la courbe $V_c(V)$ initialement parabolique en régime de faible tension devient linéaire en régime de tension élevée. C'est aussi le cas pour des jonctions plus longues, diffusives, pour lesquelles le potentiel V_c est nul en régime de faible tension.

Jonctions balistique en T, conclusion :

A l'aide de simulations, nous avons donc expliqué théoriquement la forme du potentiel V_c en régime de faible tension et aussi en régime de tension élevée aussi bien pour des jonctions en T balistiques (courtes) que diffusives (longues). Nous pouvons résumer ces conclusions sur le schéma 2.27.

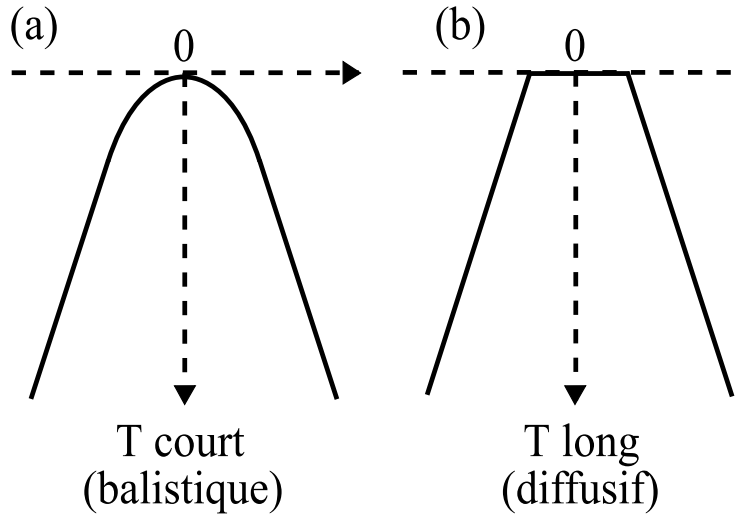


FIG. 2.27 – Forme du potentiel V_c en fonction de V de la branche centrale d’une jonction en T polarisée en mode push-pull, de dimensions caractéristiques (a) inférieures ou comparables ou (b) supérieures au libre parcours moyen à température ambiante. La forme parabolique négative de V_c pour V telle que les transferts intervallés ne se produisent pas encore (faibles tensions, régime linéaire), prouve le caractère balistique du transport dans une jonction en T. Dans le cas contraire, V_c est nul en régime linéaire.

Dans le cas du régime de faible tension, pour de courtes jonctions, il est important de noter que tous les effets observés sont les conséquences de phénomènes purement classiques liés au caractère balistique du transport électronique ET des interactions coulombiennes. Il n’y a donc aucun rôle essentiel joué par la cohérence de phase. C’est pourquoi une description quantique du transport, comme adoptée dans les articles [9, 10] n’est pas strictement nécessaire pour la modélisation de dispositifs balistiques.

De plus, il est important de remarquer que si la réponse statique est similaire pour le régime de saturation (diffusif) et pour le régime linéaire (ballistique), ce dernier fournit une bien meilleure réponse fréquentielle. Ceci est du à la combinaison du faible temps de transit électronique lorsque les jonctions sont très petites avec la faible distance à parcourir et la vitesse moyenne balistique très élevée (4 à 5 fois celle en régime diffusif). Ce point est très important pour la réalisation de nos composants actifs dans le chapitre III.

2.3 Optimisations géométriques des jonctions balistiques à trois branches

L'exploitation d'une jonction balistique à trois branches polarisée en mode push-pull permet d'envisager la réalisation d'un doubleur de fréquence grâce à la forme parabolique du potentiel V_c mais aussi d'un convertisseur comme nous le verrons dans la partie 2.5.

L'objectif de cette partie est d'étudier l'influence de la géométrie de la jonction balistique sur l'obtention du potentiel V_c parabolique.

2.3.1 Influence de l'angle

Aspect théorique :

Dans cette partie, nous nous sommes intéressés à une propriété des jonctions balistiques à trois branches nommées Jonctions balistiques en Y (Une jonction balistique en T peut être considérée comme un cas particulier de jonction en Y possédant un angle d'ouverture entre les branches droite et gauche de 180°). Dans l'article [25], K. Hieke a montré expérimentalement que, polarisée en mode push-pull, le potentiel V_c de la branche centrale d'une jonction balistique en Y possède le même comportement qualitatif que celui d'une jonction en T, c'est-à-dire que V_c présente une forme parabolique négative en régime linéaire et une forme linéaire négative pour les tensions plus élevées. Cependant une différence importante existe. En effet, lorsque l'on augmente la tension V , les électrons pénètrent de plus en plus dans la branche centrale grâce à l'augmentation du champ électrique et non pas uniquement grâce à la composante verticale de la vitesse thermique comme c'est le cas pour la jonction en T. Ainsi le potentiel V_c devient plus négatif. En conséquence, la concentration électronique dans la branche centrale augmente de manière significative lorsque nous augmentons V , ce qui a pour effet d'augmenter la courbure de V_c en fonction de V .

Ainsi la forme parabolique de V_c résulte du comportement horizontal du potentiel et de la pénétration verticale des porteurs. La première origine est juste un effet électrostatique

qui ne dépend que de la conductance de chacune des branches, indépendamment de l'angle entre les branches droite et gauche[9, 10]. Par contre la seconde origine dépend de la quantité de porteurs injectés dans la branche centrale et donc de l'angle entre les branches droite et gauche, α , avec un effet maximal pour un angle nul et minimal pour 180° (cas des jonctions en T). Le résultat des simulations Monte Carlo de jonctions balistiques en Y réalisées en collaboration avec Javier Mateos de l'Université de Salamanca (voir Schéma Figure 2.28 et article [18]) pour les valeurs $\alpha = 52^\circ, 90^\circ, 120^\circ, 180^\circ$ sont représentées : le potentiel V_c en fonction de V et le *paramètre de commutation* $\gamma = \frac{dV_c}{dV}$ (paramètre défini dans l'article [25]). Nous remarquons donc que la diminution de l'angle α entraîne bien l'obtention de valeurs plus négatives de V_c ce qui a pour effet de faire passer la valeur de saturation de γ de 0.4 pour une jonction balistique en T à 0.8 pour une jonction balistique en Y d'angle $\alpha = 52^\circ$. Ce résultat est bien sûr la conséquence d'une plus forte injection des porteurs dans la branche centrale.

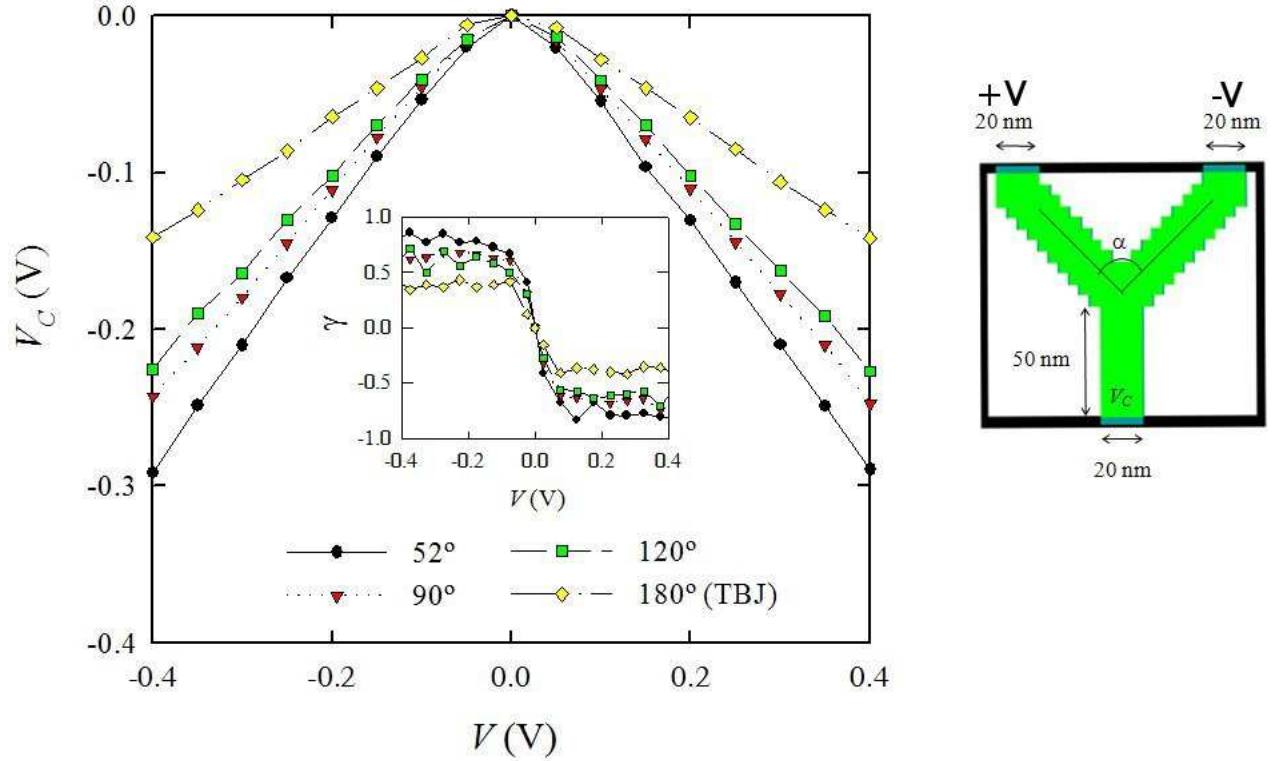


FIG. 2.28 – Simulations Monte Carlo 2D : V_c en fonction de V pour des jonctions balistiques en Y polarisées en mode push-pull ($V = V_L = -V_R$) de largeur de branche 20 nm et de longueur de branche 50 nm pour lesquelles $\frac{\sigma}{q} = 0, 1.10^{12} \text{ cm}^{-2}$ ($W_{eff} = 0$) et $\alpha = 52^\circ, 90^\circ, 120^\circ, 180^\circ$. Le schéma de droite représente la forme des jonctions balistiques en Y simulées (Vue de Haut). Les dimensions caractéristiques de ces jonctions sont bien inférieures au libre parcours moyen à température ambiante.

Notre modèle peut aussi expliquer le comportement asymétrique du potentiel mesuré au niveau de la branche gauche (droite) d'une jonction en Y lorsque les branches droite et centrale (centrale et gauche) sont polarisées comme le montre la Figure 2.29 pour une jonction balistique en Y d'angle $\alpha = 90^\circ$.

L'asymétrie de ces courbes n'est pas uniquement due au trajet plus ou moins droit des électrons (comme décrit dans l'article [25]) qui affecte la pénétration des porteurs dans la branche gauche (droite) mais aussi aux différentes longueurs des branches gauche et droite comparativement à la longueur de la branche centrale (de longueur 50 nm dans notre simulation). L'asymétrie liée à la différence des longueurs de branche a un effet similaire à celui

observé sur la Figure 2.21 pour une jonction balistique en T, menant même à des valeurs positives du potentiel dans la branche en circuit ouvert. De plus, comme le montrait la Figure 2.19, les valeurs positives peuvent aussi apparaître lorsque la largeur des branches W_{eff} est trop importante. De l'autre côté, l'assymétrie de l'injection des électrons dans la branche en circuit ouvert affecte principalement la pente du potentiel mesuré. Ce phénomène peut être facilement expliqué si nous regarde les deux encarts de la Figure 2.29 montrant la valeur du potentiel dans la branche en circuit ouvert pour l'angle $\alpha = 90^\circ$ et $\alpha = 120^\circ$ pour des longueurs de branche identiques. Pour la jonction d'angle $\alpha = 90^\circ$, V_L et V_R se comportent de manière différentes suivant que V adopte des valeurs positives ou négatives.

Expliquons la dépendance de V_L en fonction de V . Lorsqu'une tension négative est appliquée à V_R et la même tension positive à V_C , V_L se comporte à une jonction balistique en T, étant donné que peu d'électrons (moins que dans la jonction en T à cause de l'orientation des branches polarisées) sont injectés dans la branche gauche, ce qui a pour conséquence l'obtention de petites valeurs positives de V_L pour une faible tension V (même si $W_{eff} = 0$). Lorsque la polarisation est opposée, V_L diminue plus vite avec V , étant donné que la polarisation favorise l'injection dans la branche gauche. En effet, sous ces conditions, V_L prend des valeurs très proches de celles obtenues pour V_L lorsque $V_L = -V_R = V < 0$ à cause de la pénétration comparable des porteurs dans la branche où le potentiel est mesurée. La même explication peut être donnée pour le comportement de V_R en ne modifiant que le signe de V . Remarquons que pour une jonction en Y d'angle $\alpha = 120^\circ$, la symétrie est restaurée car l'orientation des branches n'entraîne plus de différence d'injection électronique dans la branche de mesure entre les valeurs positives et négatives de V .

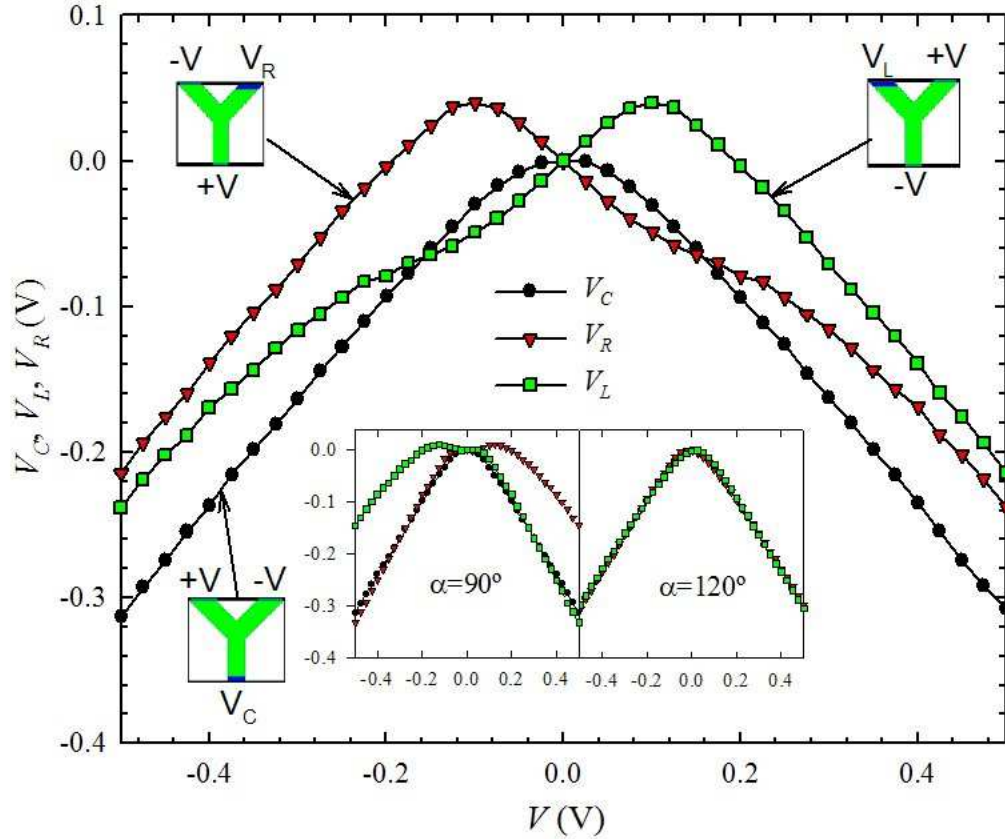


FIG. 2.29 – Simulations Monte Carlo : V_c , V_L et V_R en fonction de V , lorsque $V = V_L = -V_R$, $V = V_R = -V_c$ et $V = V_c = -V_L$, respectivement, d'une jonction balistique en Y de largeur de branches 50 nm, $\alpha = 90^\circ$, $\frac{\sigma}{q} = 0,25 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ ($W_{eff} = 0$). La longueur de la branche centrale est de 125 nm tandis que les branches gauches et droites sont de longueur 75 nm. Les deux encarts montrent les résultats de deux jonctions en Y symétriques (longueur de branches 75 nm) pour lesquelles $\alpha = 90^\circ$ et $\alpha = 120^\circ$ respectivement.

Aspect expérimental

Afin de vérifier expérimentalement l'influence de l'angle α sur le potentiel V_c , nous avons donc réalisé des jonctions en Y avec des angles de valeurs différentes et fait des mesures sur ces jonctions polarisées en mode push-pull. A cause des valeurs des résistances d'accès, les mesures expérimentales du potentiel $(V_c)_{exp}$ en fonction de V ne sont pas parfaitement paraboliques. En effet, les accès entraînent l'apparition d'un décalage linéaire du potentiel et donc $(V_c)_{exp}$ se présente sous la forme :

$$(V_c)_{exp} = a.V^2 + b.V + V_0 \quad (2.2)$$

Ainsi de la même manière que nous avons extrait V_c intrinsèque dans le cas des mesures sur les jonctions en T en régime de tensions élevées, nous avons retiré la partie linéaire des mesures expérimentales afin d'obtenir le potentiel V_c intrinsèque.

La Figure 2.30 représente l'évolution du potentiel V_c intrinsèque de deux jonctions en Y de largeur de branche 180 nm et longueur de branche 250 nm pour les angles $\alpha = 52^\circ$ et $\alpha = 180^\circ$ respectivement. Etant donné la largeur de branche assez importante, le potentiel V_c ne possède pas une courbure importante pour l'angle $\alpha = 180^\circ$ (jonction en T) comme le montre la Figure 2.30 car l'effet de charge d'espace liée à la densité surfacique de charge latérale n'est plus prédominant et le transport balistique est moins prononcé (largeur de branche supérieure au libre parcours moyen). En effet rappelons que le potentiel parabolique provient de l'effet combiné de charge d'espace et de transport balistique. Nous constatons bien ce phénomène pour cet angle et conformément aux prédictions des simulations Monte Carlo, pour un angle beaucoup plus faible de 52° , la pénétration des électrons dans la branche centrale est plus importante et nous observons un potentiel parabolique à courbure bien plus prononcée.

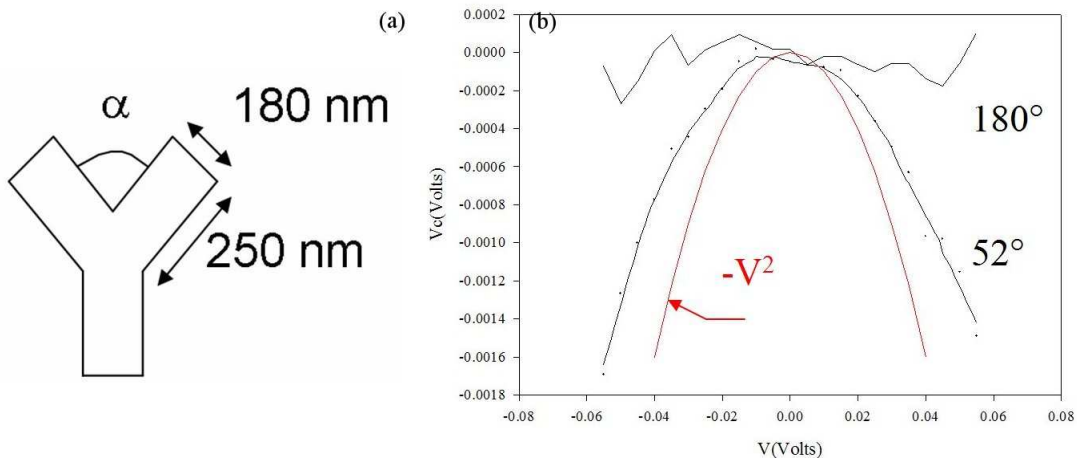


FIG. 2.30 – (a) Schéma des dimensions de jonctions en Y caractérisées ($\alpha = 52^\circ$ et $\alpha = 180^\circ$) (b) Potentiel V_c intrinsèque dans la branche centrale en fonction de la tension appliquée V pour les jonctions en Y polarisées en mode push-pull ($V = V_R = -V_L$)

Nous avons aussi réalisé des mesures sur des jonctions en Y de largeur de branche comparable au libre parcours moyen à température ambiante (130 nm) et de même longueur de branche que précédemment. Nous nous attendons donc à obtenir une meilleure courbure de V_c même pour un angle de 180° par rapport à la jonction de largeur de branche 180 nm.. C'est bien ce que nous constatons sur la Figure 2.31 représentant les mesures intrinsèques obtenues.

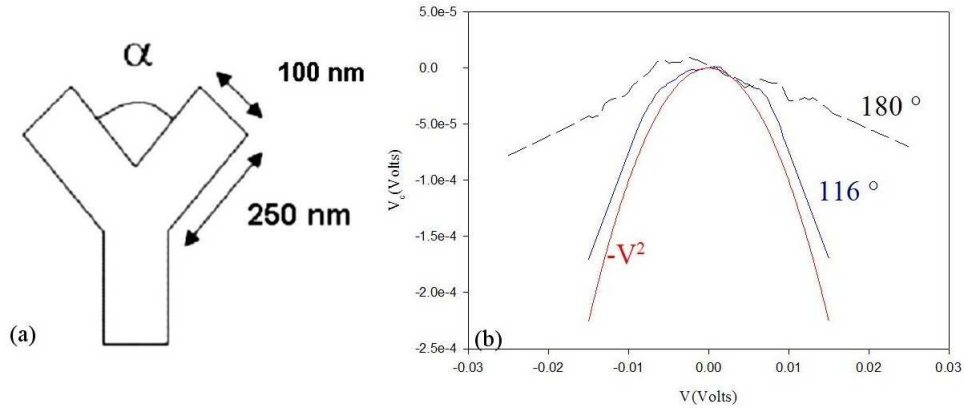


FIG. 2.31 – (a) Schéma des dimensions des jonctions en Y caractérisées ($\alpha = 52^\circ$ et $\alpha = 180^\circ$) (b) Potentiel V_c intrinsèque dans la branche centrale en fonction de la tension appliquée V pour les jonctions en Y polarisées en mode push-pull ($V = V_R = -V_L$)

Conclusion sur l'influence de l'angle α sur le potentiel V_c

Les résultats expérimentaux suivent les prédictions établis à l'aide de simulations Monte Carlo [18]. La diminution de l'angle α entre les branches droite et gauche pour une jonction balistique polarisée en mode push-pull permet l'obtention d'un potentiel V_c parabolique de courbure plus prononcée. Ce résultat est particulièrement important car il montre que l'utilisation d'une jonction en Y d'angle α faible permettra d'obtenir un potentiel parabolique V_c de courbure plus prononcée requis pour la réalisation d'un dispositif redresseur ou d'un doubleur de fréquence. C'est pour cette raison que le redresseur balistique présenté plus bas dans la partie 2.5 est basé sur l'utilisation de jonctions balistiques en Y.

2.3.2 Impédance des dispositifs balistiques

Sur la Figure 2.32, nous avons représenté les résistances de canaux de longueur L et de largeur W extraites à partir de mesures de courant-tension I-V. La Figure 2.3.2 représente trois de ces canaux.

Nous remarquons que l'impédance de ces simples canaux est très élevée. La valeur minimum obtenue pour un canal de largeur 100 nm et longueur 100 nm est de l'ordre de $2\text{ K}\Omega$ et peut même atteindre $25\text{ K}\Omega$ lorsque la longueur atteint $1\ \mu\text{m}$. Ces valeurs très élevées sont caractéristiques des impédances obtenues pour les dispositifs balistiques. Ces valeurs sont d'autant plus grandes pour une jonction balistique à trois branches pour laquelle nous avons trois canaux. Ces valeurs si élevées vont poser problème pour l'obtention de performances hyperfréquences élevées lorsque nous ajoutons les capacités entre contacts .

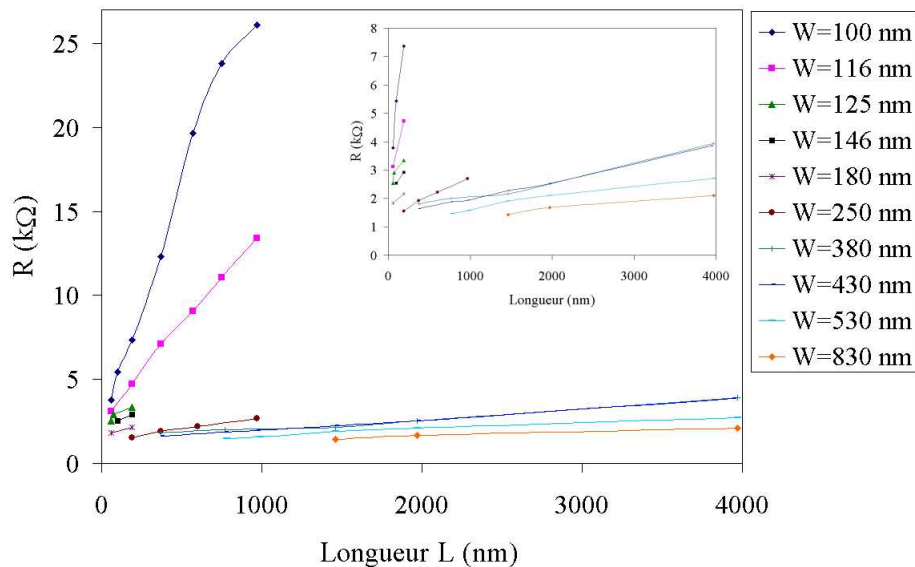


FIG. 2.32 – Résistances de canaux balistiques de longueur L et de largeur W . L'encart représente les valeurs des résistances jusqu'à $8\text{ k}\Omega$.

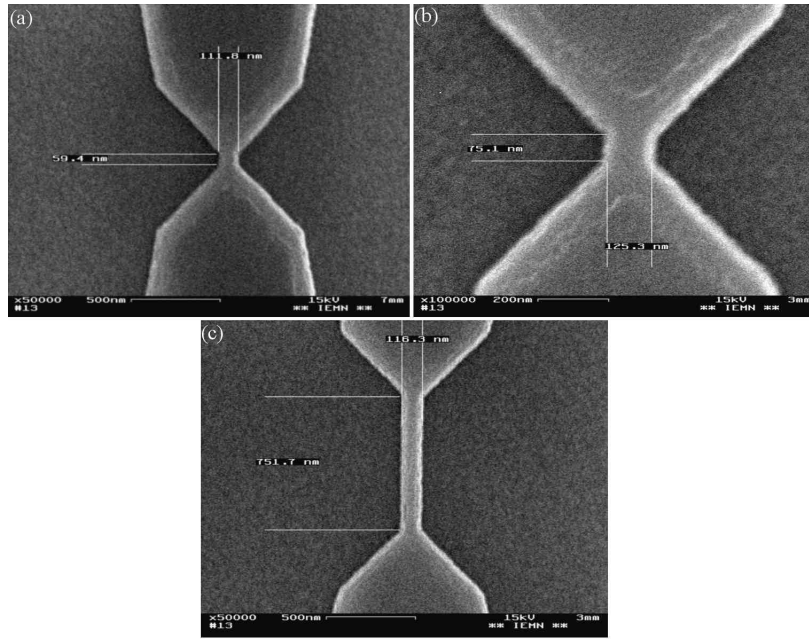


FIG. 2.33 – Canaux de différentes longueurs L et largeurs W . (a) $L= 60$ nm, $W= 112$ nm (b) $L= 75$ nm, $W= 126$ nm (c) $L= 750$ nm, $W= 116$ nm

Afin d'étudier l'influence de la forme des lignes coplanaires sur la capacité parasite, nous avons réalisé des simulations de lignes coplanaires de différentes géométries de ligne centrale (Figure 2.34(a)) à l'aide du logiciel ATLAS. La distance entre la ligne droite et la ligne gauche est de $10 \mu\text{m}$ et l'intermasse est de $52 \mu\text{m}$. Les largeurs de la ligne de signal sont de $2 \mu\text{m}$, $6 \mu\text{m}$ et $26 \mu\text{m}$ avec une géométrie rectangulaire ou triangulaire. Ces simulations ont été réalisées par L. Bednarz de l'Université Catholique de Louvain en Belgique.

Les capacités extraites sont tracées pour ces géométries sont représentées sur la Figure 2.34. La géométrie donnant la plus faible valeur est celle pour laquelle la forme est rectangulaire de largeur $2 \mu\text{m}$. Cette valeur est d'environ $1 \mu\text{m}$. Remarquons que même si cette géométrie donne la plus faible capacité, ce n'est pas optimal d'un point de vue pratique car la résistance des contacts ohmiques utilisés pour connecter la ligne au gaz 2D est inversement dépendante de la largeur des contacts. Pour trouver les géométries optimales des accès coplanaires, un compromis entre les capacités interaccès et la résistance des contacts ohmiques devra être obtenu au cas par cas.

Afin de donner une idée de l'ordre de grandeur de la fréquence de coupure pour les différentes géométries simulées, les fréquences de coupure ont été calculées en fonction de la résistance du canal balistique connecté à deux lignes de signal (Figure 2.34(b)).

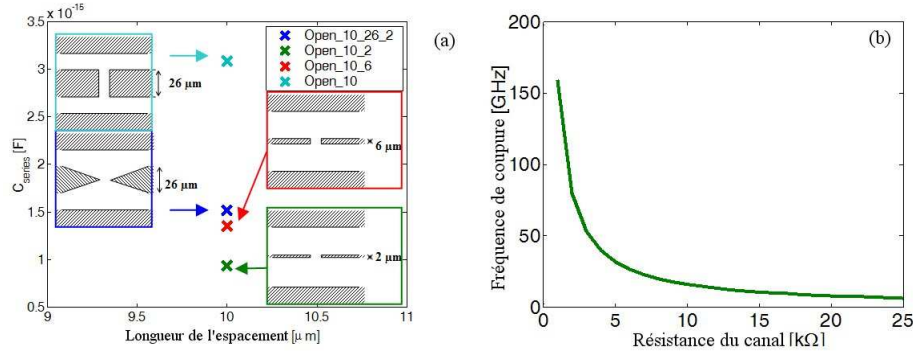


FIG. 2.34 – (a) Capacité interaccès pour différentes géométries de lignes coplanaires. (b) Fréquence de coupure en fonction de la résistance du canal balistique. La capacité interaccès est de 1 fF.

Il est donc nécessaire de maintenir la capacité interaccès et la résistance des dispositifs balistiques aussi faibles que possible pour atteindre une très haute fréquence de coupure et bénéficier des très hautes fréquences de coupure intrinsèques des dispositifs balistiques.

2.3.3 Influence de la largeur des branches des jonctions balistiques à trois canaux

Dans la partie précédente 2.2, nous avons montré que la forme parabolique négative V_c prenait naissance dans la combinaison du transport balistique ET des effets de charge d'espace (injection des contacts, densité surfacique de charge à l'interface entre l'air et le semi-conducteur). La courbure de V_c est d'autant plus importante que la longueur de la jonction est courte car le caractère balistique est plus prononcé. Nous avons aussi montré que la branche centrale de la jonction en T jouait le rôle d'une sonde de potentiel permettant de détecter les variations de potentiel à l'intersection des trois branches. Ce résultat est particulièrement important.

Comme nous l'avons vu précédemment, le problème de ces dispositifs balistiques est leur impédance très élevée qui atteint la dizaine de $k\Omega$. Pour augmenter les performances de ces dispositifs balistiques, il faut soit optimiser les accès, soit diminuer l'impédance des dispositifs.

Dans cette partie, toujours dans le but de conserver un potentiel V_c parabolique pour des jonctions balistiques à trois branches, la largeur des branches de ces jonctions va être modifiée, tout d'abord de manière asymétrique puis de manière simultanée.

Variation asymétrique : modification de la largeur de la branche centrale :

Nous avons vu précédemment que l'un des problèmes majeurs pour la montée en fréquence des dispositifs balistiques était leur impédance élevée. Dans cette partie, nous avons augmenté la largeur des branches droite et gauche tout en diminuant la largeur de la branche centrale.

