$N^{\circ}d$ 'ordre : 4162

# THÈSE

#### Présentée à l'Université des Sciences et Technologies de Lille

pour obtenir le grade de

#### DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ

#### Spécialité : MICROONDES ET MICROTECHNOLOGIES

par

Cyrille GARDÈS

### Composants nanométriques balistiques de la filière InGaAs/InAlAs/InP pour applications hautes fréquences

Soutenue le 08 Février 2008 devant la commission d'examen

Membres du jury :

Mr C. Gaquière	Président du jury
Mr A. Cappy	Directeur de thèse
Mr Y. Roelens	Co-directeur de thèse
Mme I. Huynen	Rapporteur
Mme M. Mouis	Rapporteur
Mr J. Chazelas	Examinateur

# **Remerciements**

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

Je remercie également Monsieur C. GAQUIÈRE, Professeur 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 Y. ROELENS, Maître de Conférences à l'IUT A Lille1, qui ont dirigé ce 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 également Madame I. HUYNEN, Professeur dans le Laboratoire d'Hyperfréquence (EMIC) à l'Université Catholique de Louvain, ainsi que Madame M. MOUIS, Directrice de Recherche au MINATEC/IMEP à Grenoble, pour l'honneur qu'elles me font d'avoir accepté d'être rapporteurs de ce travail.

Je remercie également Monsieur J. CHAZELAS, Directeur du Département Techniques Avancées de THALÈS Systèmes Aéroportés de me faire 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 ses conseils et son soutien tout au long de cette thèse qui m'ont beaucoup aidé durant ces trois années. Je voudrais aussi remercier Monsieur S. BOLLAERT, Maître de Conférence à Polytech'Lille, qui a répondu à beaucoup de mes interrogations.

Je remercie également l'ensemble des membres du groupe Epiphy pour le travail important fourni en MBE, particulièrement X. WALLART, Directeur de Recherche CNRS pour ses conseils éclairés.

Je souhaite, par ailleurs remercier vivement J. MATEOS LOPEZ, B. GARCIA VASALLO et I. INIGUEZ-DE-LA-TORRE de l'Université de Salamanque, toujours disponibles et ouverts à mes questions.

Je tiens aussi à remercier I. HUYNEN et L. BEDNARZ du groupe de recherche EMIC de l'Université Catholique de Louvain pour leur sympathie et leur disponibilité tout au long de cette thèse.

Je remercie tous les membres de la Centrale de Technologie : C. BOYAVAL, A. FATTORINI, A. LEROY, M. FRANCOIS, M. MULLER, B. GRIMBERT, T. GEHIN, C. LEGRAND, P. TILMANT. Je remercie également les membres de la Centrale de Caractérisation, S. LEPILLIET (Clermont te fait un *bisou ma loute*), E. DELOS et D. DUCATTEAU. Sans toutes ces personnes, la réussite de cette étude n'aurait pas été ce qu'elle est.

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 : M. ZAKNOUNE, H. HAPPY, F. DANNEVILLE, Alexandre, Andrey, Arnaud, Aurélien, Baudouin, Beatriz, Ch'grand, la Cristian, Christophe, Estelle, Guillaume P., Guillaume W., Héloïse, Ikram, Isabelle, Nan, Nicolad D., Nicolas W. (les 2 !), Jean-Claude, Jean-Marc, Jean-Sébastien, Laurianne, Rififi, Tao Chuan, Vincent. Leurs compétences, leur sympathie et leur gentillesse ont largement contribué au bon déroulement de ce travail.

Je remercie enfin mes parents, sans qui tout cela n'aurait pas été possible...

# **Sommaire**

Intro	duction	5
Chap	itre 1 : Nanocomposants et transport balistique	9
1.1. Tra	nsport dans les hétérostructures III-V à modulation de dopage	9
1.1.1.	Transport diffusif	9
1.1.2.	Transport balistique	11
1.1.2.1	. Interactions et libre parcours moyen	11
1.1.2.2	2. Libre parcours moyen à basse température	14
1.1.2.3	3. Libre parcours moyen à haute température	16
1.1.3.	Hétérostructures haute mobilité à petit gap	17
1.2. Nan	odispositifs balistiques	
1.2.1.	Redresseur balistique à quatre branches	
1.2.2.	Jonctions balistiques à trois branches (TBJ)	
1.2.2.1	Configuration push-pull à basse température	
a- T	héorie	
b- N	Iesures à 77K	
c- N	Iesures à 4.2K	
d- N	Ionlinéarité jusqu'à température ambiante	
1.2.2.2	2. Configuration push-pull à température ambiante	
a- T	héorie analytique quantique	
b- T	héorie probabiliste : simulations Monte Carlo	
1.2.2.3	3. Autres propriétés non linéaires des TBJ	
a- C	Comportement diode-triode	
b- F	Redresseur HF-DC	
c- D	Ooubleur de fréquence	
d- N	Iélangeur et détecteur de phase	
e- P	ortes logiques	
f- C	ircuits logiques	50
1.2.3.	Conclusion sur les TBJ	53

(	Chapitr	e 2 : Hétérostructures et procédés technologiques	61
2.1.	Héte	rostructures	61
2	.1.1.	Croissance des couches	61
2	.1.2.	Structures pseudomorphiques	
2	.1.3.	Structure monocanal	
	2.1.3.1	. Optimisation de la couche de contact	
	2.1.3.2	. Optimisation du dopage et de l'espaceur	64
	2.1.3.3	. Epitaxie	
2	.1.4.	Structure multicanaux	
	2.1.4.1	. Problématique	
	2.1.4.2	. Hypothèses de départ	
	2.1.4.3	. Simulations	69
	2.1.4.4	. Epitaxies	
2.2.	Proc	édés technologiques	75
2	.2.1.	Réalisation des mesas	77
	2.2.1.1	. Résine HSQ (Hydrogen SilsesQuioxane)	77
	2.2.1.2	. Masque de nitrure de silicium (Si <sub>3</sub> N <sub>4</sub> )	
2	.2.2.	Procédé de fabrication de la grille	
	2.2.2.1	. Protections latérales de HSQ	
	2.2.2.2	. Recess digital	
	a- P	rincipe	
	b- D	iagramme de Pourbaix	
	c- R	ecess digital sélectif (RDS)	
	d- T	est de RDS sur des transistors à multiples canaux en parallèle	
2.3.	Con	clusion	
2.4.	Ann	exes technologiques	

Cha	apitre 3	: Dispositifs balistiques	117
3.1.	Disposit	ifs balistiques passifs	
3.1.1	. Jon	ctions balistiques à trois branches (TBJ)	
3.1	.1.1.	Mesures en mode push-fix	
3.1	.1.2.	Mesures en mode push-pull	
	a- Influe	nce des dimensions des branches du TBJ	
	b- Carac	téristique parabolique : hétérostructure à trois canaux	
3.1.2	. Cor	nvertisseur AC-DC	
3.1	.2.1.	Topologie des dispositifs	
3.1	.2.2.	Nonlinéarité	
3.1	.2.3.	Capacités parasites	
3.1	.2.4.	Conversion RF-DC	
3.1.3	. Dou	ubleurs de fréquence	
3.1	.3.1.	Mesure au LSNA sur TBJ	
3.1	.3.2.	Étude du déphasage sur YBJ optimisé	
3.2.	Disposit	ifs balistiques avec grille Schottky	
3.2.1	. Inv	erseur balistique de courant	
3.2	2.1.1.	Caractérisation statique	
3.2	2.1.2.	Comportement dynamique en basse fréquence	
3.2.2	. Car	actérisation en transistor	
3.2	2.2.1.	Mesures en régime statique	
3.2	2.2.2.	Mesures en HF	
3.3.	Conclusi	ion	
3.4.	Annexes	de caractérisation	
Co	nclusion	L	163

### Sommaire

# **Introduction**

Le développement de dispositifs électroniques fonctionnant à très haute fréquence est nécessaire pour les applications technologiques et les outils de communication de demain (Supercalculateurs, Internet haut débit, Wifi, Bluetooth). La mise au point de circuits ultrarapides avec des vitesses de transmission de l'information toujours plus importantes passe donc notamment par la réalisation de composants microélectroniques fonctionnant dans le domaine des fréquences Terahertz.

Un des éléments clé de ces circuits fonctionnant à très haut débit et à très haute fréquence est le transistor. Les meilleures performances fréquentielles sont actuellement obtenues pour les transistors réalisés sur semiconducteur III-V, et plus particulièrement sur substrat InP. Les transistors les plus rapides ont une fréquence de coupure du gain en courant  $f_T$  de 765 GHz (avec une fréquence maximale d'oscillation  $f_{max}$  de 227 GHz) pour le transistor bipolaire à hétérojonction (TBH) [1] et une fréquence  $f_T$  de 562 GHz (avec  $f_{max}$  de 400 GHz) pour le transistor HEMT [2]. Ces transistors semblent avoir atteint leur limite en terme d'amélioration des fréquences de coupure. La longueur de grille des transistors HEMT, en particulier, atteint la limite de dimension dont la réduction, en suivant les règles de changement d'échelle, permettrait d'accroître les performances fréquentielles. Ainsi, il est devenu indispensable de s'intéresser à des composants d'architecture différente. C'est dans ce contexte que cette étude sur les nanocomposants balistiques s'inscrit.

Ces composants exploitent une propriété physique originale : le transport balistique des électrons qui est un transport avec peu voire pas d'interaction. Il s'agit de réaliser des composants dont les dimensions caractéristiques sont proches du libre parcours moyen. On peut donc envisager un fonctionnement dans le domaine Terahertz pour de tels composants. Cela a déjà été démontré théoriquement par des simulations Monte Carlo semi-classiques [3]. Les dispositifs balistiques de cette étude sont réalisés sur une hétérostructure In<sub>0.75</sub>Ga<sub>0.25</sub>As/In<sub>0.52</sub>Al<sub>0.48</sub>As/InP à haute mobilité qui présente un libre parcours moyen de l'ordre de la centaine de nanomètres à température ambiante. Grâce à la lithographie électronique, il est possible de fabriquer des composants dont les dimensions sont du même ordre de grandeur. On obtient ainsi des dispositifs dont le fonctionnement balistique peut être exploité à température ambiante. L'hétérostructure choisie permet d'envisager une co-intégration de nos composants avec les HEMT.

Ce mémoire se subdivise en trois parties.

Le premier chapitre traite du transport électronique dans les semi-conducteurs, de la grandeur caractéristique qu'est le libre parcours moyen et des hétérostructures utilisées pour la réalisation de composants balistiques. Il dresse enfin un état de l'art des composants balistiques existants et de leur caractérisation. Il s'agit plus précisément des résultats obtenus sur les redresseurs à quatre branches et les jonctions à trois terminaux (TBJ) lors de mesures à basse température et à température ambiante. Les différentes propriétés des TBJ seront détaillées.

Le deuxième chapitre présente la structure de couche employée pour la réalisation de nos composants telle qu'elle a été optimisée dans le cadre du projet européen NANOTERA. Nous aborderons ensuite les simulations effectuées pour réaliser des hétérostructures de résistance de couche plus faible. Ces épitaxies sont basées sur la multiplication des canaux de conduction et des plans de dopage. Elles permettent de diminuer l'impédance des composants réalisés. La réalisation de la zone balistique encore appelée réalisation des mesas sera développée. Une amélioration du procédé basé sur l'emploi d'une résine négative, la HSQ, grâce à une lithographie électronique optimisée sera présentée. Un nouveau procédé de fabrication des mesas s'appuyant sur un masque de nitrure de silicium qui passive les composants a été mis au point. Enfin, une nouvelle méthode pour la réalisation d'une grille Schottky déposée sur nos nanocomposants sera présentée et testée. Ce nouveau procédé de fabrication permet un meilleur contrôle de la gravure lors de l'étape de réalisation du fossé de grille.

Le troisième chapitre est consacré aux différents composants réalisés et à leur caractérisation. Il s'agit dans un premier temps de mesurer les jonctions balistiques à trois branches en régime statique. Suit l'étude des propriétés caractéristiques du fonctionnement balistique en régime hyperfréquence avec la conversion RF-DC et le doublement de fréquence. Enfin, nous présenterons les résultats obtenus sur des inverseurs balistiques de courant. Ce sont des TBJ avec une grille Schottky permettant de commander l'orientation du flux d'électrons dans les branches. L'inversion du courant est mesurée en basse fréquence. Le fonctionnement en transistor de ce type de composant est finalement étudié en hyperfréquences.

### Références bibliographiques

[1] Snodgrass W., Hafez W., Harff N., Feng M., *Pseudomorphic InP/InGaAs heterojunction* bipolar transistors (PHBTs) experimentally demonstrating  $f_T$ =765GHz at 25°C increasing to  $f_T$ =845GHz at -55°C, IEDM 2006

[2] Yamashita Y., Endoh A., Shinohara K., Hikosaka K., Matsui T., Hiyamizu S., Mimura T., *Pseudomorphic In*<sub>0.52</sub> $Al_{0.48}$ As/In<sub>0.7</sub> $Ga_{0.3}$ As HEMTs with an ultrahigh  $f_T$  of 562GHz, IEEE Electron Dev. Lett., vol.23, No.10 (2002)

[3] Mateos J., Vasallo B.G., Pardo D., González T., Galloo J.S., Roelens Y., Bollaert S., Cappy A., *Ballistic nanodevices for terahertz data processing : Monte Carlo simulations*, Nanotechnology, vol.14, pp.117-122 (2003)

# Chapitre1

#### Nanocomposants et transport balistique

Ce premier chapitre est consacré à la présentation du transport balistique et des dispositifs dits balistiques dont la caractéristique principale tient dans leurs dimensions géométriques proches du libre parcours moyen. Pour cette raison, nous préciserons ce qu'est le libre parcours moyen afin de mieux cerner ce transport non linéaire qu'est le déplacement balistique des électrons dans un conducteur mésoscopique. Dans un deuxième temps, nous ferons un état des lieux des dispositifs balistiques existants et des conditions dans lesquelles le transport balistique et ses applications ont été montrés aux travers de simulations et de mesures.

#### 1.1. Transport dans les hétérostructures III-V à modulation de dopage



1.1.1. Transport diffusif

Figure 1 : Transport électronique diffusif dans un dispositif macroscopique

Dans un dispositif conventionnel semi-conducteur dont les dimensions sont supérieures à celles de la longueur d'interaction électronique moyenne ou libre parcours moyen, le transport est diffusif (Figure 1). Les électrons subissent des collisions élastiques et inélastiques avec le réseau cristallin (défauts, impuretés ionisées, phonons).

Il s'agit par définition du régime de conduction répondant à la loi d'Ohm. Ce transport peut être décrit par le modèle semi-phénoménologique de Drüde [1]. Dans ce modèle simple, les seuls porteurs de charge libres que l'on considère sont les électrons de conduction. Les autres charges, dites liées, sont fixes et sont constituées essentiellement des atomes et des ions du réseau cristallin. Les électrons soumis à un champ électrique se déplacent à la vitesse dite d'entraînement  $\vec{v}_d$ . De plus, un électron de masse effective *m* \* dans le semi-conducteur considéré est soumis à des interactions avec les défauts du cristal (surface, dislocations,...), les impuretés ionisées, etc. Cela peut être modélisé par une force de frottement visqueux qui dépend de la vitesse  $\vec{v}_d$  de l'électron et d'une constant de temps dépendant de la nature du matériau semi-conducteur  $\tau$  appelée temps de relaxation du moment. Pour GaAs, l'ordre de grandeur de  $\tau$  à 300K est 0.3 ps à bas champ (pour un niveau de dopage de 10<sup>15</sup>cm<sup>-3</sup>). Le principe fondamental de la dynamique s'écrit donc sous la forme de l'équation différentielle suivante :

$$m * \frac{d\vec{v}_d}{dt} = e\vec{E} - m * \frac{\vec{v}}{\tau}$$
(1)

La résolution de cette équation différentielle avec pour condition initiale  $v_d (t = 0) = 0$ donne :

$$\vec{v}_d = \frac{e\,\tau}{m^*} \vec{E} \left(1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)\right) \tag{2}$$

Considérant la densité de courant  $\vec{j}$ , on trouve :

$$\vec{j} = qn \, \vec{v}_d = \frac{ne^2 \tau}{m^*} \vec{E} \left(1 - \exp(-\frac{t}{\tau})\right)$$
(3)

Compte tenu de la loi d'Ohm  $\vec{j} = \sigma \vec{E}$ , l'expression de la conductivité en régime continu et en basses fréquences est :

$$\sigma = \frac{ne^2\tau}{m^*} \tag{4}$$

Sachant qu'à bas champ électrique, celui-ci dépend linéairement de la vitesse d'entraînement par la relation :

$$\vec{v}_d = \mu \vec{E} \tag{5}$$

avec  $\mu$  la mobilité des électrons à bas champ, alors, d'après les équations (1) et (2), la mobilité aura pour expression :

$$\mu = \frac{e\,\tau}{m\,*} \tag{6}$$

#### 1.1.2. Transport balistique



Figure 2 : Transport balistique de l'électron dans un dispositif mésoscopique

Le libre parcours moyen électronique dans le semi-conducteur considéré est le paramètre physique qui permet de définir le déplacement balistique des électrons. En effet, on considère que le transport des électrons sera balistique dans les dispositifs dont les dimensions caractéristiques sont de l'ordre du libre parcours moyen. Dans ces composants, le temps de transit des électrons soumis à l'accélération par le champ électrique est très faible car ils ne subissent pas ou peu de collisions durant la traversée de la zone balistique. Seules les interactions sur les surfaces du dispositif demeurent comme cela peut être observé sur la Figure 2.

Dans le but de préciser le transport balistique, nous allons développer les notions d'interactions élastiques, inélastiques et de libre parcours moyen en fonction de la température.

#### 1.1.2.1.Interactions et libre parcours moyen

Il y a deux grands types d'interactions possibles pour les porteurs de charges : les interactions élastiques et les interactions inélastiques. Les premières modifient l'orientation de la quantité de mouvement  $\vec{p}$  du porteur de charge mais pas son énergie totale (cinétique et potentielle). Elles concernent essentiellement les collisions avec les impuretés et les défauts du cristal, les surfaces faisant partie de cette dernière catégorie. Les collisions inélastiques modifient elles aussi l'orientation de  $\vec{p}$  mais entraînent par ailleurs une diminution de l'énergie totale du porteur de charge. L'une des interactions inélastiques intervenant sur le libre parcours moyen

et donc sur la balisticité est l'interaction sur vibration du réseau (ou interaction sur phonon) qui consiste pour le porteur de charge à perdre de l'énergie au profit d'oscillations du réseau cristallin appelées phonons. Ce phénomène d'excitation des modes de vibration du réseau cristallin a déjà fait l'objet d'études sur les dispositifs balistiques [2,3]. De plus, il est important de noter qu'à température ambiante les interactions dans le matériel semiconducteur qui limitent le plus le libre parcours moyen sont les interactions sur phonon [2,4]. L'autre type d'interactions inélastiques important vis-à-vis du transport balistique est lié au transfert intervallée des électrons dans la bande de conduction du semi-conducteur. Ce phénomène est lié aux électrons ``chauds'´ (*hot electrons*). Nous allons voir que le déplacement balistique des charges ne peut être réalisé que lorsque les électrons ne passent pas de la vallée  $\Gamma$ , au bas de la bande de conduction, à la vallée supérieur L (Figure 3).



Figure 3 : Représentation schématique de la structure de bande de conduction dans l'espace réciproque de  $In_{0.75}Ga_{0.25}As$  précisant les énergies de fond de vallée par rapport au bas de la bande de conduction (d'après [5]).

Les interactions inélastiques servent aussi à définir le transport quantique en régime cohérent. En effet, les collisions électron-phonon et électron-électron limitent la longueur de cohérence de phase, contrairement aux interactions élastiques qui n'affectent pas la cohérence de phase des électrons [6]. Ce concept de transport balistique lié à la longueur de cohérence de phase a permis d'expliquer un certain nombre de phénomènes à basse température : la quantification de conductance, l'effet Hall quantique... Cependant ces phénomènes de transport sont linéaires [7,8,9] et n'expliquent pas les phénomènes observés dans les redresseurs balistiques que nous présenterons plus loin. Une théorie développée par Song [8,10] a permis d'étendre le formalisme de Landauer-Büttiker [11] au régime non linéaire pour les jonctions balistiques à quatre branches. Cependant, cette théorie est limitée aux basses températures. A température ambiante, la cohérence de phase est beaucoup plus difficile à obtenir [12]. Or, les caractéristiques non linéaires statiques sont maintenues, même si elles dépendent de la température [7,12]. Dans ces conditions, la théorie basée sur la cohérence de phase, c'est-àdire sur une conception ondulatoire du déplacement des électrons dont les fonctions d'ondes vont interférer, n'est pas essentielle pour expliquer le transport balistique à température ambiante. La théorie développée par Xu sur les jonctions balistiques à trois branches basée sur le modèle d'une cavité balistique couplée adiabatiquement via trois QPCs (quantum point contact) aux réservoirs de charges à permis dans un premier temps d'appréhender le comportement non linéaire des TBJ à 4.2K [13]. Des mesures à 300K ont été menées par Xu et al. [14,15] et lui ont fait étendre son modèle à température ambiante. Cependant, ce modèle s'appuie sur le potentiel ou énergie de Fermi  $\mu_F$  qu'il présente comme augmentant avec la température [14]. Or, l'énergie de Fermi est définie à l'équilibre thermodynamique, c'est-àdire à T=0K. Seule la distribution de Fermi-Dirac est modifiée avec la température (voir équation 8), celle-ci s'étalant sur les niveaux d'occupation des électrons d'énergie plus élevée avec l'augmentation de température comme on peut le voir sur la Figure 4.



Figure 4 : Distribution de Fermi-Dirac des électrons sur des niveaux d'énergie continus à T=0K et T>0K ( $E_F$  est l'énergie de Fermi).

A ce modèle, nous préférerons le modèle semi classique basé sur des simulations Monte Carlo qui a permis d'expliquer un comportement non linéaire à température ambiante des redresseurs balistiques à trois ou quatre branches [12,16]. Ce modèle est couplé à la résolution de l'équation de Poisson 2D et prend en compte la température électronique, le niveau de Fermi et les probabilités d'interactions électroniques qui sont calculées de manière locale et uniformément dans le semi conducteur [17]. Ces deux théories différentes, mais finalement complémentaires, et illustrant la dualité ondulatoire et corpusculaire du transport électronique, permettent de préciser le déplacement balistique en terme de libre parcours moyen, à basse température et à température ambiante.