– Fabrication et caractérisation

Nous avons donc fabriqué plusieurs jonctions en T de même largeur de branches droite et gauche et nous avons modifié la largeur de la branche centrale (Figure 2.35). La largeur des branches droite et gauche est de 170 nm et la largeur de la branche centrale est de 67, 77, 85, 95 et 109 nm respectivement. La Figure 2.36 représente des photographies réalisées en microscopie électronique à balayage de ces jonctions.

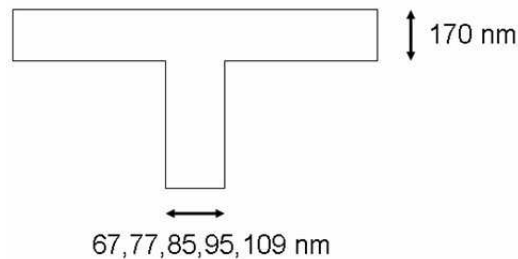


FIG. 2.35 – Jonctions en T de largeur des branches droite et gauche 170 nm et largeur de la branche centrale 67, 77, 85, 95, 109 nm respectivement.

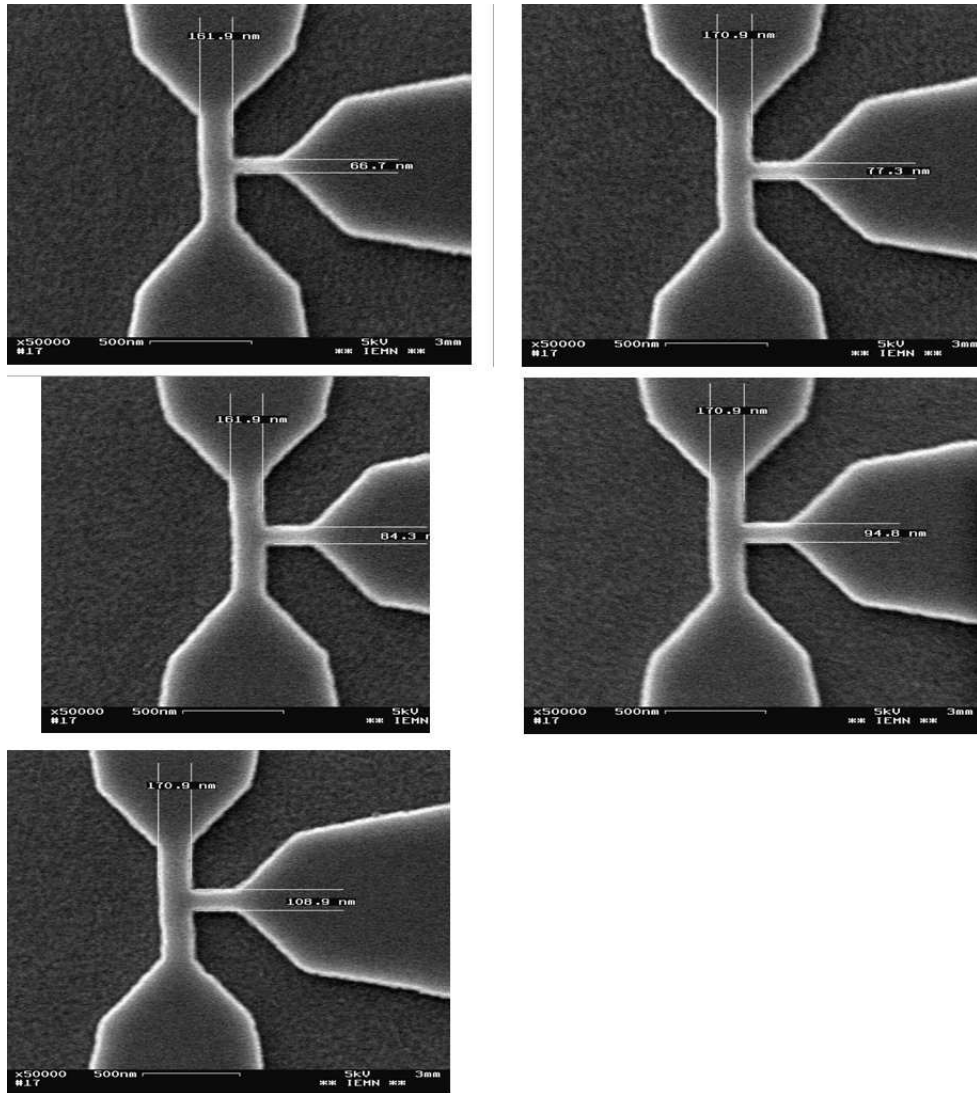


FIG. 2.36 – Photographies réalisées par microscopie électronique à balayage des jonctions en T asymétriques. Les mesa ont été réalisés par gravure ionique réactive.

En mode push-pull ($V = V_L = -V_R$), nous obtenons les mesures du potentiel V_c de la branche centrale (Figure 2.37). Nous avons préalablement retiré la partie linéaire des mesures induite par les résistances d'accès. Nous avons nommé les courbes $V_c - W$ où W représente la largeur de la branche centrale.

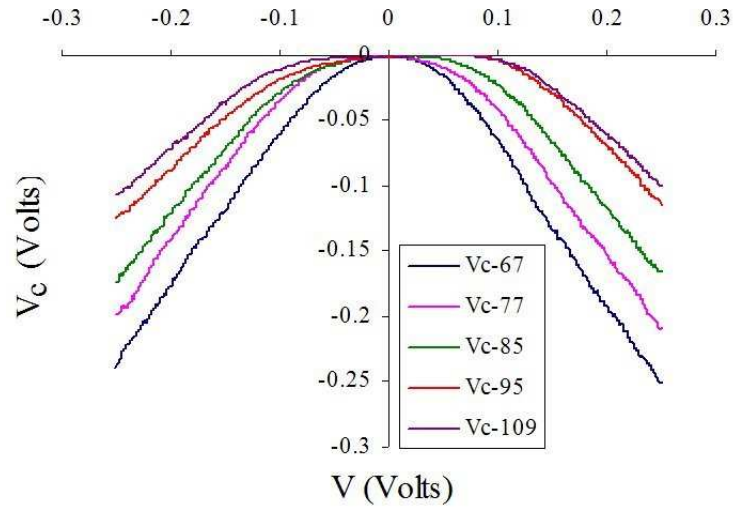


FIG. 2.37 – Potentiel V_c en fonction de V pour les jonctions en T assymétriques nommées $V_c - W$ où W représente la largeur de la branche centrale.

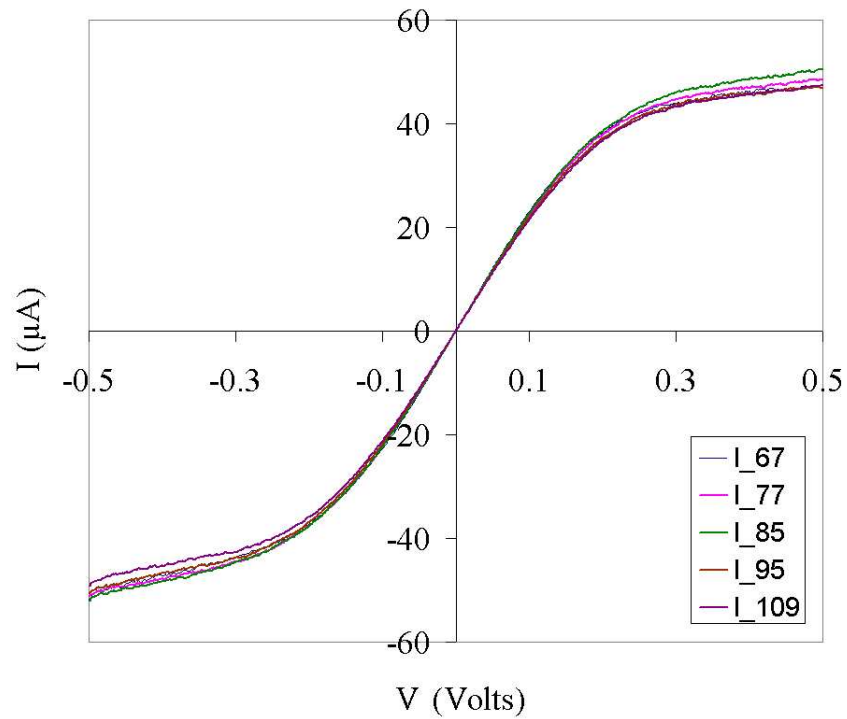


FIG. 2.38 – Courbes de courant I-V pour les jonctions en T assymétriques.

Nous obtenons une courbe V_c parabolique pour les largeurs 67 et 77 nm. Les meilleurs courbes paraboliques sont donc obtenues pour 67 et 77 nm lorsque la branche centrale est

entièrement déplétée (si nous considérons une largeur de déplétion de 40 nm +/- 10 nm, d'après nos mesures de résistances sur les canaux).

La largeur de 170 nm est la plus grande obtenue pour une valeur de largeur de la branche centrale tout en conservant un potentiel V_c parabolique. Le point important qu'il faut souligner ici est que l'impédance entre les branches droite et gauche n'est que de 4 $K\Omega$, bien moins importante que les impédances de l'ordre de 10 à 12 $K\Omega$ obtenues sur les plus petites jonctions balistiques en T précédentes. Cela signifie que nous pouvons utiliser de telles jonctions assymétriques pour fabriquer des dispositifs exploitant la forme parabolique de V_c tout en ayant des impédances plus faibles. De plus des dimensions plus larges permettent d'obtenir un meilleur contrôle des résistances d'accès.

– **Modification du modèle Monte Carlo**

Un point important des mesures réalisées sur ces jonctions en T est que le courant dans chacune des structures est identique quelle que soit la largeur de la branche centrale (Figure 2.38). Ce résultat est nouveau car notre modèle standard Monte Carlo ne permet pas d'expliquer ces résultats. Il a donc été nécessaire de modifier le simulateur.

Nous ne rentrerons pas ici dans le détail du nouveau modèle mais donnerons uniquement les grandes lignes. Notre modèle Monte Carlo "standard" considère une densité surfacique de charge à l'interface entre l'air et le semi-conducteur σ constante. Suite aux mesures de résistance des canaux, nous avons déterminé que cette valeur était proche de $0,4.10^{12} \text{ cm}^{-2}$, cette valeur correspondant à une largeur de déplétion latérale de 40 nm +/- 10 nm. Cependant, la validité de ce modèle devient discutable lorsque le semi-conducteur est déplété comme c'est le cas pour la branche centrale de notre jonction en T de largeur de branches droite et gauche 170 nm et largeur de branche centrale 67 nm. En effet, l'origine physique des charges de surface est la capture des électrons dans des états de surface (localisés au milieu du gap et ayant pour origine la rupture de la périodicité du potentiel au niveau de la surface du semi-conducteur) mais si la région proche de la surface est complètement déplétée, aucun électron ne devrait être capable d'atteindre la surface et la charge de surface devrait diminuer. Or ce

n'est pas le cas de notre modèle usuel de simulation Monte Carlo.

C'est pour cela qu'un modèle préliminaire amélioré pour les charges de surface a été développé par Javier Mateos et Tomas Gonzalez de l'Université de Salamanca en Espagne. Ce modèle peut cette fois être mis en oeuvre lorsque les régions proches des surfaces sont déplétées. Sans entrer dans les détails, la valeur de la charge surfacique peut être adaptée *dynamiquement et localement* suivant le nombre d'électrons dans ces régions. Ce modèle a permis de retrouver la majorité des résultats sur les jonctions asymétriques même s'il doit encore être perfectionné pour obtenir une explication cohérente aux phénomènes observés sur les Figures 2.37 et 2.38. C'est la raison pour laquelle nous ne montrons pas ces résultats de simulation.

Variation simultanée de la largeur des branches

– Fabrication et caractérisation

Nous avons fabriqué trois jonctions en T par gravure ionique réactive (Figure 2.39(a)) et des mesures du potentiel V_c pour une polarisation en mode push-pull ($V = V_L = -V_R$) ont été réalisées. La longueur de branche de ces trois jonctions est de 200 nm et la largeur de branche est de 100, 140 et 200 nm respectivement (Figure 2.39(b)).

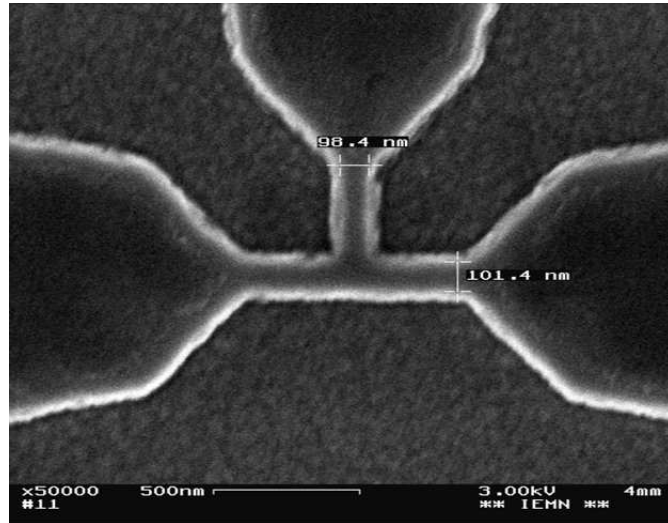


FIG. 2.39 – (a) Photographie réalisée par microscopie électronique à transmission d'une jonction en T de longueur de branche 200 nm et largeur de branche 100 nm. (b) Dimensions des trois jonctions en T fabriquées par gravure RIE.

Comme dans le cas des jonctions en Y, les parties linéaires des mesures ayant pour origine les résistances d'accès ont été retirées. Nous obtenons alors le potentiel V_c intrinsèque sur la Figure 2.40.

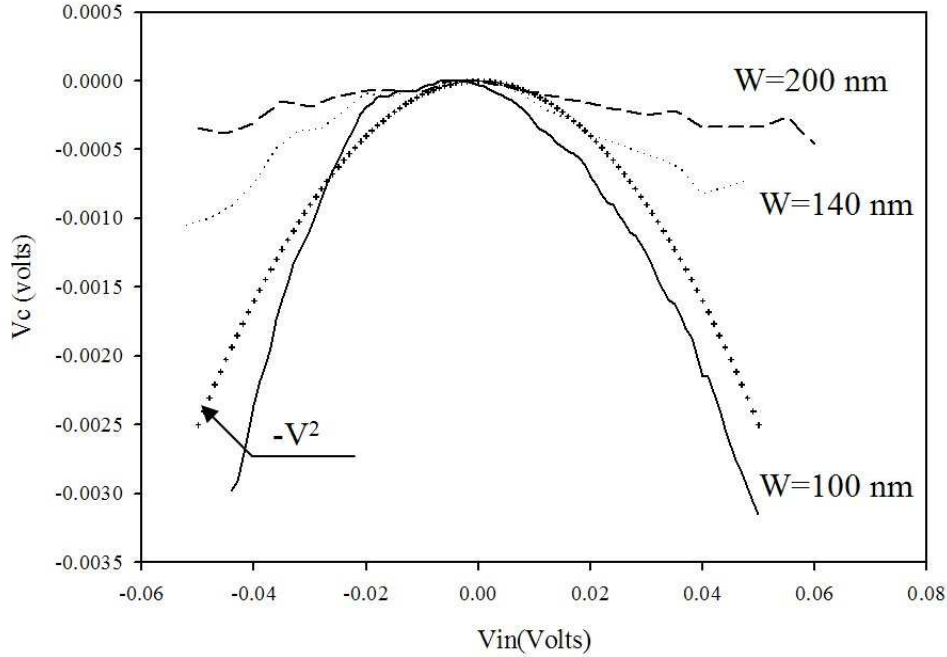


FIG. 2.40 – Potentiel V_c intrinsèque en fonction de V pour les différentes jonctions en T de même longueur de branche 200 nm. Nous avons aussi représenté la courbe $-V^2$.

Pour une jonction de largeur 100 nm, nous retrouvons un potentiel V_c parabolique caractérisant un transport balistique. Puis lorsque la largeur augmente, V_c devient de moins en moins parabolique.

– Explication théorique

Dans cette partie, nous avançons une explication au fait que la diminution simultanée de la largeur des branches entraîne l'obtention d'un potentiel parabolique plus prononcé.

La Figure 2.39 montre que la largeur des branches gauche et droite des jonctions est de 200 nm. Ainsi la longueur totale des jonctions caractérisées varie de 500 nm à 600 nm. Pour de telles longueurs, le transport peut être considéré comme quasi-balistique (moyenne de 3.8 à 4.6 interactions possibles pour un libre parcours moyen de 130 nm).

La disparition progressive de la forme parabolique du potentiel parabolique V_c avec l'augmentation de la largeur des branches pourrait avoir deux origines.

Tout d'abord, nous avons vu dans la partie II que la branche centrale jouait le rôle d'une sonde permettant de détecter les variations de potentiel au centre de la jonction. Plus la largeur de cette branche est petite, plus la détection de ces variations est fine car cela revient à effectuer une mesure sur un intervalle de longueur très petit autour du point d'intersection des branches. Augmenter la largeur de la branche centrale augmente la longueur sur laquelle s'effectue la détection de la variation de potentiel ce qui a pour conséquence d'aplatir la courbe parabolique.

Mais le phénomène le plus important est certainement la diminution des effets de charge d'espace. En effet, rappelons que la courbe parabolique V_c a pour origine deux effets, le transport balistique mais aussi les effets de charge d'espace tels que la densité surfacique de charge à l'interface entre l'air et le semi-conducteur. L'augmentation de la largeur des branches entraîne une diminution des effets de charge d'espace et la disparition progressive de la forme parabolique de V_c . Globalement, la longueur de la jonction en T ne varie pas beaucoup (de 500 nm à 600 nm) et donc le transport n'est pas fortement modifié. Celui-ci reste quasi-balistique mais à cause de la diminution des effets de charge d'espace, il n'est plus possible d'observer la forme parabolique du potentiel V_c .

Conclusion sur les variations géométriques des branches

Ainsi il semble que la largeur de la branche centrale d'une jonction en T soit un paramètre plus important que la longueur des branches de la jonction pour conserver un potentiel parabolique V_c .

Afin d'obtenir un potentiel parabolique V_c à forte courbure dans nos jonctions à trois branches, il est donc nécessaire de réaliser des jonctions de largeur de branche centrale proches de la largeur de déplétion (de 60 à 70 nm). De plus une largeur des branches droite et gauche assez élevée permet de diminuer leur résistance intrinsèque et d'obtenir une désadaptation d'impédance minimisée entre le dispositif et les appareils de mesure. Rappelons aussi qu'il est préférable d'utiliser une jonction en Y d'angle entre les branches droite et gauche très faible

plutôt qu'une jonction en T afin de favoriser l'injection des porteurs dans la branche centrale (voir paragraphe 2.3.1)

2.4 Problématique des dispositifs Haute Impédance pour applications RF

Ce paragraphe traite de deux problèmes généraux relatifs aux accès RF, problèmes communs à toute étude en fréquence de nanodispositifs.

Le premier problème provient de la haute impédance des nanodispositifs quels qu'ils soient (dispositifs balistiques, nanotubes de carbone, dispositifs moléculaires). En effet, ces nanodispositifs possèdent une impédance élevée pouvant aller de quelques $K\Omega$ (dispositifs balistiques) à plusieurs centaines (nanotubes de carbone). Hors en hyperfréquence, l'impédance de référence des appareils de mesure est de 50Ω . Il s'ensuit donc une forte désadaptation entre le dispositif et l'environnement 50Ω . Typiquement, la réflexion sur un canal balistique d'impédance $10 K\Omega$ est de 99% de l'onde incidente. Dans une première partie 2.4.1, nous proposons une solution permettant de diminuer la désadaptation en réalisant des lignes d'accès coplanaires sur une couche d'un polymère à faible permittivité diélectrique qui est le BCB.

Le second problème provient de la conception des lignes d'accès coplanaires aux nanodispositifs. Ces lignes coplanaires sont sources de capacités extrinsèques parasites entre plots d'épaissement. Les valeurs de ces capacités influent fortement sur les performances RF des nanodispositifs. Nous résumons donc dans une seconde partie (2.4.2) le résultat des simulations réalisées pour optimiser la conception des accès coplanaires dont l'objectif était de diminuer les capacités extrinsèques parasites. Nous verrons dans le paragraphe 2.5 que ces optimisations ont fortement améliorées les performances RF de notre convertisseur balistique AC-DC.

2.4.1 Adaptation d'impédance : lignes coplanaires sur BCB

Comme les mesures I-V l'ont montré au paragraphe 2.3.2, les dispositifs balistiques présentent une impédance élevée de quelques $K\Omega$. Hors en hyperfréquence, l'impédance de référence des appareils de mesure est de 50Ω . Il s'ensuit donc une forte désadaptation entre le dispositif et l'environnement 50Ω . Ce problème est commun à tous les dispositifs de la nanoélectronique haute impédance tels que les composants moléculaires, les points quantiques ou encore les nanotubes de carbone. Typiquement, la réflexion sur un canal balistique d'impédance $10 K\Omega$ est de 99 % de l'onde incidente.

Il est donc nécessaire de trouver des solutions afin d'atténuer cette désadaptation si nous voulons concevoir des nanodispositifs fonctionnant en haute fréquence.

Une méthode courante pour réaliser l'adaptation est de recourir à un adaptateur quart d'onde (voir Figure 2.41). Pour rappel, ce dispositif est une ligne de longueur L et d'impédance caractéristique Z_c . Cette ligne est chargée avec l'impédance à adapter notée Z_L . L'impédance en entrée de la ligne Z_{in} est alors donnée par la relation

$$Z_{in} = \frac{Z_c^2}{Z_L} \quad (2.3)$$

à la fréquence d'adaptation (c'est-à-dire la fréquence pour laquelle la longueur L de la ligne est le quart de la longueur d'onde).

Les lignes coplanaires utilisées dans les circuits micro-ondes sur semi-conducteur III-V (AsGa, InP) ont des impédances caractéristiques typiquement comprises entre 25 et 90Ω . Ces valeurs limites dépendent de la fréquence d'utilisation et du semi-conducteur considéré.

Afin d'augmenter l'impédance des lignes de transmission, nous considérons, en première approximation, un modèle quasi-distribué de la ligne. L'impédance caractéristique Z_0 de la ligne est alors égale à $\sqrt{\frac{L}{C}}$ avec L et C respectivement l'inductance et la capacité linéique de la ligne. Pour augmenter l'impédance Z_0 , nous pouvons donc augmenter L ou réduire C .

L'inductance est essentiellement liée à la largeur du ruban central W . Une première limite

apparaît, non prise en compte par notre modèle simplifié. En effet, lorsque nous réduisons fortement la largeur du ruban, les pertes augmentent drastiquement.

Concernant C , augmenter la distance intermasse W_g de la ligne, permet de réduire la capacité entre la ligne et la masse. Cependant, une fois encore une limite apparaît : l'apparition de modes parasites. Une limite classique est de respecter la condition $W_g < \frac{\lambda_g}{10}$ où λ_g représente la longueur d'onde dans le diélectrique.

Pour dépasser ces limites, une solution consiste à diminuer la permittivité apparente pour faire diminuer la capacité C . Il est possible par exemple d'élever la ligne centrale à l'aide de ponts à air [26]. Nous avons étudié une autre solution qui est l'insertion d'une couche de diélectrique de faible permittivité ϵ_r entre la ligne et le substrat (Figure 2.41(c)).

Le diélectrique choisi est le BCB (BenzoCycloButène) de permittivité $\epsilon_r = 2.65$. Nous présentons ici les résultats de simulation ainsi que des mesures dans la bande 10-50 GHz. Les simulations ont été réalisées par nos collègues de l'Université Catholique de Louvain tandis que nous avons réalisé la fabrication et la caractérisation des lignes.

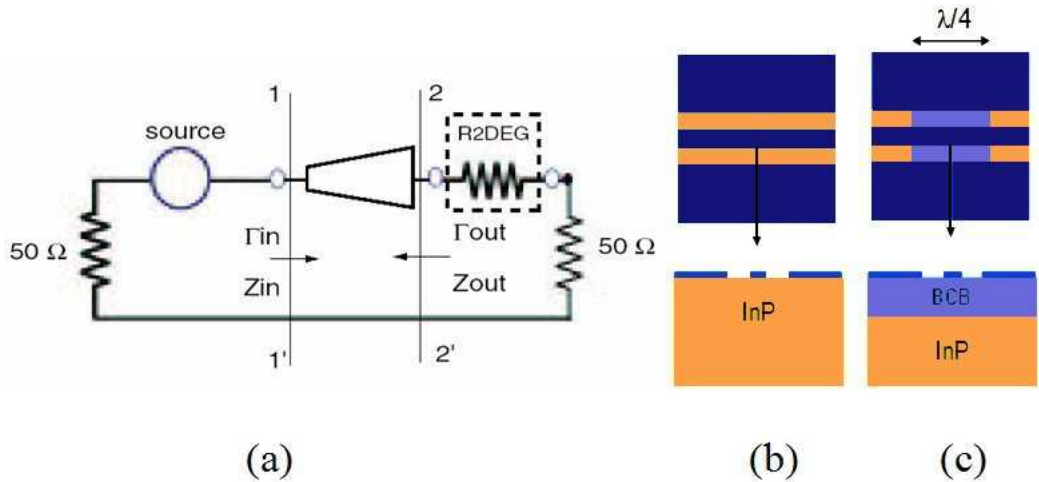


FIG. 2.41 – Transformateurs d'impédance quart d'onde pour l'adaptation sur de nanodispositifs à haute impédance sur 50Ω : (a) Configuration générale de section d'adaptation entre l'impédance de référence 50Ω des équipements de mesure et la haute impédance R_{2DEG} d'un nanodispositif. (b) Section de ligne coplanaire d'impédance caractéristique $Z_c = 50 \Omega$. (c) Section de transformateur coplanaire d'impédance quart d'onde incluant une couche de BCB.

Simulation

Nous avons tout d'abord simulé des structures dont la distance entre la ligne centrale et la masse est W et la largeur de la ligne centrale S . L'épaisseur de la couche de BCB est de $10\ \mu\text{m}$ (voir Figure 2.42). La Figure 2.43 montre l'évolution de l'impédance de ces lignes coplanaires d'épaisseur de BCB $10\ \mu\text{m}$ et de topologies suivantes (avec et sans BCB) en fonction de la fréquence :

$$W = 15\ \mu\text{m} - S = 22\ \mu\text{m} \text{ (x)}$$

$$W = 8\ \mu\text{m} - S = 13\ \mu\text{m} \text{ (\diamond)}$$

$$W = 5\ \mu\text{m} - S = 8.5\ \mu\text{m} \text{ (o)}$$

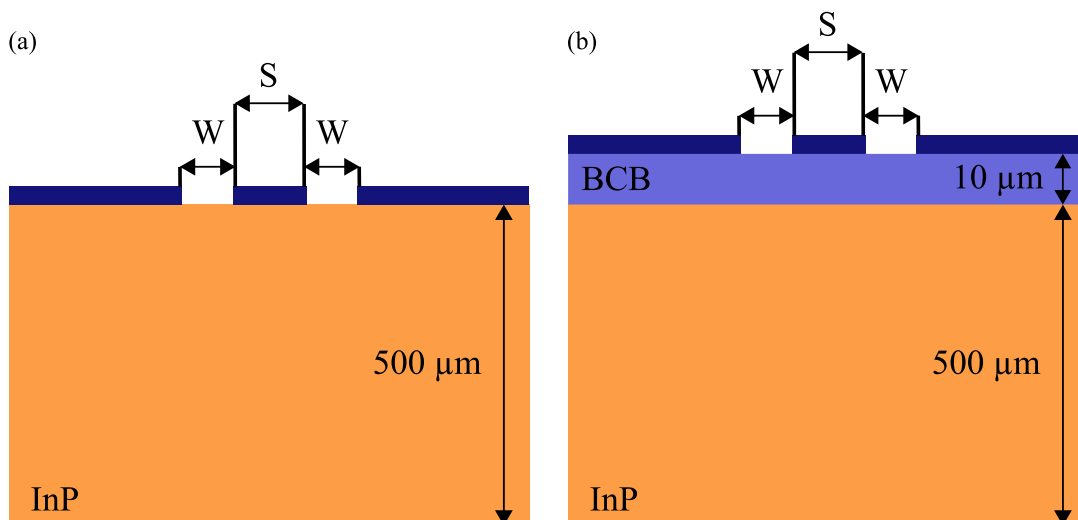


FIG. 2.42 – Topologie des lignes coplanaires sur (a) InP et (b) BCB/InP

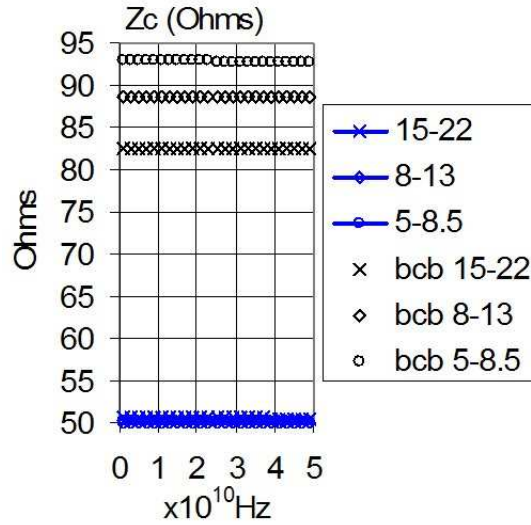


FIG. 2.43 – Evolution de l'impédance caractéristique de lignes coplanaires en fonction de la fréquence avec et sans BCB. La dénomination des courbes est : W-S où W représente la distance entre la ligne centrale et la masse et S la largeur de la ligne centrale.

L'impédance la plus élevée (84 %) est obtenue pour la ligne sur BCB de largeur de la ligne centrale S de 15 μm et de distance W entre la ligne centrale et la masse de 22 μm . L'introduction d'une couche de BCB entre la ligne coplaire et le substrat d'InP mène a une importante augmentation de l'impédance caractéristique Z_c .

Sur la Figure 2.44, nous présentons l'évolution de l'impédance en fonction de la largeur W de la ligne centrale pour une ligne sur InP, pour des lignes sur des couches de 5, 10 et 20 μm d'épaisseur de BCB respectivement. La distance intermasse est de 60 μm . Comme nous pouvons le constater, l'utilisation d'une couche de BCB entre la ligne et le substrat permet d'augmenter l'impédance de la ligne d'un facteur 2 maximum.

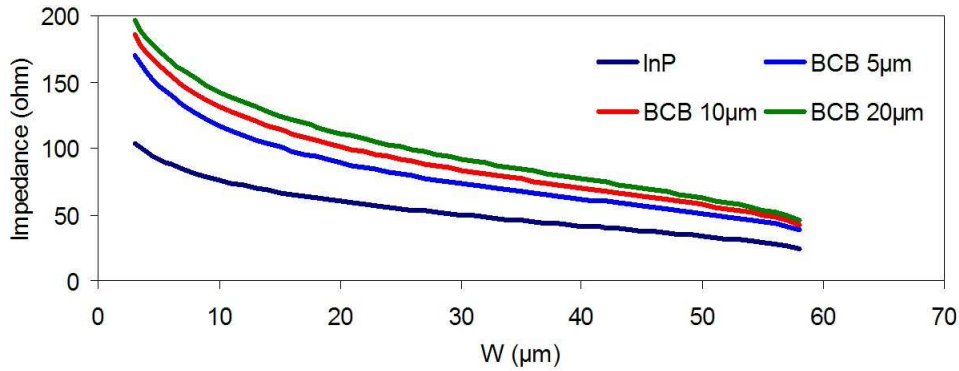


FIG. 2.44 – Impédance d’une ligne coplanaire en fonction de la largeur de la ligne centrale pour différentes configurations (sans BCB, avec une hauteur de 5, 10 et 20 μm de BCB respectivement).

Mesures

Le procédé technologique de réalisation des lignes coplanaires sur BCB peut être consulté dans l’annexe située au paragraphe 2.6.2. Ce procédé a été initialement développé par G. Six durant sa thèse à l’IEMN [27]

Sur la Figure 2.45, nous présentons l’impédance, mesurée dans la bande 10-50 GHz, en fonction de la largeur W de la ligne centrale pour une ligne coplanaire de distance intermasse 50 μm déposée sur une couche de BCB de 10 μm d’épaisseur. Le substrat est un substrat d’AsGa. Nous pouvons observer que l’évolution de l’impédance mesurée est qualitativement la même que celle obtenue en simulations (Figure 2.44) même si le substrat n’est pas le même.

Les résultats expérimentaux confirment la prédiction obtenue par simulation. L’introduction d’une couche de BCB entre la ligne et le substrat permet d’obtenir des impédances environ deux fois plus élevées que celles de lignes de même géométrie déposées directement sur le substrat [28].

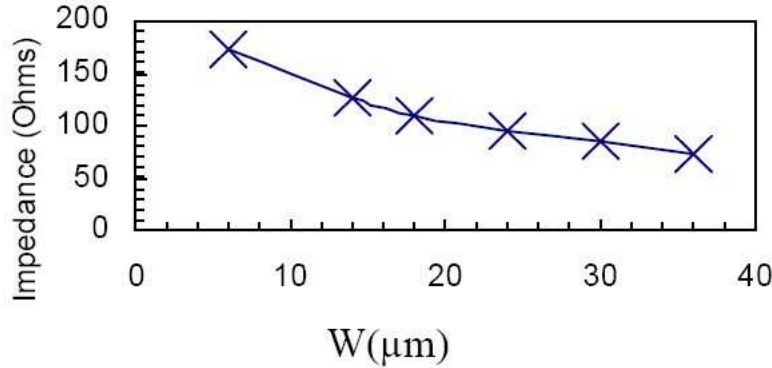


FIG. 2.45 – Impédance mesurée d’une ligne coplanaire en fonction de la largeur de la ligne centrale. La distance intermasse est de $50 \mu\text{m}$ et l’épaisseur de BCB $10 \mu\text{m}$.

2.4.2 Optimisation des capacités extrinsèques parasites des accès RF

Ce paragraphe résume le travail réalisé par nos collègues de l’UCL portant sur l’optimisation des capacités extrinsèques parasites entre les plots d’épaississements des accès coplanaires RF comme le montre la Figure 2.46.

Ce travail d’optimisation des accès RF, bien qu’appliqué à notre convertisseur, est un travail général pouvant être mis en oeuvre pour tout type de nanodispositifs. En effet, avant d’étudier les performances RF de nanodispositifs, il est tout d’abord nécessaire de concevoir des accès coplanaires optimisés pour diminuer les capacités extrinsèques parasites qui pourraient être responsables de la dégradation des performances fréquentielles. Pour cela, des simulations de paramètres S sur le logiciel IE3D permettant d’extraire les capacités parasites ont été réalisées.

Sans entrer dans les détails, sur la Figure 2.47, nous présentons deux modèles optimisés obtenus par simulation. L’objectif était de diminuer les valeurs des capacités extrinsèques parasites C_{12_e} , C_{13_e} et C_{23_e} . Pour cela, les contacts ohmiques ont été amenés au plus près du nanodispositif et la distance entre les plots d’entrée et de sortie du signal a été raccourcie. La capacité C_{12_e} entre la voie d’entrée et de sortie du signal en particulier a une

grande influence sur les performances en fréquence comme nous le verrons dans le paragraphe 2.5.2.

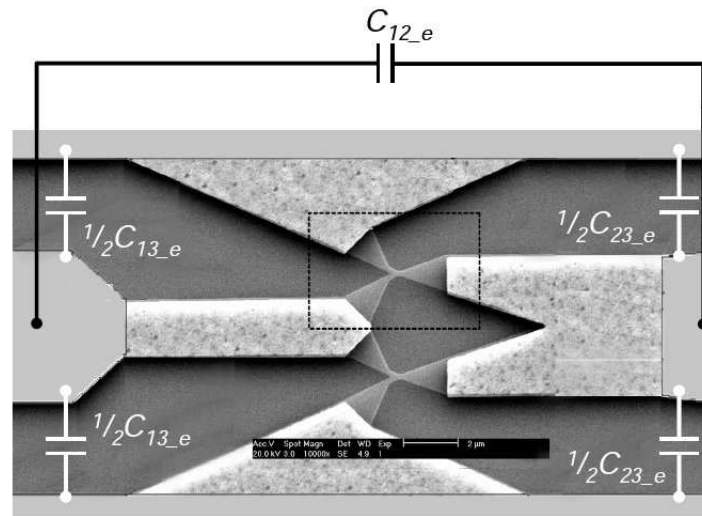


FIG. 2.46 – Capacités extrinsèques parasites entre les plots d'épaissements des accès hyperfréquences. Les jonctions en Y (rectangles) représentent la partie intrinsèque du dispositif.

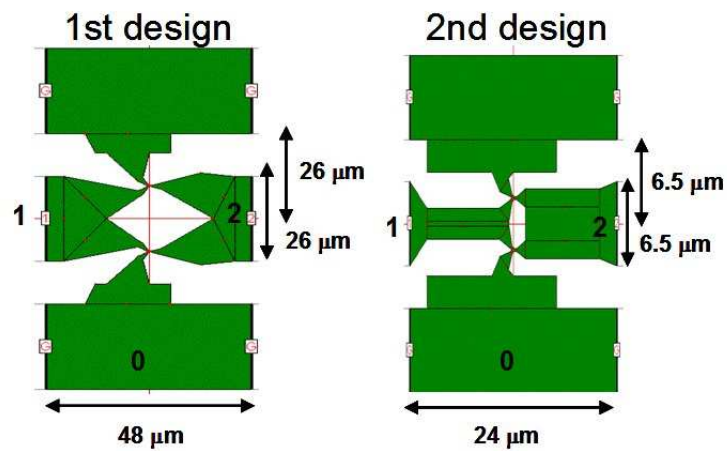


FIG. 2.47 – (a) et (b) Modèles optimisés des redresseurs balistiques AC-DC.

2.5 Convertisseur balistique AC-DC jusqu'à 94 GHz

L'idée d'utiliser les propriétés rectificatrices d'une jonction balistique à trois branches a été pour la première fois évoquée de manière théorique en 2002 par H.Q. Xu [29] et montré expérimentalement en régime DC en 2004 [30]. Elle repose sur l'exploitation de la caractéristique non linéaire d'une jonction à trois branches en régime balistique (voir Figure 2.48).

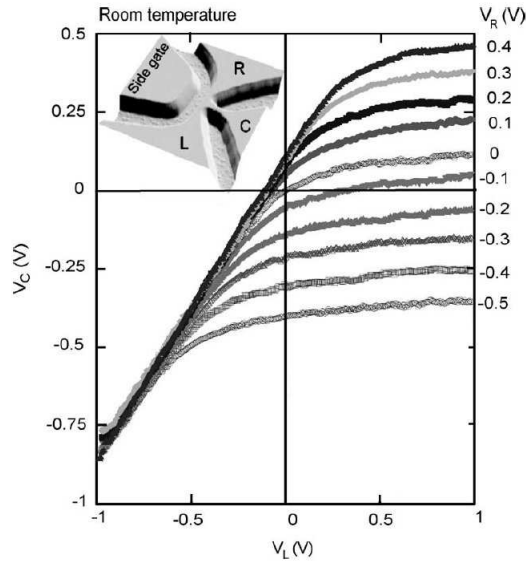


FIG. 2.48 – Comportement redresseur d'une jonction balistique en T. L'encart représente une image AFM de la jonction. La courbe représente l'évolution de V_c en fonction de V_L pour différentes valeurs de V_R .

Cette caractéristique non linéaire de jonctions en Y peut être utilisée pour générer des tensions DC et des harmoniques d'ordre élevé à partir d'un signal RF. Dans de précédents travaux, Worschech et al [31] ont rapporté la réalisation d'un convertisseur AC-DC se basant sur l'utilisation d'une jonction balistique en T jusqu'à 10 GHz et la génération d'harmoniques jusqu'à 20 GHz (pour un signal d'entrée de 10 GHz).

L'objectif de cette partie est de présenter les performances de conversion AC-DC d'un dispositif non linéaire basé sur l'utilisation de deux jonctions en Y (voir Figure 2.50) opérant en tant que convertisseur d'onde millimétrique jusqu'à des fréquences de 94 GHz .

Nous présenterons tout d'abord le principe de fonctionnement d'un tel convertisseur puis

le modèle ADS développé pour étudier et optimiser son comportement, et terminerons par les résultats expérimentaux jusqu'à 94 GHz.

Ce travail a été réalisé en forte collaboration avec l'Université Catholique de Louvain en ce qui concerne la mise au point du modèle ADS (Advanced Design Software d'Agilent), des optimisations des paramètres extrinsèques et des mesures jusqu'à 40 GHz. Les plus petits dispositifs ont été fabriqués à l'IEMN ainsi que les mesures à 94 GHz.

2.5.1 Principe de fonctionnement

Topologie

L'exploitation des propriétés non linéaires d'une jonction balistique en Y polarisée en mode push-fix (la polarisation de l'une des branches est constante, nulle dans notre cas) permet d'envisager la réalisation d'un convertisseur balistique AC-DC fonctionnant à de très hautes fréquences. Le principe du dispositif est le suivant.

En mode push-fix, nous appliquons une polarisation DC ou un signal AC uniquement sur l'une des branches de la jonction en Y (la gauche) en connectant l'autre branche (la droite) à la masse et en mesurant le potentiel ou le courant de la branche centrale comme le montre la Figure 2.49(a). L'avantage de la configuration push-fix pour les mesures haute fréquence est que deux accès coplanaires seulement sont requis étant donné que la troisième branche est connectée à la masse.

Le schéma conçu pour les mesures push-fix en haute fréquence (HF) est représenté sur la Figure 2.49(b). Il consiste en l'utilisation de deux jonctions balistiques en Y symétriques connectés aux lignes de signal et aux plans de masse comme représenté sur cette figure. En plus de préserver la symétrie, ce qui est très important pour les mesures HF, l'utilisation de deux jonctions permet de diminuer l'impédance totale du dispositif et donc de diminuer la mésadaptation entre le dispositif et les équipements de mesure calibrés sur 50 Ω .

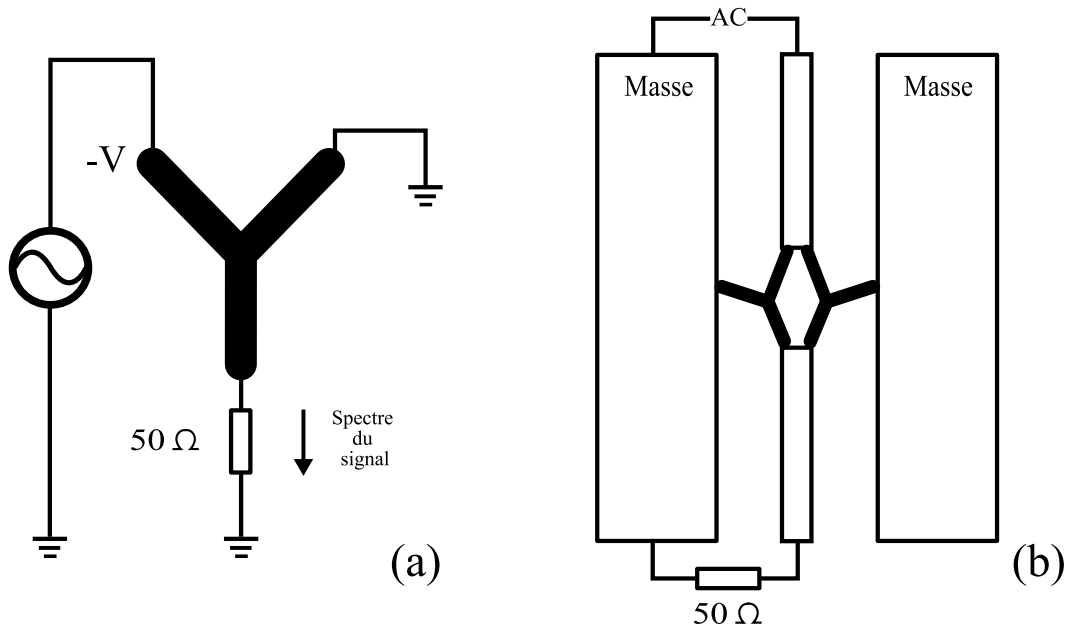


FIG. 2.49 – (a) Schéma de mesure HF d’une jonction balistique en Y polarisée en mode push-fix ($V_R = 0 V$) (b) Schéma de mesure HF du dispositif convertisseur basé sur l’utilisation de deux jonctions balistique en Y.

Fabrication

Les dispositifs convertisseurs basés sur l’utilisation de deux jonctions balistiques en Y ont été fabriqués en utilisant le procédé technologique décrit au début de cette partie pour réaliser des dispositifs balistiques en utilisant une structure de couche de type GaInAs/AlInAs/InP. La densité de porteurs est $n_s = 2,65 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ et la mobilité μ est de $14000 \text{ cm}^2/\text{V.s}$ à 300 K.

La Figure 2.50 représente une photographie réalisée par microscopie électronique à balayage d’un convertisseur balistique où nous pouvons voir les accès coplanaires ainsi que les deux jonctions en Y. La largeur de ces jonctions est ici de 200 nm et l’angle entre les branches est proche de 120° .

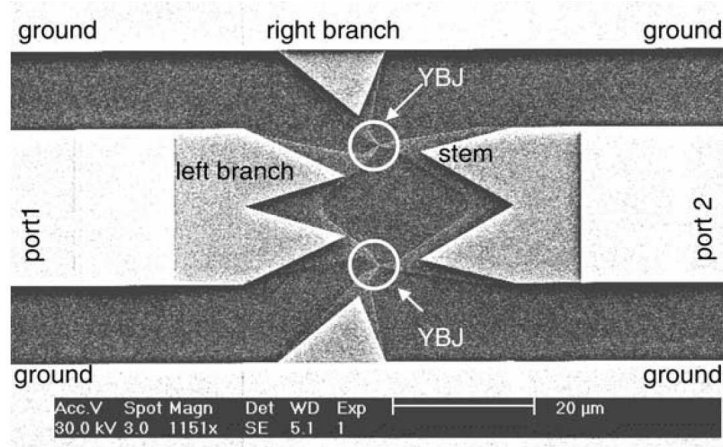


FIG. 2.50 – Photographie réalisée par microscopie électronique à balayage d'un convertisseur à deux jonctions balistiques en Y (Y-branch Ballistic Junction : YBJ)

2.5.2 Modèle non linéaire électrique du convertisseur AC-DC

Nous présentons dans cette partie le modèle non linéaire électrique du convertisseur balistique AC-DC développé par Lukasz Bednarz de l'Université Catholique de Louvain ainsi que les résultats des simulations effectuées à partir de ce modèle de la dépendance en fréquence des performances de conversion [32, 33].

Présentation du modèle ADS

Comme le montre la Figure 2.51(a) représentant le convertisseur de la Figure 2.50 auquel nous avons superposé les éléments du modèle, le comportement non linéaire de la jonction en Y a été modélisée par trois résistances non linéaires. Un polynôme de degré 6 a été utilisé pour ajuster les valeurs extraites des mesures DC des résistances en zone linéaire de la branche gauche R_{i1} et de la branche droite R_{i3} en fonction du saut de tension au travers des branches (voir Figure 2.52 et Figure 2.53) avec $R_{i1} = \frac{(V_{left} - V_{stem})}{I_{left}}$ et $R_{i3} = \frac{V_{stem}}{I_{left}}$. Le modèle non linéaire de R_{i1} a été utilisé en tant que modèle de dépendance en tension pour la résistance intrinsèque de la branche centrale, $R_{i2} = R_{i1} \frac{R_{i2} |_{\Delta V_{i2} \rightarrow 0}}{R_{i1} |_{\Delta V_{i1} \rightarrow 0}}$.

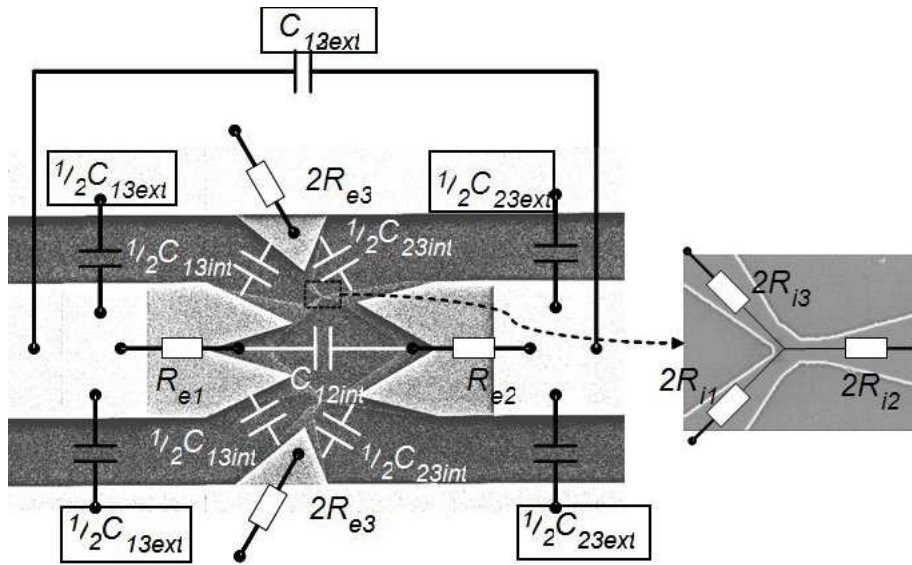


FIG. 2.51 – Convertisseur balistique AC-DC de la Figure 2.50 sur lequel ont été superposés les éléments du modèle ADS

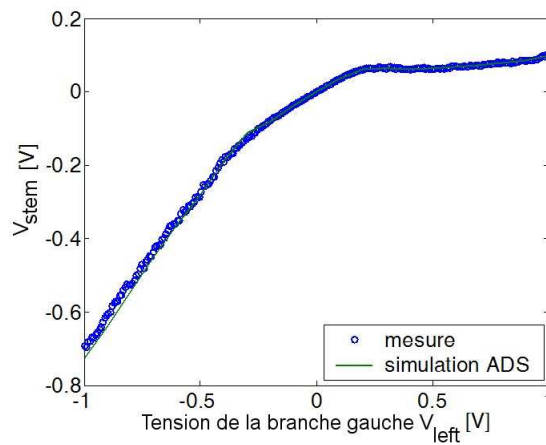


FIG. 2.52 – Potentiel de la branche centrale en fonction de la tension de la branche gauche de la jonction en Y polarisée en mode push-fix.

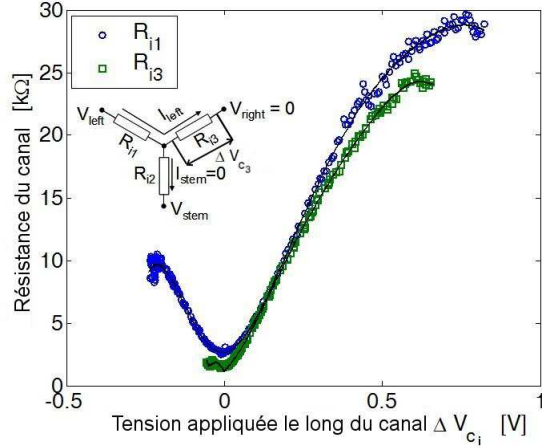


FIG. 2.53 – Résistances intrinsèques des canaux en fonction de la tension au niveau des canaux. La ligne noire solide représente les courbes du modèle.

Le circuit équivalent HF comporte des résistances intrinsèques non linéaires associées aux canaux balistiques (résistance de la branche gauche R_{i1} , de la branche droite R_{i3} et de la branche centrale R_{i2}), des résistances extrinsèques linéaires associées aux résistances des réservoirs d'accès 2DEG (R_{e1} , R_{e2} , R_{e3}), des capacités intrinsèques entre les réservoirs 2DEG (C_{12_int} , C_{23_int} , C_{13_int}) et des capacités extrinsèques associées aux capacités associées aux capacités entre les plots d'épaissements (C_{12_ext} , C_{23_ext} , C_{13_ext}). Le logiciel commercial ADS a été utilisé pour les simulations. Les valeurs des éléments du circuit équivalent ont été extraites des mesures DC et aussi des mesures linéaires HF petit signal des paramètres S sur une gamme de fréquence 40 MHz-110 GHz, en utilisant la méthode illustrée dans l'article [33]. La Figure 2.54(b) représente le graphique ADS du circuit équivalent avec les valeurs des éléments. Une simulation de balance harmonique disponible dans ADS a été utilisée pour modéliser la conversion AC-DC dans les jonctions en Y.

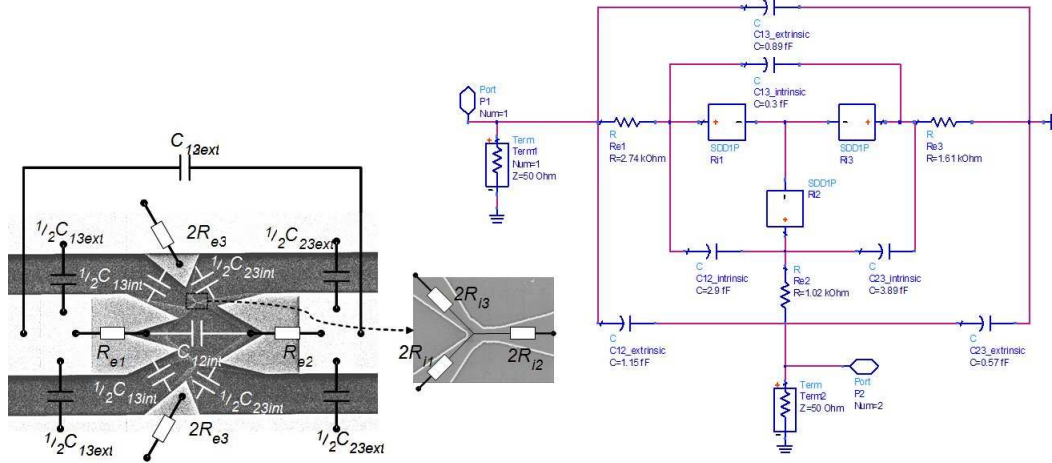


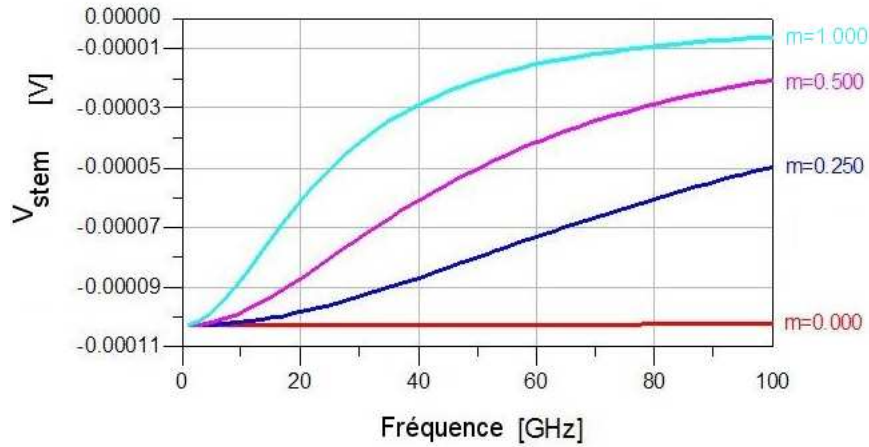
FIG. 2.54 – (a) Redresseur balistique de la Figure 2.50 sur lequel ont été superposés les éléments du modèle ADS (b) Modèle non linéaire HF ADS pour la simulation de la dépendance en fréquence de la conversion HF vers DC.

Simulation de la dépendance en fréquence des performances de conversion

De nombreuses simulations ont été réalisées pour étudier l'influence des capacités parasites intrinsèques ainsi que des résistances intrinsèques sur la dépendance en fréquence de la conversion AC vers DC. Les résultats de ces simulations sont exposés dans cette partie.

– Influence des capacités parasites intrinsèques

Sur la Figure 2.55, l'influence de la valeur de ces capacités intrinsèques sur l'efficacité de conversion est montrée. La grandeur de la tension DC de la branche centrale est donnée en fonction de la fréquence du signal AC converti en DC. Une augmentation de la fréquence de coupure est observée lorsque nous diminuons le coefficient multiplicatif m ($m < 1$) de la valeur des capacités intrinsèques ($C'_{12_int} = m * C_{12_int}$, $C'_{23_int} = m * C_{23_int}$, $C'_{13_int} = m * C_{13_int}$). Une réduction des capacités intrinsèques par rapport à leur valeur nominale extraite ($m = 1$) provoquera une augmentation de la bande passante. Il est important de noter que la tension DC de la branche centrale résultant de la conversion est proportionnelle à la grandeur carrée des signaux AC. Ainsi une diminution de 3 dB du signal RF entraînera une diminution deux fois plus importante de la tension DC de la branche centrale.



60

FIG. 2.55 – Tension DC détectée au niveau de la branche centrale en fonction de la fréquence du signal d’entrée AC à détecter pour différentes valeurs des capacités intrinsèques, dérivées des valeurs nominales extraites des mesures, correspondants à $m = 1$. m est le coefficient multiplicateur et les nouvelles valeurs des capacités intrinsèques $C'_{ij_int} = m * C_{ij_int}$. La puissance d’entrée est de -20 dBm. La zone de fréquences est [1 GHz - 100 GHz].

– Influence des résistances intrinsèques

Une autre façon d’augmenter la fréquence de coupure serait de diminuer la résistance intrinsèque du convertisseur ou bien d’utiliser de nombreux jonctions en Y en parallèle (par exemple en utilisant une structure de couches à puits quantiques multiples). Sur la Figure 2.56, la dépendance en fréquence de la conversion AC-DC pour un nombre n de jonctions en Y en parallèle est montrée. Une augmentation de la fréquence de coupure est observée avec l’augmentation du nombre de jonctions. Cependant on notera une diminution de l’efficacité de conversion pour un nombre important de jonctions en parallèles (70 et 200).

En effet, le signal observé en sortie est proportionnel au carré de la tension vue en entrée. Cette tension d’entrée est directement liée au rapport entre l’impédance d’entrée et l’impédance de 50Ω du générateur (pont diviseur de tension). La diminution de l’impédance d’entrée entraîne donc directement une réduction de la tension vue en entrée et donc de la tension détectée en sortie.

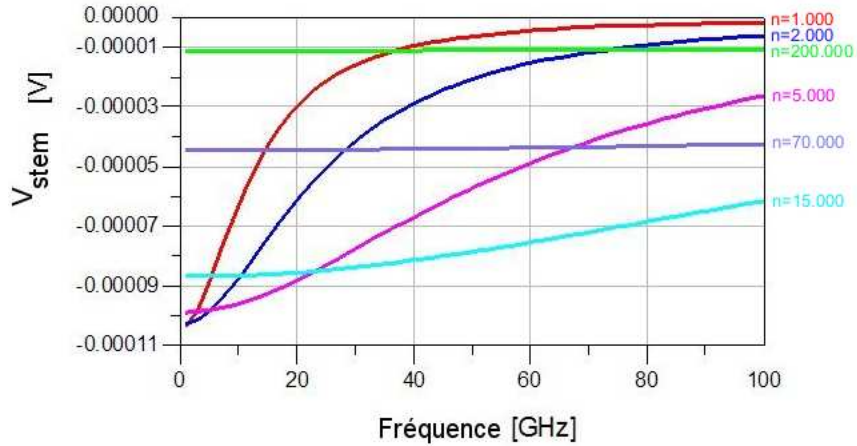


FIG. 2.56 – Tension DC détectée au niveau de la branche centrale en fonction de la fréquence du signal d’entrée RF à détecter pour de multiples puits quantique (n jonctions en Y parallèles). La puissance d’entrée est de -20 dBm. La zone de fréquence est [1 GHz - 100 GHz].

2.5.3 Résultats expérimentaux

Dans une première partie, nous présentons de manière générale trois convertisseurs fabriqués et caractérisés. La Figure 2.57 représente ces convertisseurs par ordre d’optimisation des accès coplanaires (de gauche à droite). Ces optimisations sont le résultat des simulations présentées au paragraphe 2.4.2 sur la diminution des capacités extrinsèques parasites.

Puis dans une seconde partie, nous présentons les résultats de la caractérisation DC et RF du meilleur convertisseur AC-DC nommé HF13 et représenté sur la Figure 2.57.

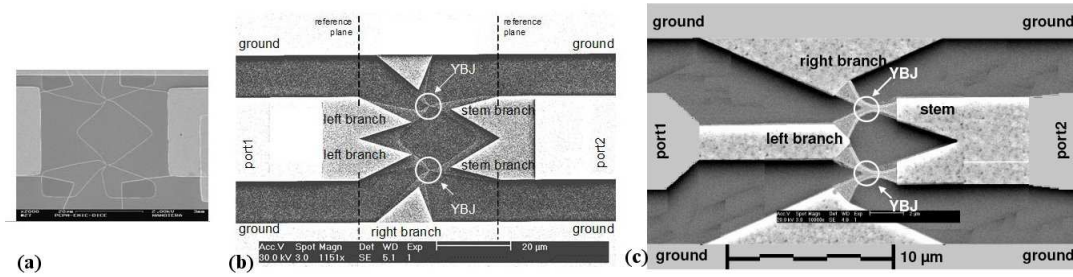


FIG. 2.57 – Géométrie d'accès aux jonctions en Y par ordre d'optimisation :

(a) Dispositif HF11 : Capacité plot1-plot 2 : 20 fF - Fréquence de coupure $F_{c,-3dB} = 14.4 GHz$

(b) Dispositif HF12 : Capacité plot1-plot 2 : 3.25 fF - Fréquence de coupure $F_{c,-3dB} = 12.66 GHz$

(c) Dispositif HF13 : Capacité plot1-plot 2 : 1.2 fF - Fréquence de coupure $F_{c,-3dB} = 59 GHz$

Dispositifs et performances

– Dispositifs réalisés

Les trois convertisseurs réalisés, nommés HF11, HF12 et HF13 par ordre d'optimisation des accès coplanaires, sont les suivants :

1. **Dispositif HF11** : La Figure 2.57(a) montre que de très gros réservoirs d'accès 2DEG sont utilisés pour connecter les jonctions en Y et les zones de contacts ohmiques. Cela entraîne l'existence de résistances extrinsèques très élevées et de gros pertes dans les réservoirs 2DEG. La capacité parasite (somme des capacités intrinsèques et extrinsèques) entre les ports 1 et 2 est ici de 20 fF. La largeur des branches des jonctions en Y est de 280 nm et la l'angle entre les branches droite et gauche est de 60° .
2. **Dispositif HF12** : La zone des contacts ohmiques a été étendue pour mieux couvrir les réservoirs 2DEG et minimiser les pertes d'accès (Figure 2.57(b)). La capacité parasite entre les ports 1 et 2 est ici de 3.25 fF. La largeur des branches des jonctions en Y est de 200 nm et la l'angle entre les branches droite et gauche est de 120° .
3. **Dispositif HF13** : Des simulations numériques ont été réalisées afin de minimiser la capacité parasite C entre les ports 1 et 2 (Figure 2.57(c)). Grâce à une optimisation du

design par une réduction des accès aux canaux proches formant la partie intrinsèque des jonctions en Y, la capacité C a été diminuée à 1.2 fF. La largeur des branches des jonctions en Y est de 100 nm et l'angle entre les branches droite et gauche est de 60°. La largeur de la branche centrale étant inférieure au libre parcours moyen (130 nm), le transport est balistique ou au moins quasi-balistique.