#### 1.1.2.2.Libre parcours moyen à basse température

Le Tableau 1 récapitule les modes de transport des charges à basse température en fonction des libres parcours moyen élastique  $l_{el}$ , inélastique  $l_{inel}$ , selon que l'on considère une théorie classique ou purement quantique.

	$L < l_{el}$	l <sub>el</sub> <l< l<sub="">inel</l<>	l <sub>inel</sub> <l< th=""></l<>
Modèle newtonien	balistique	diff	usif
Modèle quantique	Régime cohérent		Régime non cohérent

Tableau 1 : Transport à basse température dans les dispositifs en fonction de leur dimension caractéristique L et du modèle envisagé (newtonien ou quantique)

Sur la base d'un transport semi classique où on prend en compte la quantification des niveaux d'énergie, le libre parcours moyen à basse température, peut être classiquement évalué à partir de la vitesse de Fermi. Cette estimation est communément utilisée lors de mesures à température de l'hélium liquide (4.2K) ou de l'azote liquide (77K) [7]. En effet, elle donne une expression du libre parcours moyen en fonction de la mobilité et de la densité de charges libres, données accessibles par des mesures de Hall.

Sur la base d'un gaz d'électrons bidimensionnel, l'énergie des porteurs peut être décrite localement dans l'espace réel à deux dimensions par l'équation paraboloïdale suivante :

$$E = E_0 + \frac{\hbar^2}{2m^*} (k_x^2 + k_y^2)$$
(7)

avec  $k_x$  et  $k_y$  les coordonnées cartésiennes du vecteur d'onde.

Cette équation est tirée de la résolution de l'équation de Schrödinger pour les solides cristallins par le théorème de Block et en utilisant les conditions aux limites de Born-Von Karman sur la périodicité de la fonction d'onde [18].

Compte tenu de ce modèle et d'une distribution énergétique de type Fermi-Dirac :

Chapitre 1 : Nanocomposants et transport balistique

$$f(E) = \frac{2}{e(\frac{E - E_F}{k_h T}) + 1}$$
(8)

pour les électrons dégénérés en spin du gaz bidimensionnel,  $E_F$  étant l'énergie de Fermi, on obtient la densité totale d'électrons en fonction de la densité d'état N(E) par l'équation suivante :

$$n = \int_0^{E_F} N(E) f(E) dE \tag{9}$$

La résolution de cette équation pour T=0K, où, d'après la statistique de Fermi-Dirac, la probabilité d'occupation d'un niveau d'énergie est 2 (deux électrons de spin opposé par orbitale) en dessous du niveau de Fermi et nulle au-dessus conduit à la détermination de la densité surfacique de charge  $n_s$ :

$$n_s = \frac{k_F^2}{2\pi} \tag{10}$$

avec  $k_F$  le vecteur d'onde correspondant à la longueur d'onde de Fermi. On peut donc calculer la vitesse de Fermi :

$$v_F = \frac{\hbar k_F}{m^*} = \frac{\hbar \sqrt{2\pi n_S}}{m^*}$$
(11)

L'expression du libre parcours moyen, basée sur la vitesse de Fermi, est la suivante :

$$l_F = v_F \tau \tag{12}$$

Avec  $\tau$  le temps de relaxation du moment, que nous avons introduit précédemment, et qui est la durée, caractéristique du matériau semi conducteur, entre deux chocs du porteur de charge. Le libre parcours moyen peut être calculé à partir de la formule suivante tirée des équations 6, 11 et 12 :

$$l_F = \frac{\mu\hbar}{e} \sqrt{2\pi n_S} \tag{13}$$

Cette expression du libre parcours moyen basée sur un calcul à T=0K, est une bonne approximation à basse température.

Dans le cas des électrons circulant dans le canal de  $In_{0.75}Ga_{0.25}As$ , la masse effective des électrons est  $m *=0.032 m_0$ . La mobilité et la densité surfacique de charge à 77K, déterminées expérimentalement par effet Hall, sont respectivement, pour nos structures de couches  $(Nd=4.5x10^{12} \text{ cm}^{-2})$ , de 74000cm<sup>2</sup>/(Vs) et 2.6x10<sup>12</sup>/cm<sup>2</sup>. On trouve ainsi  $l_F = 1.97 \mu \text{m}$ .

#### 1.1.2.3. Libre parcours moyen à haute température

A température ambiante, la différence essentielle provient du fait que les interactions inélastiques sont dominantes. Les électrons ``chauds'' ont une énergie d'autant plus importante que la température s'accroît et viennent exciter les modes de vibration du réseau. On a donc un libre parcours moyen inélastique  $l_{inel}$  inférieure au libre parcours moyen élastique  $l_{el}$  comme on peut le voir dans le Tableau 2.

	L< linel	l <sub>inel</sub> <l< l<sub="">el</l<>	l <sub>el</sub> <l< th=""></l<>
Modèle newtonien	balistique	diff	usif
Modèle quantique	Régime cohérent	Régime non cohérent	

Tableau 2 : Transport à température ambiante dans les dispositifs en fonction de leur dimension caractéristique L et du modèle envisagé (newtonien ou quantique)

Il faut noter que le récapitulatif de ce tableau (comme pour le Tableau 1) ne prend pas en compte la notion de longueur de cohérence de phase  $l\phi$ . En effet, seules les interactions inélastiques (électron-électron et électron-phonon) modifient la phase de l'électron, les interactions élastiques ne détruisant pas la cohérence de phase. [19].

A température ambiante, les électrons ont une vitesse liée à l'agitation thermique supérieure à la vitesse d'entraînement, du moins à bas champ [20]. C'est cette vitesse thermique, liée à un mouvement aléatoire des électrons, contrairement à la vitesse d'entraînement dans la même direction que le champ électrique, qui est prise en compte dans l'estimation du libre parcours moyen [20,21]. Nous emploierons donc la valeur classique de l'énergie thermique de l'électron dans l'espace à trois dimensions, soit  $\frac{3}{2}k_bT$  bien que différentes valeurs puissent être appliquées à l'électron dans un gaz non dégénéré [17,21,22]. On obtient ainsi :

$$v_{th} = \left(\frac{3k_b T}{m^*}\right)^{1/2} \tag{14}$$

A nouveau, le temps de relaxation du moment  $\tau$  (équation 6) va nous permettre de définir le libre parcours moyen dont l'expression est :

$$l_{th} = \frac{\mu}{e} (3k_b Tm^*)^{1/2}$$
(15)

Cette formule donne pour le libre parcours moyen à température ambiante dans  $In_{0.75}Ga_{0.25}As$  la valeur  $l_{th} = 176$  nm. Cette valeur est à rapprocher de celle calculée à température ambiante par des simulations Monte Carlo et évaluée à 130 nm.

Le calcul du libre parcours moyen à température ambiante à partir de la vitesse de Fermi et donc de la mobilité électronique à 300K donne une valeur de 370 nm. Cette valeur est surestimée car l'expression de la vitesse de Fermi est définie à 0K et n'est valable qu'à basse température.

#### 1.1.3. <u>Hétérostructures haute mobilité à petit gap</u>

Les hétérostructures utilisées pour la réalisation de dispositifs balistiques sont issues de la technologie des transistors à effet de champ de type HEMT (voir Tableau 3). La différence essentielle provient de l'optimisation des couches. Pour les HEMTs, il y a un compromis entre la densité de charges et la mobilité des électrons de manière à ce que la résistance de couche soit la plus basse possible. Pour la réalisation des dispositifs balistiques, la mobilité électronique doit être maximum tout en s'assurant de l'absence de transport parallèle diffusif et d'interactions sur impuretés éloignées, quitte à fixer un niveau de dopage plus bas. En d'autres termes, il n'y pas d'électrons libres dans les couches autres que le canal et les interactions coulombiennes de ces porteurs avec les impuretés ionisées, présentes notamment dans le plan de dopage, sont négligeables. Cela se fait donc au détriment du nombre de porteurs de charges libres dans le puit de potentiel. Cette optimisation de nos épitaxies sera présentée plus loin.

	GaAs	In <sub>0.53</sub> Ga <sub>0.48</sub> As	InAs
$m_e^*$ (vallée $\Gamma$ ) (/m <sub>0</sub> )	0.067	0.041	0.023
$\mu$ (cm <sup>2</sup> /(Vs))	4600	8000	20000
Vitesse pic des e- $(10^7 \text{ cm/s})$	2.2	2.7	4.0
$\Delta E_{\Gamma-L} (eV)$	0.31	0.55	0.90
Energie de gap Eg (eV)	1.42	0.72	0.36
$l_{th}$ (nm) (éq.15)	79	108	202

Tableau 3 : Propriétés des matériaux constituant le canal des HEMTs à 300K. (d'après [23])

Quelle que soit l'épitaxie envisagée pour la réalisation de dispositifs balistiques, la structure de couches se présente toujours de la même façon :

- La couche de contact ohmique (*cap layer*), dopée avec des donneurs pour obtenir des résistances de contact faibles, tout en évitant le transfert de charges depuis le plan de dopage, pour compenser la déplétion que provoque le potentiel de surface.
- La barrière Schottky (*Schottky barrier*), constituée d'un matériau à grand gap non dopé. Cette couche est destinée à recevoir la grille après une gravure locale du cap (*recess*).
- Le plan de dopage ( $\delta$ -doped layer). Il est constitué dans notre cas d'atomes de Si, dopants de type donneurs. Il alimente le canal en électrons libres.
- L'espaceur (*spacer*), de même nature que la barrière Schottky, servant à séparer les atomes donneurs ionisés du plan de dopage, des électrons libres circulant dans le puit de potentiel.
- Le canal (*channel*) constitué d'un matériau à petit gap non dopé. Il permet le confinement des électrons libres par la présence d'un puit quantique plus ou moins localisé dans la couche.
- La couche tampon (*buffer*), constituée d'un matériau à grand gap non dopé. Elle assure le confinement des charges dans le canal et sert à l'adaptation en maille du canal par rapport au substrat, si leurs paramètres de maille respectifs sont différents, c'est-à-dire si la structure est pseudomorphique ou métamorphique.

Comme pour les HEMTs, l'amélioration de l'hétérojonction passe par l'emploi de matériaux semi-conducteurs ayant la plus grande différence d'énergie de gap  $\Delta$ Eg. Plus l'énergie de bande interdite Eg du canal est petite, plus la discontinuité de la bande de conduction  $\Delta$ E<sub>c</sub> est

susceptible d'être importante (voir Figure 35), ce qui augmente la densité de charges libres dans le canal et leur confinement. Par ailleurs, plus Eg est faible, plus la masse effective des électrons est faible. Cela permet d'avoir une mobilité électronique d'autant plus importante. C'est pourquoi le canal de nos épitaxies, que nous présenterons dans le chapitre 2, est constitué de In<sub>0.75</sub>Ga<sub>0.25</sub>As. Le taux important d'Indium permet d'avoir une énergie de bande interdite ainsi qu'une masse effective des électrons très faibles (Tableau 4).

	In <sub>0.75</sub> Ga <sub>0.25</sub> As
$m_e^*$ (vallée $\Gamma$ ) (/m <sub>0</sub> )	0.032
$\mu$ (cm <sup>2</sup> /(Vs))	14800
Vitesse pic des e- $(10^7 \text{ cm/s})$	2.9
$\Delta E_{\Gamma-L} (eV)$	0.73
Energie de gap Eg (eV)	0.52
<i>l</i> <sub>th</sub> (nm) (éq.15)	176

Tableau 4 : Propriétés du canal de nos dispositifs balistiques à 300K.

De nombreux dispositifs balistiques ont été réalisés par le passé [19,24] sur des hétérojonctions de type GaAs/AlGaAs (Figure 5), mais aussi très récemment [25,26]. Des composants sont aussi réalisés sur des hétérojonctions  $In_{0.75}Ga_{0.25}As/InP$  réalisées par MOVPE (*metal-organic vapour phase epitaxy*) [27,28,29]. Ces dernières présentent un meilleur confinement des électrons libres, du fait d'une discontinuité de la bande de conduction  $\Delta E_c$  plus importante (Figure 5).



Figure 5 : Schémas des structures de bande des hétérojonctions utilisées dans la littérature pour la réalisation de dispositifs balistiques (d'après [30] pour Al<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>As/GaAs).

Puisque la masse effective dans  $In_{0.75}Ga_{0.25}As$  est inférieure à celle dans GaAs, on s'attend à ce que l'hétérojonction GaAs/AlGaAs présente une mobilité électronique plus faible. Cela ne se retrouve pas expérimentalement à très basse température (Tableau 5). En effet, dans le composé ternaire il y a des interactions supplémentaires qu'on ne trouve pas dans les composés binaires, les interactions d'alliage [31]. Des mesures réalisées sur des structures InGaAs/InAlAs ont montré que ces interactions ont une grande influence à basse température sur la mobilité [32]. Par ailleurs, l'hétérostructure GaAs/AlGaAs présente une longueur de déplétion Wd supérieure [24,33] à celle obtenue pour l'hétérostructure In<sub>0.75</sub>Ga<sub>0.25</sub>As/InP [29,34]. La déplétion est un phénomène de désertion des électrons dans le semiconducteur à proximité de l'interface air-semiconducteur à cause du potentiel de surface. Cela empêche donc *a priori* l'observation de phénomènes balistiques à température ambiante avec GaAs/AlGaAs, où le libre parcours moyen est de l'ordre de 100nm [35]. C'est la raison pour laquelle aucun composant n'a été réalisé avec cette hétérojonction dans le but d'être mesuré à température ambiante.

Hétérojonction	Wd (nm)	$n_s (cm^{-2})$	μ (m²/(Vs)–4.2K	$\mu (m^2/(Vs)-300K)$
GaAs/Al <sub>x</sub> Ga <sub>1-x</sub> As	150	$5 \times 10^{11} * *$	50**	0.85
In <sub>0.75</sub> Ga <sub>0.25</sub> As/InP	40	$4.7 \mathrm{x} 10^{11} \mathrm{*}$	45*	1.2*

Tableau 5 : Données expérimentales des hétérojonctions utilisées dans la littérature pour la réalisation de dispositifs balistiques (d'après Song : \*\*[35],\*[36]).

Il y a très peu d'informations sur les hétérostructures GaAs/GaAlAs employées par Song *et al* comme par Reitzenstein *et al* pour la fabrication de composants balistiques. La Figure 6 présente en revanche la structure de couche  $In_{0.75}Ga_{0.25}As/InP$  utilisée pour la réalisation de dispositifs balistiques.

InP,cap	NID	200Å
$\delta_{s_i} = 5.10^{11} cm$	-2	10Å
InP,espaceur	NID	200Å
In <sub>0.75</sub> Ga <sub>0.25</sub> As	NID	90Å
InP,tampon	NID	500Å
InP,substrat	SI	

Figure 6 : Structure de couche du type  $In_{0.75}Ga_{0.25}As/InP$  employée pour la réalisation de composants balistiques.

#### 1.2. Nanodispositifs balistiques

#### 1.2.1. Redresseur balistique à quatre branches

Les premiers dispositifs de ce type ont été réalisés dès la fin des années 90 par Song *et al.* [24] Il s'agissait alors d'un nanodispositif basé sur la déflection d'électrons balistiques par un obstacle (*scatterer* ou *antidot*) triangulaire. Son mécanisme de fonctionnement est entièrement différent des diodes conventionnelles où l'on joue sur la structure de bandes (jonction p-n, diode Schottky) et non pas sur la géométrie du dispositif. Les composants étaient réalisés alors sur GaAs/AlGaAs et leurs dimensions caractéristiques étaient de l'ordre du µm dans le but d'obtenir un transport balistique à 4.2K (Figure 7).



Figure 7 : Image par microscopie à force atomique du redresseur balistique à 4 ports et schéma équivalent du dispositif représenté par un pont de diodes lorsque le signal d'entrée est appliqué entre les branches S et D et la tension de sortie mesurée entre U et L (d'après [35])

L'obstacle triangulaire provoque une dissymétrie de la jonction en croix, ce qui se traduit par une caractéristique I-V non linéaire (Figure 8). En effet, contrairement à ce que l'on obtiendrait pour un dispositif diffusif, le transport est ici défini par les propriétés de symétrie de l'obstacle, celle-ci étant rompue suivant l'axe S-D. La trajectoire des électrons lorsqu'un champ électrique est appliqué entre les branches S et D s'opère essentiellement suivant les flèches représentées sur la Figure 7. La symétrie suivant l'axe U-L étant a priori conservée, la tension de sortie  $V_{LU}$  doit être de même signe, quel que soit le sens du courant  $I_{SD}$  :

$$V_{LU}(I_{SD}) = V_{LU}(-I_{SD})$$
(16)

Cette équation peut être réécrite de la façon suivante en définissant la résistance  $R_{SD,LU}(I_{SD}) = V_{LU} / I_{SD}$ :

$$R_{SD,LU}(I_{SD}) = -R_{SD,LU}(-I_{SD})$$
(17)

Song adopte le formalisme de Landauer-Büttiker valable en régime linéaire [11] :

$$I_{i} = (e / h) \left[ (N_{i} - R_{ii}) \mu_{i} - \sum_{j \neq i} T_{ij} \mu_{j} \right]$$
(18)

 $N_i$  le nombre de canaux (modes) de conduction dans la branche i,  $R_{ii}$  le coefficient de réflexion dans la branche i des électrons de cette branche,  $\mu_i$  le potentiel électrochimique de la branche i, et  $T_{ii}$  le coefficient de transmission des porteurs de la branche j à la branche i.

Song *et al* supposent que cette équation est toujours valable en régime de transport non linéaire, si on fait l'approximation supplémentaire que le coefficient de transmission  $T_{ij}$  dépend du courant  $I_j$ . Cela reflète le fait que les coefficients de transmission dépendent de la distribution du moment des électrons.

Dans le cas du transport non linéaire, la tension  $V_{sD}$  appliquée provoque un champ électrique dans la direction S-D. Ce champ provoque le déplacement des électrons dont la vitesse d'entraînement se superpose à la vitesse de Fermi à basse température, qui est une vitesse isotrope, et vient collimater les électrons se déplaçant dans le sens du champ et les décollimater dans le sens opposé.

En complète analogie avec le cas du transport linéaire, on a, à champ magnétique nul :

$$R_{SD,LU} = (h/e^2D) \left[ T_{LS}(I) T_{UD}(-I) - T_{LD}(-I) T_{US}(I) \right]$$
(19)

avec  $I = I_{SD}$  le courant pris positivement lorsqu'il est orienté vers le dispositif et D un facteur positif indépendant des courants dans les branches. Autour du courant nul, c'est-à-dire en régime linéaire,  $T_{LS} = T_{LD}$  et  $T_{US} = T_{UD}$ , d'où  $R_{SD,LU} = 0$ . Si  $I_{SD} > 0$ , les électrons provenant de la branche D sont accélérés dans le dispositif par le champ électrique, d'où un effet de collimation qui augmente la transmission de D à L  $T_{LD}$  et diminue celle de D à U  $T_{UD}$ . Les électrons provenant de la branche S sont décélérés par le champ électrique, d'où une décollimation qui diminue  $T_{LS}$  et augmente  $T_{US}$ . On a donc  $R_{SD,LU} < 0$  pour  $I_{SD} > 0$ . De la même façon, on trouve  $R_{SD,LU} > 0$  pour  $I_{SD} < 0$ . Cela justifie l'allure des courbes obtenues expérimentalement (Figure 8). Le libre parcours moyen dans l'hétérostructure GaAs/AlGaAs étant de 5.8µm à 4.2K et de 1-2µm à 77K, des mesures ont pu être menées à ces températures sur des dispositifs suffisamment larges pour qu'il n'y ait pas d'effets liés à la déplétion (Figure 7). On remarque que l'effet diode est moins marqué à 77K qu'à 4.2K (Figure 8). Cela s'explique par une augmentation des interactions sur phonons et un transport qui devient partiellement balistique lorsque les dimensions du dispositif sont comparables au libre parcours moyen. L'asymétrie observée sur les mesures effectuées par rapport à l'équation 16 est expliquée par une imperfection dans la réalisation des composants.



Figure 8 : Tension de sortie  $V_{LU}$  en fonction du courant  $I_{SD}$  circulant entre les branches S et D du redresseur balistique à 4 branches à T=4.2K (courbe pleine) et 77K (courbe en pointillés) (d'après [24]).

Pour un fonctionnement à température ambiante, des dispositifs de dimension plus petite doivent être réalisés du fait d'un libre parcours moyen de l'ordre de la centaine de nm. Compte tenu de la longueur de déplétion trop importante dans les structures de type  $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$  (Tableau 5), l'hétérojonction  $In_{0.75}Ga_{0.25}As/InP$  lui a été préférée pour fabriquer ces redresseurs à 4 ports munis d'un déflecteur triangulaire central (Figure 9) [28]. Leur dimension est de l'ordre du libre parcours moyen dans ces couches, qui est de 140 nm à température ambiante (voir équation 15 et Tableau 5).



Figure 9 : Image par microscopie électronique à balayage du redresseur réalisé sur  $In_{0.75}Ga_{0.25}As/InP$  et sens de transmission des électrons dans le dispositif lorsqu'il est polarisé comme représenté, par un signal AC (d'après [28])

Le transport balistique implique une réflexion des électrons non pas sur des impuretés du réseau cristallin mais sur les limites du dispositif, et donc plus particulièrement sur les bords de l'obstacle triangulaire. Lorsque le composant est soumis à un champ électrique alternatif comme c'est le cas dans la représentation de la Figure 9, les électrons sont dirigés majoritairement vers la branche du bas. Song compare le fonctionnement de son dispositif à celui d'un pont de diode (voir le schéma équivalent de la Figure 7). En effet, il y a entre les branches du haut et du bas une tension de fréquence double de celle du signal d'entrée, superposée à un signal continu. Ce phénomène de redressement de la tension a été mesuré à lkHz et à température ambiante (Figure 10).



Figure 10 : Tension continue de sortie en fonction de la tension AC injectée (1kHz) au redresseur à température ambiante (d'après [28])

Compte tenu de la réponse quadratique du signal continu redressé par rapport à la tension alternative en entrée, il y a une relation linéaire entre le signal continu détecté et la puissance du signal alternatif appliqué. Cela est illustré par la Figure 11, où des mesures de puissance ont été réalisées à 50GHz. On peut ainsi évaluer une sensibilité de détection du redresseur quadratique à 50GHz. Elle est inférieure à  $4.10^{-3}$ mV/µW. Il faut noter que cette sensibilité est rapportée à la puissance fournie au composant et non à la puissance absorbée par celui-ci, une partie de la puissance HF étant réfléchie du fait d'une désadaptation d'impédance entre le dispositif et l'environnement de mesure.