– Performances

Les performances de conversion AC-DC des divers convertisseurs sont les suivantes.

Le dispositif HF11, dont les accès n'avaient pas été optimisés, possède une fréquence de coupure à -3 dB de 14.4 GHz. En ce qui concerne le dispositif HF12, aucune augmentation de fréquence de coupure n'est observée (12.66 GHz) mais l'ordre de grandeur du signal détecté était supérieur au dispositif HF11.

Le résultat le plus remarquable est celui du dispositif final optimisé HF13 dont la fréquence de coupure à -3 dB est de 59 GHz. L'amélioration de ces performances par rapport aux précédents dispositifs est nette. Ce sont les résultats de la caractérisation de ce dispositif que nous présentons dans les parties suivantes.

Caractérisation DC du dispositif optimisé HF13 à température ambiante

La Figure 2.58(a) représente l'évolution du potentiel de la branche centrale V_{stem} en fonction de la tension appliquée en mode push-fix (voir Figure 2.49) sur la branche gauche V_{left} lorsque la tension de la branche droite est nulle ($V_{right} = 0$) pour le dispositif HF13. Le comportement de type diode est observé en accord avec les prédictions théoriques. L'encart de la Figure 2.58 montre la forme de cloche caractéristique de la tension de la branche centrale V_{stem} en polarisation push-pull ($V_{right} = -V_{left}$).

L'évolution de cette courbe suit les prédictions théoriques ([17]-[19]). En effet, deux régions de polarisations sont observées.

- *Zone de courant linéaire et de faible tension* ($V_{left} < 0.25 V$) : Zone dans laquelle le

transport électronique, balistique ou au moins quasi-balistique, est effectif et où la forme parabolique non linéaire de V_{stem} caractérise ce transport.

- *Zone de courant saturé et de tension élevée ($V_{left} > 0.25 V$)* : dans cette zone, la dépendance parabolique de V_{stem} observée pour de faibles tensions devient linéaire. Ce changement de comportement résulte des transferts électronique de la vallée Γ vers la vallée L où la mobilité électronique est plus faible. Dans ce cas, les électrons s'accumulent près de la branche de plus haut potentiel apparaît et le transport devient diffusif.

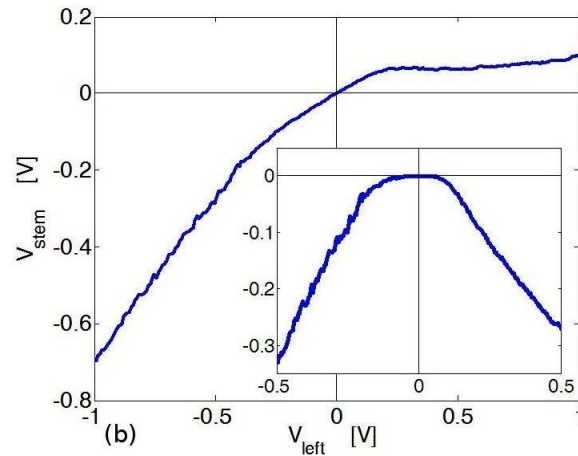


FIG. 2.58 – *Dispositif HF13* : Potentiel de la branche centrale V_{stem} en fonction de la tension appliquée en mode push-fix ($V_{right} = 0$) à 300 K. L'encart montre l'évolution de V_{stem} en mode push-pull

Caractérisation RF du convertisseur AC-DC optimisé HF13 jusqu'à 94 GHz

- **Extraction des paramètres du modèle ADS**

Les éléments intrinsèques et extrinsèques du modèle distribué ADS sont représentées dans le tableau 2.4, extraits à partir de mesures petit signal et de méthodes d'optimisation.

$C_{12 \text{ ext}}$	$C_{23 \text{ ext}}$	$C_{13 \text{ ext}}$	$C_{12 \text{ int}}$	$C_{23 \text{ int}}$	$C_{13 \text{ int}}$	R_{e1}	R_{e2}	R_{e3}
0.83 fF	1.15 fF	0.57 fF	0.3 fF	2.9 fF	3.89 fF	2.74 k Ω	1.61 k Ω	1.02 k Ω

TAB. 2.4 – Valeurs extraites des éléments parasites du circuit équivalent pour le dispositif HF13

– Mesures [3 GHz-40 GHz] et 94 GHz [33]

Des mesures dans la bande [3 GHz-40 GHz] et à 94 GHz ont été réalisées sur HF13. Pour les mesures dans la bande [3 GHz-40 GHz], une source d'onde continue a été utilisée pour la génération du signal HF. La liaison entre la source et la sonde coplanaire a été effectuée à l'aide de câbles coaxiaux. En ce qui concerne les mesures à 94 GHz, une source de type diode Gunn a été utilisée. La liaison entre la source et la sonde coplanaire a été effectuée à l'aide d'un guide d'onde rectangulaire.

Les résultats de ces deux types de mesures ont été normalisées à une puissance constante $P_{in} = 0.1 \text{ mW}$ entrant dans le dispositif afin de montrer la dépendance en fréquence de la conversion. Sur la Figure 2.59, la tension DC de la branche centrale détectée V_{stem} résultant de la conversion non linéaire AC-DC est montrée en fonction de la fréquence du signal de source HF appliqué à la branche gauche par le biais du port coplanaire 1.

Le modèle non linéaire permet d'expliquer la dépendance en fréquence de V_{stem} (cercles). Le tracé solide de la Figure 2.59 montre le résultat de nos simulations ADS. Le niveau de la courbe de simulation a été ajusté par rapport aux valeurs expérimentales à faible fréquence. Un très bon accord sur la dépendance en fréquence est observé.

Sur la Figure 2.59, nous avons représenté en pointillés la courbe simulée obtenue lorsque les parasites externes sont retirés. Nous pouvons constater que la dépendance en fréquence du dispositif ne semble dépendre uniquement que des éléments parasites externes et non des éléments internes du convertisseur. *Ainsi la dégradation fréquentielle observée ne serait due qu'aux pertes ohmiques dans les accès et au couplage capacitif entre les réservoirs.*

La meilleure sensibilité que nous ayons obtenue est de 0.026 mV/ μ W à 94 GHz. Cette sensibilité est bien meilleure que celle du nanomatériau basé sur une multitude de petits

triangles gravés dans le semi-conducteur dont la sensibilité était de 2.10^{-5} mV/ μ W à 50 GHz ([14] et Historique des dispositifs balistiques du chapitre I).

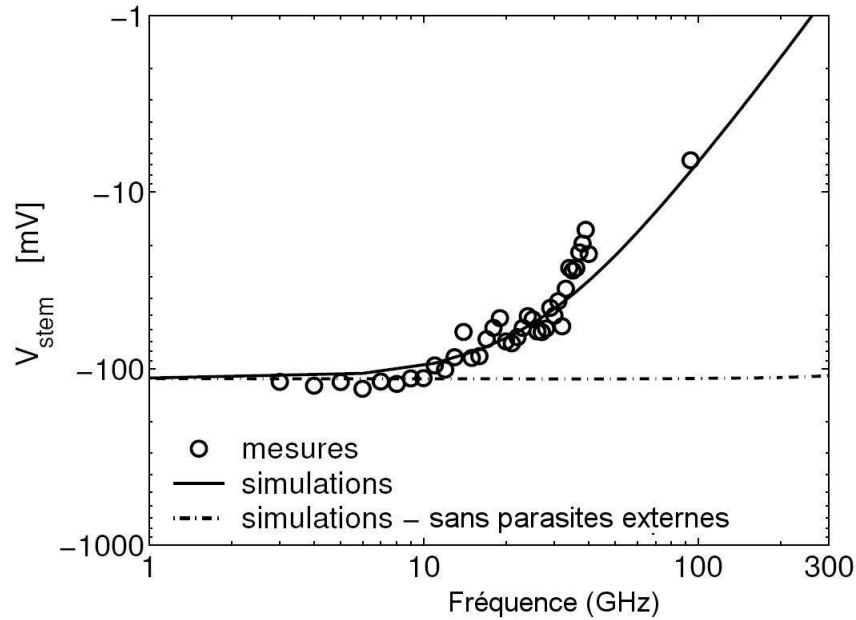


FIG. 2.59 – Tension DC V_{stem} de la branche centrale en fonction de la fréquence du signal de source RF.

– Conclusion

Nous avons donc constaté au cours de ces mesures et simulations que les éléments du circuit équivalent limitant la bande passante sont les éléments extrinsèques non associés aux éléments intrinsèques du dispositif, en particulier les capacités. Une réduction plus poussée de ces éléments ou une réduction de la résistance intrinsèque en réalisant une structure de couche à plusieurs puits quantiques devrait alors être suffisante pour obtenir une conversion significative au dessus de 100 GHz.

De plus, au cours de ce travail, une grande attention a été portée à l’optimisation de la géométrie des plots d’épaississements et la minimisation des effets parasites extrinsèques. Le résultat de cette étude est très utile pour la conception HF de n’importe quel nanodispositif à haute impédance tel que les nanotubes de carbone, les dispositifs moléculaires, les points quantiques...En utilisant ce modèle, nous continuons à optimiser le design de nos dispositifs

afin d'augmenter la bande passante des dispositifs passifs basés sur des jonctions balistiques en Y.

2.6 Annexes technologiques

2.6.1 Procédé technologique de fabrication des dispositifs balistiques passifs

Le procédé de fabrication des dispositifs balistiques passifs repose entièrement sur la lithographie électronique.

Marques d'alignement

Opération	Produit-Matériel-Métallisation	T(°C)	Durée	Méthode/Remarques
1-Enduction	EL 13% - MAA 8.5		12 s	v : 2800 tr/mn a : 1000 tr/mn/s
				h=6680 Å
Recuit	Plaque chauffante	80	60 s	Evaporation des solvants
Recuit	Four à convection	170	30 mn	
Refroidissement		TA	10 mn	
2-Enduction	PMMA 3% - 495K		12 s	v : 3400 tr/mn a : 1000 tr/mn/s
				h= 630 Å
Recuit	Plaque chauffante	80	60 s	
	Four à convection	170	30 mn	
Refroidissement		TA	10 mn	
3-Exposition	Masqueur électronique, 50 KeV			Dose : 182 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$
4-Révélation				
Préparation	MIBK/IPA		2 mn	30 ml : 60 ml , agitation 150 tr/min
Révélation			1 mn	agitation 110 tr/min
Rinçage	IPA		30 s	agitation 110 tr/min
Séchage	Azote			
5-Métallisation	Ti/Au			200 Å/2000 Å
6- Lift Off	Acétone / Alcool / Séchage N ₂			

Etape "grand mesa"

Opération	Produit-Matériel-Métallisation	T(°C)	Durée	Méthode/Remarques
1-Desoxydation	NH_4OH/H_2O		2 mn	4 ml / 200 ml
Rinçage	EDI		30 s	$h=6680 \text{ \AA}$
Séchage	Azote			
2- Préparation	HSQ-Fox 12 non diluée			dans un bécher en téflon
			5 mn	Température ambiante
Recuit	Plaque chauffante	110 °C	5 mn	Préparation substrat
3- Enduction	Promoteur d'adhérence HMDS		20 s	$v : 3000 \text{ tr/mn}$ a : 1000 tr/mn/s
4- Enduction	HSQ-Fox 12		60 s	$v : 1500 \text{ tr/mn}$ a : 5000 tr/mn/s
				$h=70 \text{ nm}$
Refroidissement		TA	10 mn	
5- Exposition	Masqueur électronique			Dose env. $175 \mu C/cm^2$ (selon motif)
6- Révélation	MF 322 pur		3 mn	sans agitation
Rinçage	EDI		2 mn	
Séchage	Azote			

Etape “petit mesa”

Opération	Produit-Matériel-Métallisation	T(°C)	Durée	Méthode/Remarques
1-Desoxydation	NH_4OH/H_2O		2 mn	4 ml / 200 ml
Rinçage	EDI		30 s	
Séchage	Azote			
2- Préparation	HSQ-Fox 12 non diluée			dans un bécher en téflon
			5 mn	Température ambiante
Recuit	Plaque chauffante	110 °C	5 mn	Préparation substrat
3- Enduction	Promoteur d'adhérence HMDS		20 s	v : 3000 tr/mn a : 1000 tr/mn/s
4- Enduction	HSQ-Fox 12		60 s	v : 1500 tr/mn a : 5000 tr/mn/s
				h=70 nm
Refroidissement		TA	10 mn	
5- Exposition	Masqueur électronique			Dose env.330 $\mu C/cm^2$ (selon motif)
6- Révélation	MF 322 pur		3 mn	sans agitation
Rinçage	EDI		2 mn	
Séchage	Azote			

Gravure MESA

Selon la taille du wafer 2” (plaque complète, demi plaque ou quart de plaque), le nombre d'étape varie de 6 à 4 fois la séquence suivante respectivement.

Plasma	Puissance	Pression	Proportions	DCBias	Durée
$CH_4/H_2/Ar$	225 W	65 mTorr	6/50/10	430 V	6 min
O_2	100 W	100 mTorr	50	250	1 min

Retrait de la HSQ

Opération	Produit	T(°C)	Durée	Méthode/Remarque
Préparation	Anhydride Fluorydrique / EDI		5 min	2 ml / 80 ml, mélange
Retrait HSQ			3 à 5 min	Variable selon la durée de gravure MESA

Contacts Ohmiques

Opération	Produit-Matériel-Métallisation	T(°C)	Durée	Méthode/Remarques
1-Enduction	EL 13% - MAA 8.5		15 s	v : 4500 tr/mn a : 1000 tr/mn/s
				h=3000 Å
Recuit	Plaque chauffante	80	60 s	Evaporation des solvants
Recuit	Four à convection	170	30 mn	
Refroidissement		TA	10 mn	
2-Enduction	PMMA 3% - 495K		12 s	v : 2800 tr/mn a : 1000 tr/mn/s
				h= 630 Å
Recuit	Plaque chauffante	80	60 s	
	Four à convection	170	30 mn	
Refroidissement		TA	10 mn	
3-Exposition	Masqueur électronique, 50 KeV			Dose : 182 $\mu C/cm^2$
4-Révélation				
Préparation	MIBK/IPA		2 mn	30 ml : 60 ml , agitation 150 tr/min
Révélation			1 mn	agitation 110 tr/min
Rinçage	IPA		30 s	agitation 110 tr/min
Séchage	Azote			
5-Métallisation	Ni/Ge/Au/Ni/Au			25/400/800/50/600 Å
6- Lift Off	Acétone / Alcool / Séchage N ₂			

Plots d'épaissements

Opération	Produit-Matériel-Métallisation	T(°C)	Durée	Méthode/Remarques
1-Enduction	EL 13% - MAA 8.5		12 s	v : 2800 tr/mn a : 1000 tr/mn/s
				h=6680 Å
Recuit	Plaque chauffante	80	60 s	Evaporation des solvants
Recuit	Four à convection	170	30 mn	
Refroidissement		TA	10 mn	
2-Enduction	PMMA 3% - 495K			v : 3400 tm/mn a : 1000 tr/mn/s
				h= 630 Å
Recuit	Plaque chauffante	80	60 s	
	Four à convection	170	30 mn	
Refroidissement		TA	10 mn	
3-Exposition	Masqueur électronique, 50 KeV			Dose : 182 $\mu C/cm^2$
4-Révélation				
Préparation	MIBK/IPA		2 mn	30 ml : 60 ml , agitation 150 tr/min
Révélation			1 mn	agitation 110 tr/min
Rinçage	IPA		30 s	agitation 110 tr/min
Séchage	Azote			
5-Métallisation	Ti/Au			200 Å/2000 Å
6- Lift Off	Acétone / Alcool / Séchage N ₂			

2.6.2 Procédé technologique de fabrication de lignes coplanaires sur BCB

Ce procédé décrit la fabrication de lignes coplanaires sur BCB ainsi que la fabrication de Résistances Ni/Cr. Ce procédé repose sur la lithographie optique.

Résistances Ni/Cr

Le procédé utilisé est le procédé Novolak développé à l'IEMN permettant d'obtenir un profil en casquette.

Opération	Produit-Matériel-Métallisation	T(°C)	Durée	Méthode/Remarques
1-Enduction	AZ1518		12 s	v : 5000 tr/mn a : 4500 tr/mn/s
				h=1.2 μ m
Recuit	Plaque chauffante	110	60 s	
Traitement de surface	AZ326		30 s	Sans agitation
Rinçage	EDI			
2-Exposition	Masque optique		12 s	UV 400 nm, P=7 mW/cm ²
Recuit	Plaque chauffante	120	60 s	
3- Révélation	AZ400		45 s	Proportions 1 :3
Rinçage	EDI			
4-Métallisation	NiCr (80%-20%)			h=500 Å
Lift-off	Acétone/Alcool/Séchage Azote			Bain sans agitation 50 tr/mn

Dépôt BCB

Le procédé de dépôt BCB a été développé par Gonzague Six durant sa thèse à l'IEMN. Avant de pouvoir utiliser le BCB, il est nécessaire de prélever une seringue de ce produit (conservé au congélateur) et de la laisser revenir à température ambiante pendant 4 heures.

Opération	Produit-Matériel-Métallisation	T(°C)	Durée	Méthode/Remarques
1a-Enduction (Etaler)	Promoteur d'adhérence AP3000		10 s	v : 500 tr/mn a : 500 tr/mn/s
1b-Enduction (Dépôt)			30 s	v : 1500 tr/mn a : 1500 tr/mn/s
Préparation	Solvant T1100			Pipette 1 ml
2a-Enduction (Etaler)	BCB		30 s	v : 500 tr/mn a : 500 tr/mn/s
2b-Enduction (Dépôt)			30 s	v : 2500 tr/mn a : 2500 tr/mn/s
	T1100 goutte à goutte		20 s	Sur les bords pdt rotation
Attente			60 s	
Recuit	Four		30 mn	
3-Exposition BCB	Masque optique		100 s	UV 9 mW
4-Révélation	DS2100			Mettre du DS2100 ss rot.
			T s	Attendre la fin des irisations
				Attendre T-20 s
5-Rinçage	DS2100		20 s	v : 500 tr/mn a : 500 tr/mn/s
6-Séchage			20 s	v : 2500 tr/mn a : 2500 tr/mn/s
7-Recuit	Four tubulaire		4 h	Par paliers

Lignes coplanaires en Or

Opération	Produit-Matériel-Métallisation	T(°C)	Durée	Méthode/Remarques
Nettoyage	Acétone/IPA		5 mn	Bain
Séchage	Azote			
1-Dépôt résine	AZ5214		7 s	v : 3000 tr/mn a : 4000 tr/mn/s
				h=1.3 μ m
Recuit	Plaque chauffante	120	5 mn	
2-Exposition	Masque optique		10 s	UV 17 mW/cm ²
3-Révélation	AZ726 MIF		20 s	Bain avec agitation manuelle
Recuit	Plaque chauffante	120	1 mn	
4-Métallisation	Titane Ti			Evaporation sous vide 200 Å
5-Métallisation	Or Au			Evaporation sous vide 300 Å
6-Dépot	AZ4562		40 s	v : 4000 tr/mn a : 3000 tr/mn/s
				h= 4 μ m
Recuit	Plaque chauffante	70	30 s	
7-Révélation	AZ351B :EDI		30 s	Proportions 1 :4, agit. manuelle
Recuit	Four	60		
8-Electrolyse		45	20 s	1.5 mA/cm ² , 100 tr/mn
9-Exposition			20 s	UV 17 mW/cm ²
10-Révélation	AZ351B :EDI		90 s	Proportions 1 :4, agit. manuelle
11-Gravure Au	KI dilué			Bain, vérification optique
12-Gravure Ti	BE7.1			Bain, vérification optique
13-Retrait résine	REMOVER 1165 Shipley	80	2 h	

Bibliographie

- [1] O. Dehease, *Contribution à l'étude d'interfaces de semi-conducteurs III-V par spectroscopies de photoélectrons : cas de l'interface GaAs-GaInP*, Thèse de doctorat, USTL, Lille, 8 juillet 1997.
- [2] Olivier Schuler, *Epitaxie par jets moléculaires à sources gazeuses des matériaux AlGaInP sur substrat GaAs pour applications hyperfréquences*, Thèse de doctorat, USTL, Lille, 17 juillet 1998.
- [3] M. Peuker, H.M. Lim, H.I. Smith, *Hydrogen silsesquioxane/novolac bilayer resist for high aspect ratio nanoscale electron-beam lithography*, Journal of Vacuum Science and Technology B, vol. 18, pp. 3419-3423, novembre 2000.
- [4] B.E. Maile, W. Henschel, H. Kurz, B. Rienks, R. Polman, P. Kaars, *Sub-10nm Linewidth and Overlay Performance Achieved with a Fine-Tuned EBPF-5000 TFE Electron Beam Lithography System*, Jpn. J. Appl. Phys, vol. 39, pp. 6836-6842, décembre 2000.
- [5] H. Namatsu, T. Yamaguchi, M. Nagase, K. Yamazaki, K. Kurihara, *Nano-patterning of a hydrogen silsesquioxane resist with reduced linewidth fluctuations*, Microelectronic Engineering, vol. 41-42, pp. 331-334, 1998.
- [6] L. Mollard, G. Cunge, S. Tedesco, B. Dal'zotto, J. Foucher, *Microelectronic Engineering*, vol. 61-62, pp. 755-761, 2002.
- [7] M. Peuker, H.M. Lim, H.I. Smith, *Hydrogen SilsesQuioxane, a high-resolution negative tone e-beam resist, investigated for its applicability in photon-based lithographies*, Microelectronic Engineering, vol. 61-62, pp. 803-809, juillet 2002.

- [8] I. Shorubalko, H.Q. Xu, I. Maximov, P. Omling, L. Samuelson, W. Seifert, *Nonlinear operation of GaInAs/InP-based three-terminal ballistic junctions*, Applied Physics Letters, vol. 79, pp. 1384-1386, 27 août 2001.
- [9] H.Q. Xu, *Electrical properties of three-terminal ballistic junctions*, Applied Physics Letters, vol. 78, pp. 2064-2066, 2 avril 2001.
- [10] H.Q. Xu, *A novel electrical property of three-terminal ballistic junctions and its applications in nanoelectronics*, Physica E, vol. 13, pp. 942-945, 2002.
- [11] S. Reitzenstein, L. Worschech, P. Hartmann, A. Forchel, *Logic AND/NAND gates based on three-terminal ballistic junctions*, Electronics Letters, vol. 38, pp. 951-953, 15 août 2002.
- [12] I. Shorubalko, H. Q. Xu, I. Maximov, D. Nilsson, P. Omling, L. Samuelson, W. Seifert, *A Novel Frequency-Multiplication Device based on Three-Terminal Ballistic Junction*, IEEE Electron Device Letters, vol. 23, pp. 377-379, 7 juillet 2002.
- [13] R. Lewén, I. Maximov, I. Shorubalko, L. Samuelson, L. Thylén, H.Q. Xu, *High frequency characterization of a GaInAs/InP electronic waveguide T-branch switch*, Journal of Applied Physics, vol. 91, pp. 2398-2402, 15 février 2002.
- [14] A. M. Song, A. Lorke, A. Kriele, J. P. Kotthaus, W. Wegscheider, M. Bichler, *Nonlinear electron transport in an asymmetric microjunction : A ballistic rectifier*, Physical Review Letter, vol. 80, pp. 3831-3834, 1998.
- [15] A. M. Song, P. Omling, L. Samuelson, W. Seifert, I. Shorubalko, H. Zirath, *Operation of InGaAs/InP-Based Ballistic Rectifiers at Room Temperature and Frequencies up to 50 GHz*, Japanese Journal of Applied Physics, vol. 40, pp. L909-L911, 15 septembre 2001.
- [16] J.S. Galloo, *Simulations Monte Carlo 2D de canaux balistiques de type GaInAs/AlInAs/InP à T=300 K*, rapport de stage de maîtrise, IEMN, 2001.

- [17] J. Mateos, B.G. Vasallo, D. Pardo, T. Gonzalez, J.S. Galloo, Y. Roelens, S. Bollaert, A. Cappy, *Ballistic nanodevices for THz data processing : Monte Carlo simulations*, Nano-technology, vol. 14, pp. 117-122, 2003.
- [18] J. Mateos, B.G. Vasallo, D. Pardo, T. Gonzalez, J.S. Galloo, S. Bollaert, Y. Roelens, A. Cappy, *Microscopic modelling of nonlinear transport in ballistic nanodevices*, IEEE Trans. Electron Devices, vol. 50, pp. 1897-1905, 2003.
- [19] J. Mateos, B.G. Vasallo, D. Pardo, T. Gonzalez, E. Pichonat, J.S. Galloo, S. Bollaert, Y. Roelens, A. Cappy, *Nonlinear effects in T-branch Junctions*, IEEE Electron Device Letters, vol. 25, n° 5, pp. 235-237, 2004.
- [20] T. Gonzalez, O.M. Bulashenko, J. Mateos, D. Pardo, L. Reggiani, *Effect of long-range Coulomb interaction and shot-noise suppression in ballistic transport*, Physical Review B, vol. 56, 15 septembre 1997
- [21] T. Gonzalez, J. Mateos, D. Pardo, O.M. Bulashenko, L. Reggiani, *Microscopic analysis of shot-noise suppression in nondegenerate ballistic transport*, Semiconductor Science and Technology, vol. 13, pp. 714-724, 1998.
- [22] J-O. J. Wesström, *Self-Gating Effect in the electron Y-Branch Switch*, Physical Review Letters, vol. 82, pp. 2564-2567, 22 mars 1999.
- [23] A.M. Song, *Formalism of nonlinear transport in mesoscopic conductors*, Physical Review B, vol. 59, pp. 9806-9809, 15 avril 1999.
- [24] M. Shur, *GaAs Devices and Circuits*, Plenum Press, 1987.
- [25] K. Hieke, M. Ulfward, *Nonlinear operation of the Y-branch switch : Ballistic switching mode at room temperature*, Physical Review B, vol. 62, pp. 16727-16730, 2000.
- [26] F. Schnieder, IEEE Microwave Guided Wave Lett., vol. 6, n° 3, pp. 117-119, 1996
- [27] G. Six, *Optimisation d'une technologie 3D pour la réalisation de circuits intégrés millimétriques sur substrat de silicium*, Thèse de doctorat, USTL Lille, 2004.

- [28] Y. Roelens, J.S. Galloo, E. Pichonat, S. Bollaert, G. Six, A. Cappy, I. Huynen, L. Bednarz, J. Mateos, T. Gonzalez, *Lignes coplanaires hautes impédances, influence d'une couche de diélectrique*, OHD 2003, 3 septembre 2003.
- [29] H.Q. Xu, *Diode and transistor behaviors of three-terminal ballistic junctions*, Applied Physics Letters, vol. 80, pp. 853-855, 4 février 2002.
- [30] H.Q. Xu, I. Shorubalko, D. Wallin, I. Maximov, P. Omling, L. Samuelson, W. Seifert, *Novel Nanoelectronic Triodes and Logic Devices With TBJs*, IEEE Electron Device Letters, vol. 25, pp. 164-166, 4 avril 2004.
- [31] L. Worschech, A. Schliemann, S. Reitzenstein, P. Hartmann, A. Forchel, *Microwave rectification in ballistic nanojunctions at room temperature*, Microelectronic Engineering, vol. 63, pp. 217-221, 2002.
- [32] L. Bednarz, Rashmi, B. Hackens, G. Farhi, V. Bayot, I. Huynen, J.S. Galloo, Y. Roelens, S. Bollaert, A. Cappy, *Low and room temperature studies of RF to DC rectifiers based on ballistic transport*, Microelectronic Engineering, vol. 81, pp. 194-200, 2005.
- [33] L. Bednarz, Rashmi, G. Farhi, B. Hackens, V. Bayot, I. Huynen, J.S. Galloo, Y. Roelens, S. Bollaert, A. Cappy, *Theoretical and Experimental Characterization of Y-Branch Nanojunction Rectifier up to 94 GHz*, EUMC 2004, 4 octobre 2005.

Chapitre 3

Composants balistiques actifs

Ce chapitre traite de la conception de dispositifs balistiques actifs, c'est-à-dire possédant une grille de commande, pour applications très haute fréquence à température ambiante.

Notre travail s'est principalement axé sur la réalisation d'un commutateur de courant basé sur une jonction balistique à trois canaux (Three-branch Ballistic Junction : TBJ) qui sert d'élément de base pour la réalisation de fonctions logiques telles qu'un inverseur (Figure 3.1).

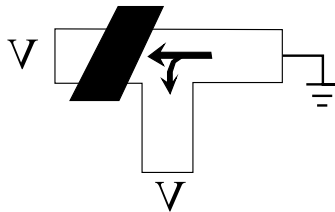


FIG. 3.1 – Schéma représentant une jonction balistique à trois canaux à grille de commande (parallélépipède noir). L'objectif de ce dispositif élémentaire est de diriger le flux électronique provenant du contact gauche vers le contact droit ou central.

L'étude des dispositifs balistiques actifs se divise en deux parties. La première partie présente les résultats de simulation Monte Carlo 2D obtenus sur un inverseur balistique de tension. La seconde partie présente les résultats théoriques et expérimentaux obtenus sur un inverseur balistique de courant.

Dans une première partie, nous étudierons donc un inverseur balistique de tension basé sur

la combinaison de deux jonctions balistiques à grille de commande par le biais de simulations Monte Carlo 2D. Dans une optique de réalisation de circuits, le critère important pour la réalisation de tels dispositifs est d'obtenir une compatibilité des tensions d'entrée et de sortie. Nous présentons les résultats de l'inverseur balistique de tension avant ceux de l'inverseur balistique de courant, présentés dans la seconde partie car les résultats sont uniquement théoriques, basés sur des simulations Monte Carlo 2D.

Puis dans une seconde partie, nous étudierons la conception, la fabrication et la caractérisation DC et basse fréquence d'un inverseur balistique de courant basé sur l'utilisation d'une jonction en T à grille Schottky. Pour cela, nous expliquerons tout d'abord l'intérêt d'une grille de commande de type Schottky puis montrerons les résultats de nos simulations Monte Carlo. Ces simulations nous ont permis d'optimiser le fonctionnement de cet inverseur en régime DC et d'explorer les performances intrinsèques en très haute fréquence. Nous détaillerons alors les spécificités du procédé technologique et terminerons par les résultats expérimentaux en très bon accord avec les simulations.

3.1 Etude Monte Carlo d'un inverseur balistique de tension

L'objectif de cette partie est la conception et l'étude d'un inverseur balistique de tension basé sur deux jonctions balistiques à trois branches placées en vis-à-vis sur un schéma proposé par Palm et Thylén dans l'article [13], représenté sur la Figure 3.2. La conception de ce dispositif se fait tout d'abord en régime statique mais l'objectif final est le fonctionnement à des fréquences très élevées en profitant du caractère balistique du transport.

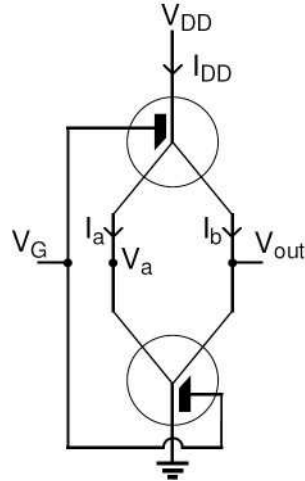


FIG. 3.2 – Schéma de l'inverseur balistique de tension basé sur deux jonctions en Y opposées l'une à l'autre [13]

3.1.1 Principe de fonctionnement

Le schéma de l'inverseur balistique de tension est représenté sur la Figure 3.2. Le fonctionnement de ce circuit est le suivant. Le dispositif est alimenté par une tension V_{DD} et possède deux grilles (trapèzes noirs) servant à diriger le courant dans chacune des branches des jonctions en Y en vis-à-vis. Le potentiel de sortie est V_{out} . Lorsque V_G est au niveau Haut, la jonction inférieure connecte V_{out} à la masse (Figure 3.3(a)). Puis lorsque V_G est au niveau Bas, V_{out} est connectée à V_{DD} par l'intermédiaire de la jonction supérieure (Figure 3.3(b)).

Le courant circule dans le circuit uniquement pendant la commutation, ce qui est un comportement analogue à celui obtenu avec la technologie CMOS traditionnelle.

Afin d'étudier et d'optimiser le fonctionnement d'un tel dispositif, nous avons donc réalisé des simulations Monte Carlo. Bien que le schéma de la Figure 3.2 soit basé sur l'utilisation de jonctions en Y, il est tout à fait possible d'envisager la réalisation d'un inverseur basé sur des jonctions en T. C'est l'objet des simulations du paragraphe 3.1.2 tandis que l'inverseur basé sur des jonctions en Y a été étudié au paragraphe 3.1.3.

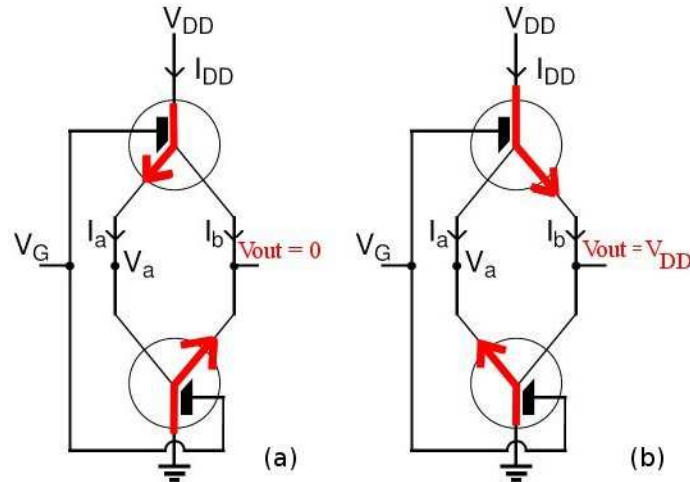


FIG. 3.3 – Principe de fonctionnement de l'inverseur balistique (a) lorsque V_G est au niveau Haut (b) lorsque V_G est au niveau Bas.

3.1.2 Inverseur de tension basé sur des jonctions balistiques en T

Dans cette partie, nous présentons les résultats des simulations Monte Carlo en régime statique et dynamique d'un inverseur de tension basé sur des jonctions balistiques en T.

Comportement statique

Le premier inverseur que nous avons simulé se basait sur l'utilisation de deux jonctions balistique en T (Figure 3.4(a)). Nous simulons la grille Schottky par deux grilles latérales de proximité situées chacune à une distance de 2 nm du canal afin d'obtenir un meilleur contrôle de la commutation des jonctions en T (Figure 3.4(b)).

La topologie et les dimensions du dispositif simulé sont représentés sur la Figure 3.4 également. La largeur des canaux est de 70 nm afin d'obtenir un transport balistique ou au moins quasi-balistique et la densité surfacique de charge a été fixée à $\sigma = 0,3 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ ce qui donne une largeur de déplétion de 30 nm. La position des grilles représentée sur la Figure 3.4 a été optimisée afin d'obtenir la caractéristique d'inversion représentée sur la Figure 3.5, c'est-à-dire le meilleur fonctionnement obtenu par simulation.

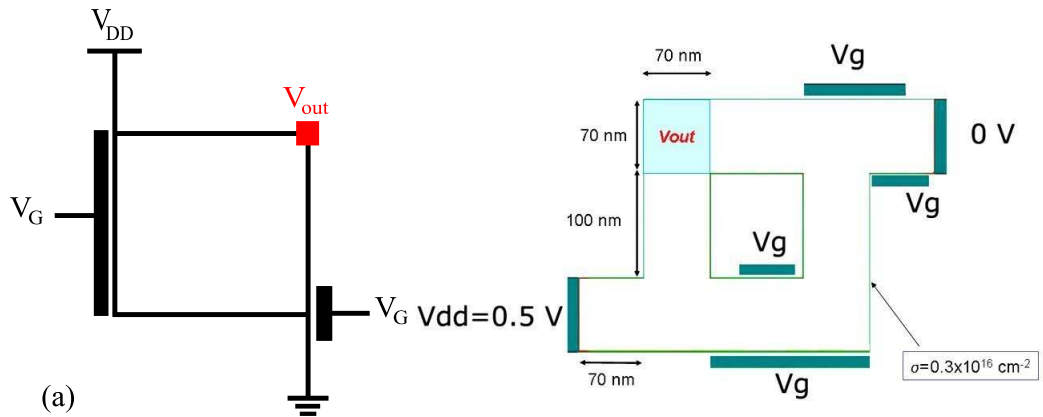


FIG. 3.4 – (a) Inverseur de tension basé sur l'utilisation de deux jonctions balistique en T. (b) et son modèle Monte Carlo 2D. Les grilles sont remplacées chacune par deux grilles de proximité.

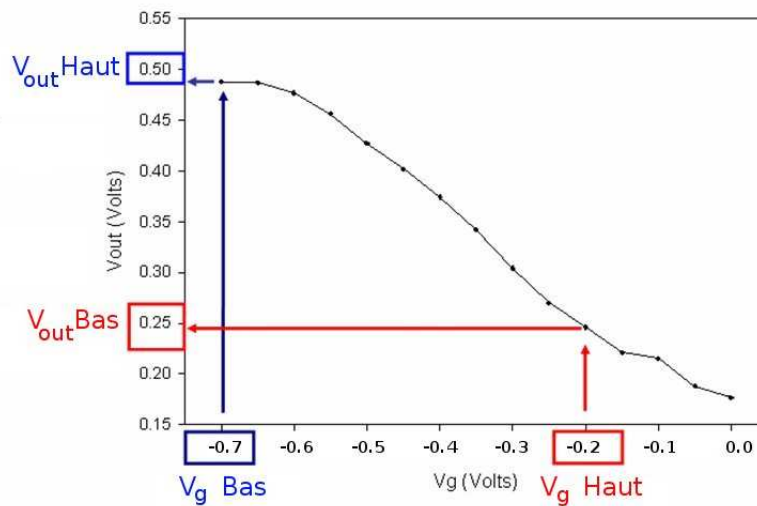


FIG. 3.5 – Potentiel simulé V_{out} en fonction de la tension de grille V_G de l'inverseur balistique de tension simulé.

La tension d'alimentation V_{DD} est fixée à 0.5 V. Remarquons que pour une tension de 0.5 V, nous sommes en régime linéaire de courant, ce qui est requis pour conserver un régime balistique ou quasi-balistique nécessaire à la montée en fréquence. Si nous souhaitons cascader deux inverseurs pour réaliser une porte NAND par exemple (voir Figure 3.6 et [13]), la compatibilité des tensions d'entrée et de sortie est très importante. C'est pourquoi les niveaux Bas et Haut de la tension de grille V_G doivent aussi être de 0.0 V et 0.5 Volt respectivement.

Nous pouvons observer sur la Figure 3.5 que V_{out} est au niveau Haut ($V_{out} = 0.5 V$) lorsque $V_G = -0.7 V$ (Niveau Bas) et que V_{out} est au niveau Bas ($V_{out} = 0.17 V$) lorsque $V_G = 0.0 V$ (Niveau Haut). Nous observons bien un comportement d'inversion mais le niveau bas de V_{out} n'arrive pas à atteindre une tension nulle. Ce problème provient du fait que pour $V_G = 0.0 V$, tous les électrons des jonctions en T de la Figure 3.4 ne suivent pas un trajet rectiligne et qu'il existe des courants traversant les branches latérales. C'est le même phénomène qui se produisait pour nos jonctions balistiques en T et pour lesquelles nous avons conclu que l'utilisation d'une jonction en Y permettaient de favoriser certaines directions des électrons (influence de l'angle entre les branches) dans le Chapitre II.

De plus nous observons clairement que les tensions d'entrée et de sortie ne sont pas compatibles, ce qui est un critère requis pour la réalisation de circuits.

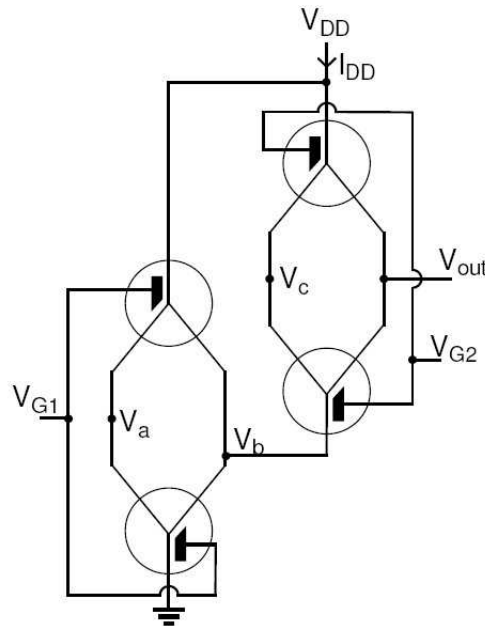


FIG. 3.6 – Schéma de réalisation d'une porte NAND obtenu en cascader deux inverseurs balistiques de tension [13].

Après cette étude statique, nous avons étudié le comportement en fréquence de ce dispositif, toujours par simulation Monte Carlo. Ces résultats sont présentés dans le paragraphe suivant.

Comportement dynamique

Après avoir simulé le comportement statique de notre inverseur balistique, nous avons donc étudié son comportement intrinsèque en fréquence. La Figure 3.7(a) montre la réponse dynamique de la tension de sortie V_{out} pour un signal carré de fréquence 300 GHz appliqué au niveau de la grille (-0.7 V / 0.0 V). Pour des fréquences plus élevées, la commutation de la tension V_{out} n'est plus correcte. Comme le montre la Figure 3.7(b) pour une fréquence de 500 GHz, V_{out} n'atteint pas le niveau Haut. Ceci est du au fait que lorsque $V_g = 0.0$ V, les électrons en provenance de l'électrode reliée à la masse sont principalement dirigés vers l'électrode où V_{out} est mesuré alors que lorsque $V_g = -0.7$ V, les électrons en provenance de l'électrode où V_{DD} est appliquée doivent d'abord être déviés pour atteindre le contact où V_{out} est mesuré.

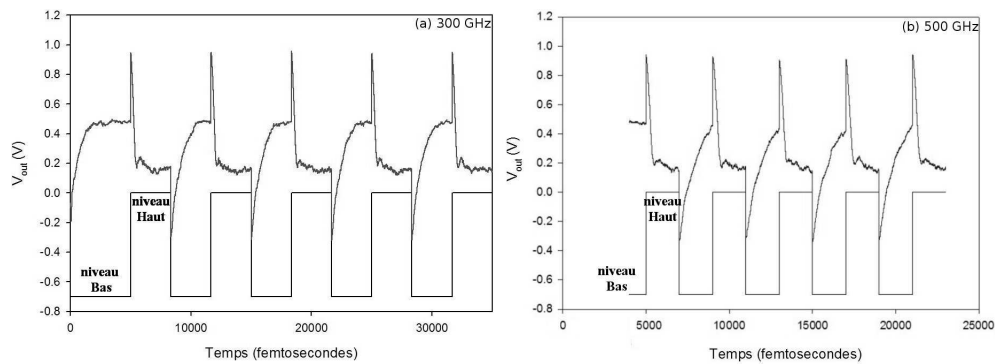


FIG. 3.7 – V_{out} en fonction du temps pour un signal carré de fréquence (a) 300 GHz et (b) 500 GHz appliqué au niveau de la grille (-0.7 V / 0.0 V)

Pour conclure, ce premier prototype d'inverseur de tension nous a permis d'obtenir un comportement d'inversion de tension mais les caractéristiques statiques et haute fréquence ne sont pas satisfaisantes car les tensions d'entrée et de sortie ne sont pas compatibles. Nous allons donc nous intéresser à une solution mettant en jeu des jonctions en Y. C'est l'objet de la partie suivante.

3.1.3 Etude statique d'un inverseur de tension basé sur des jonctions en Y en Y

Afin d'améliorer les performances de l'inverseur de tension, nous avons réalisé des simulations sur des dispositifs basés sur des jonctions balistiques en Y à grille de commande, se rapprochant ainsi du concept proposé par Palm et Thylen sur la Figure 3.2. Le comportement de ces dispositifs a été exploré en utilisant deux types de grille : de type Schottky (Figure 3.8(a)) et de type proximité latérale (Figure 3.8(b)). La différence principale entre ces deux types de grille est que les grilles Schottky, fournissant un meilleur contrôle du courant (car elles sont en contact direct avec le semi-conducteur), ne peuvent pas être fortement polarisées étant donné que le courant peut les traverser dans ce cas. Comme une grille Schottky ne nécessite qu'une faible tension pour fonctionner, il semble plus probable que ce soit avec ce type de grille que nous puissions obtenir une compatibilité entre les tensions d'entrée V_g et de sortie V_{out} ce qui permettrait alors de cascader plusieurs inverseurs.

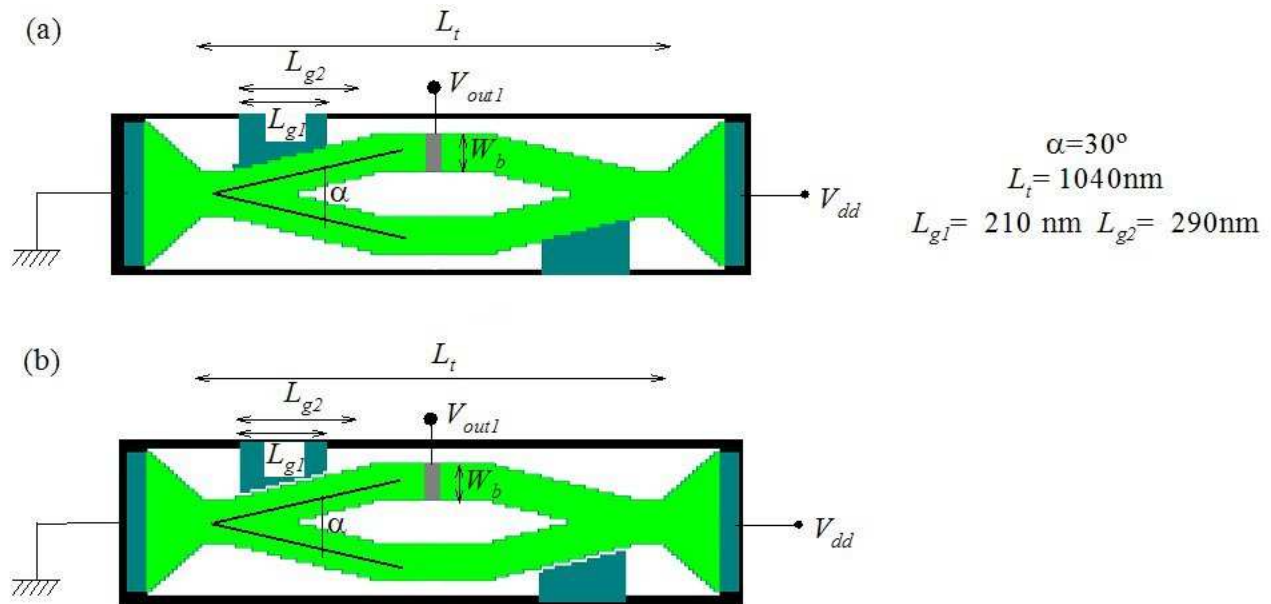


FIG. 3.8 – Inverseurs de tension simulés reposant sur l'utilisation de deux jonctions balistiques en Y opposées utilisant (a) des grilles Schottky et (b) des grilles latérales de proximité.

– Inverseur à grilles latérales de proximité

Sur la Figure 3.9, nous avons tracé la tension de sortie V_{out} en fonction de la tension de grille V_g d'un inverseur à grilles latérales de proximité pour différentes valeurs de la largeur de ses canaux W_b pour une tension d'alimentation $V_{DD} = 0.5 V$.

L'évolution des tensions V_{out} est correcte sur tout l'intervalle des valeurs de V_G mais les niveaux de sortie ne sont pas compatibles avec les niveaux d'entrée. De plus, un intervalle de valeurs V_G plus grand est nécessaire pour obtenir des variations considérables des niveaux de sortie. Dans ce cas, étant donné que le contrôle du flux électronique par les grilles est faible, le dispositif fonctionne de manière plus efficace avec un canal plus petit de largeur $W_b = 100 nm$.

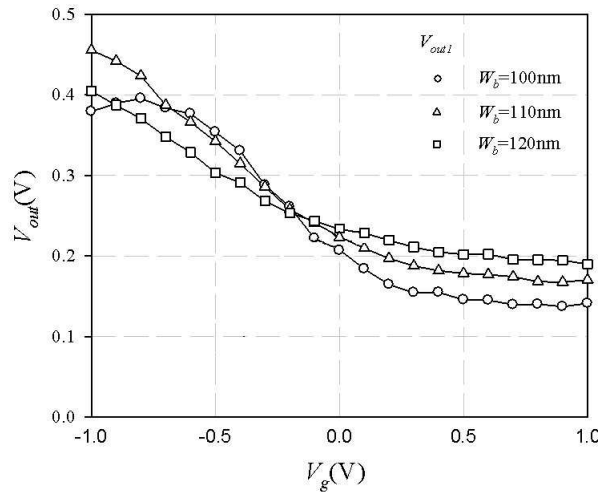


FIG. 3.9 – V_{out1} en fonction de la tension de grille V_G pour $V_{DD} = 0.5 V$ pour l'inverseur de tension à grille latérale de proximité simulé (Figure 3.8(b)). La distance entre la grille et le semi-conducteur est de 10 nm.

– Inverseur à grille de commande Schottky

Sur la Figure 3.10, nous avons tracé la tension de sortie V_{out} en fonction de la tension de grille V_g d'un inverseur à grille Schottky pour différentes valeurs de la largeur de ses canaux W_b pour une tension d'alimentation $V_{DD} = 0.5 V$. La hauteur de la barrière Schottky est fixée à 0.45 V.

Nous pouvons observer l'existence d'un intervalle de valeurs de V_G entre 0.0 V et 0.5 V où V_{out1} se comporte de manière correcte. En effet, V_{out1} diminue lorsque V augmente et nous obtenons bien l'inversion en tension. Le meilleur cas est celui pour lequel $W_b = 120 \text{ nm}$. Cependant la variation n'est pas aussi importante que voulue car pour $V_G = 0.0 \text{ V}$, les valeurs de sortie sont quasiment correctes $V_{out1} \approx V_{DD}$. Mais pour $V_G = 0.5 \text{ V}$, $V_{out1} \approx 0.2 \text{ V}$.

Par contre, nous remarquons que pour une certaine gamme de valeurs, nous obtenons bien un comportement d'inverseur avec des tensions compatibles en entrée et en sortie. C'est le cas pour la gamme de tension $0.2 \text{ V} \leq V_g \leq 0.4 \text{ V}$ qui donnent une tension de sortie comprise aussi entre 0.2 V et 0.4 V. Par exemple, pour $V_G = 0.2 \text{ V}$, $V_{out1} \approx 0.4 \text{ V}$ et pour $V_G = 0.4 \text{ V}$, $V_{out1} \approx 0.2 \text{ V}$.

Remarquons que pour des tensions de grille V_G plus élevées, le courant de fuite de la grille devient plus important et le comportement de l'inverseur de tension se dégrade.

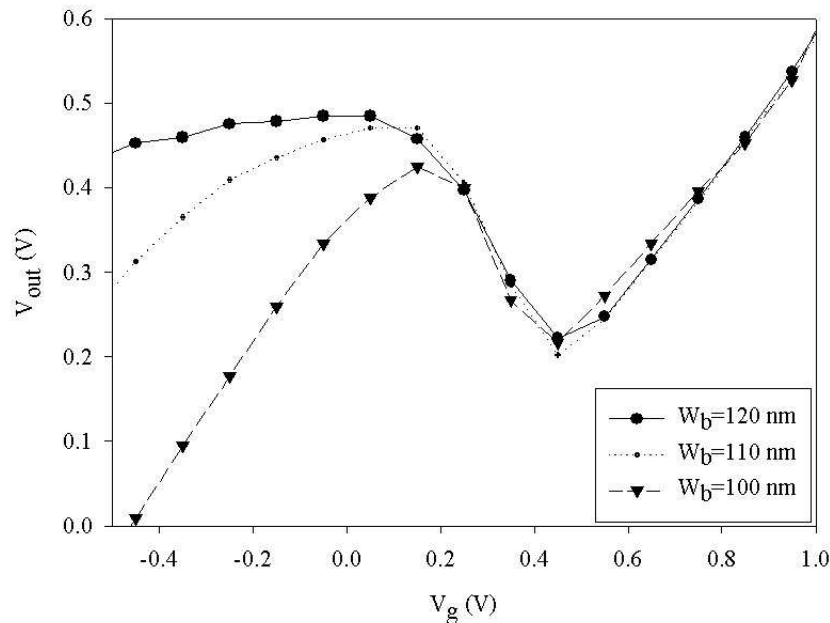


FIG. 3.10 – V_{out1} en fonction de la tension de grille V_G pour $V_{DD} = 0.5 \text{ V}$ pour l'inverseur de tension à grille de commande Schottky simulé (Figure 3.8(a)). La hauteur de la barrière Schottky est fixé à 0.45 V dans les simulations.

3.1.4 Conclusion

Les simulations Monte Carlo nous ont permis de concevoir un inverseur de tension basé sur deux jonctions en Y représenté sur la Figure 3.8(b). Même si son comportement ne suit pas parfaitement celui décrit par le modèle théorique à cause de courants résiduels dans les branches des jonctions en Y, le comportement d'inversion avec la compatibilité des tensions d'entrée et de sortie est obtenu lorsque des grilles de type Schottky sont utilisées. La compatibilité des tensions est nécessaire pour la réalisation de circuits plus complexes et de dispositifs cascades. Cet inverseur de tension est actuellement en cours de fabrication.

3.2 Inverseur balistique de courant

3.2.1 Objectif et principe de fonctionnement

– Objectif

L'objectif de cette partie est de concevoir et d'étudier un composant balistique élémentaire basé sur une jonction balistique à trois canaux équipée d'une grille de commande Schottky afin d'envisager la conception d'un circuit de type démultiplexeur.

En ajoutant une grille de commande sur une jonction balistique à trois branches (Figure 3.11), il devient possible de commander un flux d'électrons en provenance d'une des branches plutôt que de réaliser un contrôle des charges comme c'est le cas des dispositifs conventionnels de type HEMT. L'objectif est de réduire les capacités intrinsèques par rapport aux HEMT et ainsi d'augmenter la fréquence intrinsèque de fonctionnement. En effet, le très faible temps de transit en régime balistique nous permet d'envisager un fonctionnement intrinsèque à des fréquences Terahertz. Une jonction balistique à trois branches à grille de commande Schottky permettra donc de réaliser un multiplexeur/démultiplexeur à 1 bit. A plus long terme, la combinaison de plusieurs de ces jonctions permettra de réaliser des fonctions de démultiplexage plus complexes.

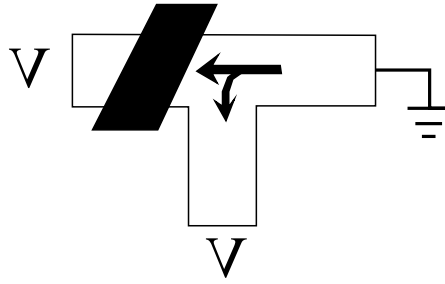


FIG. 3.11 – Principe de fonctionnement d’une jonction balistique à trois branches (ici en T). L’objectif est de commander le flux électronique en provenance de la branche gauche à l’aide de la grille de commande. Ce composant élémentaire permettra de réaliser un démultiplexeur à 1 bit.

– Principe de fonctionnement

Le principe de fonctionnement d’une jonction balistique en T à grille Schottky, que nous appellerons pour plus de commodité *inverseur balistique de courant* est le suivant. Il s’agit de diriger un flux électronique en provenance, par exemple, de la branche de droite reliée à la masse et en profitant des propriétés de transport balistique, de le diriger vers la branche droite ou gauche ($V_L = V_R = V$) (Figure 3.11).

L’intérêt de l’utilisation d’une jonction pour laquelle le transport est balistique est de tirer parti du phénomène suivant. En régime de transport purement balistique, lorsque la tension appliquée au niveau de la grille est positive, les électrons en provenance du contact gauche doivent tous atteindre le contact droit, car ils se déplacent en ne subissant aucune interaction. Puis lorsqu’une tension négative est appliquée au niveau de la grille, il se crée une barrière de potentiel au niveau de celle-ci qui dirige alors les électrons dans la branche centrale. Le schéma 3.12 représente l’évolution idéale théorique des courants de gauche I_L et dans la branche centrale I_B en fonction de la tension de grille appliquée V_G .

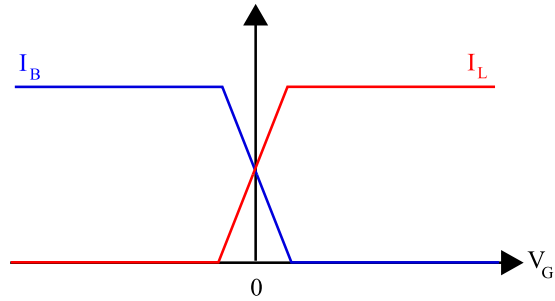


FIG. 3.12 – Evolution idéale théorique des courants de la branche gauche I_L et centrale I_B en fonction de la tension de grille appliquée V_G .

3.2.2 Choix et intérêt d'une grille de commande Schottky

Les dispositifs à grille de commande de la littérature reposent tous sur l'utilisation de grilles de proximité, c'est-à-dire à effet de champ latéral. Ainsi la Figure 3.13(a) représente une jonction en Y possédant deux grilles latérales [4, 5]. La Figure 3.13(b) représente un doubleur de fréquence basé sur la combinaison d'une jonction en T et d'un canal, la branche centrale de la jonction en T jouant le rôle de la grille [6, 7]. La Figure 3.13(c) représente un demi-additionneur balistique où la branche g représente la grille latérale [8, 9]. Ces grilles latérales sont en fait des canaux isolés par gravure mesa.

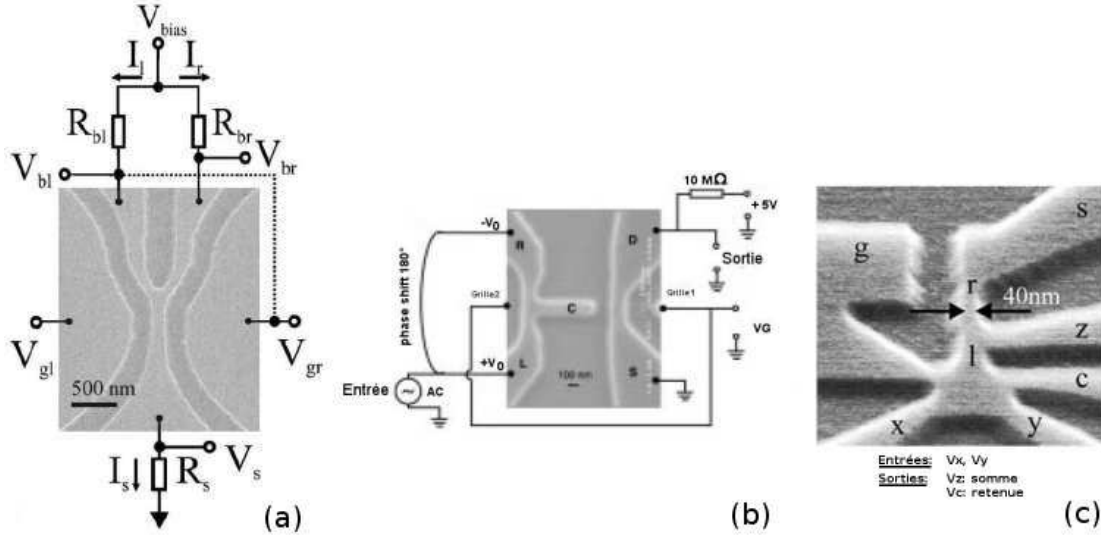


FIG. 3.13 – (a) Jonction en Y à deux grilles de proximité (b) Porte logique NAND : la branche centrale de la jonction en T joue le rôle de la grille de proximité agissant sur le canal situé à droite (c) Demi-additionneur : la branche g joue le rôle de la grille de proximité agissant sur le canal situé à sa droite et séparé par gravure mesa.

Bien sûr l'utilisation d'une grille de proximité possède des avantages tels qu'une fabrication plus aisée car elle est réalisée en même temps que les mesa. De plus, en utilisant la technologie de lithographie NANOIMPRINT, il est possible de réaliser assez facilement de très petits motifs avec une bonne reproductibilité [10]. Par contre l'inconvénient majeur de ces grilles est la tension élevée nécessaire à la commande.

Comme le montre le tableau 3.1 représentant la table logique de la porte NAND de la Figure 3.13(b), le niveau haut des tensions d'entrée V_L et V_R est de 1.5 V. Or notre étude sur les jonctions balistiques à trois branches (voir Chapitre II) a montré que pour profiter pleinement des propriétés de transport balistique, il était nécessaire de fonctionner en régime linéaire. En effet, les électrons se situent en vallée Γ et possèdent une faible masse effective et donc une vitesse électronique très élevée. Ceci est très important pour réaliser des dispositifs fonctionnant à très haute fréquence.

$V_L(V)$	$V_R(V)$	$V_{out}(V)$
0.0 (L)	0.0 (L)	3.6 (H)
1.5 (H)	0.0 (L)	3.2 (H)
0.0 (L)	1.5 (H)	3.2 (H)
1.5 (H)	1.5 (H)	0.8 (L)

TAB. 3.1 – Table logique et niveaux de tension de la porte logique NAND représentée Figure 3.13(b).

C'est pour ces raisons que nous avons choisi d'utiliser une grille de commande Schottky pour nos dispositifs balistiques actifs (Figure 3.14). Tout d'abord ces grilles ne nécessitent qu'une faible tension de commande. De plus ces tensions de grille sont compatibles avec les faibles tensions d'alimentation des dispositifs requises pour rester en régime linéaire de courant et donc de garantir un transport balistique. La compatibilité des tensions de grille et d'alimentation est un avantage indéniable pour la réalisation de circuits. De plus étant donné que cette technologie est compatible avec celle des HEMTs, il est donc tout à fait envisageable de combiner des dispositifs balistiques avec des transistors HEMTs. Par contre nous verrons ci-dessous que la fabrication de la grille Schottky pour dispositifs balistiques est plus complexe que celle d'une grille de proximité.

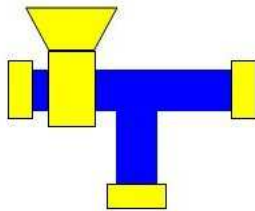


FIG. 3.14 – Schéma d'une jonction en T à grille de commande Schottky.