Figure 11 : Tension statique détectée en sortie en fonction de la puissance HF appliquée à la fréquence de 50GHz et à température ambiante (d'après [35]).

Par ailleurs, sur ce principe, un matériau dit nanomatériau artificiel fonctionnel a été réalisé [35,37]. Il consiste en la répétition des motifs triangulaires constituant un réseau artificiel asymétrique, par analogie à certains cristaux naturels présentant des propriétés photovoltaïques à cause de leur absence de centrosymétrie. Ce matériau a été réalisé sur d'importantes surfaces de semi-conducteur par lithographie par nanoimpression [34]. Il peut être fonctionnalisé en jouant sur la taille, la forme ou l'espacement des éléments venant briser la symétrie, ou en venant découper une partie plus ou moins importante de la zone active du matériau. Ces nanomatériaux ont été réalisés sur des hétérostructures GaAs/AlGaAs pour un fonctionnement à basse température et sur InGaAs/InP pour avoir un redressement balistique

à température ambiante. Un morceau de nanomatériau de  $6\mu mx 6\mu m$  a d'ailleurs été caractérisé en puissance à température ambiante avec un signal appliqué de 50GHz [37]. La sensibilité de redressement correspondante est inférieure à 2,5.10<sup>-5</sup>mV/ $\mu$ W à 50GHz. Cette sensibilité est faible mais doit pouvoir être améliorée en réduisant les distances entre les obstacles triangulaires qui dans le cas du nanomatériau mesuré étaient supérieures au libre parcours moyen [35].

Les redresseurs à 4 branches ont fait l'objet de simulations Monte Carlo 2D [12]. Un simulateur prenant en compte tous les types d'interactions existant dans un semi-conducteur (interactions sur phonons optiques, acoustiques, interactions sur alliages, sur impuretés...) et la résolution de l'équation de Poisson à 2 dimensions. Ces simulations concernent des composants réalisés sur l'hétérostructure à très haute mobilité InGaAs/InAlAs, fonctionnant à température ambiante, du même type que ceux de Song *et al*, avec un obstacle triangulaire au centre d'une jonction en croix. L'étude menée par González *et al* concerne aussi des jonctions à 4 ports sans réflecteur triangulaire. L'influence de l'angle d'ouverture  $\alpha$  entre les branches latérales a été simulée pour ces deux types de composants (Figure 12)



Figure 12 : Tension entre les branches haute (T) et basse (B) en fonction de V la polarisation appliquée aux branches gauche (L) et droite (R) avec  $V=V_1=-V_r$  pour différents angles d'ouverture  $\alpha$  Les simulations sont réalisées à T=300K.

Que ce soit à cause de la présence de l'obstacle central ou de l'angle d'ouverture  $\alpha$ , ces simulations montre un effet diode lié à la géométrie du dispositif. Ce phénomène ne trouve son explication que par l'existence d'un transport balistique des porteurs dans ces nanocomposants. En effet, dans des dispositifs diffusifs, c'est-à-dire avec des dimensions supérieures au libre parcours moyen, l'injection des porteurs dans chaque branche serait indépendante de ces paramètres géométriques.

Ces simulations sur des redresseurs à quatre branches sans obstacle asymétrique central, mais avec une variation de l'angle d'ouverture  $\alpha$  ont inspiré très récemment des mesures à 4.2K sur des composants identiques réalisés sur GaAs/Al<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>As [3]. Ces composants présentent en outre une grille couvrant la totalité du dispositif et permettant d'accroître l'efficacité du redressement lorsque des tensions de grilles positives sont appliquées. Le passage en régime de transport linéaire, qui se traduit par une perte de la caractéristique parabolique, est corrélé à la saturation du courant injecté. En revanche, la transition en régime linéaire qui se produit pour des tensions d'entrée plus importantes, lorsque la tension de grille augmente, n'est pas clairement expliquée.

D'autres types de redresseurs à 4 ports ont été réalisés par S. de Haan *et al* [38], toujours sur une structure de type GaAs/AlGaAs. Ces dispositifs ont une symétrie brisée, non plus par un réflecteur triangulaire, mais par des largeurs de branches différents : 2 ont des dimensions balistiques ``quasiclassiques'', les 2 autres sont des branches diffusives où le transport est ``classique'' du fait de leur largeur nettement plus importante (Figure 13).



Figure 13 : Image par force atomique du redresseur à 4 branches asymétriques dont 2 font 150 nm de large et les 2 autres 3µm [38].

Cette topologie s'appuie sur une proposition de Fleischmann et Geisel [39]. Le modèle développé par ces derniers se base sur le formalisme de Landauer-Büttiker et sur une dépendance de l'énergie vis-à-vis du nombre de modes de propagation [40,41]. En revanche, ceux-ci avaient envisagé un transport ``entièrement quantifié'' pour les branches étroites et un transport balistique ``quasiclassique'' pour les branches larges à 4K. S. de Haan *et al* montrent que, bien que leur approche sur le redressement soit bonne, leur concept sur le transport dans les différentes branches leur à fait envisager une tension de sortie de signe opposé à celui qui a été mesuré expérimentalement (Figure 14). L'explication tient au fait que le potentiel électrochimique  $\mu_P$  dans la branche qui est la sonde de tension (P=branche U ou L) est égal à la moyenne des potentiels chimiques de S et D si le transport est ``entièrement quantifié'' ou diffusif (``classique'') [38,39,40]. Le potentiel  $\mu_P$  est en revanche supérieur à la moyenne de potentiels électrochimiques  $\mu_S$  et  $\mu_D$  si le transport est balistique (``quasiclassique'') [9,13]. Cela explique que le potentiel électrostatique dans la branche U, balistique, soit inférieur au potentiel électrostatique dans la branche L, diffusive.

On remarquera sur la Figure 14 qu'un potentiel de grille négatif est nécessaire pour avoir des canaux plus étroits (on augmente la déplétion) et, en particulier, un transport balistique dans la branche U, qui permet d'observer la non linéarité. Comme pour les composants réalisés par Song, l'asymétrie sur la caractéristique I-V par rapport à l'axe U-L est justifiée par une imperfection dans la réalisation des composants.



Figure 14 : Caractéristiques I-V du redresseur balistique à branches dissymétriques, à 4.2K (d'après [38])

#### 1.2.2. Jonctions balistiques à trois branches (TBJ)

De nombreuses études théoriques et expérimentales ont porté sur ces composants où le déplacement balistique des charges a permis d'observer des propriétés électriques particulières que nous allons présenter. Un de ces dispositifs est représenté Figure 15.



Figure 15 : Image MEB d'une jonction balistique à trois branches en forme de Y. La largeur de chaque branche est inférieure au libre parcours moyen dans l'hétérojonction  $In_{0.75}Ga_{0.25}As/In_{0.52}Al_{0.48}As$  utilisée pour la fabrication de ce composant.

#### 1.2.2.1. Configuration push-pull à basse température

#### a-<u>Théorie</u>

Le comportement non linéaire de ces dispositifs à 3 branches qui ont des dimensions balistiques a été formalisé par H.Q. Xu en 2001 [13]. Il s'agit d'expliquer le fait qu'en polarisant les branches gauche (l) et droite (r) d'une jonction en Y symétrique, le potentiel dans la branche centrale est plus proche du potentiel appliqué le plus bas ou le plus négatif. Le formalisme de Landauer-Büttiker, valable en régime linéaire, est utilisé pour expliquer de nombreux phénomènes observés dans les dispositifs mésoscopiques par l'interférence des fonctions d'onde des électrons. Cette théorie permet notamment d'exprimer le courant circulant dans une branche i en fonction des coefficients de transmission des porteurs  $T_{ij}$  entre les différents réservoirs de charge :

$$I_{i} = (e / h) \left[ \int (N_{i} - R_{ii}) f(E - \mu_{i}) dE - \sum_{j \neq i} \int T_{ij} f(E - \mu_{j}) dE \right]$$
(20)

 $N_i$  le nombre de canaux (modes) de conduction dans la branche i,  $R_{ii}$  le coefficient de réflexion dans la branche i des électrons de cette branche,  $\mu_i$  le potentiel électrochimique de la branche i, et  $T_{ij}$  le coefficient de transmission des porteurs de la branche j à la branche i.

Cette équation est similaire à l'équation 18 utilisée par Song pour expliquer le fonctionnement des redresseurs à quatre branches. Soit  $I_c$  le courant dans la branche centrale. Il s'exprime en fonction des potentiels électrochimiques  $\mu_i$  et  $\mu_r$  respectivement dans les branches gauche et droite du TBJ. Lorsque le dispositif est polarisé en mode push-pull, soit  $V_i = +V$  et  $V_r = -V$ , on a  $\mu_i = \mu_F - eV$  et  $\mu_r = \mu_F + eV$  ( $\mu_F$  est le potentiel électrochimique dans le dispositif à polarisation nulle) [42].

Cependant, dans un mode de transport basé sur la cohérence de phase des électrons, le potentiel électrochimique dans la branche centrale devrait être la moyenne des potentiels électrochimiques des deux autres branches, comme dans un dispositif diffusif [7,38]. Il ne peut donc pas expliquer le potentiel négatif observé à bas champ dans la sonde centrale lorsque les branches l et r sont polarisées avec des tensions de signe opposé [43]. La théorie de H.Q. Xu est basée sur un modèle de la jonction à trois branches vue comme une cavité balistique reliée à des réservoirs de charges adiabatiques par le biais des trois *quantum point contacts* (QPC) que sont les branches. Les conditions de balisticité et d'adiabaticité impliquent que la probabilité pour les électrons traversant les constrictions d'être réfléchis est quasiment nulle [9]. Comme dans la théorie quantique, Xu relie des conductances en régime linéaire dans les branches à des probabilités de transmission entre celles-ci. L'obtention d'une expression analytique expliquant la non linéarité observée dans les TBJ tient au fait qu'il relie la conductance dans chaque QPC au potentiel électrostatique de chacun et aux différences de potentiels électrochimiques entre les réservoirs. Le potentiel électrostatique d'une constriction est de la forme :

$$V(x, y) = V_0 - \frac{1}{2}m * \omega_x^2 x^2 + \frac{1}{2}m * \omega_y^2 y^2$$
(21)

avec  $V_0$  le potentiel électrostatique au centre de la constriction, x dans la direction du transport et y dans la direction transverse. Les niveaux d'énergie des modes de confinement transverses sont espacés par une énergie  $\overline{h}\omega_y$  [35]. Cette équation est obtenue en supposant un

confinement parabolique du potentiel qui est une bonne approximation pour un canal aux dimensions balistiques.

Si on considère le cas particulier d'une température T=0K, l'équation 20 se simplifie de la façon suivante lorsque on a  $I_c=0$ , pour un dispositif symétrique, donc lorsqu'on a  $T_{cl} = T_{cr} = T_{cj}$ :

$$\int_{\mu_c}^{\mu_l} T_{cl}(E) dE = \int_{\mu_r}^{\mu_c} T_{cr}(E) dE$$
(22)

Du fait d'une faible probabilité pour l'électron d'être réfléchi au passage d'une constriction, il a été montré que  $T_{cj}$  augmente de façon monotone avec l'énergie des électrons. A basse température,  $T_{cj}$  présente des paliers dépendant de l'énergie de Fermi [35]. A plus haute température, ces paliers disparaissent,  $T_{cj}$  est une fonction croissante monotone du potentiel électrochimique. De plus, si on considère un potentiel électrostatique parabolique (équation 21), l'espacement régulier des modes de confinement implique une relation linéaire entre  $T_{cj}$ et le potentiel électrochimique (Figure 16) [44].



Figure 16 : Relation linéaire entre les coefficients de transmission des branches gauche ou droite vers la branche centrale et le potentiel électrochimique, pour un TBJ symétrique polarisé en push-pull (d'après [44]).

L'équation précédente impose que l'aire sous la ligne de transmission entre  $\mu_l$  et  $\mu_c$ , proportionnelle au flux d'électrons sortant de la branche centrale vers la branche gauche, doit être égale à l'aire entre  $\mu_c$  et  $\mu_r$ , proportionnelle au flux d'électrons entrant dans la branche centrale depuis la branche droite. Le courant dans la branche centrale est donc bien nul. De plus, on trouve ainsi que  $\mu_c$ , le potentiel électrochimique dans la sonde centrale de tension, où le courant est nul, doit être supérieur à la moyenne des potentiels électrochimiques dans les réservoirs gauche et droite, c'est-à-dire  $\mu_F$ . Cela est bien en contradiction avec ce que l'on obtient pour un dispositif diffusif. Enfin, l'égalité entre les flux entrant et sortant de la branche centrale conduit à l'équation suivante si on s'appuie sur l'égalité des surfaces de la figure précédente et sur la relation  $V_c = (\mu_F - \mu_c)/e$ :

$$V_{c}^{2} - 2V_{c}\mu_{F} / e - V^{2} = 0$$
<sup>(23)</sup>

Si  $V_c$  est faible, on obtient la relation quadratique suivante lorsque les branches gauche et droite sont polarisées respectivement par V et -V:

$$V_c = -\frac{1}{2}\alpha V^2 + \vartheta(V^4)$$
(24)

où :

$$\alpha = e / \mu_F \tag{25}$$

La relation quadratique  $V_c = f(V)$  est calculée pour différentes valeurs de  $\mu_F$  à T=4.2K. Cela est représenté Figure 17.



Figure 17 : Tension dans la branche centrale en fonction de la tension appliquée à la branche de gauche pour 3 valeurs de  $\mu_F$  à T=4.2K. Le potentiel électrostatique pour chaque constriction est calculé à partir de  $V_0 = 1$ meV,  $\overline{h}\omega_x = 1$ meV et  $\overline{h}\omega_y = 1$ meV [13].

On remarquera cependant que quand  $V_c \gg \mu_F$ , c'est-à-dire pour les valeurs la tension d'entrée V plus importantes telles que  $V > V_c \gg \mu_F$ , l'équation 23 se réduit à  $V_c = |V|$ . On
passe donc d'une relation parabolique à une relation linéaire entre le potentiel d'entrée et le potentiel dans la branche centrale à plus forte polarisation.

Xu donne aussi une formule plus générale du coefficient  $\alpha$  permettant notamment de le calculer en fonction de la température :

$$\alpha = e \frac{\partial G_C(\mu_F, T) / \partial \mu_F}{G_C(\mu_F, T)}$$
(26)

avec  $G_c$  la conductance dans la branche centrale qui ne dépend que de l'énergie de Fermi  $\mu_F$ , lorsque la température T est fixée.

Il considère que pour des basses valeurs de  $|V| \ll \mu_F$ , la relation entre les coefficients de transmission (ou la conductance) et le potentiel électrochimique est linéaire. Il envisage donc, et ce à ``suffisamment´´ haute température, une fonction de  $G_c$  linéaire avec  $\mu_F$  vu comme le potentiel électrochimique dans le dispositif à polarisation nulle [13,14]. C'est ainsi qu'il explique retrouver l'expression réduite du coefficient  $\alpha$  que nous avons montré précédemment à basse température.

#### b-<u>Mesures à 77K</u>

Cette théorie vient à l'appui des mesures réalisées par Hieke *et al* sur des TBJ en forme de Y (YBJ) dont l'angle entre les branches gauche et droite est de 30° et la largeur des branches est 200nm (Figure 18). Ces composants ont été réalisés sur une couche de type InP/InGaAs [7]. Il s'agit des premières mesures réalisées à T=77K sur des jonctions balistiques à 3 branches.





Figure 18 : Image par microscopie électronique à balayage d'un YBJ avec des branches de 200nm de large, mesuré par Hieke *et al.* Les éléments numérotés G1 et G2 sont des grilles de proximité latérales. (d'après [7])

Hieke *et al* expliquent le comportement non linéaire en partie par le modèle de Xu, mais aussi par un phénomène d'auto-commutation ballistique développé par Wesström [45]. Ce dernier envisage une influence dominante du champ électrique crée entre les branches gauche et droite, qui ont un potentiel électrochimique différent, par rapport à l'influence des grilles extérieures (d'où le terme de *self-gating*). Il analyse cela en terme de composante majoritaire intervenant sur le paramètre de commutation  $\gamma = dV_{stem}/dV$ . Reitzenstein *et al* ont étudié ce phénomène de couplage capacitif entre les branches gauche et droite dans une étude sur une jonction en Y réalisée sur GaAs/AlGaAs [46].



Figure 19 : Tension de sortie  $V_{stem}$  et sa dérivée  $\gamma = dV_{stem}/dV$  le paramètre de commutation en fonction de la tension dans la branche gauche lorsque le TBJ est polarisé en mode push-pull à T=77K. [7]

# c-<u>Mesures à 4.2K</u>

D'autres mesures ont été réalisées à la même époque par Worschech *et al* sur des YBJ (Figure 20 a), à T=4.2K [43]. L'hétérojonction est cette fois-ci du type GaAs/AlGaAs. En augmentant la polarisation de grille V<sub>g</sub>, la déplétion diminue et l'ouverture du canal augmente (Figure 20 b). Pour une tension V<sub>g</sub>=1V, le composant se comporte comme un dispositif diffusif avec une tension de la branche centrale nulle pour  $|V_1| < 5mV$ . En diminuant la polarisation de grille, la relation quadratique  $V_s = f(V_1)$  présente une courbure de plus en plus marquée jusqu'à la polarisation V<sub>g</sub>=0.3V pour laquelle le canal est quasiment pincé. En effet, une polarisation de

grille positive est nécessaire pour ouvrir le canal du fait d'une déplétion dans les couches GaAs/AlGaAs de l'ordre de 100 nm [28]. L'explication avancée pour expliquer le potentiel négatif dans le réservoir central en mode push-pull est la même que dans la théorie de Xu. Le profil de potentiel électrostatique autour de la constriction est le même, avec une composante  $-\frac{1}{2}m * \omega_x^2 x^2$  parallèle à la direction du transport et  $\frac{1}{2}m * \omega_y^2 y^2$  la composante transverse. Les conductances augmentent avec le potentiel électrochimique du dispositif ( $\mu_F$ ) tant que les branches ont des dimensions balistiques. Le potentiel électrochimique dans le réservoir de la sonde de tension flottante prend une valeur plus proche du plus haut potentiel électrochimique dans les réservoirs des deux branches l et r. La tension dans cette branche centrale est donc négative lorsque des tensions de signe opposé sont appliquées aux branches latérales.



Figure 20 : a) Image par microscopie électronique à balayage d'une jonction en Y dont les branches font 180 nm de large et 100 nm de long. b) Mesure de la tension dans la sonde  $V_s$  est représentée en fonction de la tension appliquée aux grilles  $V_g$ . (d'après [43])

# d-Nonlinéarité jusqu'à température ambiante

Les premières mesures qui ont montré la non linéarité à plus haute température ont été réalisées par Hieke *et al* [7]. En augmentant la température, des mesures du paramètre de commutation  $\gamma$ , représentatif de la propagation balistique des électrons dans la jonction à trois branches, ont été menées (Figure 21). Ces résultats montrent de manière significative l'existence d'une commutation balistique quasiment jusqu'à température ambiante. En régime de transport diffusif, le paramètre  $\gamma$  est nul pour un dispositif symétrique. C'est la situation dans laquelle on se retrouve normalement à polarisation nulle, quelle que soit la température. L'écart observé sur la figure, par rapport à  $\gamma$ =0, s'explique par une asymétrie du dispositif fabriqué. Malgré cela, lorsque des tensions finies sont appliquées entre les branches gauche et droite, la nonlinéarité est encore significative avec l'augmentation de température, malgré un niveau de commutation moins important.



Figure 21 : Evolution du paramètre de commutation  $\gamma = dV_{stem}/dV$  avec la température pour différentes valeurs de la polarisation en mode push-pull (d'après [7]).

# 1.2.2.2. Configuration push-pull à température ambiante

### a-Théorie analytique quantique

Xu a étendu son modèle à température ambiante lorsque Shorubalko et al ont réalisé la première mesure montrant la relation quadratique entre la tension de sortie dans la branche centrale et la tension appliquée en mode push-pull (Figure 22). Les composants sont réalisés sur une structure de couche du type In<sub>0.75</sub>Ga<sub>0.25</sub>As/InP [14]. Xu reprend exactement le même raisonnement qu'à basse température [14,15,42]. L'approximation semi classique concernant le potentiel électrostatique est valable tant que  $|V| < \mu_F$  et que l'énergie thermique  $k_B T$  est supérieure ou du même ordre de grandeur que l'espacement des niveaux d'énergie des modes de confinement transverses. Or, avec l'augmentation de température, la relation en paliers entre le coefficient de transmission et le potentiel électrochimique est lissée. Il y a donc une relation linéaire entre la conductance d'une constriction (ou le coefficient de transmission) et le potentiel électrochimique pour une température suffisamment importante. Xu considère la même expression (équation 25) du coefficient  $\alpha$ , c'est-à-dire une relation inverse entre l'énergie de Fermi et le coefficient  $\alpha$  qui représente la courbure de la caractéristique  $V_c = f(V_0)$ . Cependant, il définit un niveau d'énergie de Fermi qui augmente avec la température et qu'il dit calculer à partir de la concentration électronique du gaz 2D, comme cela peut être fait à 0K (voir équation 10). Il trouve ainsi une valeur de  $\mu_F = 22meV$  [14]. Il reprend donc les mêmes calculs analytiques qu'à 4.2K en considérant notamment une valeur de  $\mu_F$  plus importante à 300K [15,42].

Ce comportement non linéaire des TBJ à température ambiante peut être expliqué de manière plus rigoureuse par des simulations Monte Carlo semi classiques.



Figure 22 : a) Image AFM montrant le dispositif avec la configuration de mesure. b) Mesure de la tension dans la branche centrale en fonction de la tension appliquée en mode push-pull à température ambiante. Le trait plein est un fit quadratique des points expérimentaux [14].