3.2.3 Simulations Monte Carlo

Dans cette partie, nous allons étudier la conception d'un inverseur de courant basé sur une jonction balistique en T à grille Schottky par le biais de simulations Monte Carlo 2D. Les premières simulations utilisent une jonction symétrique puis nous verrons que par des modifications géométriques, un dispositif optimisé sera obtenu. Nous réaliserons alors des simulations de son comportement intrinsèque en très haute fréquence.

Inverseur balistique de courant basé sur une jonction en T

La Figure 3.15(a) représente le schéma et les dimensions de l'inverseur balistique de courant simulé. La largeur et la longueur des branches sont de 120 nm et 180 nm respectivement.

Comme nous l'avons décrit dans le chapitre I, nous ne considérons que la canal de $Ga_{0.3}In_{0.7}As$ dans une simulation 2D en Vue de Haut. Nous avons ajusté la valeur de la densité surfacique de charge $\sigma = 0,4 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ ce qui donne pour une valeur du dopage $N_{Db} = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, une valeur de la largeur de déplétion $W_d = 40 \text{ nm}$. A cause de la limitation 2D, la grille Schottky physique se situant au dessus de la branche gauche est modélisée par deux contacts Schottky placés sur chaque côté de la jonction balistique en T (Figure 3.15(a)). Comme la hauteur de barrière n'est pas incluse dans le simulateur, celle-ci a été fixée à 0.45 V.

La largeur des branches de la jonction est de 120 nm. En tenant compte de la largeur de déplétion de 40 nm, les dimensions effectives de la zone centrale de la jonction (zone carrée de 40 nm x 40 nm) sont inférieures au libre parcours moyen à température ambiante qui est de 130 nm dans le $Ga_{0.3}In_{0.7}As$. Le transport électronique est donc balistique.

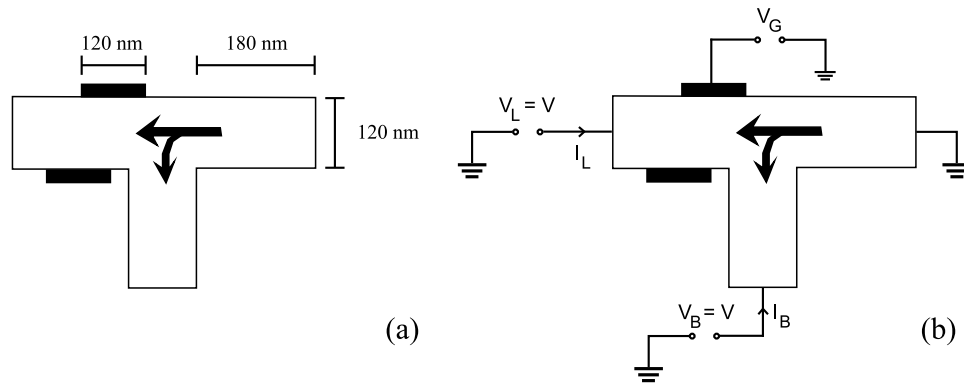


FIG. 3.15 – (a) Dimensions de l'inverseur balistique de courant simulé et positionnement des grilles Schottky latérales. Les grilles sont représentées en noir. (b) Schéma de polarisation de l'inverseur.

Sur la Figure 3.16, nous avons représenté les courants obtenus par simulation dans les branches centrale et gauche I_B et I_L en fonction de la tension appliquée V_G pour $V_L = V_B = 60\text{ mV}$. Les courants sont exprimés en A/m .

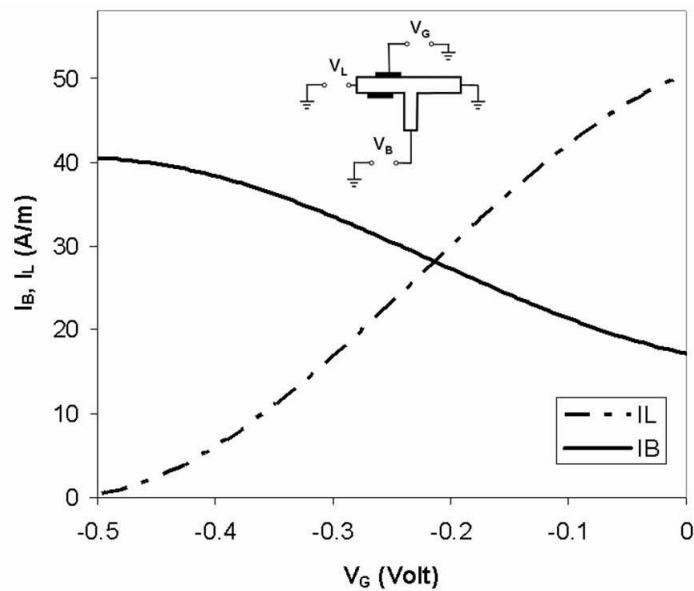


FIG. 3.16 – Valeurs obtenues par simulation Monte Carlo 2D des courants I_B et I_L en fonction de V_G ($V_L = V_R = 60\text{ mV}$) pour la jonction représentée ??.

Nous obtenons bien la commutation des courants en fonction de la tension de grille appliquée. Le comportement du dispositif est le suivant. Lorsque la tension de grille appliquée

est faible ($V_G < -0.5 V$), la quasi-totalité du flux électronique en provenance de la branche droite est dirigée dans la branche centrale et I_L vaut 0. Puis lorsque nous augmentons V_G jusqu'à atteindre 0 V, une grande partie du flux électronique en provenance de la branche droite est dirigée vers la branche gauche.

Dans ces conditions, nous observons l'existence d'un courant résiduel dans la branche centrale. Ce courant résiduel a pour origine deux phénomènes. Tout d'abord, les électrons n'ont pas tous une direction de mouvement initiale horizontale (voir Schéma 3.17). Certains électrons peuvent donc se retrouver dans la branche centrale.

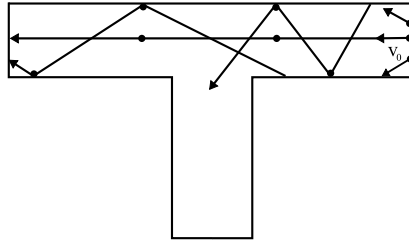


FIG. 3.17 – Trajectoire des électrons à la sortie des contacts. La vitesse initiale V_0 est orientée de manière aléatoire.

Le second phénomène qui permet d'expliquer l'existence d'un courant résiduel dans la branche centrale est l'existence de la composante verticale du champ électrique entre le contact droit et le contact central. Cette composante dévie la trajectoire des électrons en provenance du contact droit vers le contact central.

Ainsi le comportement théorique idéal représenté sur la Figure 3.12 n'est pas valable car il supposerait une orientation parfaitement horizontale du flux électronique et l'inexistence d'un champ électrique vertical, ce qui est impossible dès que la branche centrale est polarisée.

Cependant, le rapport des courants obtenu $\frac{I_B(V_G < -0.5 V)}{I_B(V_G > 0.0 V)}$ est de 2.3, ce qui est suffisant pour observer la commutation des courants et exploiter ce dispositif. De plus la différence significative entre les courants I_L et I_B pour des valeurs élevées de V_G caractérise aussi le transport balistique dans notre jonction. Si le transport électronique était diffusif dans les différentes branches, le dispositif fournirait des courants I_L et I_B équivalents, indépendamment

de leur orientation (les branches ont des dimensions et des résistances similaires). Comme le transport est balistique (ou au moins quasi-balistique), le mouvement horizontal des électrons de la branche droite vers la branche gauche est favorisé et $I_L > I_B$.

Influence de la géométrie sur le comportement de l'inverseur

Afin d'optimiser le fonctionnement de l'inverseur balistique de courant, nous sommes partis du raisonnement suivant. Pour la jonction balistique en T précédente, pour $V_G > 0.0 V$, nous obtenons un courant I_L 2.3 fois supérieur au courant I_B pour $V_G < -0.5 V$ grâce au caractère balistique du transport qui favorise le déplacement des électrons du contact droit vers le contact gauche. Mais un courant résiduel I_B est toujours présent. En nous basant sur l'étude sur les jonctions balistiques en forme de Y (Chapitre II et publication [11, 12]), nous avons vu qu'il était possible de diriger le flux d'électrons incident en modifiant l'angle entre les branches de la jonction en Y. Ainsi, par des considérations géométriques, il est possible de modifier le comportement d'un dispositif balistique. Jusqu'à présent nos inverseurs balistiques étaient basés sur l'utilisation de jonctions en T symétriques. Nous avons donc utilisé des simulations Monte Carlo pour obtenir un inverseur balistique de courant plus efficace, en particulier pour obtenir un courant résiduel I_B pour V_G élevé plus faible.

Dans cette partie, nous avons réalisé des simulations en modifiant la largeur des branches et l'orientation de la branche centrale de la jonction balistique à trois branches. Ces simulations ont été effectuées par Javier Mateos de l'Université de Salamanca. Elles ont permis de montrer l'influence de l'orientation de la branche centrale.

Ces structures ainsi que leurs dimensions sont représentées sur les Figure 3.18(a) et 3.18(b). Les valeurs des courants circulant dans les trois branches en fonction de la tension de grille V_G pour $V_L = 0 V$ et $V_B = V_R = 0.5 V$ sont tracées sur la Figure 3.18(c). Les tensions V_G tracées ont été calculées en considérant une hauteur de barrière Schottky de 0.45 Volt. Comme pour les simulations précédentes, la grille Schottky réelle est simulée par deux grilles Schottky latérales. La tension d'alimentation est de 0.5 V.

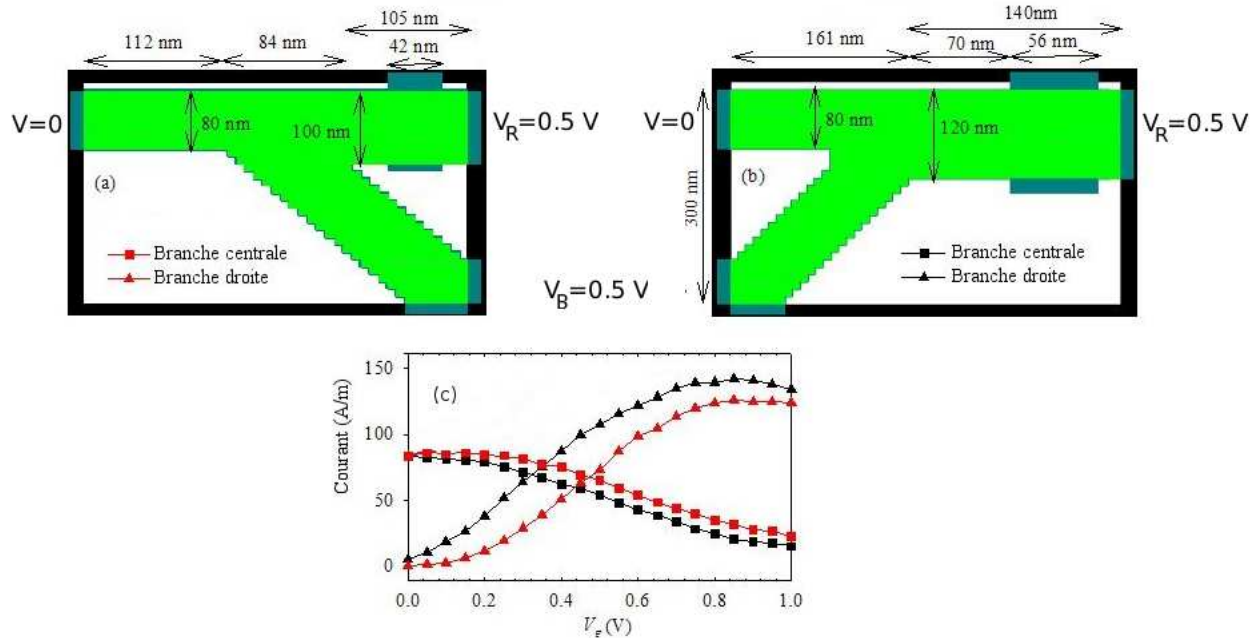


FIG. 3.18 – (a) et (b) Géométries des inverseurs balistiques de courant simulés. (c) Courants circulant dans les trois branches en fonction de la tension de grille V_G pour $V_L = 0 V$ et $V_B = V_R = 0.5 V$.

Comme nous pouvons le voir, l'orientation de la branche centrale a été modifiée afin de limiter le courant résiduel I_B pour des tensions V_G élevées. Pour V_G faible, les deux dispositifs fonctionnent correctement, le flux électronique étant presque entièrement vers la branche centrale (Figure 3.18(c)). Les problèmes apparaissent pour V_G élevé car la branche droite est complètement ouverte et idéalement, le courant dans la branche centrale devrait être nul.

La condition de plus faible courant I_B pour V_G élevée est mieux atteinte pour le dispositif (b) pour lequel la direction de la branche centrale est opposée au flux électronique. Le courant dans la branche du bas est significativement plus faible que pour le dispositif (a) pour lequel l'orientation de la branche du bas est opposée.

Par contre, pour V_G faible, les électrons en provenance du contact gauche doivent inverser le sens de leur mouvement pour se diriger vers la branche centrale dans le cas du dispositif (b). Ce changement de sens implique une diminution de leur vitesse à l'intersection des branches. Il est probable que ce phénomène entraînera une dégradation des performances en fréquence.

Cependant faisons une remarque sur le fait que même si les niveaux de courant sont meilleurs dans la configuration (b), la réponse des électrons se dirigeant vers la branche du bas est assez faible car ils doivent dans ce cas modifier complètement la direction de leur mouvement, ce qui mènera certainement à une dégradation des performances en fréquence de ce type de structure.

Ainsi il est possible d'améliorer le comportement de commutation d'un inverseur de courant balistique basé sur une jonction balistique à trois branches en modifiant légèrement la dimension des branches et en modifiant l'inclinaison de la branche centrale.

Inverseur balistique de courant optimisé

En exploitant les résultats précédents, nous avons modifié la géométrie de l'inverseur symétrique présenté dans la partie 3.2.3 pour obtenir un inverseur de courant optimisé. Nous présentons les résultats obtenus sur cet inverseur.

La Figure 3.19(a) représente le schéma et les dimensions de l'inverseur balistique de courant simulé. La largeur de la branche gauche est de 200 nm et la longueur de la branche droite de 100 nm. Celle de la branche inférieure est de 80 nm. Nous avons diminué légèrement les dimensions des branches droite et inférieure par rapport au dispositif non optimisé. Nous avons par contre augmenté la largeur de la branche de gauche afin de favoriser le passage du flux d'électrons en provenance du contact droit vers le contact gauche et l'orientation de la branche inférieure a été choisie de manière à diminuer le courant résiduel I_B lorsque la tension de grille est élevée.

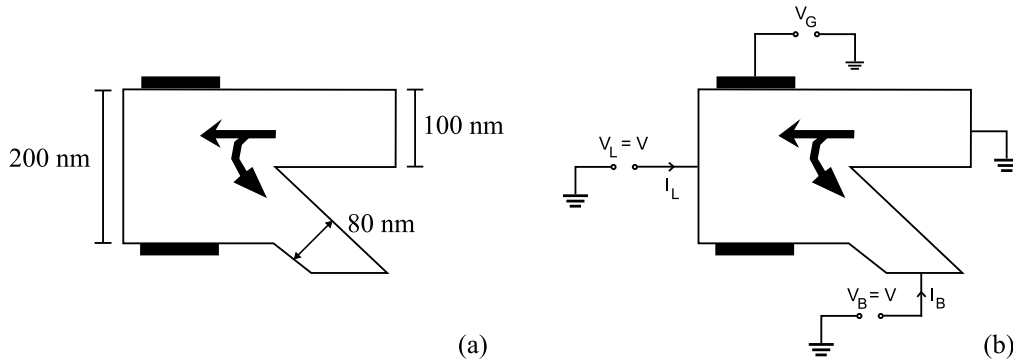


FIG. 3.19 – (a) Schéma de l'inverseur balistique de courant optimisé et positionnement des grilles Schottky latérales. Les grilles sont représentées en noir. (b) Schéma de polarisation de l'inverseur optimisé.

Sur la Figure 3.20, nous avons représenté les courants obtenus par simulation dans les branches centrale et gauche I_B et I_L en fonction de la tension appliquée V_G pour $V_L = V_B = V = 200\text{ mV}$. Par rapport à l'inverseur non optimisé, nous avons augmenté la tension d'alimentation V de 60 mV à 200 mV , niveau de tension pour lequel nous nous situons toujours en régime linéaire de courant. La grille Schottky réelle a aussi été simulée par deux grilles Schottky latérales. Nous avons ajouté une tension de 0.45 V afin de tenir compte de la hauteur de barrière Schottky qui n'est pas incluse dans les simulations.

Comme le montre la Figure 3.20, la tension de grille nécessaire pour contrôler la branche gauche varie de -0.6 V à $+0.4\text{ V}$, soit un intervalle de tensions de 1 V . Cet intervalle est plus important que dans le cas de l'inverseur basé sur une jonction en T pour lequel la tension de grille variait de -0.5 V à 0.0 V . Ceci est lié au fait que nous utilisons en simulation des grilles latérales et que ce dispositif est aussi plus large. Sur le composant réel, la grille sera placée sur la branche et la commande sera donc plus efficace.

La Figure 3.20 montre que le fonctionnement de l'inverseur a été amélioré. En effet, le rapport des courants I_B lorsque $V_G < -0.5\text{ V}$ et $V_G > 0.4\text{ V}$ est de 4.3 , soit 1.9 fois supérieur à celui obtenu dans le cas de l'inverseur de courant basé sur une jonction en T. Nous avons donc minimisé le courant I_B résiduel lorsque la tension de grille est élevée ($V_G > 0.4\text{ V}$).

Ainsi les optimisations géométriques que nous avons effectuées par le biais des simulations

Monte Carlo 2D en tenant compte des résultats de la partie 3.2.3 nous ont permis de concevoir un inverseur balistique optimisé, basé sur une jonction assymétrique à trois branches. Nous allons donc explorer maintenant les performances intrinsèques très haute fréquence de ce dispositif.

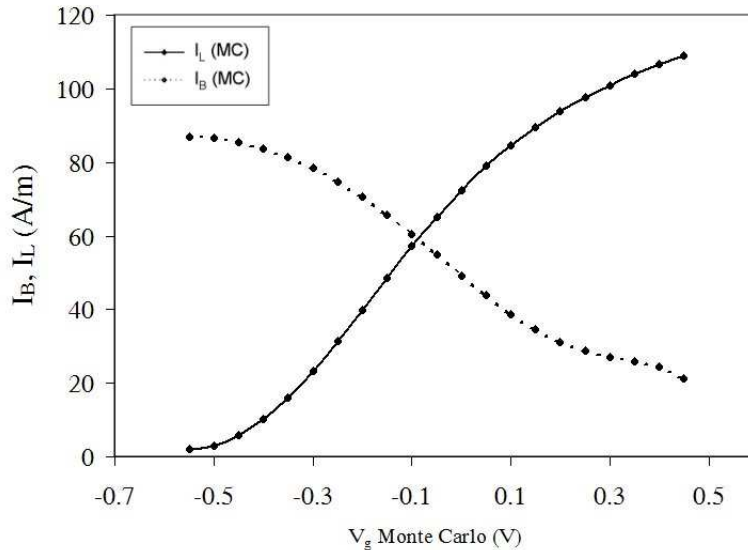


FIG. 3.20 – Valeurs obtenues par simulation Monte Carlo 2D des courants I_B et I_L en fonction de V_G ($V_L = V_B = 200$ mV) pour la jonction représentée 3.15.

Performances intrinsèques Haute Fréquence

L'objectif de cette thèse est de réaliser des dispositifs balistiques fonctionnant à très haute fréquence. Nous avons donc étudié le comportement intrinsèque en très haute fréquence de l'inverseur balistique de courant basé sur une jonction en T et de l'inverseur balistique de courant optimisé par le biais de simulations Monte Carlo.

– Inverseur de courant basé sur une jonction en T

Dans cette partie, nous avons simulé le comportement intrinsèque de l'inverseur de courant basé sur une jonction en T représenté sur la Figure 3.15. Les tensions V_L et V_B étaient fixées à 0.2 V tandis que $V_R = 0$. Nous avons donc réalisé plusieurs simulations pour laquelle la

tension V_G est une tension carrée (-0.6 V / 0.0 V) à des fréquences de 700 GHz et 1 THz (en tenant compte d'une hauteur de barrière Schottky de 0.45 V).

Les Figures 3.21 et 3.22 représentent l'évolution des courants de la branche droite I_L et de la branche centrale I_B en fonction du temps pour une fréquence de 700 GHz et 1 THz respectivement. A 700 GHz, les niveaux Haut et Bas sont atteints. A 1 THz, nous atteignons la limite de fonctionnement avec un temps de descente important.

Globalement, le comportement intrinsèque de cet inverseur reste correct jusqu'à 900 GHz et montre des signes de dégradation vers 1 THz.

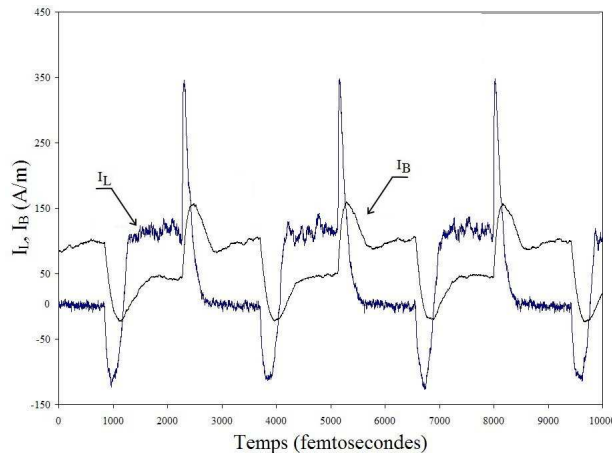


FIG. 3.21 – V_{out} en fonction du temps pour un signal carré de fréquence 700 GHz appliqué au niveau de la grille (-0.6 V / 0.0 V)

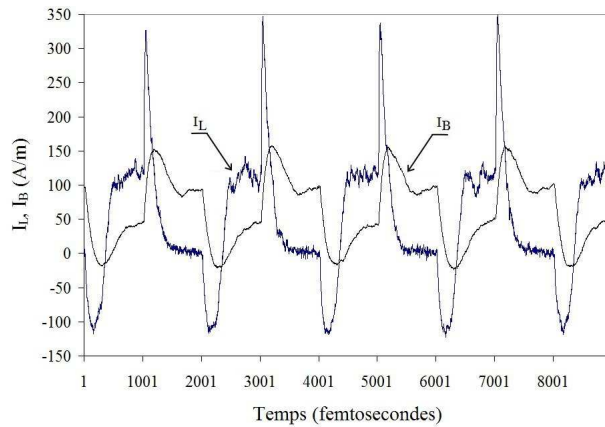


FIG. 3.22 – V_{out} en fonction du temps pour un signal carré de fréquence 1 THz appliqué au niveau de la grille (-0.6 V / 0.0 V)

– Inverseur de courant optimisé

Après avoir étudié le comportement intrinsèque jusqu'à 1 THz de l'inverseur de courant basé sur une jonction en T, nous avons simulé le comportement intrinsèque du dispositif optimisé représenté sur la Figure 3.19. Les tensions V_L et V_B étaient fixées à 0.2 V tandis que $V_R = 0$. Nous avons donc réalisé des simulations pour laquelle la tension V_G est une tension carrée (-0.65 V / 0.45 V) à des fréquences simulées de 500 GHz et 700 GHz (en tenant compte d'une hauteur de barrière Schottky de 0.45 V).

La Figure 3.23 représente l'évolution des courants de la branche droite I_L et de la branche centrale I_B en fonction du temps pour une fréquence de 500 GHz. Pour cette fréquence, les états Haut et Bas sont atteints.

La Figure 3.24(b) représente l'évolution des courants de la branche droite I_L et de la branche centrale I_B en fonction du temps pour une fréquence de 700 GHz. A cette fréquence, le courant I_L atteint les niveaux Haut et Bas. Par contre même si I_B atteint correctement le niveau Bas, il n'atteint pas le niveau Haut. Nous observons donc une dégradation du comportement à 700 GHz.

Lorsque la tension de grille V_g est de -0.65 V, le flux d'électrons en provenance du contact droit est dévié vers la branche inférieure dont le sens est opposée au mouvement. Cette déviation ne peut se faire que si la vitesse des électrons diminue au niveau du croisement des branches et donc le temps de réaction lors de la commutation est plus long, ce qui expliquerait la diminution des performances en haute fréquence du dispositif optimisé au dessus de 500 GHz par rapport à celui basé sur une jonction en T pour lequel nous n'observons des dégradations que vers 1 THz.

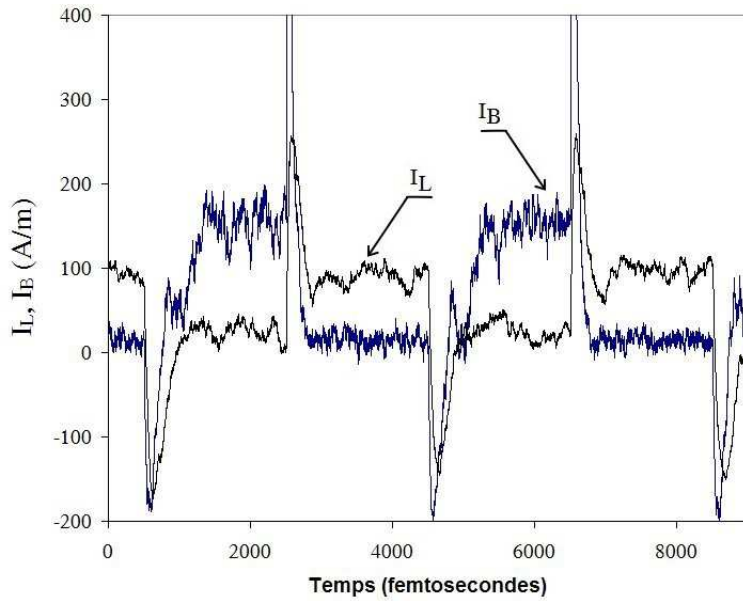


FIG. 3.23 – (a) Signal V_g de fréquence 500 GHz appliqué sur la grille et (b) réponse en courant dans la branche centrale I_B et la branche gauche I_L de l'inverseur balistique de courant optimisé représenté sur la Figure 3.19 pour $V_L = V_B = 0.2 V$.

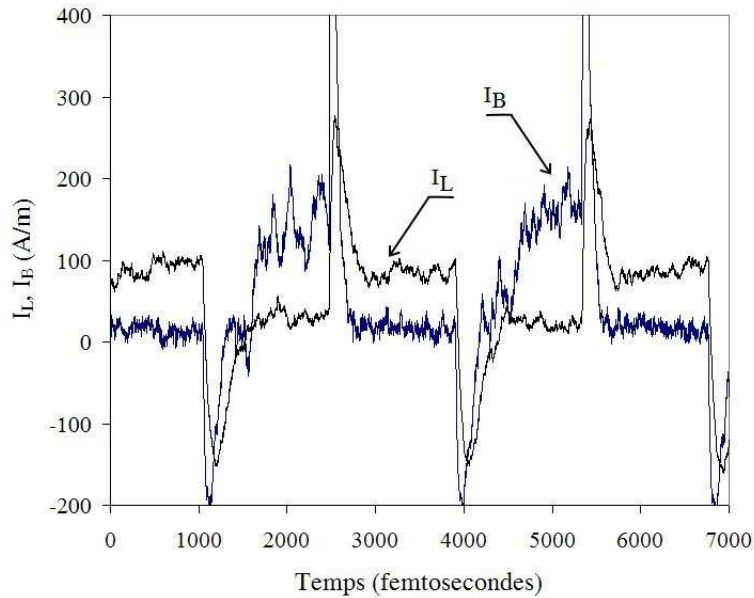


FIG. 3.24 – (a) Signal V_g de fréquence 700 GHz appliqué sur la grille et (b) réponse en courant dans la branche centrale I_B et la branche gauche I_L de l'inverseur balistique de courant optimisé représenté sur la Figure 3.19 pour $V_L = V_B = 0.2 V$.

– Conclusion

Les simulations Monte Carlo nous ont permis d’optimiser le fonctionnement DC de l’inverseur de courant. Nos simulations nous ont montré, paradoxalement, que nous devons nous attendre à obtenir de meilleures performances en haute fréquence pour le dispositif non optimisé. Ceci est dû au fait que l’inclinaison de la branche inférieure pour le dispositif optimisé entraîne un ralentissement des électrons se dirigeant dans cette branche et donc une diminution de la réactivité du courant dans cette branche mais aussi que la variation de courant I_B entre les niveaux Haut et Bas est plus importante.

3.2.4 Technologie

Nous présentons dans cette partie la technologie nécessaire pour la réalisation de nos dispositifs balistiques actifs.

Présentation générale

Nous présentons ici le procédé développé pour la fabrication des dispositifs balistiques actifs. La réalisation des dispositifs actifs repose sur le même procédé technologique que celui des dispositifs passifs mais il faut ajouter l’étape de réalisation de la grille de commande Schottky. La Figure 3.25(a) représente les grandes étapes du procédé technologique.

Le procédé technologique jusqu’à la réalisation des plots d’épaississements a été détaillé au chapitre II traitant de la technologie des dispositifs balistiques passifs. Après l’étape de plots d’épaississement, nous avons ajouté l’étape de réalisation de la grille Schottky.

Comme nous pouvons le voir sur la Figure 3.25(a), l’étape de réalisation de la grille Schottky est décomposée en deux étapes : l’étape de dépôt des protections latérales en résine HSQ (Figure 3.25(b)) et la réalisation de la grille proprement dite (Figure 3.25(c)).

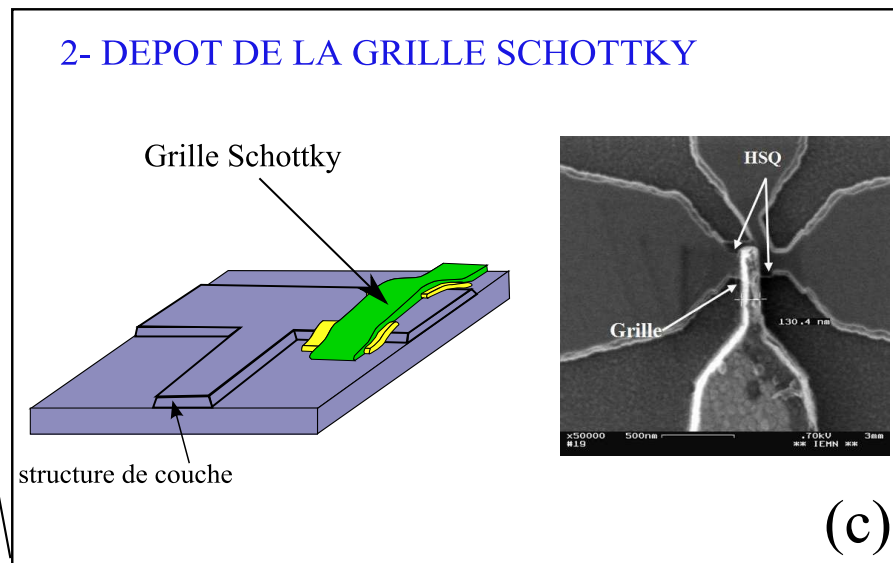
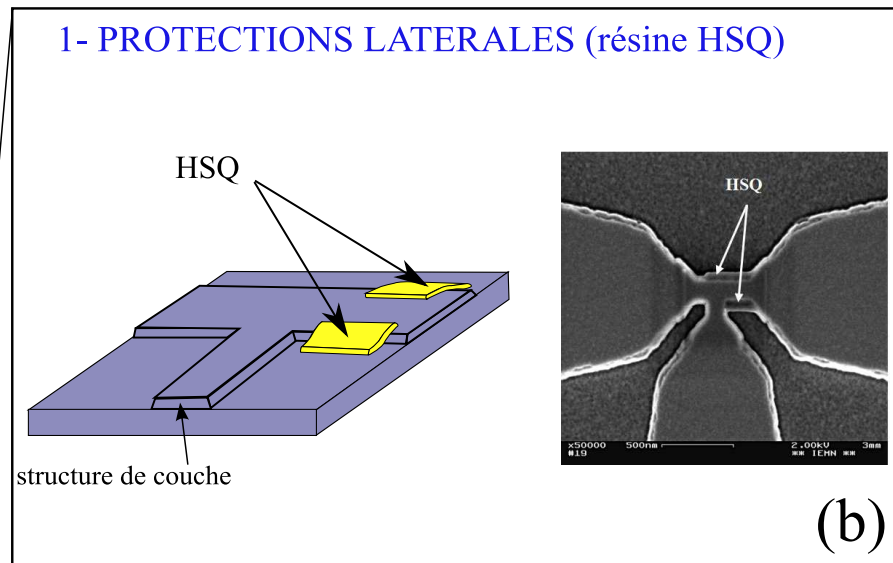
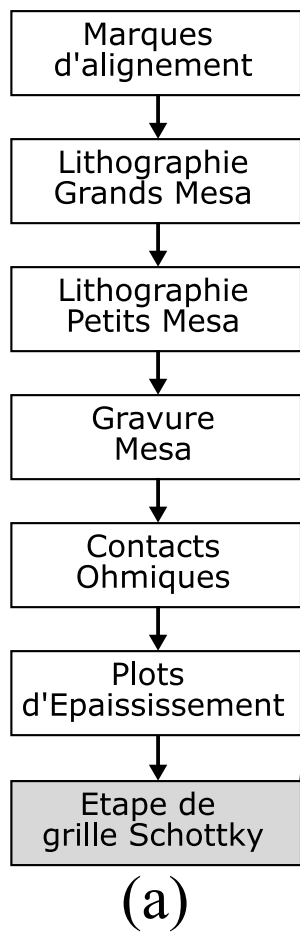


FIG. 3.25 – (a) Description du procédé technologique de fabrication des dispositifs balistiques actifs à grille de commande Schottky. (b) Etape de protection latérale par un dépôt de résine HSQ insolée. (c) Dépôt de la grille Schottky.

Protections latérales en résine HSQ

Cette étape a été conçue afin de résoudre un problème se posant au niveau du dépôt de la grille Schottky sur le mesa dû à la faible hauteur de barrière entre le métal et le canal $Ga_{0.47}In_{0.53}As$. Comme le montre la Figure 3.26 représentant une coupe de notre structure de couche dans le cas où la grille Schottky est déposée sans protection latérale en résine HSQ, la grille est directement connectée au canal ce qui a pour conséquence l'apparition d'un courant de fuite. En effet, le canal $Ga_{0.47}In_{0.53}As$ présente un fort taux d'Indium et aussi une faible bande d'énergie interdite, impropre à la réalisation d'un bon contact Schottky.

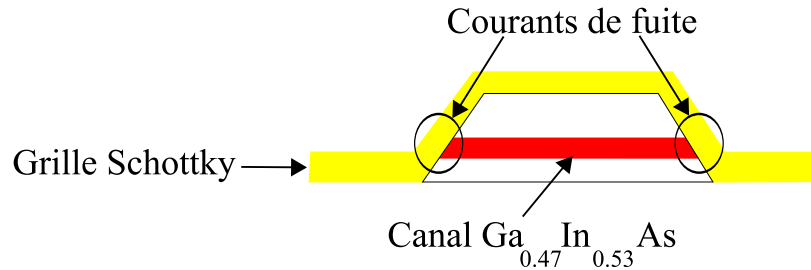


FIG. 3.26 – Schéma représentant une coupe de l'hétérostructure sur laquelle est directement déposée la grille Schottky. Au contact entre la grille et le canal apparaissent des fuites de courant dues à la faible hauteur de barrière entre le métal et le canal.

Ce problème de fuites se pose aussi pour les transistors HEMTs. La solution classique à ce problème est de sous graver le canal en utilisant une solution chimique avant le dépôt de la grille. La solution d'Acide Succinique et de Peroxyde d'Hydrogène utilisée pour le recess du cap avant l'évaporation de la grille peut jouer ce rôle. Mais la largeur de nos dispositifs est de l'ordre de 100 nm et le contrôle de la sous gravure dans le canal serait très délicat à mettre en oeuvre avec donc un risque de non reproductibilité important, voire de destruction totale des canaux. Il n'est donc pas envisageable d'utiliser cette méthode pour éviter les fuites de grille. C'est pourquoi nous avons développé la solution suivante.

Dans le but de protéger les bords des dispositifs balistiques avant le dépôt de la grille, nous avons développé une solution basée sur le dépôt d'une fine couche d'oxyde sur les bords des dispositifs afin de les protéger d'une attaque de la solution de recess et d'éviter le contact entre

la grille et le canal. L'oxyde retenu est la résine HSQ car elle peut être considérée comme un très bon isolant après insolation. Elle est par exemple utilisée en temps que diélectrique low-k [1]. Les détails de l'étape de dépôt de la protection latérale en résine HSQ sont schématisées sur la Figure 3.27. L'épaisseur de la HSQ déposée est de 20 nm.

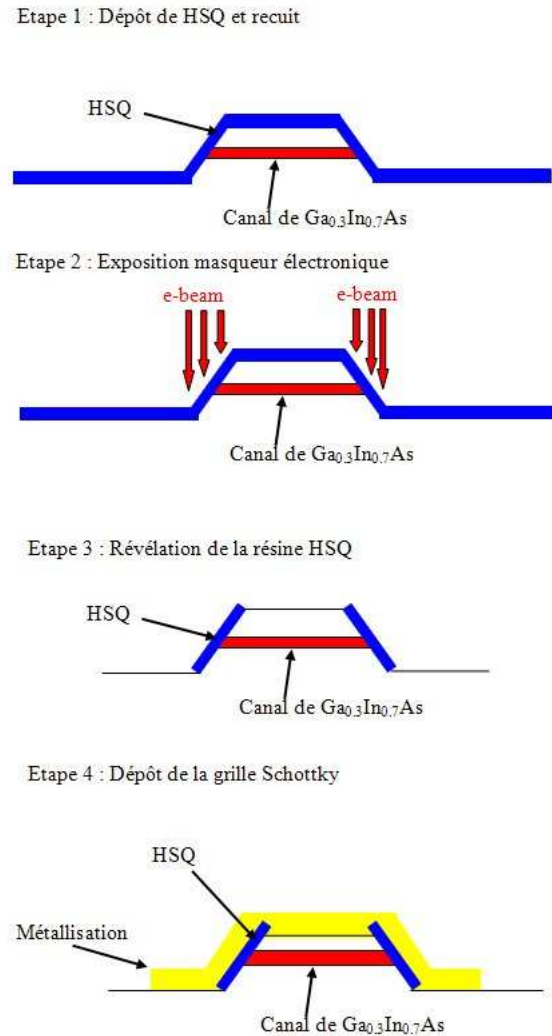


FIG. 3.27 – Détails de l'étape de dépôt de la protection latérale en résine HSQ (épaisseur 20 nm).

Après l'étape de plots d'épaissement (Figure 3.25), nous déposons la résine HSQ que nous insolons afin d'obtenir les motifs couvrant les bords des dispositifs. La Figure 3.28 représente une jonction balistique en T sur laquelle a été déposée deux motifs de protection

en HSQ. Nous avons réalisé une coupe à l'aide d'un faisceau d'ions focalisés (FIB : Focused Ion Beam) et pris une photographie par microscopie électronique afin de vérifier que le dépôt de la HSQ latérale se situait uniquement sur les bords des mesa et non pas sur le dessus. C'est bien le cas comme nous pouvons le voir sur la Figure 3.29. Comme nous pouvons le constater, l'alignement est un point critique du dépôt de la HSQ latérale. C'est l'objet du paragraphe 3.2.4.

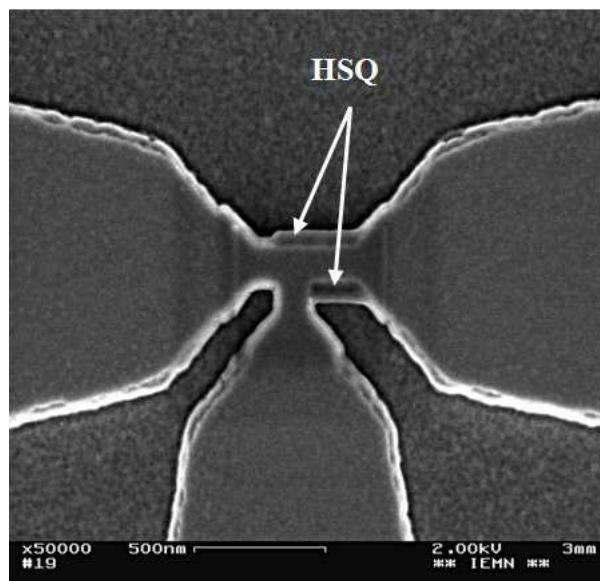


FIG. 3.28 – Jonction balistique en T avec ses deux motifs de protection latérale réalisés par de la résine HSQ insolée.

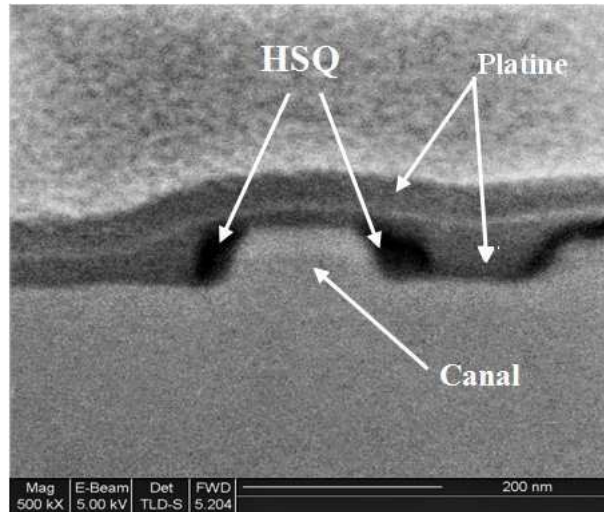


FIG. 3.29 – Photographie réalisée par microscopie électronique à balayage d'un coupe réalisée par un faisceau d'ions focalisés. Nous pouvons y voir le canal d'une jonction en T avec ses deux couches de protection latérale en HSQ.

Dépôt de la grille

Une fois la protection latérale en HSQ effectuée, il reste la lithographie de la grille Schottky. Pour cela nous procédons au dépôt d'un bicouche PMMA-PMMA(MAA) qui, une fois insolé et révélé, nous permettra d'obtenir un profil en casquette.

Nous procédons alors au recess du cap. La dernière étape consiste alors au dépôt de la grille. La Figure 3.30 représente la jonction en T de la Figure 3.28 après fabrication de la grille Schottky.

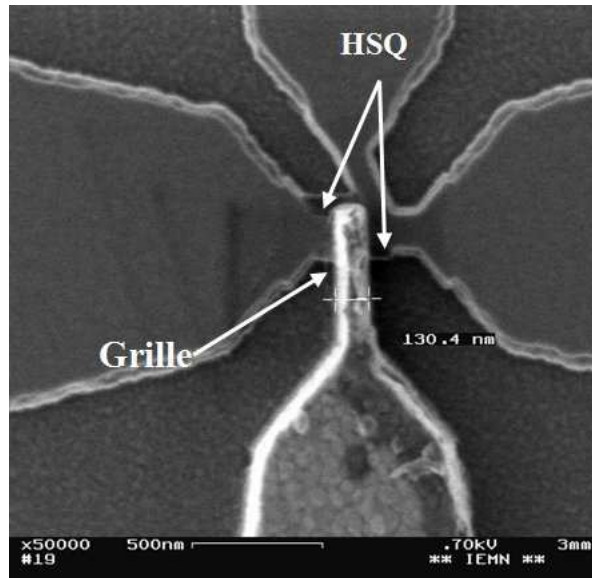


FIG. 3.30 – Jonction en T de la Figure 3.28 après dépôt de la grille Schottky.

Optimisation de l'alignement du masqueur électronique

Comme c'était le cas pour les petits et grands mesa ainsi que pour la HSQ latérale, le positionnement de la grille par rapport à la jonction est particulièrement critique. Afin d'atteindre les meilleures spécifications d'alignement de notre masqueur électronique, nous avons pris un certain nombre de précautions lors de la conception du masque.

En effet, le principe de fonctionnement du masqueur électronique pendant l'écriture est le suivant. Le wafer est placé sur une platine mobile tandis que le faisceau d'électrons est fixe, uniquement défléchi par des champs électriques pour l'écriture.

La platine mobile se déplace par pas de $320 \mu\text{m}$ avec un contrôle au nanomètre près. Ce paramètre est réglable mais c'est le standard du masqueur de l'IEMN. Les marques d'alignement en Titane et Or déposées en première étape de réalisation des dispositifs permettent au masqueur de se repérer sur le wafer. Elles se situent sur les bords du masque comme le montre la Figure 3.31.

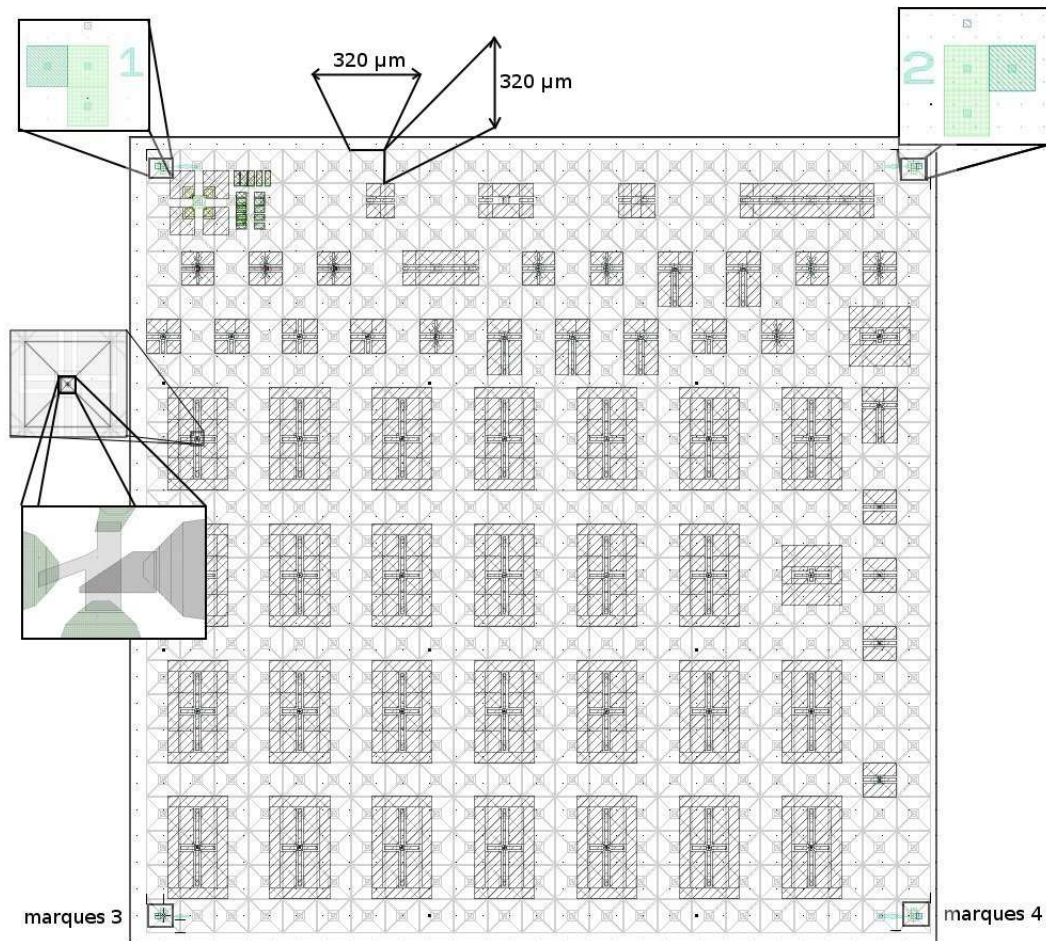


FIG. 3.31 – Masque optimisé pour un alignement optimal. Sur chaque coin du masque se trouvent les marques d’alignement nécessaire au repérage du masqueur. Le masque est découpé en carré de $320 \mu\text{m} \times 320 \mu\text{m}$ au centre desquels le spot n’est pas dévié. C’est à cet endroit que sont positionnés les zones actives des dispositifs

Ainsi le principe d’alignement et d’écriture d’un champ (masque complet représenté sur la Figure 3.31) est le suivant : détection d’une marque puis la platine se déplace par pas de $320 \mu\text{m}$ horizontalement et verticalement pour écrire les motifs à l’intérieur de chaque zone carrée (en gris clair sur le masque). Une fois le champ écrit, la marque du champ suivant est détectée et le procédé est répété jusqu’à couvrir tous les champs du wafer.

Le spot n’est pas défléchi au centre du carré, où la résolution et l’alignement sont donc

optimum. Par contre sur les bords du carré, la résolution est inférieure et nous pouvons avoir des problèmes d'alignement.

Ainsi les précautions à prendre pour obtenir un très bon alignement sont

- Toujours s'aligner sur les mêmes marques pour les motifs critiques (grands et petits mesa, protection latérale en résine HSQ et grille).
- Concevoir le masque en plaçant la zone active du dispositif balistique au centre des carrés de $320 \mu\text{m} \times 320 \mu\text{m}$ comme le montre la Figure 3.31.

En prenant de telles précautions, nous avons ainsi atteint les meilleures spécifications du masqueur électronique de l'IEMN avec une précision d'alignement de l'ordre de 20 à 30 nm comme le montre la Figure 3.30).

3.2.5 Caractérisation à température ambiante

Dans cette partie, nous présentons les résultats des mesures réalisées sur l'inverseur balistique de courant basé sur une jonction en T simulé au paragraphe 3.2.3 puis sur l'inverseur dont les performances ont été optimisées par simulation Monte Carlo au paragraphe 3.2.3.

Inverseur balistique de courant basé sur une jonction en T

– Fabrication

Dans cette partie, nous présentons les résultats de caractérisation DC réalisée sur l'inverseur balistique de courant basé sur une jonction en T dont le comportement avait été simulé au paragraphe 3.2.3. En utilisant le procédé technologique présenté dans la partie 3.2.4, nous avons fabriqué cet inverseur de courant.

Comme le montre la Figure 3.32, la largeur de chacune des branches est de 120 nm et la longueur de 180 nm. La largeur de la grille est aussi de 120 nm. Les deux rectangles transparents de part et d'autre des branches supérieures sont les protections latérales en résine HSQ nécessaires pour éviter le contact entre la grille Schottky et le canal (voir encart).

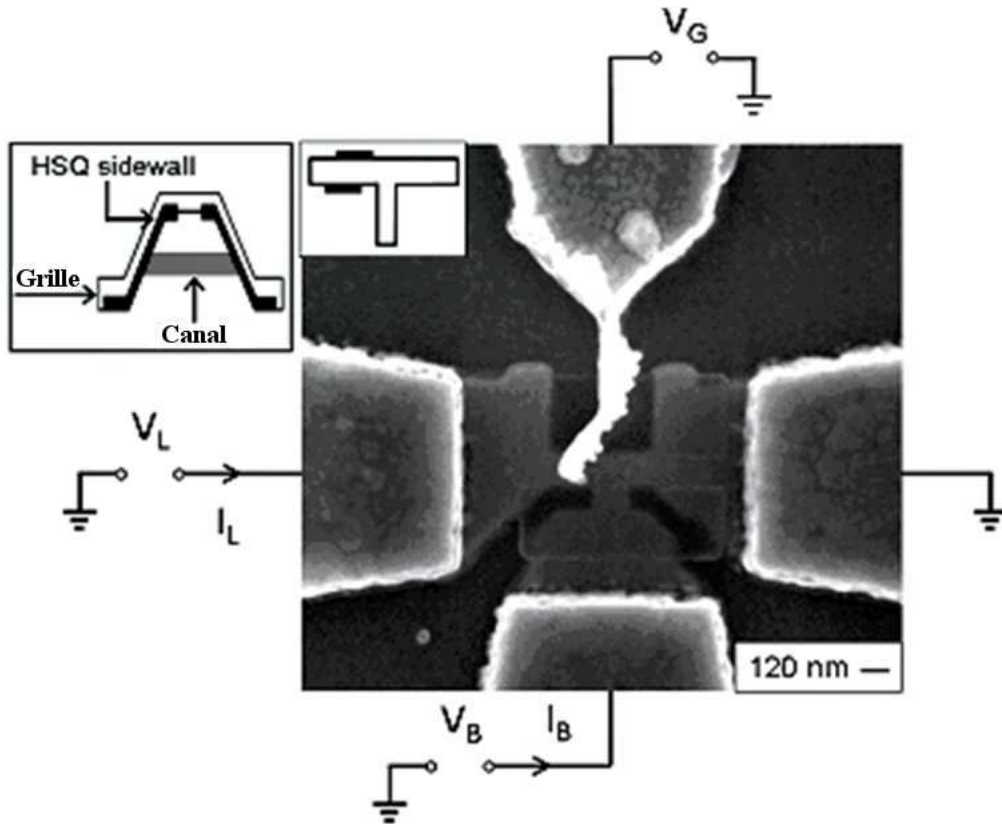


FIG. 3.32 – Inverseur balistique de courant basé sur une jonction en T. Les rectangles de part et d'autre des branches supérieures sont les protections latérales en résine HSQ nécessaires pour éviter le contact entre la grille Schottky et le canal (encart).

– Caractérisation du transport balistique

En tenant compte de la largeur de déplétion de 40 nm, la largeur du canal dans lequel se déplacent les électrons au sein de la jonction est de 40 nm, ce qui est inférieur au libre parcours moyen à température ambiante (130 nm [3]). Le transport doit donc être balistique. Afin de démontrer le caractère balistique du transport, nous avons mesuré l'évolution du potentiel de la branche centrale V_c d'une jonction en T de dimensions similaires polarisée en mode push-pull ($V = V_R = -V_L$) en fonction de la tension appliquée V . L'encart de la Figure 3.33 représente cette jonction de largeur de branche 127 nm et de longueur de branche 180 nm. La largeur de branche est très légèrement supérieure aux 120 nm de notre inverseur balistique.

La mesure du potentiel V_c en régime linéaire est montrée sur la Figure 3.33. Nous avons préalablement retiré la partie linéaire de la mesure due aux résistances d'accès tout comme nous l'avons fait dans les mesures et simulations du chapitre II afin de n'obtenir que le comportement intrinsèque de la jonction. Nous observons que V_c est clairement parabolique, ce qui démontre le caractère balistique du transport. Le transport au sein de notre inverseur est donc balistique.

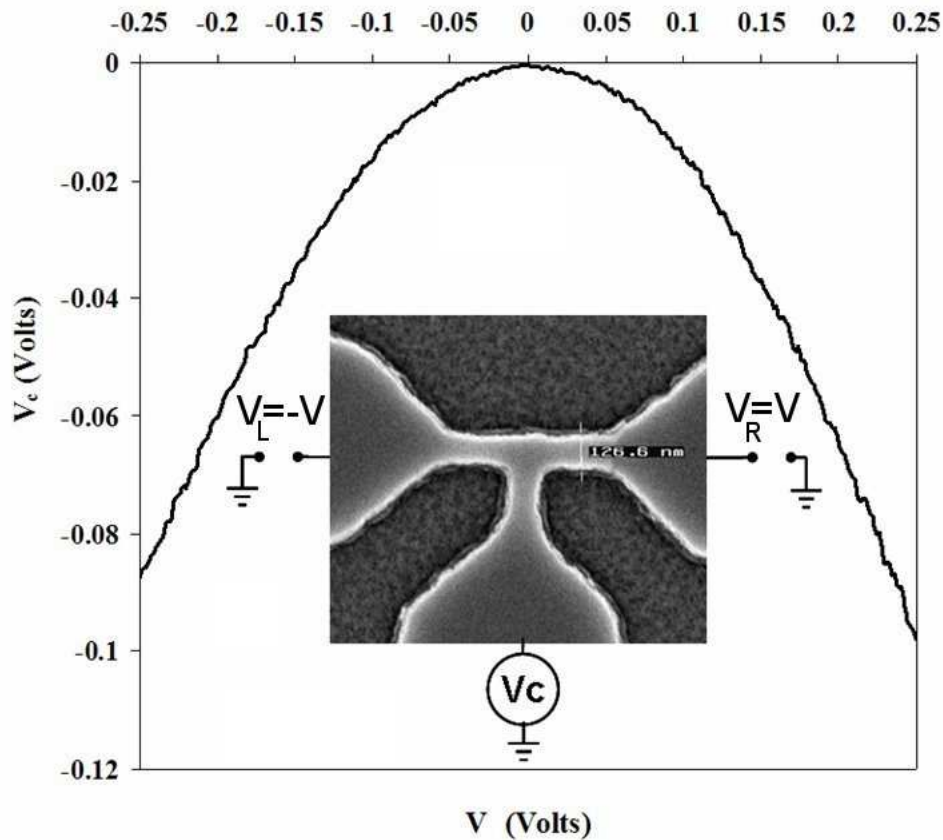


FIG. 3.33 – Potentiel V_c en fonction de la tension appliquée V lorsque la jonction en T représentée dans l'encart est polarisée en mode push-pull ($V = V_R = -V_L$).

– Caractérisation DC

Une fois le caractère balistique de notre inverseur vérifié, nous avons réalisé des mesures DC afin d'observer la commutation des courants en fonction de la tension de grille. La Figure 3.32 représente la jonction balistique à grille Schottky avec son schéma de polarisation. Pour

les mesures DC, les branches gauche et centrale ont été polarisées de manière identique ($V_L = V_B = 60\text{ mV}$) et la branche droite est reliée à la masse. La tension V_G a été polarisé de -1.0 V à 0.1 V . La tension appliquée aux branches droite et gauche a été choisie afin de se situer dans la zone linéaire de courant car c'est dans cette zone que nous pouvons profiter pleinement du régime de transport balistique comme nous l'avons démontré par le biais des simulations Monte Carlo au chapitre II. Sur la Figure 3.34, nous avons représenté les courants mesurés I_L et I_B en fonction de la tension de grille appliquée V_G .

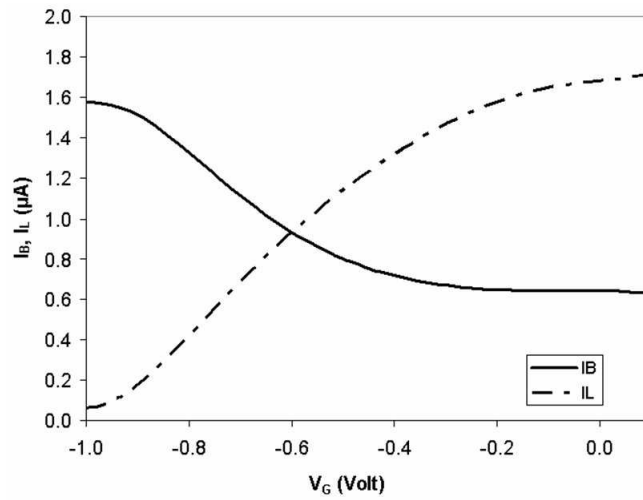


FIG. 3.34 – Mesures expérimentales des courants I_B et I_L en fonction de V_G ($V_L = V_R = 60\text{ mV}$) pour la jonction représentée 3.32.

Nous observons bien la commutation des courants en fonction de la tension de grille appliquée. Le comportement du dispositif est le suivant. Lorsque la tension de grille appliquée est faible ($V_G < -1.0\text{ V}$), la quasi-totalité du flux électronique en provenance de la branche droite est dirigée dans la branche centrale et I_L vaut 0. Puis lorsque nous augmentons V_G jusqu'à atteindre 0.1 V , une grande partie du flux électronique en provenance de la branche droite est dirigée vers la branche gauche tout en ayant un courant résiduel I_B .

– Comparaison des résultats avec les simulations Monte Carlo

Comme le montre la Figure 3.34, le rapport des courants I_B lorsque $V_G < -1.0\text{ V}$ et $V_G > 0.1\text{ V}$, $\frac{I_B(V_G < -1.0\text{ V})}{I_B(V_G > 0.1\text{ V})}$ de 2.4 pour l'inverseur caractérisé. L'accord est très bon avec la valeur de obtenue par Simulation Monte Carlo qui est de 2.3 (voir partie 3.2.3).

Par contre, nous pouvons observer que l'intervalle de valeurs V_G requis pour obtenir la commutation du dispositif fabriqué [-1.0 V à 0.1V] diffère de celui du dispositif simulé [-0.5 V à 0.0 V].

En effet, la tension de pincement relativement importante est liée au fait qu'une partie de la grille repose sur la HSQ des protections latérales. La grille fabriquée est donc la combinaison d'une grille Schottky sur le dessus et d'une grille Métal Isolant Semi-conducteur (MIS) sur les côtés des mesa comme le montre l'encart de la Figure 3.32. La tension nécessaire pour pincer la branche gauche est alors légèrement supérieure à celle requise par une grille Schottky située au dessus du canal. D'où le décalage des tensions de commutation.

– Conclusion

Pour conclure sur les résultats obtenus sur l'inverseur balistique de courant basé sur une jonction en T, nous pouvons dire que mis à part la différence quantitative sur la plage de variation de la tension de grille V_G , les simulations 2D et les mesures sont qualitativement en très bon accord. L'utilisation du simulateur Monte Carlo 2D est parfaitement adaptée à la conception de dispositifs balistiques actifs, ce qui sera à nouveau démontré dans la partie suivante.

Inverseur balistique de courant optimisé

– Fabrication

Dans cette partie, nous présentons les résultats de caractérisation DC réalisée sur l'inverseur balistique de courant optimisé dont le comportement avait été simulé au paragraphe 3.2.3. En utilisant le procédé technologique présenté dans la partie 3.2.4, nous avons fabriqué cet inverseur de courant.

Comme le montre la Figure 3.35, la largeur de la branche gauche est de 220 nm tandis que celle de droite de 100 nm. La largeur de la branche inférieure est de 80 nm. Les deux rectangles noirs de part et d'autre de la branche gauche sont les protections latérales en résine HSQ nécessaires pour éviter le contact entre la grille Schottky et le canal (voir encart).