# b-<u>Théorie probabiliste : simulations Monte Carlo</u>

Ces simulations sont réalisées par J. Mateos et T. González. Elles sont basées sur des probabilités d'interactions des électrons (tirées de la physique quantique) et sur des phénomènes de charge d'espace, permettant d'expliquer le transport balistique à température ambiante. Il s'agit donc de simulations semi classiques. Les interactions prises en compte dans le modèle Monte Carlo 2D présenté sont les interactions d'alliage, sur impuretés, les phonons (optiques polaires et non polaires, acoustiques), le transfert intervallées, les interactions piézoélectriques et l'ionisation par impact. Les interactions entre les électrons, qui ont une influence mineure sur le transport, ne sont pas prises en compte. L'énergie des électrons de conduction est décrite dans l'espace réciproque par le modèle de Littlejohn qui prend en compte la vallée  $\Gamma$  ainsi que les vallées latérales L et X. Les vallées sont décrites par des équations quasi-paraboliques mais présentent des discontinuités entre elles par rapport à la bande de conduction réelle. Le principe de la simulation est ensuite de suivre dans le temps le mouvement de l'ensemble des électrons libres soumis au champ électrique. Un tirage aléatoire est effectué pour chaque charge durant un pas de temps pour savoir si elle est soumise à une interaction et, à terme, le type d'interaction subi. A chaque itération temporelle, l'équation de

Poisson est calculée. A la fin de la simulation, les grandeurs physiques sont moyennées. Les charges de surface à l'interface air-semiconducteur sont prises en compte par le modèle [47]. Comme le simulateur ne travaille qu'en deux dimensions, deux types de simulations sont réalisées : dans le plan du canal (simulation dite *vue de haut*), seule couche de l'épitaxie simulée, où on peut prendre en compte la géométrie du dispositif, et dans le plan transverse, où la structure de couche est simulée (simulation dite *vue de face*). Dans les simulations vues de haut les interactions des électrons circulant dans le canal avec les impuretés des couches adjacentes na sont pas prises en compte. Les charges de la couche de contact et du plan de dopage constituent un dopage ``virtuel´´ placé directement dans le canal.

Les simulations ont été réalisées pour des hétérojonctions InGaAs/AlInAs sur substrat InP. Le comportement non linéaire des TBJs est interprété en terme d'effets de charges d'espace. Ces effets sont liés à l'action combinée des charges de surface et de la charge injectée par les contacts qui nécessite une attention toute particulière [48]. Les simulations Monte Carlo montrent que dans un TBJ polarisé en mode push-pull, le profil de concentration électronique le long de la branche horizontale n'est pas symétrique (Figure 23). Les minima de concentration électronique et du potentiel électrique sont, à polarisation nulle, au centre de la structure en raison des conditions aux limites de la charge d'espace qui déplète le canal [49]. Lorsque la polarisation est faible, en dessous de la limite de tension marquant le passage en vallée supérieure, la concentration des électrons est plus faible du côté de l'anode, à cause du déplacement balistique des électrons. En effet, les électrons injectés par l'électrode négative sont soumis à un phénomène de survitesse. Lorsque l'on applique une tension croissante aux bornes du TBJ, le minimum du potentiel est décalé vers la cathode. La tension mesurée dans la branche centrale est donc négative. Elle est reliée quadratiquement au potentiel  $V=V_1=-V_r$ appliqué en push-pull pour des valeurs de V<0.3V. Pour des polarisations supérieures, le potentiel dans la branche centrale est toujours négatif, mais relié linéairement au potentiel appliqué à cause du transfert intervallée qui implique une accumulation de charges à l'anode. Ce domaine d'accumulation, hautement résistif, s'explique par une augmentation de la masse effective des électrons lors du passage en vallée L.



Figure 23 : Profils de concentration électronique (a) et de potentiel électrique (b) le long de la branche horizontale d'un TBJ de 200 nm de long pour différentes polarisations  $V=V_1=-V_r$ .

Pour valider ce modèle par rapport au comportement non linéaire observé à bas champ sur des TBJ de dimension balistique, les mêmes simulations ont été réalisées sur des dispositifs diffusifs de 2 µm de long (Figure 24). Pour ces composants, le profil de concentration est encore symétrique à 0.2V, et le potentiel électrique nul au centre du dispositif. Pour les polarisations croissantes, le phénomène d'électrons chauds conduit là encore au transfert intervallée et donc à une zone d'accumulation des électrons du côté de l'électrode positive. Ainsi, pour les jonctions balistiques comme pour les diffusives, le potentiel au centre du dispositif, et donc dans la branche centrale, suit la variation de potentiel de la branche polarisée négativement pour les polarisations les plus élevées (Figure 25). Cela explique que le potentiel au centre est relié linéairement au potentiel appliqué.



Figure 24 : Profils de concentration électronique (a) et de potentiel électrique (b) le long de la branche horizontale d'un TBJ de 2  $\mu$ m de long pour différentes polarisations V=V<sub>1</sub>=-V<sub>r</sub>. (d'après [50])



Figure 25 : Schéma du potentiel dans la branche centrale en fonction de la polarisation V appliquée en mode push-pull aux branches gauche et droite ( $V=V_G=-V_D$ ) : a) pour une jonction en T balistique b) pour une jonction en T diffusive.

Très récemment, I. Iñiguez-de-la-Torre de l'Université de Salamanque a mis au point un nouveau model auto-cohérent pour le calcul de la charge de surface qu'il a appliqué au simulateur Monte Carlo 2D [51]. Ce modèle d'adaptation dynamique de la charge en fonction de la topologie de la structure et de la polarisation permet d'interpréter avec plus de précision que le modèle à charge constante les résultats expérimentaux obtenus sur certaines jonctions balistiques [52]. En effet, les TBJ dont la largeur de la branche centrale est inférieure à 80 nm, soit deux fois la déplétion latérale moyenne estimée expérimentalement et employée dans le modèle à charge fixe, ne pouvaient pas être simulés correctement jusqu'alors. Le modèle de charge auto-cohérent permet de reproduire de manière satisfaisante l'évolution de la tension dans la branche centrale V<sub>c</sub> avec la polarisation et le courant traversant la branche horizontale. Le modèle est basé sur une adaptation de la charge surfacique avec la densité de charge dans la région environnante. Le principe est le suivant. La concentration moyenne de porteurs N<sub>front</sub> est calculée à proximité de la surface toutes les Ni=500 itérations. On vérifie ensuite que Nfront est dans le domaine (N<sub>bas</sub>, N<sub>haut</sub>) avec N<sub>bas</sub> =N<sub>db</sub>/100 et N<sub>haut</sub> =N<sub>db</sub>/50 les limites dans lesquelles la charge de surface est adaptée (N<sub>db</sub> est le dopage assigné à la structure de couche dans la simulation dite vue de haut). Si la concentration N<sub>front</sub> est supérieure à N<sub>haut</sub>, la charge de surface est augmentée de  $\Delta \sigma = 10^{-10}$  cm<sup>-2</sup>, ce qui renforce la déplétion et donc diminue la concentration. Si  $N_{front}$  est inférieure à  $N_{bas}$ , la charge de surface est diminuée de  $\Delta \sigma$  pour réduire la déplétion qui serait trop importante sans cela.

Figure 26, on constate que  $V_C$  n'est plus le reflet du potentiel au centre de la jonction  $V_{HC}$  comme dans le modèle à charge fixe où la branche verticale se comportait comme une sonde de tension.  $V_{HC}$  est indépendant de la largeur voire de la présence de la branche centrale. La largeur de la branche verticale a donc un rôle important dans le potentiel  $V_C$  obtenu.



Figure 26 :  $V_{HC}$  et  $V_C$  en fonction de la tension appliquée pour 2 TBJ dont la largeur de branche verticale est 66 et 108 nm.  $V_{HC}$  d'un canal sans branche verticale est aussi représenté.

# 1.2.2.3. Autres propriétés non linéaires des TBJ

La nonlinéarité des jonctions balistiques à trois branches telle que nous l'avons vue jusqu'à présent se traduit dans différentes applications en nanoélectronique. Nous allons développer dans cette partie les propriétés de redressement, de génération d'harmoniques secondaires à partir d'un signal alternatif et le fonctionnement en porte logique.

### a-<u>Comportement diode-triode</u>

Les TBJ présentent un comportement mixte de type redresseur (diode) et de type transistor (triode) [9,53,54]. Le comportement de type diode peut être observé sur une caractéristique  $V_c = f(V_L)$  lorsque le potentiel de la troisième branche  $V_R$  est fixé, par exemple à 0V (Figure 27).  $V_c$  est une fonction linéaire de  $V_L$  pour les tensions  $V_L$  les plus négatives. A une certaine tension de seuil, il y a un phénomène de saturation de  $V_c$  dépendant du potentiel électrochimique dans la branche droite. On a donc bien un phénomène de redressement de la tension continue. Le fonctionnement en transistor est à considérer sur l'ensemble des caractéristiques représentées Figure 27. Lorsqu'on mesure la tension de sortie $V_c$  en fonction de la tension appliquée à la branche gauche, pour différentes valeurs de  $V_R$ , on remarque non seulement un niveau de saturation de  $V_c$  qui varie, mais aussi de la tension de seuil de  $V_L$ . Ce comportement est donc à rapprocher de la commande de grille dans un transistor. Le niveau de saturation et la tension de seuil augmentent avec $V_R$ .



Figure 27 : Comportement diode-triode des TBJs à température ambiante. Evolution de  $V_c$  en fonction de la tension  $V_L$  appliquée, pour différentes valeurs de la tension  $V_R$  appliquée.

La relation quadratique entre la tension flottante  $V_c$  de la sonde centrale et la tension Vappliquée en mode push-pull aux branches gauche et droite d'un TBJ lorsque celle-ci est un signal sinusoïdal de la forme  $V = A \cos(\omega t)$ , conduit à :

$$V_c \equiv \alpha \times 0.5 \times A^2 [1 + \cos(2\omega t)]$$
<sup>(27)</sup>

Ainsi, la tension dans la branche centrale présente deux composantes : une continue et une de fréquence double de celle appliquée. Le TBJ peut donc être utilisé en tant que redresseur AC-DC et doubleur de fréquence. Ce sont ces deux propriétés que nous allons présenter en régime de fonctionnement hyperfréquence.

# b-Redresseur HF-DC

La jonction balistique à 3 terminaux peut donc fonctionner comme un convertisseur AC-DC. La tension de sortie dans la branche centrale présente une composante continue lorsqu'une tension alternative microonde est appliquée en opposition de phase aux branches gauche et droite d'un TBJ. Worschech *et al* ont vérifié ce phénomène pour une fréquence du signal appliqué de 10 GHz, à température ambiante [55]. Dans le cadre de ces mesures, ce n'est pas la tension dans la branche centrale qui a été mesurée mais le courant traversant une résistance en série avec cette sonde, qui limite ce courant par rapport à celui des branches gauche et droite (Figure 28). De plus, pour éviter de devoir alimenter 2 branches en hyperfréquence, un montage en push-fix a été préféré au montage en push-pull. Ainsi un signal alternatif *V* est injecté dans la branche gauche tandis que la branche droite est mise à la masse. Lorsque V = 0V, le courant dans la branche centrale est nul. En revanche, lorsqu'on injecte un signal HF, on peut mesurer un courant en sortie, à polarisation nulle. Ce courant est d'autant plus important que la puissance du signal d'entrée est importante. Il y a donc bien un phénomène de redressement de la tension alternative.



Figure 28 : Dépendance, à température ambiante, du courant  $I_s$  dans la branche centrale par rapport à la tension statique appliquée à la branche gauche, avec et sans puissance micro-onde surimposée [55].

# c-Doubleur de fréquence

L'équation 27 met également en évidence la génération d'une harmonique d'ordre 2 dans la branche centrale.

Worschech *et al* ont mesuré le niveau de puissance de l'harmonique secondaire jusqu'à une fréquence du mode fondamental (fréquence appliquée) de 10 GHz, pour une puissance de +10dBm [55]. Pour éviter les problèmes d'alimentation hyperfréquence en push-pull, un montage en push-fix a été employé, avec le signal HF appliqué à une branche tandis que l'autre est à la masse. La puissance détectée dans la branche centrale de sortie est d'autant plus faible que la fréquence d'entrée augmente, en raison des couplages capacitifs entre les accès du nanocomposant. Cela se traduit par une augmentation importante de l'harmonique fondamentale du signal de sortie, comme cela est rapporté par les auteurs. Le niveau de la puissance de l'harmonique 2 à 10 GHz est très faible : -90dBm. Il faut noter enfin que les mesures en push-fix donnent une composante fondamentale au signal de sortie qui n'existe pas en mode de polarisation push-pull. En effet, dans cette configuration de mesure le potentiel  $V_c$  dans la branche centrale par rapport au potentiel V appliqué à l'une des branches est, en régime linéaire, de la forme :

$$V_c = aV^2 + bV \tag{28}$$

avec b le coefficient provenant d'un écart à l'idéalité, comme, par exemple, une jonction non parfaitement symétrique.

Lewén *et al* ont réalisé des mesures jusqu'à 1 GHz en utilisant un coupleur de type balun pour avoir un déphasage de 180° entre les signaux injectés aux branches gauche et droite [56]. Le montage est représenté Figure 29. Les harmoniques paires attendues de la théorie ont pu être observé. En revanche, les harmoniques impaires sont aussi excitées. Cela s'explique par une caractéristique statique qui n'est pas parfaitement parabolique et présente une composante linéaire (équation 28). L'auteur justifie cela par le fait que le composant n'est pas parfaitement symétrique.



Figure 29 : Schéma du montage d'un TBJ auquel un signal RF est appliqué en mode push-pull grâce à un balun. Le signal dans la branche centrale est mesuré par un analyseur de spectre (d'après [56]).

Signalons également l'existence de mesures temporelles réalisées à basse fréquence et permettant l'observation à l'oscilloscope d'une fréquence de sortie double pour un dispositif intégrant un TBJ [57]. La jonction à 3 branches est associée à un canal (*point contact*) dit 1D-latéral FET qui sert à amplifier le signal en sortie de la branche centrale du TBJ. Le doublement de la fréquence a été obtenu pour une fréquence d'entrée de 37 Hz. Le signal périodique de sortie, plus complexe que le signal sinusoïdal attendu dans la branche centrale du TBJ, présente une fréquence de 74 Hz. Il est important de noter que l'amplitude du signal appliqué à chacune des branches est de l'ordre du volt. Le fonctionnement de ce dispositif n'est donc probablement pas limité au domaine de tension défini pour l'obtention de la relation quadratique du YBJ sur laquelle on s'appuie pour observer le redressement ou le doublement de fréquence.

# d-Mélangeur et détecteur de phase

L'étude la plus récente sur le TBJ date de 2007 et concerne son fonctionnement en mélangeur et en détecteur de phase à température ambiante [58]. Bien que les mesures validant ces propriétés soit très intéressantes, les limites fréquentielles observées par Sun *et al* sont inhérentes à l'environnement de mesure et non aux raisons invoquées par les auteurs (Figure 30). En l'occurrence, le niveau de sortie à 1kHz de l'ordre de 0.25V correspond vraisemblablement à une mesure sur 1M $\Omega$  et non pas sur 50 $\Omega$ . La décroissance rapide du niveau de sortie lorsque l'on passe de 1kHz à 1MHz, associé par les auteurs à une capacité parasite intrinsèque liée à des défauts de surface est bien discutable. Une telle décroissance correspond en fait à des valeurs de capacités entre le pF et le nF (il n'est pas possible d'être plus précis, les auteurs n'indiquant pas l'impédance de la branche). Cette capacité est selon toute vraisemblance celle des câbles coaxiaux employés. La fréquence de coupure du système de mesure associée au dispositif est de l'ordre de quelques kHz. Cela est confirmé également par le spectre présenté par les auteurs. L'amplitude de l'harmonique à 19kHz (somme des fréquences d'entrée) est un ordre de grandeur plus faible que l'harmonique à 1kHz (différence des fréquences d'entrée) au lieu du résultat attendu, à savoir un niveau comparable.



Figure 30 : Fonctionnement en mélangeur du TBJ. Les signaux sinusoïdaux appliqués en entrée ont une amplitude 1V. La tension de sortie dans la branche centrale est représentée dans les domaines de temps et de fréquence. En a) et b), les fréquences des signaux dans les branches gauche et droite sont respectivement de 9 et 10 kHz. En c) et d), les fréquences des signaux dans les branches gauche et droite sont respectivement de 9 et 10 MHz [58].

## e-Portes logiques

Un fonctionnement du TBJ en porte logique a été envisagé par Xu [42]. Il s'appuie sur le fait que la tension dans la branche centrale est plus proche du potentiel le plus bas appliqué aux branches gauche et droite. En régime de saturation du courant, correspondant à des tensions V de l'ordre du volt, la tension dans la branche centrale est du même ordre que la tension appliquée la plus basse (Figure 31).





Figure 31 : a) Image MEB du TBJ mesuré en porte logique. b) Fonctionnement du TBJ en porte logique AND avec un état haut correspondant à une tension de 1V et un état bas correspondant à -1V. (d'après [55])

L'auteur définit ainsi deux états de réponse dans la branche centrale, ce qui n'est pas le cas dans le domaine de fonctionnement balistique. Ainsi, le TBJ se comporte comme une fonction AND si l'état haut est défini par une tension positive et l'état bas par une tension négative (polarisation push-pull) ou nulle (polarisation push-fix). Il peut aussi se comporter comme une porte OR, si l'état haut est représenté par une tension négative et l'état bas par une tension nulle. Il est important de remarquer que ce comportement ne peut pas être observé dans le domaine de fonctionnement quadratique du TBJ. En effet, la relation quadratique caractéristique du régime balistique n'implique pas un écart suffisant de la tension de sortie $V_c$  par rapport à la moyenne des potentiels des branches gauche et droite. On ne peut alors plus définir deux états de sortie.

Très récemment Müller *et al.* ont intégré trois jonctions en T pour former une porte de type NOR [59]. Cependant les niveaux d'entrée et de sortie sont incompatibles. Par ailleurs, les largeurs des branches sont inférieures à la largeur de déplétion à température ambiante dans l'hétérostructure GaAs/Al<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>As employée pour la réalisation des dispositifs. Ainsi, les impédances des branches sont très élevées. Cela explique les faibles niveaux de courant mesurés dans la branche horizontale d'un T fonctionnant en transistor, même lorsqu'on ouvre le canal en polarisant la branche centrale qui sert de grille avec des tensions Vg fortement positives. L'impédance de la branche horizontale est d'environ 600 k $\Omega$  pour Vg=0V. Cela limite *a priori* considérablement la montée en fréquence du fonctionnement de la porte logique.

Le fonctionnement logique a aussi été récemment exploité dans une jonction multi branches à entrées multiples [60]. Là encore, bien que ce dispositif ait des dimensions balistiques, l'état logique haut est défini pour un potentiel tel que l'on sort du régime de fonctionnement quadratique. En effet, la différence de potentiel entre deux branches doit être limitée à 0.7V sur une structure du type  $In_{0.75}Ga_{0.25}As/InP$ .



Figure 32 : Schéma du circuit logique.  $V_x$  et  $V_y$  sont les entrées. La tension de sortie  $V_{bl,2}$  se comporte comme une adresse NAND,  $V_{br,2}$  comme une adresse AND [61].

Reitzenstein *et al* ont réalisé une porte logique de type NAND combinée à une porte AND, en associant deux TBJs (Figure 32). Le fonctionnement de ce dispositif a été vérifié à 4.2K [61]. Notons que ce dispositif présente une hystérésis de fonctionnement grâce à la boucle de rétroaction liée au couplage de la tension de sortie  $V_{bl,2}$  avec la grille droite de YBS2. Ce comportement est du type Trigger de Schmitt, avec deux tensions de commutation en entrée (commutation bistable) : une pour passer de l'état bas à l'état haut en sortie et l'autre pour commuter en sens inverse [62]. La différence entre ces 2 tensions s'appelle l'hystérésis de commutation. Elle est de 70 mV pour V<sub>bias</sub>=1.5V.

Des résultats sur un demi-additionneur fonctionnant à température ambiante ont récemment été publiés par Reitzenstein *et al* [63]. Il s'agit d'un circuit logique plus complexe (Figure 33).



Figure 33 : Image MEB du demi-additionneur et montage de mesure permettant l'obtention de la fonction logique AND en sortie  $V_c$  et de la fonction XOR en sortie  $V_z$ , les entrées étant  $V_x$  et  $V_y$  (d'après [63]).

Les signaux logiques d'entrée sont  $V_x$  et  $V_y$ . Un point de fonctionnement est défini en fixant  $V_s$  et  $V_d$ . Tous les potentiels sont définis par rapport à une masse commune. La tension de sortie  $V_c$  permet de réaliser une porte AND, la tension  $V_z$  une porte XOR (Figure 34).



Figure 34 : Table de vérité du demi-additionneur à température ambiante. Tensions de sortie en fonction des signaux logiques d'entrée des branches x et y. L'état haut (H) d'entrée est fixé à 0.1V, l'état bas (L) d'entrée à -0.85V. Le point de fonctionnement est pris à  $V_d$ =0.1V et  $V_s$ =-0.45V [63].

Il est important de remarquer que les niveaux de tension employés pour définir les états d'entrée haut et bas sont trop importants pour que le déplacement des électrons puisse être balistique. Pourtant, il est probable que le même type de fonctionnement aurait pu être observé pour des potentiels plus faibles. Le problème vient du fait que les niveaux de sortie haut et bas ont été définis respectivement pour l'ensemble des tensions positives et l'ensemble des tensions négatives. Ainsi, le fonctionnement de la branche c est vu comme une porte logique de type AND. Or, comme on peut le voir sur la table de vérité du circuit, il n'y a pas réellement deux niveaux de tension de sortie  $V_c$ , mais trois au minimum. Il est donc difficile de définir deux états logiques en sortie, comme cela a été fait.

# 1.2.3. Conclusion sur les TBJ

L'état de l'art présenté ici sur les jonctions balistiques à trois terminaux mets en avant des propriétés électriques spécifiques telles que la caractéristique parabolique en courant continu et les propriétés qui en découlent en régime alternatif. Ainsi, nous avons présenté le fonctionnement en redresseur RF-DC et en doubleur de fréquence. Ces propriétés seront développées dans notre étude dans le but d'optimiser les performances des composants. Enfin, nous avons présenté de manière exhaustive l'utilisation des TBJ en porte logique. Ce comportement n'étant pas associé au domaine de tension fixé par le régime balistique, nous ne nous sommes pas intéressé à ce fonctionnement dans l'étude qui suit.