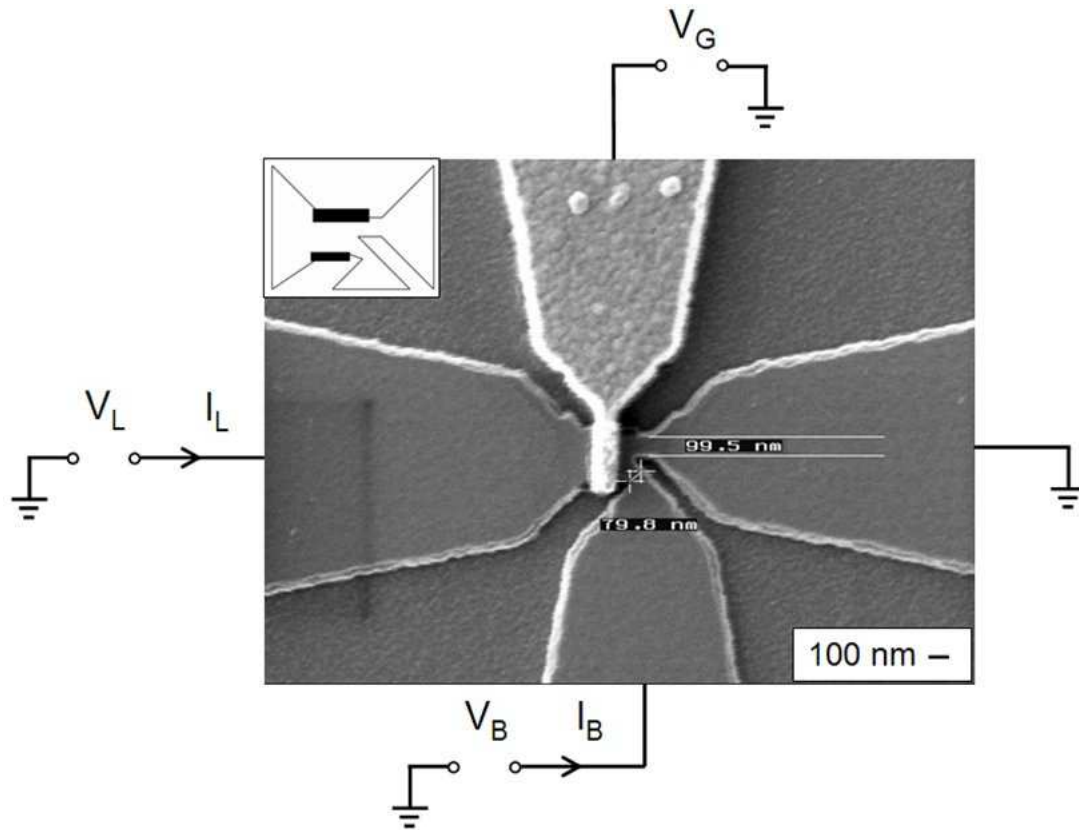


FIG. 3.35 – Inverseur balistique de courant optimisé. Les rectangles noirs de part et d'autre de la branche gauche sont les protections latérales en résine HSQ nécessaires pour éviter le contact entre la grille Schottky et le canal (encart).

– Caractérisation DC

Nous avons réalisé des mesures DC afin d'observer la commutation des courants en fonction de la tension de grille. La Figure 3.35 représente la jonction balistique à grille Schottky avec son schéma de polarisation. Pour les mesures DC, les branches gauche et centrale ont été polarisées de manière identique ($V_L = V_B = 200\text{ mV}$) et la branche droite est reliée à la

masse. La tension V_G a été polarisé de -0.4 V à 0.2 V. La tension appliquée aux branches droite et gauche a été choisie afin de se situer dans la zone linéaire de courant car c'est dans cette zone que nous pouvons profiter pleinement du régime de transport balistique comme nous l'avons démontré par le biais des simulations Monte Carlo au chapitre II. Sur la Figure 3.36, nous avons représenté les courants mesurés I_L et I_B en fonction de la tension de grille appliquée V_G (lignes solides).

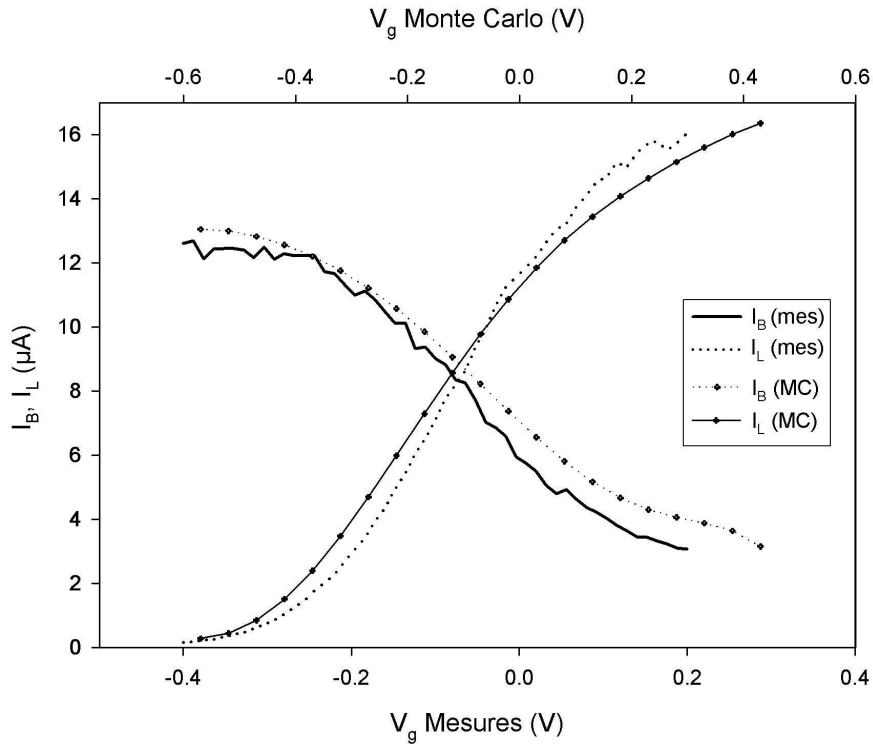


FIG. 3.36 – Mesures expérimentales des courants I_B et I_L en fonction de V_G ($V_L = V_R = 200$ mV) pour la jonction représentée 3.35.

Nous observons bien la commutation des courants en fonction de la tension de grille appliquée. Le comportement du dispositif est le suivant. Lorsque la tension de grille appliquée est faible ($V_G < -0.4$ V), la quasi-totalité du flux électronique en provenance de la branche droite est dirigée dans la branche centrale et I_L vaut 0. Puis lorsque nous augmentons V_G jusqu'à atteindre 0.2 V, une grande partie du flux électronique en provenance de la branche droite est dirigée vers la branche gauche tout en ayant un courant résiduel I_B .

– Comparaison des résultats avec les simulations Monte Carlo

Sur la Figure 3.36, les courants obtenus par simulation 2D (en A/m) ont été normalisés en multipliant leur valeur par une épaisseur de 150 nm afin de prendre en compte la direction z non simulée en Vue de Haut. Cela permet d'obtenir une densité surfacique d'électrons n_s de $1,5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ similaire à celle obtenue expérimentalement.

Comme le montre la Figure 3.36, le rapport des courants I_B lorsque $V_G < -0.4 \text{ V}$ et $V_G > 0.2 \text{ V}$, $\frac{I_B(V_G < -0.4 \text{ V})}{I_B(V_G > 0.2 \text{ V})}$ de 4.2 pour l'inverseur caractérisé. L'accord est très bon avec la valeur de obtenue par Simulation Monte Carlo qui est de 4.3 (voir partie 3.2.3).

Nous pouvons observer que l'intervalle de valeurs V_G requis pour obtenir la commutation du dispositif fabriqué [-0.4 V à 0.2 V] est légèrement inférieur à celui du dispositif simulé [-0.5 V à 0.4 V] car la tension nécessaire pour pincer la branche gauche en utilisant deux grilles Schottky latérales (modèle) est plus importante que celle requise lors de l'utilisation d'une grille Schottky située au dessus du canal. L'évolution des courants simulés et mesurés est donc très similaire.

– Conclusion

Les simulations Monte Carlo nous ont donc permis d'optimiser le comportement de nos inverseurs balistiques de courant prouvant une nouvelle fois la validité du modèle Monte Carlo 2D Vue de Haut.

Comportement dynamique basse fréquence de l'inverseur balistique de courant optimisé

Après avoir étudié le comportement statique de l'inverseur balistique de courant à grille Schottky optimisé représenté sur la Figure 3.37, nous avons voulu observer la commutation des courants. Pour l'étude de son comportement basse fréquence, la jonction a donc été polarisée comme pour l'étude statique ($V_R = V_B = 0.2 \text{ V}$) et $V_L = 0 \text{ V}$. Nous avons alors

injecté au niveau de la grille un signal carré à l'aide d'un générateur basse fréquence et observé l'évolution des courants à l'aide d'un oscilloscope numérique.

Comme nous pouvons le voir sur la Figure 3.38, nous observons bien la commutation des courants (ici $f=1$ KHz).

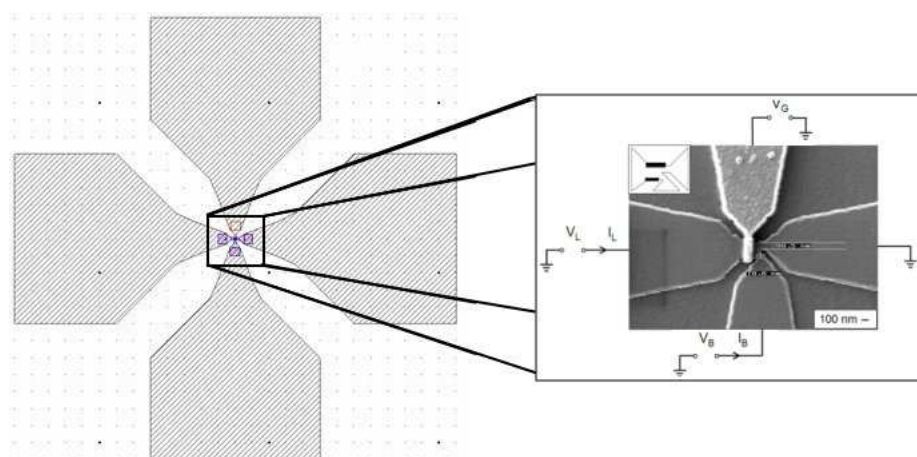


FIG. 3.37 – Représentation du masque de l'inverseur balistique de courant optimisé. Ce masque n'a pas été conçu pour des mesures haute fréquence.

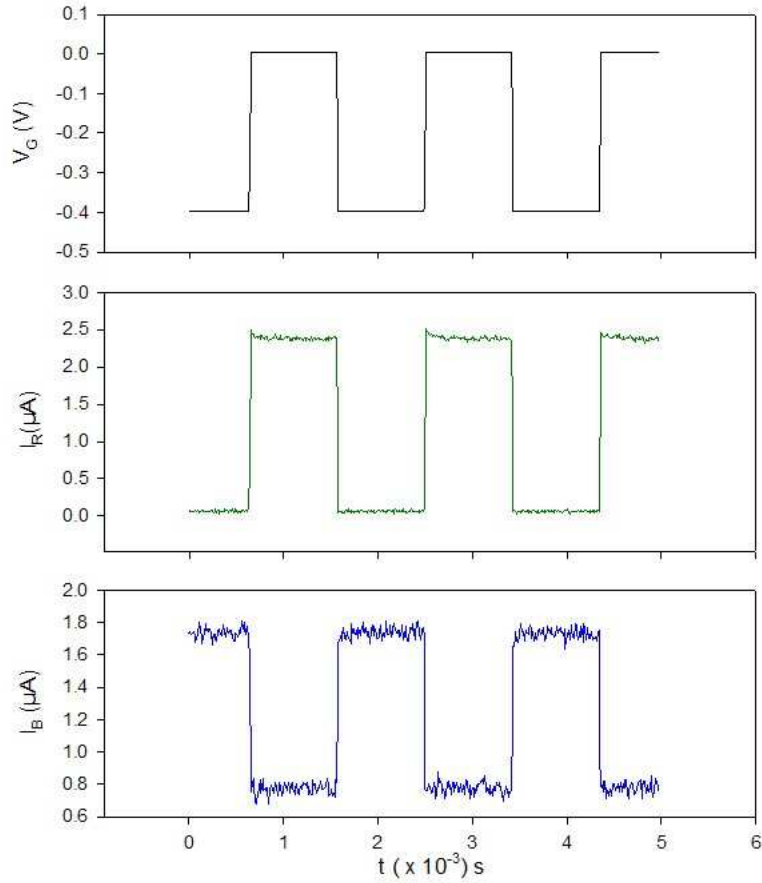


FIG. 3.38 – Evolution dans le temps des courants dans les branches droite I_R et bas I_B en fonction de la tension de grille appliquée V_G (-0.4 V et 0.0 V). La commutation des courants est bien observée.

Pour pouvoir explorer le fonctionnement en très haute fréquence de notre inverseur balistique de courant, il est nécessaire de concevoir des motifs Hyper Fréquence optimisés pour diminuer les résistances et capacités parasites provenant des contacts comme cela a été fait pour le redresseur balistique RF vers DC dans le chapitre II.

3.3 Annexes technologiques

3.3.1 Procédé technologique de fabrication des dispositifs balistiques actifs

Le procédé de fabrication des dispositifs actifs repose sur celui des dispositifs passifs présenté au chapitre II. Il faut ajouter à ce procédé l'étape de réalisation de la grille de commande Schottky qui se décompose en deux étapes : la réalisation des protections latérales en HSQ et la réalisation de la grille proprement dite.

Marques d'alignement

Opération	Produit-Matériel-Métallisation	T(°C)	Durée	Méthode/Remarques
1-Enduction	EL 13% - MAA 8.5		12 s	v : 2800 tr/mn a : 1000 tr/mn/s
				h=6680 Å
Recuit	Plaque chauffante	80	60 s	Evaporation des solvants
Recuit	Four à convection	170	30 mn	
Refroidissement		TA	10 mn	
2-Enduction	PMMA 3% - 495K		12 s	v : 3400 tm/mn a : 1000 tr/mn/s
				h= 630 Å
Recuit	Plaque chauffante	80	60 s	
	Four à convection	170	30 mn	
Refroidissement		TA	10 mn	
3-Exposition	Masqueur électronique, 50 KeV			Dose : 182 $\mu C/cm^2$
4-Révélation				
Préparation	MIBK/IPA		2 mn	30 ml : 60 ml , agitation 150 tr/min
Révélation			1 mn	agitation 110 tr/min
Rinçage	IPA		30 s	agitation 110 tr/min
Séchage	Azote			
5-Métallisation	Ti/Au			200 Å/2000 Å
6- Lift Off	Acétone / Alcool / Séchage N ₂			

Etape "grand mesa"

Opération	Produit-Matériel-Métallisation	T(°C)	Durée	Méthode/Remarques
1-Desoxydation	$NH_4OH(30H_2O)$		2 mn	4 ml / 200 ml
Rinçage	EDI		30 s	h=6680 Å
Séchage	Azote			
2- Préparation	HSQ-Fox 12 non diluée			dans un bécher en téflon
			5 mn	Température ambiante
Recuit	Plaque chauffante	110 °C	5 mn	Préparation substrat
3- Enduction	Promoteur d'adhérence HMDS		20 s	v : 3000 tr/mn a : 1000 tr/mn/s
4- Enduction	HSQ-Fox 12		60 s	v : 1500 tr/mn a : 5000 tr/mn/s
				h=70 nm
Refroidissement		TA	10 mn	
5- Exposition	Masqueur électronique			Dose env.175 $\mu C/cm^2$ (selon motif)
6- Révélation	MIF 322 pur		3 mn	sans agitation
Rinçage	EDI		2 mn	
Séchage	Azote			

Etape “petit mesa”

Opération	Produit-Matériel-Métallisation	T(°C)	Durée	Méthode/Remarques
1-Desoxydation	$NH_4OH(30H_2O)$		2 mn	4 ml / 200 ml
Rinçage	EDI		30 s	$h=6680 \text{ \AA}$
Séchage	Azote			
2- Préparation	HSQ-Fox 12 non diluée			dans un béccher en téflon
			5 mn	Température ambiante
Recuit	Plaque chauffante	110 °C	5 mn	Préparation substrat
3- Enduction	Promoteur d'adhérence HMDS		20 s	$v : 3000 \text{ tr/mn}$ a : 1000 tr/mn/s
4- Enduction	HSQ-Fox 12		60 s	$v : 1500 \text{ tr/mn}$ a : 5000 tr/mn/s
				$h=70 \text{ nm}$
Refroidissement		TA	10 mn	
5- Exposition	Masqueur électronique			Dose env. $330 \mu C/cm^2$ (selon motif)
6- Révélation	MIF 322 pur		3 mn	sans agitation
Rinçage	EDI		2 mn	
Séchage	Azote			

Gravure MESA

Selon la taille du wafer 2” (plaque complète, demi plaque ou quart de plaque), le nombre d'étape varie de 6 à 4 fois la séquence suivante respectivement.

Plasma	Puissance	Pression	Proportions	DCBias	Durée
$CH_4/H_2/Ar$	225 W	65 mTorr	6/50/10	430 V	6 min
O_2	100 W	100 mTorr	50	250	1 min

Retrait de la HSQ

Opération	Produit	T(°C)	Durée	Méthode/Remarque
Préparation	Anhydride Fluorydrique/EDI		5 min	2 ml / 80 ml, mélange
Retrait HSQ			3 à 5 min	Variable selon la durée de gravure MESA

Contacts Ohmiques

Opération	Produit-Matériel-Métallisation	T(°C)	Durée	Méthode/Remarques
1-Enduction	EL 13% - MAA 8.5		15 s	v : 4500 tr/mn a : 1000 tr/mn/s
				h=3000 Å
Recuit	Plaque chauffante	80	60 s	Evaporation des solvants
Recuit	Four à convection	170	30 mn	
Refroidissement		TA	10 mn	
2-Enduction	PMMA 3% - 495K		12 s	v : 2800 tr/mn a : 1000 tr/mn/s
				h= 630 Å
Recuit	Plaque chauffante	80	60 s	
	Four à convection	170	30 mn	
Refroidissement		TA	10 mn	
3-Exposition	Masqueur électronique, 50 KeV			Dose : 182 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$
4-Révélation				
Préparation	MIBK/IPA		2 mn	30 ml : 60 ml , agitation 150 tr/min
Révélation			1 mn	agitation 110 tr/min
Rinçage	IPA		30 s	agitation 110 tr/min
Séchage	Azote			
5-Métallisation	Ni/Ge/Au/Ni/Au			25/400/800/50/600 Å
6- Lift Off	Acétone / Alcool / Séchage N ₂			

Plots d'épaissements

Opération	Produit-Matériel-Métallisation	T(°C)	Durée	Méthode/Remarques
1-Enduction	EL 13% - MAA 8.5		12 s	v : 2800 tr/mn a : 1000 tr/mn/s
				h=6680 Å
Recuit	Plaque chauffante	80	60 s	Evaporation des solvants
Recuit	Four à convection	170	30 mn	
Refroidissement		TA	10 mn	
2-Enduction	PMMA 3% - 495K			v : 3400 tm/mn a : 1000 tr/mn/s
				h= 630 Å
Recuit	Plaque chauffante	80	60 s	
	Four à convection	170	30 mn	
Refroidissement		TA	10 mn	
3-Exposition	Masqueur électronique, 50 KeV			Dose : 182 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$
4-Révélation				
Préparation	MIBK/IPA		2 mn	30 ml : 60 ml , agitation 150 tr/min
Révélation			1 mn	agitation 110 tr/min
Rinçage	IPA		30 s	agitation 110 tr/min
Séchage	Azote			
5-Métallisation	Ti/Au			200 Å/2000 Å
6- Lift Off	Acétone / Alcool / Séchage N_2			

Protections latérales en HSQ

Opération	Produit-Matériel-Métallisation	T(°C)	Durée	Méthode/Remarques
1-Desoxydation	$NH_4OH(30H_2O)$		2 mn	4 ml / 200 ml
Rinçage	EDI		30 s	h=6680 Å
Séchage	Azote			
2- Préparation	HSQ-MIBK			bécher téflon, proportion : 1.5 ml :3 ml
			5 mn	Température ambiante
Recuit	Plaque chauffante	110 °C	5 mn	Préparation substrat
3- Enduction	Promoteur d'adhérence HMDS		20 s	v : 3000 tr/mn a : 1000 tr/mn/s
4- Enduction	HSQ-Fox 12		60 s	v : 2000 tr/mn a : 1000 tr/mn/s
				h=30 nm
Refroidissement		TA	10 mn	
5- Exposition	Masqueur électronique			Dose env.300 $\mu C/cm^2$ (selon motif)
6- Révélation	MIF 322 pur		1 mn	sans agitation
Rinçage	EDI		2 mn	
Séchage	Azote			

Grille de commande Schottky

Opération	Produit-Matériel-Métallisation	T(°C)	Durée	Méthode/Remarques
1-Enduction	EL 13% - MAA 8.5		15 s	v : 4500 tr/mn a : 1000 tr/mn/s
				h=3000 Å
Recuit	Plaque chauffante	80	60 s	Evaporation des solvants
Recuit	Four à convection	170	30 mn	
Refroidissement		TA	10 mn	
2-Enduction	PMMA 3% - 495K		12 s	v : 2800 tr/mn a : 1000 tr/mn/s
				h= 630 Å
Recuit	Plaque chauffante	80	60 s	
	Four à convection	170	30 mn	
Refroidissement		TA	10 mn	
3-Exposition	Masqueur électronique, 50 KeV			Dose : 182 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$
4-Révélation				
Préparation	MIBK/IPA		2 mn	30 ml : 60 ml , agitation 150 tr/min
Révélation			1 mn	agitation 110 tr/min
Rinçage	IPA		30 s	agitation 110 tr/min
Séchage	Azote			
5-Recess				
Désoxydation	HCl/H ₂ O		30 s	5 ml : 100 ml
Recess	Acide Succinique / H ₂ O ₂		30 à 45 s	60 ml : 8 ml, agitation 10 s
Rinçage	H ₂ O		5 min	
6-Métallisationf	Ti/Pt/Au			250/250/2500 Å
7- Lift Off	Acétone / Alcool / Séchage N ₂			

Bibliographie

- [1] Y.Y. Cheng, S.M. Jang, C.H. Yu, S.C. Sun, M.S Liang, *A high performance and reliable low-k inter-metal dielectric using hydrogen silsesquioxane (HSQ)*, Interconnect Technology, 1999. IEEE International Conference, pp. 193-195, 24-26 Mai 1999.
- [2] H. Fourré, F. Diette, A. Cappy, *Selective wet etching of lattice-matched InGaAs/InAlAs on InP and metamorphic InGaAs/InAlAs on GaAs using succinic acid/hydrogen peroxide solution*, Journal of Vacuum Sciences and Technology B. Vol. 14, n° 5, pp. 3400-3402, Septembre-Octobre 1996. Errata : Vol. 14, n° 6, p. 3603, Octobre-Novembre 1996.
- [3] J.S. Galloo, *Simulations Monte Carlo 2D de canaux balistiques de type GaInAs/AlInAs à $T=300K$* , Rapport de stage de maîtrise, I.E.M.N, 2001.
- [4] S. Reitzenstein, L. Worschech, P. Hartmann, M. Kamp, A. Forchel, *Capacitive-Coupling-Enhanced Switching Gain in an Electron Y-Branch Switch*, Physical Review Letters, Vol. 89, n° 22, 25 Novembre 2002.
- [5] S. Reitzenstein, L. Worschech, P. Hartmann, A. Forchel, *Pronounced switching bistability in a feedback coupled nanoelectronic Y-Branch Switch*, Applied Physics Letters, Vol.82, n° 12, 24 Novembre 2003.
- [6] I. Shorubalko, H.Q. Xu, I. Maximov, D. Nilsson, R. Omling, L. Samuelson, W. Seifert, *A novel frequency-multiplication device based on three-terminal ballistic junction*, IEEE Electron Device Letters, Vol. 23, n° 7, pp. 377-379, Juillet 2002.
- [7] H.Q. Xu, I. Shorubalko, D. Wallin, I. Maximov, P. Omling, L. Samuelson, W. Seifert, *Novel nanoelectronic triodes and logic devices with TBJs*, IEEE Electron Device Letters,

Vol. 25, n° 4, pp. 164-166, Avril 2004.

- [8] S. Reitzenstein, L. Worschech, A. Forchel, *Room Temperature Operation of an In-Plane Half-Adder Based on Ballistic Y-Junctions*, IEEE Electron Device Letters, Vol. 25, n° 7, Juillet 2004.
- [9] S. Reitzenstein, L. Worschech, A. Forchel, *A Novel Half-Adder Circuit Based on Nanometric Ballistic Y-Branched Junctions*, IEEE Electron Device Letters, Vol. 24, n° 10, Octobre 2003.
- [10] I. Maximov, P. Carslberg, D. Wallin, I. Shorubalko, W. Seifert, H.Q. Xu, L. Montellus, L. Samuelson, *Nanoimprint lithography for fabrication of three-terminal ballistic junctions in InP/GaInAs*, Nanotechnology, Vol. 13, pp. 666-668, 2002.
- [11] J. Mateos, B.G. Vasallo, D. Pardo, T. Gonzalez, J.S. Galloo, Y. Roelens, S. Bollaert, A. Cappy. *Ballistic nanodevices for THz data processing : Monte Carlo simulations*, Nanotechnology, Vol. 14, pp. 117-122, 2003.
- [12] J. Mateos, B.G. Vasallo, D. Pardo, T. Gonzalez, J.S. Galloo, S. Bollaert, Y. Roelens, A. Cappy. , *Microscopic Modelling of nonlinear transport in ballistic nanodevices*, IEEE Trans. Electron Devices, Vol. 54, pp. 1897-1905, 2003.
- [13] T. Palm, L. Thylén, *Designing logic functions using an electron waveguide Y-branch switch*, Journal of Applied Physics, Vol. 79, pp. 8076-8081, 1996.

Conclusion

L'objectif de cette thèse était d'explorer la faisabilité et les potentialités d'une nouvelle famille de dispositifs exploitant le transport balistique à température ambiante pour des applications haute fréquence.

Tout d'abord, préalablement à la fabrication des dispositifs, un important travail d'optimisation a été réalisé pour obtenir des structures de couches GaInAs/AlInAs/InP optimisées pour le transport balistique à température ambiante. Un libre parcours moyen élevé de 130 nm à température ambiante a ainsi pu être obtenu.

Ensuite, un procédé technologique complet pour la fabrication de dispositifs balistiques passifs et actifs a été développé. Ce procédé inclut les étapes suivantes : gravure des mesa, contacts ohmiques, dépôt de la grille Schottky pour les dispositifs actifs et les interconnexions métalliques. A l'origine, ce procédé est similaire aux procédés développés pour les transistors HEMT mais plusieurs optimisations ont dû être apportées étant données les dimensions de nos structures inférieures à 100 nm. Le difficile problème de l'alignement entre les différents niveaux du masque, en particulier pour les «grand» et «petit» mesa ainsi que la grille, ont été résolus. Notre procédé technologique nous a permis de fabriquer des dispositifs fonctionnels dont les dimensions sont inférieures à 100 nm avec une résolution inférieure à 10 nm. Une précision d'alignement de 20 nm entre les différents niveaux du masque a été atteinte grâce à une conception du masque optimisée en tenant compte des spécifications du masqueur électronique de l'IEMN.

D'un point de vue conception et optimisation des dispositifs balistiques, les simulations

Monte Carlo ont été largement utilisées. Tout d'abord l'efficacité du modèle 2D développé pour l'étude du transport balistique par J. Mateos et T. Gonzalez a été démontrée à maintes reprises en reproduisant les résultats expérimentaux de la littérature puis en prédisant le comportement des dispositifs que nous avons réalisés.

Les simulations nous ont permis d'approfondir notre connaissance du transport balistique et ont permis de montrer que les résultats de la littérature reposaient sur la combinaison du transport balistique et des effets de charge d'espace principalement liés aux effets que la charge de surface exerce sur la concentration électronique dans de si petites structures. De plus, dans nos simulations, la cohérence de phase n'est pas nécessaire pour expliquer les phénomènes balistiques observés. Ainsi une description semi-classique du transport est suffisante pour analyser les performances des dispositifs balistiques.

Cependant l'étude de jonctions balistiques à trois branches asymétriques a montré l'existence d'un écart entre les mesures et les simulations lorsque la branche centrale est complètement déplétée. Un modèle Monte Carlo, préliminaire, de simulation dynamique des charges de surface a donc été développé pour ce cas précis.

Les simulations Monte Carlo nous ont permis de modéliser et d'optimiser le fonctionnement de deux dispositifs balistiques actifs que sont les inverseurs de courant et de tension basés sur des jonctions balistiques à trois branches.

Les simulations Monte Carlo 2D prédisent d'excellentes performances intrinsèques en haute fréquence des nanodispositifs balistiques qui peuvent atteindre dans certains cas le régime Terahertz. Cependant il faut s'attendre à une dégradation des performances intrinsèques due à l'influence des éléments parasites associés aux accès.

Pour ce qui est des dispositifs balistiques actifs réalisés, nous avons fabriqué un inverseur balistique de courant basé sur une jonction balistique à trois branches à grille de commande Schottky. A notre connaissance, c'est le premier dispositif balistique à grille Schottky jamais réalisé dans le monde. Son fonctionnement a été démontré en régime statique et en basse fréquence à température ambiante. L'accord entre les mesures et le modèle Monte Carlo est

excellent.

En ce qui concerne les dispositifs balistiques passifs, nous avons fabriqué de nombreuses jonctions balistiques à trois branches telles que les jonctions en T et en Y. En se basant sur l'étude de ces jonctions, un convertisseur balistique AC-DC basé sur des jonctions balistiques en Y a ainsi été conçu par L. Bednarz de l'UCL. Ses performances ont été mesurées jusqu'à 94 GHz à l'UCL et à l'IEMN. Ce convertisseur donne d'excellents résultats en terme de fréquence de coupure qui atteint 60 GHz. Pour obtenir de telles performances, un important travail d'optimisation des interconnexions RF aux dispositifs balistiques a du être réalisé.

En effet, les dispositifs balistiques tout comme les nanodispositifs tels que les nanotubes de carbone ou les transistors moléculaires possèdent une impédance variant de quelques $k\Omega$ à plusieurs centaines de $k\Omega$. La désadaptation entre les nanodispositifs et les appareils de mesure sur 50Ω est donc très importante. Des modèles électriques ont donc été développés pour simuler et optimiser les accès aux dispositifs passifs afin de résoudre le problème d'adaptation d'impédance. Plusieurs solutions ont été explorées, basées sur l'adaptation quart d'onde de sections implémentées sur une topologie coplanaire des lignes d'accès. L'impédance de ces lignes peut aussi être augmentée par l'ajout d'une couche de BCB sous ces lignes (réduction de la constante diélectrique relative) et permet d'obtenir des lignes d'impédance 150Ω à faibles pertes.

Le modèle développé par L. Bednarz nous a permis de montrer que les limitations extrinsèques en fréquence des dispositifs balistiques passifs, en particulier dans le cas du convertisseur AC-DC, étaient fortement liées aux valeurs des capacités entre accès coplanaires. Cet effet, combiné avec la haute impédance des dispositifs balistiques, induit une dégradation des performances de conversion. Les capacités extrinsèques limitent actuellement l'utilisation pratique des dispositifs balistiques passifs tandis que, en accord avec les prédictions du modèle validé par des mesures à 94 GHz, leur comportement intrinsèque doit être préservé jusqu'à 1 THz au moins.

Ce travail de modélisation et d'optimisation des accès nous a donc montré l'importance

des éléments extrinsèques pour l'obtention de performances hyperfréquences élevées. Ces éléments parasites seront d'autant plus importants dans le cas des dispositifs balistiques actifs disposant d'une grille de commande Schottky et pour lesquels nous ne disposons pas encore de mesures Haute Fréquence. Une fois les premières mesures effectuées, un important travail d'optimisation des accès devra aussi être effectué, travail d'optimisation qui devra aussi être effectué pour tout type de nanodispositif.

Pour dépasser les limitations mises en évidence par ce travail de thèse, plusieurs perspectives sont envisagées :

- la co-intégration avec des transistors HEMTs pour améliorer l'adaptation et fournir du gain
- la réalisation d'hétérostructures multicanaux permettant la mise en parallèle de plusieurs composants balistiques afin de réduire fortement les éléments parasites, en particulier les résistances d'accès et donc d'accroître la fréquence de fonctionnement.