# Références bibliographiques

[1] Sze S.M., Physics of semiconductor devices, Wiley, New York, 1981

[2] Wallin D., Shorubalko I., Xu H.Q., Cappy A., *Nonlinear electrical properties of threeterminal junctions*, J. Appl. Phys., vol.89, p.092124 (2006)

[3] Knop M., Wieser U., Kunze U., Reuter D., Wieck A.D., *Ballistic rectification in an asymmetric mesoscopic cross junction*, Appl; Phys. Lett., vol.88, p.082110 (2006)

[4] Diduck Q., Margala M., Feldman M.J., A terahertz transistor based on geometrical deflection of ballistic current, Microwave Symposium Digest, IEEE MTT-S International (2006)

[5] Bourel P., Simulation Monte Carlo bidimensionnelle et étude expérimentale de transistors à effet de champ à hétérojonctions AlInAs/GaInAs adaptés en maille sur InP, Thèse de doctorat, USTL Lille, 1991

[6] Ferrier M., Angers L., Rowe A.C.H., Guéron S., Bouchiat H., Texier C., Montambaux G., Mailly D., *Direct measurement of the phase-coherence length in a GaAs/GaAlAs square network*, Phys. Rev. Lett., vol.93, p.246804 (2004)

[7] Hieke K., Ulfward M., *Nonlinear operation of the Y-branch switch: ballistic switching mode at room temperature*, Phys. Rew. B, vol.62, No.24, pp.16727-16730 (2000)

[8] Song A.M., Lorke A., Kriele A., Kotthaus J.P., Wegscheider W., Bichler M., *Formalism* of nonlinear transport in mesoscopic conductors, Phys. Rev. Lett., vol.80, No.17, pp.3831-3834 (1998)

[9] Xu H.Q., *Diode and transistor behaviours of three-terminal ballistic junctions*, Appl. Phys. Lett., vol.80, No.5, pp.853-855 (2002)

[10] Song A.M., Nonlinear electron transport in an asymmetric microjunction: a ballistic rectifier, Phys. Rev. B, vol.59, No.15, pp.9806-9809 (1999)

[11] Büttiker M., *Four-terminal phase-coherent conductance*, Phys. Rev. Lett., vol.57, No.14, pp.1761-1764 (1986)

[12] González T., Vasallo B.G., Pardo D., Mateos J., *Room temperature nonlinear transport in ballistic nanodevices*, Semicond. Sci. Technol., pp.S125-S127 (2004)

[13] Xu H.Q. *Electrical properties of three-terminal ballistic junctions*, Appl. Phys. Lett., vol.78, No.14, pp.2064-2066 (2001)

[14] Shorubalko I., Xu H.Q., Maximov I., Omling P., Samuelson L., Seifert W., *Nonlinear operation of GaInAs/InP-based three-terminal ballistic junctions*, Appl. Phys. Lett., vol.79, No.9, pp.1384-1386 (2001)

[15] Xu H.Q., Shorubalko I., Maximov I., Seifert W., Omling P., Samuelson L., *A novel device principle for nanoelectronics*, Mat. Sc. and Engin.C, vol.19, pp.417-420 (2002)

[16] Mateos J., Vasallo B.G., Pardo D., González T., Galloo J.S., Roelens Y., Bollaert S., Cappy A., *Ballistic nanodevices for terahertz data processing : Monte Carlo simulations*, Nanotechnology, vol.14, pp.117-122 (2003)

[17] Mateos J., González T., Pardo D., Hoel V., Happy H., Cappy A., *Improved Monte Carlo algorithm for the simulation of \delta-doped AlInAs/GaInAs HEMT's*, IEEE Trans Electron Devices, vol.47, No.1, pp.250-253 (2000)

[18] Ashcroft N.W., Mermin N.D., Solid state physics (1976)

[19] Linke H., Song A.M., *Electron ratchets-Nonlinear electron transport in semiconductor dot and antidot structures, Electron transport in quantum dots*, pp.317-362, Bird (2003)

[20] Shur M., Semiconductor device modeling I - Lecture slides, 1998-2006

http://nina.ecse.rpi.edu/shur/SDM1/Notes/08velocity.pdf

[21] Wang J., Lundstrom M., *Ballistic transport in high electron mobility transistor*, IEEE Trans Electron Devices, vol.50, No.7 (2003)

[22] Shur M.S., Low ballistic mobility in submicron HEMTs, IEEE Electron Device Lett., vol.23, No.9 (2002)

[23] Nam P., Tsai R., Lange M., Deal W., Lee J., Namba C., Liu P., Grundbacher R., Wang J., Barsky M., Gutierrez-Aitken A., Olson S., *Shallow mesa isolation of AlSb/InAs HEMT with AlGaSb buffer layer using inductively coupled plasma etching*, GaAs ManTech Digest (2005)

[24] Song A.M., Lorke A., Kriele A., Kotthaus J.P., Wegscheider W., Bichler M., *Nonlinear electron transport in an assymetric microjunction*, Phys. Rev. Lett., vol.80, pp.3831-3834 (1998)

[25] Hartmann D., Reitzenstein S., Worschech L., Forchel A., *Static memory element based* on electron Y-branch switch, IEEE Electron. Lett., vol.41, No.6, pp.303-304 (2005)

[26] Müller C.R., Worschech L., Spanheimer D., Forchel A., *Current and voltage gain in a monolithic GaAs/AlGaAs TTJ at room temperature*, IEEE Electron Device Lett., vol.27, No.4, pp.208-210 (2006)

[27] Ramvall P., Carlsson N., Omling P., Samuelson L., Seifert W., Stolze M., Wang Q., Ga<sub>0.25</sub>In<sub>0.75</sub>As/InP quantum wells with extremely high and anisotropic two-dimensional electron gas mobilities, Appl. Phys. Lett., vol.68, No.8, pp1111-1113 (1995)

[28] Song A.M., Omling P., Samuelson L., Seifert W., Shorubalko I., Zirath H., *Operation of InGaAs/InP-based ballistic rectifiers at room temperature and frequencies up to 50 GHz*, Jpn. J. Appl. Phys., vol.40, pp.L909-L911 (2001)

[29] Song A.M., Maximov I., Missous M., Seifert W., *Diode-like characteristics of nanometer-scale semiconductor channels with broken symmetry*, Physica E, vol.21, pp.1116-1120 (2004)

[30] Tiwari S., Franck D.J., *Empirical fit to band discontinuities and barrier heights in III-V alloy systems*, Appl. Phys. Lett., vol.60, No.5, pp.630-632 (1991)

[31] Harrison J.M., Hauser J.R., *Theoritical calculations of electron mobility in ternary III-V compounds*, J. Appl. Phys., vol.47, pp.292-300 (1976)

[32] Diez E., Chen Y.P., Avesque S., Hilke M., Peled E., Shahar D., Cervero J.M., *Twodimensional electron gas in InGaAs/InAlAs quantum wells*, Appl. Phys. Lett., vol.88, p.052107 (2006)

[33] Worschech L., Beuscher F., Forchel A., *Quantized conductance in up to 20µm long shallow etched GaAs/AlGaAs quantum wires*, Appl. Phys. Lett., vol.75, No.4, pp.578-580 (1999)

[34] Maximov I., Carlberg P., Wallin D., Shorubalko I., Seifert W., Xu H.Q., Montelius L., Samuelson L., *Nanoimprint lithography for fabrication of three-terminal ballistic junctions in InP/GaInAs*, Nanotechnology, vol.13, pp.666-668 (2002)

[35] Song A.M., *Room-temperature ballistic nanodevices, Encyclopedia of nanoscience and nanotechnology*, vol.9, pp.371-389, American Scientific Publishers(2004)

[36] Song A.M., Missous M., Omling P., Maximov I., Seifert W., Samuelson L., *Nanometer-scale two-terminal semiconductor memory operating at room temperature*, Appl. Phys. Lett., vol.86, p.042106 (2005)

[37] Song A.M., Omling P., Samuelson L., Seifert W., Shorubalko I., *Room-temperature and* 50 GHz operation of a functional nanomaterial, Appl. Phys. Lett., vol.79, No.9, pp.1357-1359 (2001)

[38] De Haan S., Lorke A., Kotthaus J.P., Wegscheider W., Bichler M., *Rectification in mesoscopic systems with broken symmetry: quasiclassical ballistic versus classical transport*, Phys. Rev. Lett., vol.92, No.5, p056806 (2004)

[39] Fleischmann R., Geisel T., *Mesoscopic rectifiers based on ballistic transport*, Phys. Rev. Lett., vol.89, No.1, p.016804 (2002)

[40] Buttiker M., Sanchez D., *Comment on 'Mesoscopic rectifiers based on ballistic transport'*, Phys. Rev. Lett., vol.90, No.11, p. 119701 (2003)

[41] Geisel T., Fleischmann R., *Geisel and Fleischmann reply*, Phys. Rev. Lett., vol.90, No.11, p.119702 (2003)

[42] Xu H.Q., A novel electrical property of three-terminal ballistic junctions and its applications in nanoelectronics, Physica E, vol.13, pp.942-945 (2002)

[43] Worschech L., Xu H.Q., Forchel A., Samuelson L., *Bias-voltage-induced asymmetry in nanoelectronic Y-branches*, Appl. Phys. Lett., vol. 79, No. 20, pp.3287-3289 (2001)

[44] Shorubalko I., *Quantum and ballistic nanodevices*, Thèse de doctorat, Lund Institute of Technology, Lund University, Sweden (2003)

[45] Wesström J.-O. J., *Self-gating in the electron Y-branch switch*, Phys. Rev. Lett., vol.82, No.12, pp.2564-2567 (1999)

[46] Reitzenstein S., Worschech L., Hartmann P., Kamp M., Forchel A., *Capacitive-coupling-enhanced gain in an electron Y-branch switch*, Phys. Rev. Lett., vol.89, No.22, p.226804 (2002)

[47] Mateos J., González T., Pardo D., Hoel V., Happy H., Cappy A., *Effect of T-gate on the performance of recessed HEMTS. A Monte Carlo analysis*, Semicond. Sci. Technol., vol.14, pp.864-870 (1999)

[48] Gonzalez T., Bulashenko O.M., Mateos J., Pardo D., Reggiani L., *Effect of long-range Coulomb interaction on shot-noise suppression in ballistic transport*, Phys. Rev. B, vol. 56, No.11, pp.6424-6427 (1997)

[49] Mateos J., Vasallo B.G., Pardo D., González T., Galloo J.S., Bollaert S., Roelens Y., Cappy A., *Microscopic modeling of nonlinear transport in ballistic nanodevices*, IEEE Trans. Electron Devices, vol.50, No.9, pp.1897-1905 (2003)

[50] Mateos J., Vasallo B.G., Pardo D., González T., Pichonat E., Galloo J.S., Bollaert S., Roelens Y., Cappy A., *Nonlinear effects in T-branch junctions*, IEEE Electron Dev. Lett., vol.25, No. 5, pp.235-237 (2004)

[51] Iñiguez-de-la-Torre I., Mateos J., González T., Pardo D., Galloo J.S., Bollaert S., Roelens Y., Cappy A., *Influence of the surface charge on the operation of ballistic T-branch junctions: a self-consistent model for Monte Carlo simulations*, Semicond. Sci. Technol., vol.22, pp.663-670 (2007)

[52] NanoTera IST project 2001-32517, *Ballistic nanodevices for Terahertz data processing*, Third year and final report, janvier 2005

[53] Xu H.Q., Shorubalko I., Wallin D., Maximov I., Omling P., Samuelson L., Seifert W., *Novel nanoelectronic triodes and logic devices with TBJs*, IEEE Electron Dev. Lett., vol.25, No.4, pp.164-166 (2004)

[54] Shorubalko I., Xu H.Q., Omling P., Samuelson L., *Tunable nonlinear current-voltage characteristics of three-terminal ballistic nanojunctions*, Appl. Phys. Lett., vol.83, No.12, pp.2369-2371 (2003)

[55] Worschech L., Schliemann A., Reitzenstein, Hartmann, Forchel A., *Microwave rectification in ballistic nanojunctions at room temperature*, Microelectron. Eng., vol.63, pp.217-221 (2002)

[56] Lewén R., Maximov I., Shorubalko I., Samuelson L., Thylén L., Xu H.Q., *High frequency characterization of a GaInAs/InP electronic waveguide T-branch switch*, J. of Appl. Phys., vol.91, No.4, pp.2398-2402 (2002)

[57] Shorubalko I., Xu H.Q., Maximov I., Nilsson D., Omling P., Samuelson L., Seifert W., *A novel frequency-multiplication device based on three-terminal ballistic junction*, IEEE Electron Dev. Lett., vol.23, No.7, pp.377-379 (2002)

[58] Sun J., Wallin D., Brusheim P., Maximov I., Wang Z.G., Xu H.Q., *Frequency mixing* and phase detection functionalities of three-terminal ballistic junctions, Nanotechnology, vol.18, p.195205 (2007)

[59] Müller C.R., Worschech L., Höpfner P., Höfling S., Forchel A., *Monolithically integrated logic NOR gate based on GaAs/AlGaAs three-terminal junctions*, IEEE Electron Dev. Lett., vol.28, No10, pp.859-861 (2007)

[60] Wallin D., Xu H.Q., *Electrical properties and logic function of multibranch junction structures*, Appl. Phys. Lett., vol.86, p.253510 (2005)

[61] Reitzenstein S., Worschech L., Hartmann P., Forchel A., *Logic AND/NAND gates based* on three-terminal ballistic junctions, Electronics Lett., vol.38, No.17, pp.951-953 (2002)

[62] Reitzenstein S., Worschech L., Hartmann P., Forchel A., *Pronounced switching bistability in a feedback coupled nanoelectronic Y-branch switch*, vol.82, No.12, pp.1980-1982 (2003)

[63] Reitzenstein S., Worschech L., Forchel A., *Room-temperature operation of an in-plane half-adder on ballistic Y-junctions*, IEEE Electron Dev. Lett., vol.25, No.7, pp.462-464 (2004)

# **Chapitre2**

# Hétérostructures et procédés technologiques

Dans ce chapitre, nous allons présenter les hétérostructures et les procédés technologiques existants et montrer les améliorations que nous avons apportées. Ainsi, nous allons présenter l'hétérostructure à haute mobilité, compatible avec la technologie HEMT, utilisée dans le cadre du projet européen NANOTERA pour exploiter le transport balistique. Le fonctionnement balistique à température ambiante suppose la réalisation de dispositifs de quelques dizaines de nanomètres qui ont donc une impédance élevée. Pour diminuer cette haute impédance qui limite la montée en fréquence, une nouvelle structure de couche avec trois canaux de conduction a été conçue. Par ailleurs, nous allons montrer l'amélioration du procédé de fabrication des composants balistiques vis-à-vis de la lithographie électronique de la résine négative HSQ et une nouvelle méthode basée sur l'utilisation d'un masque de nitrure de silicium. Enfin, une nouvelle technique d'élaboration de grille Schottky pour les composants balistiques à partir d'une gravure du fossé de grille adaptée à notre hétérojonction et à la taille de nos dispositifs sera détaillée.

# 2.1. Hétérostructures

#### 2.1.1. Croissance des couches

Toutes les épitaxies que nous avons employées dans le cadre de cette thèse ont été fabriquées par le groupe Epiphy de l'IEMN. Elles ont été réalisées par Epitaxie par Jet Moléculaire (*MBE*) sous ultravide sur des substrats semi-isolants d'InP (100) fournis par la société InPact. Les couches ont été réalisées dans deux types de bâtis : un RIBER 32 qui présente des sources gazeuses de phosphine et d'arsine pour les éléments V et un RIBER 21 avec uniquement des sources solides sous forme de cellules d'effusion des métaux purs. Dans les deux cas, les éléments V sont apportés sous la forme des molécules P<sub>2</sub> ou P<sub>4</sub> et d'As<sub>2</sub> ou d'As<sub>4</sub>. Les éléments III sont toujours amenés par l'évaporation de sources solides d'indium, de gallium et d'aluminium. L'élément IV servant au dopage du type donneur par substitution d'éléments III dans le cristal, le silicium, est lui aussi fourni par une source solide. Les creusets contenant les différents métaux sont disposés en couronne, l'homogénéité de la croissance sur les substrats circulaires de 2 pouces étant assurée durant les dépôts par la rotation du porte-substrat. Les vitesses de croissance sont de l'ordre de la monocouche par seconde. Les dépôts d'éléments III sont réalisés grâce à une température des vapeurs supérieure à la température du substrat qui permet la condensation des éléments sur la surface des échantillons. Le dépôt de l'élément V, dont le flux est en excès par rapport à celui de l'élément III et la température inférieure à celle du substrat, est réalisé par la reconstruction de surface avec les éléments III présents sur le front de croissance.

La croissance est contrôlée par l'observation durant les dépôts des motifs RHEED (*Reflection High Energy Electron Diffraction*). Cette analyse spectroscopique permet de déterminer précisément l'évolution du front de croissance grâce à la diffraction d'électrons en incidence rasante par rapport à la surface. Une autre technique d'analyse, la XPS (*X-ray Photoemission Spectroscopy*) est elle utilisée *ex situ*, en l'occurence dans une autre chambre que la chambre de croissance, pour contrôler la composition atomique de l'épitaxie mais aussi la qualité des interfaces.

# 2.1.2. Structures pseudomorphiques

Comme cela a été précisé dans le premier chapitre, l'hétérostructure employée pour la réalisation de dispositifs balistiques est une version optimisée des hétérostructures couramment employées pour les transistors HEMTs. Une longue expérience existe à l'IEMN sur ce sujet avec par exemple des transistors réalisés à partir de la filière adaptée en maille sur InP, comme notamment la réalisation de transistors double-grille, dont l'étape de report nécessite le minimum de contraintes dans le matériau [1]. Par ailleurs, le record de la fréquence maximum d'oscillation  $f_{max}$  a été obtenu avec cette filière ( $f_{max}$ =540GHz pour une longueur de grille de 30 nm) [2]. Notons cependant que des HEMTs pseudomorphiques, dont l'augmentation du taux d'indium dans le canal permet une augmentation de la discontinuité de la bande de conduction, sont réalisés dans le but d'améliorer les propriétés de transport. La contrepartie est une diminution de la tension de claquage source-drain du fait d'une diminution de l'énergie de gap du canal. Le record de fréquence de transition du gain en courant  $f_T$  a ainsi été obtenu par Fujitsu avec l'hétérojonction  $In_{0.7}Ga_{0.3}As/In_{0.52}Al_{0.48}As$  ( $f_T$ =562GHz pour une longueur de grille de 25 nm) [3].

Tous les composants balistiques que nous avons fabriqués ont été réalisés sur des structures pseudomorphiques du type In<sub>0.75</sub>Ga<sub>0.25</sub>As/In<sub>0.52</sub>Al<sub>0.48</sub>As sur substrat d'InP (Figure 35).



Figure 35 : Schémas des structures de bande des hétérojonctions utilisées pour la réalisation de HEMTs adaptés en maille (gauche) et de dispositifs balistiques (droite).

Plus le taux d'indium x dans le canal est élevé, plus la masse effective de l'électron dans  $In_xGa_{1-x}As$  est faible ce qui est associé à des vitesses électroniques plus importantes. Par ailleurs, l'énergie  $\Delta E_{\Gamma-L}$  entre les vallées  $\Gamma$  et L est d'autant plus importante que le taux x est grand, ce qui rend d'autant plus difficile le passage en vallée supérieure et donc l'obtention d'électrons chauds. Or, comme cela a déjà été montré par des simulations Monte Carlo, la limite au régime de transport quadratique est liée au transfert intervallées, avec des électrons chauds plus massifs et donc moins rapides [4]. Enfin, l'énergie de gap  $In_xGa_{1-x}As$  diminuant avec x qui croit, la discontinuité de bande de conduction est d'autant plus marquée, permettant un meilleur confinement des électrons dans le canal.

### 2.1.3. Structure monocanal

La différence essentielle entre l'optimisation de la structure de couche des HEMTs et des dispositifs balistiques provient du fait que la mobilité des électrons dans la structure de couche doit être maximale quitte à avoir une densité de charges dans le canal plus faible. En effet, pour qu'un déplacement balistique puisse être envisagé, les électrons présents dans le puit quantique doivent subir le minimum d'interactions. En particulier, les interactions coulombiennes sur impuretés liées aux atomes donneurs doivent être limitées.

### 2.1.3.1.Optimisation de la couche de contact

Les impuretés sont contenues essentiellement dans le plan de dopage et la couche de contact (*cap*) qui sont dopés avec des donneurs d'électrons. La couche de contact, dont le dopage volumique compense la charge de surface liée au potentiel de surface, doit avoir une épaisseur optimisée, pour que le nombre de porteurs libres dans cette couche soit minimal. Ainsi, l'essentiel des porteurs libres de l'hétérostructure sont localisés dans la couche à haute mobilité, le canal. Cette optimisation a été réalisée par le passé grâce à la mesure des paramètres de Hall d'une couche d'In<sub>0.53</sub>Ga<sub>0.47</sub>As de 200nm d'épaisseur avec un dopage Nd=6x10<sup>18</sup>cm<sup>-3</sup> uniforme en volume [5]. Cette couche présente une densité de charges libres N<sub>H</sub>=6x10<sup>12</sup>cm<sup>-2</sup>. Or, les électrons provenant des donneurs se répartissent entre la surface, où ils participent à la charge de surface à l'interface entre l'air et le semi-conducteur, et le volume, où ils vont participer à la conduction. La densité des électrons de conduction est celle calculée par les mesures de Hall. Ainsi, la charge de surface est estimée à  $6x10^{12}$ cm<sup>-2</sup>. Une épaisseur de déplétion de la couche de contact de 10 nm a de cette façon été évaluée. L'épaisseur du *cap*, pour laquelle la totalité des électrons fournis par le dopage participent à la charge totalité des électrons fournis par le dopage participent à la charge de surface at l'an est donc fixée à 10 nm.

### 2.1.3.2. Optimisation du dopage et de l'espaceur

Le plan de dopage et l'épaisseur de l'espaceur doivent être optimisés pour que la majorité des charges du plan dopant se retrouve dans le canal. Là encore, il s'agit de limiter le nombre de charges libres en dehors du canal tout en assurant une mobilité électronique maximale. Pour cela, des simulations à l'aide d'un logiciel de résolution de l'équation de Schrödinger ont été réalisées (Figure 36). Il s'agit de Schrod-Poisson-V7<sup>®</sup> développé par D. Théron et O. Schuler à l'IEMN. Les simulations permettent l'obtention des structures de bande et des fonctions d'onde des électrons et donc de leur distribution au sein d'une épitaxie de matériaux semiconducteurs. Ces simulations s'appuient sur les données de chaque couche de l'hétérostructure, essentiellement leur épaisseur et leur dopage.



Figure 36 : Structures de bande et densités électroniques obtenues avec Schrod-Poisson-V7<sup>®</sup>. L'épitaxie de gauche présente un espaceur de 200Å et 40% des électrons sont dans le puit, l'épitaxie de droite un espaceur de 100Å et 65% des électrons sont dans le puit. Dans les deux cas, le dopage est fixé à  $4.5 \times 10^{12}$  cm<sup>-2</sup>.

La figure précédente (Figure 36) illustre la problématique classique du transfert de charges du plan de dopage dans le canal. Pour ce qui est des deux structures présentées, celle dont l'épaisseur de l'espaceur est de 200Å présente 40% des charges libres dans le canal, celle dont l'épaisseur n'est plus que de 100Å présente 65% des charges dans le canal. On constate ainsi qu'un espaceur trop épais réduit le transfert des électrons libres dans le puit de potentiel. Toutefois, plus l'épaisseur d'espaceur sera importante plus la mobilité des électrons dans le canal sera élevée du fait d'une réduction des interactions coulombiennes avec les charges du plan de dopage. Ainsi, une étude expérimentale sur l'optimisation de l'épaisseur de l'espaceur a été menée dans le cadre du projet européen NANOTERA [6]. En effet, des mesures de Hall ont été réalisées sur des épitaxies avec des épaisseurs d'espaceur différentes (Figure 37).

Epaisseur de	Plan de	300K		77K	
l'espaceur L <sub>e</sub>	dopage	$\mu_{\rm H}$	N <sub>H</sub>	$\mu_{\rm H}$	N <sub>H</sub>
(Å)	$(10^{12} \text{cm}^{-2})$	(cm²/Vs)	$(10^{12} \text{cm}^{-2})$	(cm²/Vs)	$(10^{12} \text{cm}^{-2})$
50	5	11700	3.6	46800	3
100	4.5	14000	2.65	74000	2.6
200	4	14800	1.82	92000	1.76

Figure 37 : Mesures de densité surfacique de charges libres ( $N_H$ ) et de mobilité ( $\mu_H$ ) par effet Hall sur des hétérostructures présentant des épaisseurs d'espaceur différentes.

Il est important également de préciser que l'épaisseur de 100Å est la limite en dessous de laquelle les interactions coulombiennes deviennent trop importantes, faisant chuter sensiblement la mobilité électronique. En revanche, l'augmentation de cette épaisseur ne permet pas d'obtenir beaucoup plus de mobilité et fait chuter de manière drastique la densité de charges libres.

Figure 36, il faut noter que la structure de droite est celle employée pour la réalisation de nos dispositifs balistiques.

L'hétérostructure avec l'épaisseur d'espaceur  $L_e$  de 100Å a donc été choisie pour la réalisation de nos dispositifs balistiques, car elle présente le meilleur compromis entre la densité de porteurs de charge et la mobilité électronique. On peut remarquer qu'expérimentalement, pour l'épitaxie avec  $L_e = 100$ Å, on trouve que 60% des charges sont transférées du plan de dopage dans le canal, tandis que seulement 45% des charges sont transférées lorsque  $L_e = 200$ Å. Ces pourcentages supposent qu'il n'y pas de transport parallèle diffusif dans le cap lié au dopage de ce dernier.

# 2.1.3.3.Epitaxie

Finalement, la structure monocanal optimisée pour la réalisation de composants balistiques est représentée sur la figure suivante.

Contact In <sub>0.5</sub>	53Ga <sub>0.47</sub> As	6x10 <sup>18</sup> cm <sup>-3</sup>	³ 100Å
Schottky	$In_{0.52}Al_{0.52}$	<sub>48</sub> As	150Å
Plan de dopage		δ <sub>Si</sub> =4 <b>.</b> 5.1	$0^{12} \text{cm}^{-2}$
Espaceur	$In_{0.52}Al_{0.}$	48As	100Å
Canal	In <sub>0.75</sub> Ga <sub>0.2</sub>	<sub>25</sub> As	150Å
Tampon	In <sub>0.52</sub> Al <sub>0.4</sub>	<sub>8</sub> As	4000Å
Substrat	InP SI		

Figure 38 : Structure InGaAs/InAlAs sur substrat InP utilisée pour la réalisation de composants balistiques ( $\mu_H$ =2.6x10<sup>12</sup>cm<sup>-2</sup>, N<sub>H</sub>=14000cm<sup>2</sup>/(Vs) à 300K).

# 2.1.4. Structure multicanaux

# 2.1.4.1.Problématique

La problématique des dispositifs balistique est celle commune à de nombreux nanodispositifs telles que les nanofils ou les nanotubes, puisque liée à leur largeur nanométrique qui implique de très hautes impédances de l'ordre de plusieurs k $\Omega$  [7,8,9]. Si on se base sur le modèle d'un simple circuit RC, on comprend aisément que si on cherche à diminuer la capacité extrinsèque du dispositif, en optimisant les accès, c'est-à-dire en réduisant leur taille, on augmente la résistance du dispositif. Une optimisation de la morphologie des accès est donc nécessaire pour minimiser le produit RC et donc optimiser les performances HF des composants

balistiques [10,11]. Une autre façon de minimiser l'impédance est de diminuer la résistance des dispositifs en effectuant une parallélisation. Celle-ci peut-être réalisée horizontalement, comme nous le verrons plus loin sur les redresseurs balistiques, ou verticalement, grâce à une structure de couche à plusieurs canaux de conduction. Ainsi, nous avons simulé et épitaxié des hétérostructures à 3 puits quantiques sur lesquelles ont été réalisés des composants balistiques. Deux outils de simulations ont été employés pour connaître la distribution des charges dans les différentes couches et s'assurer ainsi de la potentialité des hétérostructures pour la très haute mobilité. Des simulations ont été menées avec le logiciel ATLAS de Silvaco<sup>®</sup>. Grâce à la résolution des équations de Schrödinger et de Poisson, nous pouvons obtenir la structure de bande des hétérojonctions, ainsi que les fonctions d'ondes des sousbandes. Ainsi, les niveaux d'énergie quantifiés étant connus, l'utilisation de la statistique de Fermi-Dirac permet d'obtenir la densité volumique d'électrons en un point à partir de la somme des probabilités de présence de l'électron sur les différents niveaux quantiques. Des simulations ont aussi été réalisées avec le logiciel Schrod-Poisson-V7<sup>®</sup> présenté plus haut.

# 2.1.4.2. Hypothèses de départ

Il s'agit d'obtenir des structures à 3 canaux pseudomorphiques avec 75% d'indium. Les plans dopants doivent être optimisés par rapport à leur nombre, leur position relative aux canaux et leur niveau de dopage. Du fait d'un désaccord de maille  $\Delta a/a=1.5\%$  entre In<sub>0.75</sub>Ga<sub>0.25</sub>As et InP, la présence de 3 canaux dans la structure impose que leur épaisseur soit limitée pour ne pas dépasser l'épaisseur critique de l'épitaxie au-delà de laquelle des défauts cristallins apparaissent. Elle est fixée à 120Å, limite en dessous de laquelle l'expérience acquise sur les HEMTs prouve que la mobilité électronique chute sensiblement. Comme pour la structure monocanal, l'épaisseur des espaceurs ne sera pas inférieure à 100Å pour éviter un maximum les interactions coulombiennes qui, là encore, feraient chuter de manière importante la mobilité. Nous allons voir que ces espaceurs sont d'épaisseur suffisante pour que la majorité des charges soient dans les canaux et non dans les plans parallèles, tout en ayant un dopage suffisant pour chaque plan. De plus, pour compenser les contraintes en compression sur les canaux, le taux d'indium des espaceurs sera diminué à 45% pour qu'ils soient en légère tension par rapport à l'InP. Ainsi, l'épitaxie relativement épaisse peut être réalisée sans crainte de voir apparaître des relaxations plastiques, c'est-à-dire des dislocations au sein de l'hétérostructure.

### 2.1.4.3.Simulations

Les premières simulations ont rapidement montré qu'il fallait au moins trois plans de dopage pour pouvoir alimenter correctement les trois canaux. Deux configurations se sont alors vite imposées. Dans les deux structures, il y a un plan de dopage en dessous de la barrière Schottky, comme pour une structure classique, et un autre juste au-dessus de la couche tampon. La différence entre les deux hétérostructures réside dans la position du troisième plan de dopage qui est d'un côté ou de l'autre du canal central.

Dans les simulations sous ATLAS, environ 90% des charges se trouvent dans les 3 canaux (Figure 39). La grande majorité restante se situe dans la couche de contact (9%) et en bien moindre mesure dans le plan de dopage le plus superficiel. Cela s'explique par le fait que dans le logiciel ATLAS, nous avons défini l'interface entre l'air et le semiconducteur par la charge de surface. Cette dernière, qui, durant l'optimisation de l'épaisseur de la couche de contact, a été évaluée à  $6x10^{12}$ cm<sup>-2</sup> donne, dans ces simulations, une valeur à V<sub>b</sub> la barrière de potentiel entre l'air et le cap qui est un peu faible, puisque d'environ 0.2V. V<sub>b</sub> est vraisemblablement plus proche de 0.4V. Cette valeur est obtenue par la relation suivante, déduite du modèle simple d'un champ électrique dont le module décroît linéairement depuis la surface sur l'épaisseur de déplétion :

$$V_{b} = \frac{qN_{d}}{2\varepsilon} e_{d\varepsilon p}^{2}$$
<sup>(29)</sup>

Avec  $N_d$  le niveau de dopage volumique de la couche de contact ( $N_d = 6 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ),  $\varepsilon$  la permittivité de  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$  ( $\varepsilon_r = 13.9$ ) et  $e_{d\epsilon_p}$  l'épaisseur de déplétion du *cap*.


Figure 39 : Résultats fournis par le logiciel ATLAS de Silvaco<sup>®</sup> sur les bandes de conduction et la concentration volumique d'électrons pour les structures A et B à 3 canaux et 3 plans de dopage.

En revanche, la valeur de V<sub>b</sub> peut être introduite dans le logiciel Schrod-Poisson-V7<sup>®</sup>. En effet, la condition aux limites du niveau d'énergie de la bande de conduction en surface par rapport au niveau de Fermi peut être fixée. On trouve alors une bande de conduction plus vraisemblable au niveau de la couche de contact (Figure 40). La bande de conduction étant relevée, le nombre de charges restant dans le cap et le plan de dopage le plus superficiel devient négligeable. On a ainsi plus de 95% des électrons localisés dans les 3 canaux.



Figure 40 : Bandes de conduction et densités électroniques dans les deux structures à 3 canaux pseudomorphiques obtenues avec Schrod-Poisson-V7<sup>®</sup>. Dans les 2 cas, plus de 95% des charges sont présentes dans les puits quantiques.

Le tableau suivant récapitule la distribution des électrons dans les canaux des deux structures de couche d'après les deux logiciels de simulation :

% des électrons	ATLAS (Silvaco <sup>®</sup> )			Schrod-Poisson-V7®		
libres	Canal 1	Canal 2	Canal 3	Canal 1	Canal 2	Canal 3
Structure A	24%	24%	42%	24%	26%	48%
Structure B	45%	24%	24%	49%	23%	26%

Tableau 6 : Répartition des électrons entre les 3 canaux pour les deux hétérostructures envisagées d'après les logiciels ATLAS de Silvaco<sup>®</sup> et Schrod-Poisson-V7<sup>®</sup>.

Malgré la différence obtenue sur la bande de conduction à l'interface air-semiconducteur, suivant la façon dont on envisage le potentiel de surface, la distribution des charges dans les canaux, obtenue par les deux simulations, est quasiment la même.

# 2.1.4.4. Epitaxies





Figure 41 : Epitaxies à 3 canaux et 3 plans de dopage pour la réalisation de dispositifs balistiques sans grille. A :  $R_{\Box}$ =50 $\Omega$ . B :  $R_{\Box}$ =54 $\Omega$ .

Les deux hétérostructures que nous avons simulées ont donc été réalisées par MBE. Le détail des structures de couche est présenté Figure 41. Les résistances de couche obtenues pour les structures A et B, respectivement  $R_{\Box}$ =50 $\Omega$  et  $R_{\Box}$ =54 $\Omega$  (mesurées par la méthode du courant de Foucault) sont environ trois fois plus faibles que celle d'une structure monocanal optimisée pour le transport balistique.

Il faut noter que les structures à trois puits de potentiels ne sont pas utilisables pour la fabrication de transistors. En effet, le contrôle de grille ne pourrait pas être efficace sur les trois canaux. Ces épitaxies seront uniquement utilisées pour la réalisation de dispositifs balistiques sans grille.

Le Tableau 7 présente les mesures de Hall effectuées sur des trèfles de Van der Pauw réalisés sur l'hétérostructure balistique monocanal et sur la structure A à 3 canaux.

	Epaisseur	$\delta_{si} (10^{12})$		300K		7	7K
Structure	d'espaceur	$cm^{-2}$	$\mu_{\rm H}$	$N_{H}$	D	$\mu_{\rm H}$	$N_{\rm H}$
	(Å)	cm )	(cm²/Vs)	$(10^{12} \text{cm}^{-2})$	$\mathbf{N}_{\Box}$	(cm²/Vs)	$(10^{12} \text{cm}^{-2})$
Monocanal	100	4.5	14000	2.65	168	74000	2.6
Structure A	100	4/4/2	13300	8.6	55	54500	7.5
Structure B	100	3.5/4/2	12600	9.3	53.5	49200	8.3

Tableau 7 : Mesures de densité surfacique de charges libres (N<sub>H</sub>) et de mobilité électronique  $(\mu_H)$  par effet Hall sur des hétérostructures monocanal et à trois canaux.

Pour l'hétérostructure balistique à un seul canal, la densité de charges libres mesurée par effet Hall à 77K, sensiblement identique à celle mesurée à température ambiante, montre qu'il y a peu de charges en dehors du canal. Pour ce qui est des structures à trois canaux, la densité de charges plus faible à température de l'azote liquide qu'à 300K, tend à prouver qu'il y a un peu plus d'interactions sur impuretés. Il est vraisemblable qu'il y ait plus d'interactions coulombiennes dans ces structures où on multiplie les plans de dopage et les canaux, notamment à cause de la ségrégation du silicium dans les couches supérieures lors de la croissance de l'épitaxie. Ainsi, 87% à 89% des électrons libres se situent dans les trois canaux, tandis que 98% sont présents dans le puit de potentiel pour la structure monocanal. Ces calculs supposent que tous les électrons des plans parallèles sont piégés à 77K où les charges libres se situent donc toutes dans les canaux de conduction. Ces proportions sont plus faibles si on considère l'expression de la densité surfacique de porteurs mesurée par effet Hall  $N_{H}$ :

$$N_{H} = \frac{\left(\sum_{i} N_{i} \ \mu_{i}\right)^{2}}{\sum_{i} N_{i} \ \mu_{i}^{2}}$$
(30)

Avec  $N_i$  et  $\mu_i$  respectivement la densité surfacique de charges libres et la mobilité dans chaque couche i de l'épitaxie.

En effet, considérons la densité de charges libres  $N_{H}$  à température ambiante, que la densité dans le canal  $N_{canal}$  est définie par  $N_{H}$  à 77K où on suppose que l'on mesure uniquement les électrons de conduction les plus mobiles. Si on prend la plus haute mobilité obtenue pour une hétérostructure contenant In<sub>0.75</sub>Ga<sub>0.25</sub>As pour mobilité du canal, on a  $\mu_{canal}$  =14800 cm<sup>2</sup>/(Vs). Si, enfin, on considère  $\mu_{InALAs}$  =2000 cm<sup>2</sup>/(Vs), comme étant la mobilité dans les couches de In<sub>0.52</sub>Al<sub>0.48</sub>As, on trouve que 64% des charges libres de la structure A sont dans les canaux et 69% pour la structure B. La proportion de charges libres dans la structure monocanal est elle aussi un peu plus faible, puisque de 93%.

Pour ce qui est de la mobilité électronique dans les structures à trois canaux par rapport à la structure classique, elle est environ la même à température ambiante. Elle est un peu plus faible à température de l'azote liquide malgré des espaceurs identiques de 100Å, ce qui s'explique par un nombre d'impuretés et d'interactions coulombiennes plus important du fait de la multiplicité des plans de dopage et des canaux.

En résumé, la structure multicanaux présente une mobilité électronique à température ambiante de 13300 cm<sup>2</sup>/(Vs) comparable à celle des structures de couche employées jusque là pour la réalisation de dispositifs balistiques et une densité de charges libres trois fois supérieure à celle de la structure monocanal. Cela diminue d'autant la résistance de couche et donc *a posteriori* l'impédance des dispositifs balistiques.

#### 2.2. Procédés technologiques

La taille des dispositifs balistiques est de l'ordre de la centaine de nanomètres et nécessite donc l'utilisation de la lithographie électronique. En effet, la résolution accessible à l'IEMN en lithographie optique, limitée par la longueur d'onde du rayonnement ultraviolet de l'ordre 260 nm, n'est pas suffisante. Le masqueur électronique que nous employons est un LEICA EBPG5000+ avec une résolution optimale du faisceau d'électrons de 7 nm. Pour réaliser nos composants, nous ne descendrons pas en dessous d'une résolution de 10 nm.

Les grandes étapes de la fabrication des dispositifs balistiques sont successivement :

- Les marques d'alignement. Elles sont utilisées pour le réalignement lors des lithographies des différents niveaux de masques.
- Les mesas. L'isolation mesa consiste à définir dans l'hétérostructure des motifs isolés électriquement grâce à une gravure de l'épitaxie jusqu'à la couche tampon isolante. Les motifs ainsi formés constituent la zone balistique des dispositifs. L'hétérostructure est gravée par RIE (*Reactive Ion Etching*) là où elle n'est pas protégée par les motifs de résine. Malgré l'anisotropie de gravure, les mésas présentent un élargissement à leur base, qui est de l'ordre de 50 nm pour une gravure de 70 nm de profondeur. La gravure sèche adaptée à notre structure de couches, car permettant de graver de manière anisotrope nos couches, dont certaines, à base d'aluminium, sont difficiles à graver, est réalisée à l'aide d'un mélange de gaz CH<sub>4</sub>/H<sub>2</sub>/Ar. Ce plasma permet une gravure lente de nos épitaxies, de l'ordre quelques nm/min.
- Les contacts ohmiques. Il s'agit de métallisations Ni/Ge/Au/Ni/Au qui diffusent dans l'hétérostructure grâce à un recuit flash. (voir Annexes technologiques)
- Les plots d'épaississement. Simplement destinés à la pose des pointes pour les composants caractérisés en régime statique, il s'agit d'accès coplanaires pour les composants mesurés en hyperfréquences.

L'alignement au masqueur s'effectue grâce à un déplacement par pas de 320µm de la platine sur laquelle est fixée l'échantillon. L'écriture s'effectue dans une position fixe du masqueur par rapport à l'échantillon, le motif à écrire étant balayé par le faisceau électronique défléchi grâce à un champ magnétique. C'est au point de déflection nulle que la résolution du faisceau est maximum. C'est donc en ce point que l'on place le motif balistique (Figure 42).

Notons que pour les dispositifs balistiques, compte tenu de la précision nécessaire sur tous les réalignements lors des lithographies, ceux-ci sont effectués à l'aide de 4 marques par champ.



Figure 42 : Schémas des différents masques employés lors des différentes étapes de lithographie pour la réalisation des composants balistiques, ici un TBJ.

Nous avons utilisé deux protocoles expérimentaux différents pour la réalisation des mesas. Les deux procédés de réalisation des mesas que nous avons développés permettent d'atteindre, pour nos composants, des dimensions de l'ordre de 40 nm. L'obtention de telles dimensions suppose une optimisation de l'étape de lithographie avec l'emploi de résines haute résolution.

### 2.2.1. Réalisation des mesas

#### 2.2.1.1.Résine HSQ (Hydrogen SilsesQuioxane)

Le premier protocole de réalisation des mesas s'appuie sur l'utilisation d'une résine négative. En effet, une résine négative se polymérise lorsqu'elle est insolée, ce qui la rend résistante au révélateur approprié. Compte tenu de la faible surface que représente les mesas des dispositifs balistiques, la réalisation d'un masque de résine négatif semble la plus adéquate pour limiter la durée des insolations. Nous avons donc opté pour la résine négative *Hydrogen SilsesQuioxane* (HSQ) [12,13]. La résolution de cette résine permet la réalisation de motifs de 15-20 nm. Elle est utilisée dans la fabrication de différents composants en microélectronique [14,15]. Les différentes étapes de la réalisation des mesas par ce procédé sont présentées Figure 43.

L'épaisseur de résine HSQ déposée est de 70 nm. Cette épaisseur déposée est suffisante pour que le masque de résine résiste à la gravure RIE de l'hétérostructure. La résine est ensuite insolée au masqueur électronique pour définir les motifs. Elle est révélée par une solution à base de TMAH (tétraméthylammonium hydroxyde) (voir Annexes technologiques). Le révélateur dissout la résine non polymérisée par le faisceau d'électrons.



Figure 43 : Etapes de la fabrication des mesas grâce à la résine HSQ : a) lithographie électronique b) révélation c) gravure RIE de l'hétérostructure d) retrait de la résine

La haute résolution de la HSQ fait d'elle une résine très sensible à la dose. Ce point doit donc faire l'objet d'une attention toute particulière, notamment quant aux coefficients de correction de la dose de base appliqués au masqueur électronique (Figure 44).



Figure 44 : Visualisation à l'aide du logiciel C-View des coefficients de correction de dose appliqués à chacun des polygones du motif à écrire. La branche centrale du T fait ici 40 nm de large. La dose qui a été calculée pour écrire cette ligne est 5 fois la dose de base.

La densité électronique qui doit être appliquée en chaque point d'un motif est calculée en faisant convoluer la tension du faisceau électronique (elle est de 50 kV pour toutes nos expositions), la nature de la résine et du semiconducteur et la géométrie du motif. Cette opération est effectuée par le logiciel Sceleton. La distribution de la densité électronique est ensuite entrée dans le logiciel Cats qui découpe les motifs en polygones auxquels les coefficients de correction vont être assignés. La dose étant d'autant plus importante que le motif est étroit, il faut savoir, compte tenu de la taille de la zone balistique, que la dose corrigée maximum est cinq fois la dose de base. Il est aussi important de noter qu'en dessous de 100 nm, le motif n'est plus découpé en polygones.

Les premiers mesas réalisés avec ce procédé technologique pour la fabrication de composants balistiques ont nécessité deux niveaux de lithographies successifs. En effet les dimensions de la zone active du composant étant bien inférieures à celles des accès, les doses appliquées aux zones d'accès sont très différentes de celles devant être appliquées pour définir le cœur du composant (Figure 45). Ainsi, dans un premier temps, les mesas ont été réalisés en deux étapes : celle dite des grand mesas, où les motifs les plus larges sont écrits, et celle dite des petits mesas qui définissent la zone balistique où la résine doit être fortement dosée. La réalisation de deux niveaux de lithographie suppose un réalignement très délicat puisqu'il ne doit pas dissymétriser la jonction balistique (Figure 45 b).



Figure 45 : Images MEB des grands mesas (a) et petits mesas (b) d'une jonction balistique en T. La dose de base des grands mesas est de  $198\mu$ C/cm<sup>2</sup>, la dose de base des petits mesas de  $400\mu$ C/cm<sup>2</sup>.

La réalisation du masque de HSQ est donc très délicate et nécessite une optimisation qui passe notamment par une variation de la dose de base (Figure 46). Sur cette figure, on peut constater l'importance, non seulement de la dose pour obtenir des dimensions correctes pour les motifs, mais aussi des coefficients de proximité pour que la résine soit correctement révélée.



Figure 46 : Images MEB d'un même motif de grand mesa écrit avec la dose de  $200\mu$ C/cm<sup>2</sup> (gauche) qui permet d'obtenir des dimensions correctes et la dose  $225\mu$ C/cm<sup>2</sup> (droite) qui est trop élevée car les plots de résine sont trop grands et on observe des effets de proximité.

Les dimensions que l'on souhaite pour nos mesas peuvent être obtenues par ce procédé expérimental mais nécessitent deux niveaux de lithographie délicats. Ceux-ci impliquent par ailleurs un réalignement qui s'effectue avec une précision de 20 nm mais qui n'est pas toujours suffisante pour obtenir des motifs correctement définis (Figure 47).



Figure 47 : Image MEB d'un T dissymétrique à cause d'un mauvais réalignement.

La réalisation des mesas en une seule étape a été rendue possible par une modification effectuée sur le logiciel Cats. Le nombre de polygones et de coefficients de correction appliqués a été multiplié (Figure 48).



Figure 48 : Coefficients de correction de dose appliqués à un même motif lorsque les mesas étaient réalisés en deux étapes de lithographie (gauche) et depuis qu'ils peuvent l'être en une seule (droite).

Ce changement dans la façon d'écrire la résine HSQ permet d'obtenir un masque aussi bien défini avec des dimensions pour les motifs tout aussi intéressantes (Figure 49). Cela a constitué un gain de temps important dans la réalisation de nos dispositifs.



Figure 49 : Image MEB d'un TBJ défini à l'aide d'un niveau unique de lithographie de la HSQ.

La dernière limitation à cette technologie basée sur l'emploi de la HSQ est la difficulté que représente le retrait de cette résine. Celui-ci est opéré par voie chimique à l'aide d'une solution de fluorure d'ammonium. Le problème vient de la présence de résidus de résine en quantité plus ou moins importante, que des essais de gravures sèches n'ont pas réussi à éliminer (Figure 50).



Figure 50 : Image MEB montrant des résidus de HSQ à la surface du mesa d'un TBJ.

Ainsi, un voile de HSQ risque de rester entre l'hétérostructure et la métallisation de contact ohmique qui est déposée sur le mesa (Figure 51). Cela peut expliquer les courants très faibles mesurés dans les dispositifs balistiques sur certaines plaques.



Figure 51 : Coupe au FIB montrant la présence de traces de résine entre la métallisation et l'épitaxie.

Ce problème nous a encouragé à envisager un autre procédé de fabrication des mesas. Il s'agit d'utiliser un masque métallique associé à un masque de nitrure de silicium. On définit des motifs métalliques qui sont transférés à la couche de nitrure qui sert de masque à la gravure du mesa.

# 2.2.1.2. Masque de nitrure de silicium (Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>)

Ce nouveau procédé a été rendu possible par le fait que grands et petits mesas peuvent être écrits en même temps. En effet, cette technologie passe par la réalisation d'un masque métallique aux dimensions du mesa à obtenir. Le procédé de fabrication est le suivant. Une couche de Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> est déposée par PECVD sur la plaque épitaxiée. Une lithographie électronique d'un bicouche de résine haute résolution du type P(MMA-MAA)/PMMA permet de venir ouvrir des motifs aux dimensions des mesas. Puisqu'il s'agit d'un bicouche de résines positives, l'écriture est rapide. Ces motifs sont métallisés par Ge/Au et servent de masque durant la gravure RIE de la couche Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> sous-jacente par un plasma CHF<sub>3</sub>/CF<sub>4</sub>. Le mitrure de silicium définit ainsi, à son tour, un masque pour la gravure RIE de l'hétérostructure, du même type que celle précédemment détaillée. Le métal est finalement retiré par voie humide. Les paramètres du procédé technologique sont présentés dans les Annexes technologiques. Les différentes étapes sont représentées Figure 52.



Figure 52 : Réalisation de l'étape de mesa par le procédé du masque de nitrure de silicium a) dépôt de  $Si_3N_4$  par PECVD b) lithographie d'un bicouche de résine positive c) métallisation Ge/Au d) lift-off e) gravure RIE de  $Si_3N_4$  f) gravure RIE de l'hétérostructure g) retrait du métal



Figure 53 : Images MEB de la lithographie électronique réalisée sur le bicouche P(MMA-MAA)/PMMA (a) et du motif métallique qui va servir de masque à la gravure de  $Si_3N_4(b)$ .

La Figure 53 représente la lithographie électronique du bicouche P(MMA-MAA)/PMMA pour la réalisation d'un TBJ et le masque Ge/Au pour ce même TBJ.



Figure 54 : Images MEB du motif après gravure de la couche de  $Si_3N_4$  (a) et mesa final (b).

La Figure 54 montre le résultat de la gravure de la couche de  $Si_3N_4$  par le plasma CHF<sub>3</sub>/CF<sub>4</sub> et le mesa tel qu'il est finalement obtenu. On constate que la gravure du nitrure du silicium est parfaitement anisotrope. Une analyse EDX (*Energy Dispersive X-ray spectroscopy*) a montré que la surface tachetée de blanc correspond à la présence de traces de Fluor qui proviennent probablement de l'implantation de cet élément lors de la gravure avec les gaz fluorés. Le mesa présente à la fin des dimensions au sommet comparables à celles fixées par la lithographie initiale (voir Figure 53 a). Remarquons que le nitrure de silicium est toujours présent à la surface du mesa à la fin du procédé (il semble en léger retrait par rapport au bord du mesa sur la Figure 54 b). Il n'est pas retiré au niveau de la zone balistique. Il est enlevé par une solution de fluorure d'ammonium uniquement là où la métallisation doit pouvoir contacter l'hétérostructure, c'est-à-dire après la lithographie des contacts ohmiques. En effet,  $Si_3N_4$  est un excellent passivant pour nos composants basés sur l'hétérostructure InGaAs/InAlAs.

Par ailleurs, une couche de 50 nm de  $Si_3N_4$  a été déposée par PECVD sur les mesas. Il s'agissait de passiver les flancs des mesas. Cet essai a pour but de vérifier la tenue dans le temps des composants balistiques. Cette étude a été menée durant 9 mois sur 4 TBJs (A, B C et D) stockés sous atmosphère d'azote, présentant au temps t=0 la courbe en cloche caractéristique du transport balistique. Les résultats sont présentés ci-dessous :



Figure 55 : Schéma formalisant le nom des différentes résistances entre 2 branches d'un TBJ lorsque le courant circulant dans la troisième branche est nul. Les dimensions sont celles des 4 TBJs mesurés dans le temps.

Résistances	Temps	А	В	С	D
de branche	remps			0	D
R1	0 mois	14.1 kΩ	18.6 kΩ	13.2 kΩ	13.0 kΩ
	4 mois	15.4 kΩ	22.4 kΩ	13.3 kΩ	17.4 kΩ
	9 mois	15.1 kΩ	20.7 kΩ	13.9 kΩ	18.0 kΩ
	0 mois	14.1 kΩ	18.6 kΩ	13.1 kΩ	12.8 kΩ
R2	4 mois	16.1 kΩ	23.8 kΩ	13.6 kΩ	16.7 kΩ
	9 mois	15.4 kΩ	20.6 kΩ	13.9 kΩ	18.0 kΩ
R3	0 mois	3.4 kΩ	3.2 kΩ	3.1 kΩ	3.0 kΩ
	4 mois	3.6 kΩ	3.4 kΩ	3.1 kΩ	3.0 kΩ
	9 mois	3.6 kΩ	4.0 kΩ	3.8 kΩ	3.5 kΩ

Tableau 8 : Evolution sur 9 mois des résistances de branches de 4 TBJ présentant la courbe en cloche à température ambiante.

La première remarque que l'on peut faire sur les résistances entre les branches est qu'elle sont bien de l'ordre des résistances propres aux canaux balistiques. La branche horizontale de 190 nm de large *a priori* identique pour les quatre composants, à 10 nm près, présente une résistance d'environ  $3k\Omega$ . La branche verticale, plus étroite, donc plus résistante et définie elle aussi à 10 nm près, représente l'essentiel des résistances R1 et R2 qui sont entre 13 et 20 k $\Omega$ . Les 4 composants se dégradent légèrement durant l'expérience puisque les résistances de branche augmentent. Cependant, il faut noter que cette augmentation des résistances ne dissymétrise pas les TBJs, puisque R1 et R2 restent à peu près identiques au cours du temps. La faible évolution des résistances de branche des quatre composants présentant initialement la caractéristique parabolique est remarquable ce qui confirme leur durée de vie très satisfaisante. Enfin, la conservation de la symétrie entre R1 et R2 et la faible évolution des résistances sur toute la durée de notre expérience se traduit par la conservation du caractère balistique pour les quatre composants (Figure 56).



Figure 56 : Evolution de la caractéristique parabolique à température ambiante pour les 4 TBJs sur les 9 mois de l'étude.

Les TBJs réalisés avec ce procédé, puis passivés, présentent donc un comportement balistique particulièrement stable dans le temps. Cela valide la qualité de la technologie basée sur l'emploi d'un masque de nitrure de silicium.

# 2.2.2. Procédé de fabrication de la grille

La fabrication d'une grille Schottky pour les dispositifs balistiques est une étape qui succède à la réalisation des dispositifs passifs telle que nous l'avons présenté précédemment. Elle succède donc à la réalisation des plots d'épaississement. Là encore, compte tenu de la précision nécessaire sur la position de la grille, le réalignement lors de la lithographie doit être opéré à l'aide de 4 marques par champ. Le nombre de niveaux de lithographie étant plus important avec la réalisation de la grille, le nombre de marques a été augmenté sur le masque dédié à la fabrication de composants balistiques avec grille : il y en a trois à chaque coin du champ (Figure 57).



Figure 57 : Masque complet pour la réalisation de composants balistiques avec grille.

La nécessité d'enlever le *cap*  $In_{0.53}Ga_{0.47}As$  là où on vient déposer la grille, par le gravure humide sélective vis-à-vis de  $In_{0.52}Al_{0.48}As$  employée dans la technologie des HEMTs n'est pas envisageable pour les composants balistiques. En effet, la gravure locale de la couche de contact (*recess*), classiquement réalisée à partir du mélange d'acide succinique tamponné et de peroxyde d'hydrogène, est trop rapide. La vitesse de gravure est, au mieux, de l'ordre de l00nm/min. Or, la largeur des mesas est d'environ 120 à 200nm. Cette gravure serait donc, à elle seule, insuffisante pour obtenir une bonne reproductibilité des composants, la canal étant sous gravé de manière difficilement contrôlable, voire totalement gravé. La gravure du *cap* préalablement à la réalisation des mesas ne résout pas le problème du contact entre la grille et le canal In<sub>0.75</sub>Ga<sub>0.25</sub>As (Figure 58). Celui-ci provoquerait un courant de fuite du fait d'une faible hauteur de barrière entre la métallisation et l'In<sub>0.75</sub>Ga<sub>0.25</sub>As, dont l'énergie de gap est d'autant plus faible que le taux d'indium est important.



Figure 58 : Schéma en coupe du mesa sur lequel la grille est directement posée. Il y a des courants de fuite de grille.

Nous allons donc présenter deux procédés de fabrication d'une grille sur composant balistique. Une première méthode avait été envisagé dans le cadre du projet NANOTERA [6]. Cette solution consiste à introduire une étape préalable où des plots de résine HSQ sont déposés sur les bords du mesa, là où on veut déposer la grille, afin d'éviter les courants de fuite. Les limites de cette méthode sont un niveau de lithographie et un réalignement supplémentaires. La deuxième méthode ne nécessite pas ces protections latérales et passe par une optimisation de la gravure du *recess* après la lithographie de grille.

# 2.2.2.1. Protections latérales de HSQ

La première solution envisagée fût donc de déposer des plots de HSQ sur les flancs des mesas (Figure 59). En effet, la résine HSQ après insolation s'apparente à un oxyde de silicium et donc à un isolant. Une étape de lithographie supplémentaire doit donc être introduite avant la réalisation de la grille proprement dite.



Figure 59 : Schéma en coupe du mesa avec les protections latérales de HSQ sous la grille.

L'avantage de la résine HSQ est double : elle protège le canal lors de la gravure du *recess* et elle permet d'isoler électriquement la grille du canal. En effet, la HSQ insolée forme un oxyde de silicium constituant un diélectrique parfaitement adapté pour nos composants. La HSQ est, en particulier, employée en tant que film mince diélectrique dans les capacités [16].

La réalisation de la grille par cette méthode implique donc deux étapes successives : la fabrication des plots de HSQ, puis celle de la grille avec une métallisation déposée sur la barrière Schottky et sur les plots de résine au niveau des flancs du mesa (Figure 60). Notons que la gravure du fossé de grille est réalisée juste après la lithographie de grille.



Figure 60 : Réalisation d'une grille de commande pour les nanodispositifs balistiques a) dépôt des protection latérales de HSQ sur les bords du mesa. b) dépôt de la grille

Le procédé technologique tel que nous l'avons appliqué à nos TBJs est illustré Figure 61 avec les images par microscopie électronique à balayage d'un composant lors de la réalisation de la grille. La réalisation du mesa est dans le cas présent basée sur l'utilisation de deux niveaux de lithographie, c'est-à-dire deux masques représentés Figure 61 a) et correspondant au TBJ et à ses accès. La protection latérale de HSQ recouvre le bord du mesa le long de la branche horizontale du TBJ sur 30nm afin d'optimiser la surface sur laquelle s'effectue le contact Schottky tout en gardant une marge de sécurité vis-à-vis du réalignement du plot par rapport au mesa. Les images MEB présentent successivement le plot de HSQ après dépôt sur le TBJ, la lithographie de grille après laquelle est réalisé le *recess*, et le composant final.



Figure 61 : a) Niveaux de masque de la jonction balistique avec grille b) Images MEB des étapes de fabrication des plots de HSQ et de la grille pour le composant correspondant.

Le fait que la métallisation ne soit que partiellement en contact avec la barrière Schottky, une partie de la grille constituant une jonction MIS, nous a poussé à envisager une autre méthode pour réaliser la grille. Le recess digital est la solution alternative à la gravure de la couche de contact par le mélange acide succinique peroxyde d'hydrogène que nous avons adopté.

# 2.2.2.2.Recess digital

Le gravure digitale est une gravure lente et contrôlée du semiconducteur [17]. Nous nous sommes intéressés au recess digital par voie humide qui est donc un mode de gravure du fossé de grille. Le recess digital non sélectif a déjà été employé dans la technologie des HEMTs de la filière InGaAs/InAlAs adaptée en maille sur InP [18]. Nous nous sommes attaché au développement d'un recess digital sélectif. Il s'agit d'obtenir une gravure préférentielle de InGaAs par rapport à InAlAs. En effet, grâce à une telle gravure, on peut espérer avoir une gravure de la couche de contact et une sous gravure contrôlée du canal là où on dépose la grille (Figure 62).



Figure 62 : Schéma de la réalisation d'une grille Schottky pour des dispositifs balistiques à l'aide du recess digital sélectif.

# a-<u>Principe</u>

Etape	Procédure	Agent chimique
	Echantillon dans un bain d'agent oxydant	$H_2O_2$
1	1 <sup>er</sup> rinçage pour enlever le réactif oxydant	H <sub>2</sub> O
	2 <sup>ème</sup> rinçage pour améliorer le nettoyage	$H_2O$
	Echantillon dans agent de retrait de l'oxyde	Acide
2	1 <sup>er</sup> rinçage pour enlever l'acide	$H_2O$
	2 <sup>ème</sup> rinçage pour améliorer le nettoyage	H <sub>2</sub> O

La gravure digitale est basée sur une succession de bains (Tableau 9).

Tableau 9 : Procédé de gravure digitale par voie humide.

Un cycle de gravure est constitué de deux étapes. La première étape consiste à oxyder une épaisseur donnée de semiconducteur. Cette oxydation est réalisée par le peroxyde d'hydrogène. Il y a une limite à la diffusion de l'agent oxydant dans le semiconducteur qui est de l'ordre de quelques monocouches. La dépendance logarithmique de l'épaisseur de semiconducteur oxydée avec le temps de présence de l'échantillon dans l'oxydant implique un bon contrôle et une bonne reproductibilité de la gravure à chaque cycle. En effet, cette étape permet l'oxydation d'une épaisseur donnée, fixe d'un cycle à l'autre, de semiconducteur. La deuxième étape est celle du retrait du matériel semiconducteur oxydé à l'aide d'un acide. Il s'agit de solubiliser les oxydes formés. La solubilité dépend du pH. L'acide ne réagit pas avec le semiconducteur non oxydé. La gravure s'arrête donc lorsque la couche de matériel oxydée est entièrement solubilisée. Là encore, la durée du passage dans le bain d'acide est donc relativement indépendante de l'épaisseur de semiconducteur gravée. La reproductibilité de la gravure à chaque cycle suppose que les deux agents réactifs (l'oxydant et l'acide) ne se retrouvent jamais en présence l'un de l'autre, c'est-à-dire que l'échantillon ne soit pas dans une solution mélangeant les deux produits. De ce fait, il faut nécessairement des rinçages entre chaque étape d'oxydation et de retrait. Ceux-ci sont réalisés, dans le cas de notre expérience, par deux bains successifs d'eau distillée qui vont supprimer les traces de réactif à la surface de l'échantillon.

La gravure digitale par voie humide permet donc de graver le semiconducteur de manière contrôlée sur des épaisseurs très faibles (généralement, 1 à 3 monocouches par cycle), avec une bonne reproductibilité d'un cycle à l'autre. Cette gravure est donc parfaitement adaptée à la réalisation du fossé de grille des transistors à effet de champ tout en ayant une sous gravure contrôlée du canal.

#### b-<u>Diagramme de Pourbaix</u>

Comme nous l'avons précisé au préalable, la mise au point d'une gravure digitale pour les composants balistiques nécessite une sélectivité de gravure entre InGaAs et InAlAs. Pour cela nous allons considérer le pH de solubilisation des éléments III que sont le gallium et l'aluminium dont les oxydes majoritairement formés sont Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub> et Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>. Ainsi, pour obtenir une sélectivité de gravure nous n'allons pas travailler sur l'étape d'oxydation par le peroxyde d'hydrogène qui touche tous les éléments du semiconducteur de manière homogène. En effet, l'aluminium s'oxyde très facilement et rapidement, mais des expériences sur l'oxydation native de GaAs exposé à l'air ont montré que elle aussi est importante à l'échelle de l'heure [17]. Nous allons donc nous intéresser à la solubilisation des oxydes Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub> et Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> lorsque l'on fait varier le pH de la solution dans laquelle ils se trouvent. Pour cela, nous allons regarder les diagrammes de Pourbaix des éléments Ga et Al en milieu aqueux (Figure 63). Il s'agit de diagrammes tension-pH qui représentent les domaines d'existence des différentes espèces que peut former l'élément dont le nombre d'oxydation (ou degré d'oxydation) varie. Il faut noter que ces diagrammes sont purement indicatifs car, pour chacun, nous n'allons prendre en compte qu'un seul élément métallique en solution dans H<sub>2</sub>O. Nous sommes donc loin des conditions de l'expérimentation où les oxydes formés en surface de nos couches sont beaucoup plus complexes que les corps purs Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub> et Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> sous forme solide. De plus, la solution aqueuse d'acide tamponnée par de l'ammoniaque n'est pas prise en compte dans les diagrammes où le solvant considéré est H<sub>2</sub>O. Ces diagrammes sont donc purement indicatifs.



Figure 63 : Diagrammes de Pourbaix des éléments Ga et Al en solution dans  $H_2O$  à température ambiante (molalité : m=10<sup>-9</sup>g/mol) (d'après [19])

Les lignes de stabilité relative entre les espèces notées 1 et 2 sur les diagrammes ci-dessus, représentent respectivement les équilibres de réaction suivants :

$$2 \operatorname{Ga}(OH)_{2}^{+} \stackrel{K_{1}}{\checkmark} \operatorname{Ga}_{2}O_{3}(s) + 2H^{+} + H_{2}O$$
$$2 \operatorname{Al}(OH)_{2}^{+} \stackrel{K_{2}}{\checkmark} \operatorname{Al}_{2}O_{3}(s) + 2H^{+} + H_{2}O$$

Ces réactions correspondent à des équilibres dont les constantes d'équilibre  $K_1$  et  $K_2$  répondent aux équations ci-dessous :

 $\log K_1 = 2\log[H^+] - 2\log[Ga(OH)_2^+] = 2x\log([H^+]/[Ga(OH)_2^+])$ 

$$\log K_2 = 2\log[H^+] - 2\log[Al(OH)_2^+] = 2x\log([H^+]/[Al(OH)_2^+])$$

Ainsi, si la concentration en ions  $[H^+]$  est élevée dans la solution, c'est-à-dire pour un pH faible, les espèces  $Ga_2O_3$  et  $Al_2O_3$  seront dissoutes en  $Ga(OH)_2^+$  et  $Al(OH)_2^+$ , les espèces dissoutes étant transformées en produit solide dans le cas contraire, où le pH est élevé. On détermine ainsi les domaines d'existence des différentes espèces de part et d'autre des lignes de stabilité des diagrammes définies par les conditions d'équilibre.

Compte tenu de ces informations sur la solubilisation des espèces oxydées  $Ga_2O_3$  et  $Al_2O_3$ nous espérons pouvoir graver préférentiellement les couches de InGaAs par rapport à InAlAs en jouant sur le pH de la solution qui permet de dissoudre les oxydes. Nous avons choisi l'acide citrique car les acides inorganiques tels que  $H_3PO_4$  et  $H_2SO_4$  sont non sélectifs vis-àvis de nos ternaires, dans les gravures classiques mélangeant peroxyde d'hydrogène et acide. Par ailleurs, l'acide succinique utilisé couramment dans la gravure du fossé de grille pour les HEMTs de la filière InGaAs/InAlAs sur InP laisse des traces dans le fond du fossé de grille. Nous avons donc opté pour une solution aqueuse d'acide citrique ( $C_6H_8O_7$ ) dont nous fixons le pH par de l'ammoniaque. En effet, l'ammoniaque, base faible, permet de tamponner l'acide citrique, acide faible selon la réaction suivante :

$$NH_4OH + C_5H_7O_5-COOH \xrightarrow{K_r} C_5H_7O_5-COO^- + NH_4^+ + H_2O$$

On remarquera que bien que l'ammoniaque puisse présenter des propriétés oxydantes [17], nous n'avons pas noté d'effet notable lors de nos gravures.

Les diagrammes montrent que  $Ga_2O_3$  peut potentiellement être solubilisé à un pH (pH=5.5) supérieur à celui permettant la solubilisation de  $Al_2O_3$  (pH=5.2). Nous pouvons donc espérer graver plus rapidement les couches de InGaAs par rapport à celles de InAlAs durant le recess digital.

### c-<u>Recess digital sélectif (RDS)</u>

Nous avons effectué des tests de gravure digitale sur des couches massives de  $In_{0.52}Al_{0.48}As$  et de  $In_{0.53}Ga_{0.47}As$  réalisées par MBE. Du fait de la multiplicité des essais et de la quantité limitée de couches à disposition, nous avons travaillé sur des morceaux de plaques représentant 1/16 de la surface totale d'un substrat de 2 pouces. Le masque que nous avons utilisé pour effectuer les tests de gravure présente des lignes de différentes dimensions (Figure 64). La lithographie électronique que nous avons réalisée est du même type que celle des grilles (voir Annexes technologiques).



Figure 64 : Masque utilisé pour les essais de gravure digitale. Il présente des lignes de largeurs 20, 30, 50, 75, 100, 200 nm et  $10 \,\mu$ m.

Etape	Solution	Durée du bain (s)
	Oxydation H <sub>2</sub> O <sub>2</sub>	60
1	Rinçage H <sub>2</sub> O	20
	Rinçage H <sub>2</sub> O	25
	Gravure acide citrique+NH <sub>4</sub> OH	30
2	Rinçage H <sub>2</sub> O	20

Le *recess digital* a été appliqué à des échantillons tests. Le détail d'un cycle de gravure est présenté dans le tableau suivant :

25

Tableau 10 : Détail des bains utilisés durant un cycle de gravure digitale.

Rinçage H<sub>2</sub>O

Les essais que nous avons réalisés consistaient pour chaque échantillon à employer une solution acide de pH différent grâce à un volume d'ammoniaque ajouté différent. Le pH de la solution ainsi élaborée est contrôlé tout au long de l'expérience de gravure. Celle-ci a été réalisée sur 20 cycles pour tous les échantillons. Les solutions d'agent réactif (oxydant et acide) ne sont pas renouvelées à chaque cycle. Seuls les bains de rinçage sont changés pour éviter toute contamination croisée entre les réactifs. Les épaisseurs gravées sont mesurées par microscopie à force atomique (atomic force microscopy) sur les différents motifs. Les profondeurs mesurées sont ensuite rapportées au nombre de cycles pour définir la vitesse de gravure. Celles-ci sont présentées Figure 65 pour les motifs de 200nm (de l'ordre de la longueur de grille que nous aurons à réaliser) et 10µm de large sur les échantillons d'In<sub>0.53</sub>Ga<sub>0.47</sub>As et d'In<sub>0.52</sub>Al<sub>0.48</sub>As. On remarque que l'on a des vitesses de gravure qui semblent être maximum autour du pH=5.0, aussi bien pour InGaAs que pour InAlAs. Les vitesses de gravures sont un peu supérieures pour les motifs de 200nm. Cela peut s'expliquer par une stagnation des réactifs au fond de ces motifs créant localement un mélange qui va augmenter la vitesse de gravure. Le plus important est que l'on arrive à graver plus rapidement InGaAs que InAlAs tout en contrôlant la gravure très finement. Cela est confirmé par le calcul de la sélectivité de gravure qui est environ de 3 à pH=5.0 en faveur de InGaAs. Cette sélectivité est très faible par rapport à celle obtenu sur les gravures classiques à partir des mélanges d'acides et de peroxyde d'hydrogène. Cependant, elle est susceptible d'être suffisante pour obtenir une gravure du canal plus importante que celle de InAlAs permettant

une sous gravure du canal qui empêchera le contact avec la grille. Par ailleurs, si la gravure latérale du mesa au niveau des couches d'InAlAs est du même ordre de grandeur que celle que nous mesurons grâce à ces essais (cela suppose que la gravure est isotrope, ne dépend pas du plan cristallin), la largeur du mesa ne sera que peu affectée par le *recess* digital.



Figure 65 : Vitesse de gravure (Å/cycle) et sélectivité de gravure de InGaAs sur InAlAs en fonction du pH de la solution d'acide citrique pour des lignes de 200 nm et10 µm de large.

Ces essais nous conduisent à envisager l'emploi d'une solution d'acide citrique tamponnée à pH=5.0 pour la gravure du fossé de grille de nos composants balistiques. Nous effectuons ainsi une gravure digitale sélective. Figure 66, les images AFM illustrent cette gravure sur les couches massives d'InGaAs et d'InAlAs.



Figure 66 : Images AFM (7.5x3.75 $\mu$ m) de la marche réalisée sur des motifs de 10 $\mu$ m par des gravures digitales sur 20 cycles des couches In<sub>0.53</sub>Ga<sub>0.47</sub>As et In<sub>0.52</sub>Al<sub>0.48</sub>As à l'aide d'une solution d'acide citrique tamponnée à pH=5.0.

Des transistors constitués de 54 canaux en parallèle de 120 nm de large et 400 nm de longs sur lesquels est déposée une grille de longueur 200 nm ont été réalisés (insert de Figure 67). La caractéristique Schottky présente un coefficient d'idéalité  $\eta$ =2.0 (Figure 67). La tension de seuil est d'environ 0.2V. La caractéristique de commande de grille est présentée Figure 68. La tension Vg de pincement est de –0.35V. La transconductance maximum que nous avons obtenue pour ces composants est de 0.8 S/mm. Cette valeur est obtenue en ne prenant pas en compte la largeur de déplétion dans l'évaluation du développement du transistor. Nous discuterons ce point plus loin. Ces résultats obtenus sur des structures présentant 54 canaux en parallèle contactés par la grille sont une validation de l'excellente qualité du recess digital sélectif adapté à notre structure de couche et à nos nanodispositifs.



Figure 67 : Caractéristique I-V de la grille Schottky déposée sur le dispositif à multicanaux présenté sur l'image MEB en insert.



Figure 68 : Caractéristique  $Ids=f(Vds)_{Vg}$  du dispositif à multicanaux avec une grille de longueur 200 nm.

### 2.3. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les hétérostructures employées dans le cadre de notre étude pour la réalisation de dispositifs balistiques. Nous avons notamment simulé des structures de couches originales à trois canaux de conduction dédiées à la fabrication de dispositifs balistiques sans grille de commande. La haute mobilité obtenue à température ambiante (13300cm<sup>2</sup>/(Vs)) ainsi que la densité de charge trois fois supérieure à celle d'une structure de couche avec un seul puit font de ces hétérostructures à trois canaux de très bons candidats pour le transport balistique.

Par ailleurs, ce chapitre nous a permis de traiter de l'optimisation des procédés de fabrication des dispositifs balistiques. Il s'agissait, en premier lieu, d'améliorer le procédé basé sur l'emploi de la résine négative HSQ. Nous avons ensuite développé une nouvelle méthode de fabrication des mesas s'appuyant sur l'utilisation d'un masque de nitrure de silicium. Enfin, nous avons mis au point une gravure digitale par voie chimique permettant un bon contrôle des épaisseurs gravées lors de la réalisation du fossé de grille. Les résultats obtenus sur des structures test valident la qualité de ce procédé pour la fabrication d'une grille Schottky.
### 2.4. Annexes technologiques

Nous allons présenter les étapes technologiques correspondant aux différents niveaux de masques nécessaires à la réalisation de dispositifs balistiques entièrement basée sur des lithographies électroniques. Il faut noter que ces procédés ont été appliqués à des moitiés de plaques 2 pouces.

### <u>1-Marques d'alignement</u>

Opération	Produit	Matériel	Durée	Procédé / Remarque
				V=2800 tr/min
	P(MMA-MAA)	Tournette RC8	12s	A=1000 tr/min/s
Enduction	MAA8.5-			Hauteur : 6700 Å
	EL13%	Plaque chauffante	60s	Evap. solvants (80°C)
		Etuve (flux de N <sub>2</sub> )	30 min	Recuit à 170°C
				V=3400 tr/min
		Tournette RC8	12s	A=1000 tr/min/s
Enduction	295K			Hauteur : 600-700 Å
	1951	Plaque chauffante	60s	Evap. solvants (80°C)
		Etuve (flux de N <sub>2</sub> )	30 min	Recuit à 170°C
	-			50 keV
Insolation		EBPG 5000+	3 min	Résolution : 25 nm
				Dose182µC/cm <sup>2</sup>
	MIRK/IPA(1/2)		2 min	Préparation : 150 tr/min
Révélation	$\operatorname{WIDK}/\operatorname{II} A(1/2)$	Agitateur	1min	Révélation : 110 tr/min
	IPA		30s	Rinçage : 110 tr/min
	N <sub>2</sub>	Soufflette	-	Séchage
Métallisation	Ti/Au	Bâti	_	200/2000 Å
Wetamsation	11/Au	d'évaporation	-	200/2000 A
				Acétone chaud : 35°C
Lift-off	Acétone	Bécher	30min	Rinçage : Alcool
				Séchage : N <sub>2</sub>

### 2-Mesa à partir d'un masque HSQ

Opération	Produit	Matériel	Durée	Procédé / Remarque	
		Bécher	5 min	Résine à TA	
	_	Plaque chauffante	5 min	Déshydratation à 110°C	
	HMDS	Tournatta PC8	200	V=3000 tr/min	
	TIMDS	Tournette KCo	208	A=1000 tr/min/s	
Enduction				V=1500 tr/min	
		Tournette RC8	60s	A=5000 tr/min/s	
	Fox 12			Hauteur : 700 Å	
		Plaque chauffante	2 min	150°C	
		Plaque chauffante	2 min	220°C	
				50 keV	
Insolation	-	EBPG 5000+	*	Résolution : 10 nm	
				**	
	MIF 322	Bécher	3 min	Sans agitation	
Révélation	EDI	Bécher	2 min	Rinçage	
	N <sub>2</sub>	Soufflette -		Séchage	
	CH4/H2/Ar		6 min	6/50/10 sccm, 65 mTorr,	
Gravure		Oxford Plasmalab	0 11111	225W	
(1 cycle)***	0.	80plus	1 min	50 sccm, 100 mTorr,	
	$O_2$		1 111111	100W	
	$\rm NH_4F$	Bécher	3 min	Sans agitation	
Retrait HSQ	EDI	Bécher	1 min	Rinçage	
	$N_2$	Soufflette	-	Séchage	

\* Grands mesa : 80 min, Petits mesa : 8 min, Mesa en une seule lithographie : 88 min \*\* Grands mesa : 180 à 220  $\mu$ C/cm<sup>2</sup>, Petits mesa : 300 à 420  $\mu$ C/cm<sup>2</sup>, Mesa en une seule lithographie : 140 à 180  $\mu$ C/cm<sup>2</sup>.

\*\*\* La vitesse de gravure d'une hétérojonction InGaAs/InAlAs est d'environ 180 Å/cycle

2bis-Mesa à partir d'un masque Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>+Ge/Au

Opération	Produit	Matériel	Durée	Procédé / Remarque	
Nitruration	Si <sub>3</sub> N <sub>4</sub>	Oxford Plasmalab 80plus	_	50 nm Chauffage à 300°C, 15 min (n=2.01)	
Enduction	P(MMA-MAA) MAA8.5-	Tournette RC8	15s	V=5000 tr/min A=1000 tr/min/s Hauteur : 3000 Å	
	EL13%	Plaque chauffante	60s	Evap. solvants (80°C)	
		Etuve	30 min	Recuit à 170°C	
Enduction	PMMA AR	Tournette RC8	8s	V=2100 tr/min A=1000 tr/min/s Hauteur : 1500 Å	
	<b>750K 5</b> 70	Plaque chauffante	60s	Evap. solvants (80°C)	
		Etuve	30 min	Recuit à 170°C	
Insolation	-	EBPG 5000+	98 min	50 keV Résolution : 10 nm Dose 140-180μC/cm <sup>2</sup>	
Páválation	MIBK/IPA (1/1)	Agitateur	2 min 30s	Préparation : 150 tr/min Révélation : 110 tr/min	
Revelation	IPA		30s	Rinçage : 110 tr/min	
	N <sub>2</sub>	Soufflette	-	Séchage	
Métallisation	Ge/Au	Bâti évaporation	-	200/200 Å	
Gravure Si <sub>3</sub> N <sub>4</sub>	CHF <sub>3</sub> /CF <sub>4</sub>	Bâti de gravure	3 min	40/40 sccm, 50 mTorr, 50W	
Gravure	CH <sub>4</sub> /H <sub>2</sub> /Ar	r Oxford Plasmalab		6/50/10 sccm, 65 mTorr, 225W	
(1 cycle) *	O <sub>2</sub>	80plus	1 min	50 sccm, 100 mTorr, 100W	
Retrait métal	$H_2O_2/H_2O(1/1)$	Bécher	60s	Attaque Ge	
Retrait metal	EDI	Bécher	30s	Rinçage	

\* La vitesse de gravure d'une hétérojonction InGaAs/InAlAs est d'environ 180 Å/cycle

## 3-Contacts ohmiques

Opération	Produit	Matériel	Durée	Procédé / Remarque	
				V=4500 tr/min	
	P(MMA-MAA)	Tournette RC8	15s	A=1000 tr/min/s	
Enduction	MAA8.5-			Hauteur : 3000 Å	
Linguetion	EL13%	Plaque chauffante	60s	Evap. solvants (80°C)	
		Etuve sous flux	30 min	Recuit à 170°C	
		$N_2$	20 1111		
				V=2800 tr/min	
		Tournette RC8	12s	A=1000 tr/min/s	
Enduction	PMMA 3%			Hauteur : 600-700 Å	
Linduction	495K	Plaque chauffante	60s	Evap. solvants (80°C)	
		Etuve sous flux	30 min	Recuit à 170°C	
		$N_2$	50 mm		
				50 keV	
Insolation	-	EBPG 5000+	30 min	Résolution : 10 nm	
				Dose 182µC/cm <sup>2</sup>	
	MIBK/IPA (1/2)		2 min	Préparation : 150 tr/min	
Révélation		Agitateur	1min	Révélation : 110 tr/min	
Revelation	IPA		30s	Rinçage : 110 tr/min	
	N <sub>2</sub>	Soufflette	-	Séchage	
Retrait Si <sub>3</sub> N <sub>4</sub> *	NH <sub>4</sub> F	Bécher	2 min	Sans agitation	
Métallisation	Ni/Ge/Au/Ni/Au	Bâti	_	25/400/800/50/600 Å	
Wetamsation	mi/Ge/Au/mi/Au	d'évaporation		25/400/000/50/000 11	
Recuit flash	_	Four JIPELEC	20s	$N_2H_2$	
				Acétone chaud : 35°C	
Lift-off	Acétone	Bécher	30min	Rinçage : Alcool	
				Séchage : N <sub>2</sub>	

\* Lorsque le mesa est réalisé à l'aide du masque Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>+Ge/Au

## 4-Plots d'épaississement

Opération	Produit	Matériel	Durée	Procédé / Remarque
Enduction	P(MMA-MAA)	Tournette RC8	12s	V=2800 tr/min A=1000 tr/min/s Hauteur : 7000 Å
Enduction	FI 13%	Plaque chauffante	60s	Evaporation des solvants
		Etuve sous flux N <sub>2</sub>	30 min	Recuit à 170°C
				V=3400 tr/min
		Tournette RC8	12s	A=1000 tr/min/s
Enduction	PMMA 3%			Hauteur : 600-700 Å
Linduction	495K	Plaque chauffante	60s	Evap. solvants (80°C)
		Etuve sous flux N <sub>2</sub>	30 min	Recuit à 170°C
Insolation	-	EBPG 5000+	240 min	50 keV Résolution : 25 nm Dose 182µC/cm <sup>2</sup>
	MIBK/IPA (1/2)		2 min	Préparation : 150 tr/min
Révélation	$\operatorname{WIDK} \Pi X (1/2)$	Agitateur	1min	Révélation : 110 tr/min
ite velation	IPA		30s	Rinçage : 110 tr/min
	N <sub>2</sub>	Soufflette	-	Séchage
Métallisation	Ti/Au	Bâti d'évaporation	-	1000/4000 Å
Lift-off	Acétone	Bécher	30min	Acétone chaud : 35°C Rinçage : Alcool Séchage : N <sub>2</sub>

## 5-Protections latérales de HSQ

Opération	Produit	Matériel	Durée	Procédé / Remarque
		Bécher	5 min	Résine à TA
	_	Plaque chauffante	5 min	110°C
	HMDS	Tournette RC8	205	V=3000 tr/min
	TIMES	Tournette Reo	208	A=1000 tr/min/s
Enduction				V=1500 tr/min
	Fox 12	Tournette RC8	60s	A=5000 tr/min/s
				Hauteur : 700 Å
		Plaque chauffante	2 min	150°C
		Plaque chauffante	2 min	220°C
				50 keV
Insolation	-	EBPG 5000+	3 min	Résolution : 10 nm
				Dose 300 à 310µC/cm <sup>2</sup>
	MIF 322	Bécher	3 min	Sans agitation
Révélation	EDI	Bécher	2 min	Rinçage
	N <sub>2</sub>	Soufflette	-	Séchage

## 6-Grille de commande

Opération	Produit	Matériel	Durée	Procédé / Remarque
				V=4500 tr/min
	P(MMA-MAA)	Tournette RC8	15s	A=1000 tr/min/s
Enduction	MAA8.5-			Hauteur : 3000 Å
	EL13%	Plaque chauffante	60s	Evap. solvants (80°C)
		Etuve	30 min	Recuit à 170°C
				V=2800 tr/min
	DMMA 304	Tournette RC8	12s	A=1000 tr/min/s
Enduction	1 WIWIA 5 %			Hauteur : 600-700 Å
		Plaque chauffante	60s	Evap. solvants (80°C)
		Etuve	30 min	Recuit à 170°C
				50 keV
Insolation	-	EBPG 5000+	4 min	Résolution : 10 nm
				Dose 182µC/cm <sup>2</sup>
	MIBK/IPA (1/2)		2 min	Préparation : 150 tr/min
Révélation	(1,2)	Agitateur	1min	Révélation : 110 tr/min
Revelution	IPA		30s	Rinçage : 110 tr/min
	N <sub>2</sub>	Soufflette -		Séchage
	HC1/H-O	Báchar	30s	5ml : 8ml
Racass		Beener	505	Désoxydation
'classique'	ΔS*/Η2Ο2	Bécher	30-458	60ml : 8ml
classique	classique $AS^+/H_2O_2$ Becher		50-455	Agitation 10s
	H <sub>2</sub> O	Flux d'EDI	60s	Rinçage
Métallisation	Ti/Pt/Au	Bâti	_	250/250/2500 Å
wetamsation	11/10/130	d'évaporation		250/250/2500 TX
				Acétone chaud : 35°C
Lift-off	Acétone	Bécher	30min	Rinçage : Alcool
				Séchage : N <sub>2</sub>

\* : Acide succinique

6his-Grille de commande sans	protections de HSO (étape 5)
obis Onlie de communide suns	protections at 115g (clupe 5)

Opération	Produit	Matériel	Durée	Procédé / Remarque	
				V=4500 tr/min	
	<b>Δ</b> (ΜΜΑ ΜΑΑ)	Tournette RC8	15s	A=1000 tr/min/s	
Enduction	MAA8 5-			Hauteur : 3000 Å	
Linduction	EL13%	Plaque chauffante	60s	Evap. solvants (80°C)	
		Etuve sous flux N <sub>2</sub>	30 min	Recuit à 170°C	
				V=2800 tr/min	
		Tournette RC8	12s	A=1000 tr/min/s	
Enduction	PMMA 3%			Hauteur : 600-700 Å	
Linduction	495K	Plaque chauffante	60s	Evap. solvants (80°C)	
		Etuve sous flux N <sub>2</sub>	30 min	Recuit à 170°C	
			4 min	50 keV	
Insolation	-	EBPG 5000+		Résolution : 10 nm	
				Dose 182µC/cm <sup>2</sup>	
	MIBK/IPA(1/2)		2 min	Préparation : 150 tr/min	
Révélation	$\operatorname{WIDK} \Pi X (1/2)$	Agitateur	1min	Révélation : 110 tr/min	
Revelution	IPA		30s	Rinçage : 110 tr/min	
	N <sub>2</sub>	Soufflette	-	Séchage	
Recess divital	$H_2O_2/H_2O$	Bécher	60s	6ml : 200ml	
<i>sélectif</i> (1 cycle)	H <sub>2</sub> O	Bécher	20+25s	2 rinçages successifs	
x8	AC*/NH <sub>4</sub> OH	Bécher	30s	pH=5.0	
	H <sub>2</sub> O	Bécher	20+25s	2 rinçages successifs	
Métallisation	Ti/Pt/Au	Bâti	-	250/250/2500 Å	
wetamsation		d'évaporation			
				Acétone chaud : 35°C	
Lift-off	Acétone	Bécher	30min	Rinçage : Alcool	
				Séchage : N <sub>2</sub>	

\* : Acide citrique

### Références bibliographiques

[2] Suemitsu T., Yokoyama H., Ishii Y., Enoki T., Meneghesso G., Zanoni E., *30-nm two-step recess gate InP-based InAlAs/InGaAS HEMTs*, IEEE Trans. Electron Devices, vol.49, No.10, pp.1694-1700 (2002)

[3] Yamashita Y., Endoh A., Shinohara K., Hikosaka K., Matsui T., Hiyamizu S., Mimura T., *Pseudomorphic In*<sub>0.7</sub>*Ga*<sub>0.3</sub>*As/In*<sub>0.52</sub>*Al*<sub>0.48</sub>*As HEMTs with an ultrahigh*  $f_T$  of 562*GHz*, IEEE Electron Dev. Lett., vol.23, No.10, pp.573-575 (2002)

[4] Mateos J., Vasallo B.G., Pardo D., González T., Pichonat E., Galloo J.S., Bollaert S., Roelens Y., Cappy A., *Nonlinear effects in T-branch junctions*, IEEE Electron Dev. Lett., vol.25, No. 5, pp.235-237 (2004)

[5] Galloo J.S., *Composants nanométriques balistiques de type GaInAs/AlInAs/InP pour application Térahertz*, Thèse de doctorat, USTL Lille, 2005

[6] NanoTera IST project 2001-32517, *Ballistic nanodevices for Terahertz data processing*, Report No.2, janvier 2004

[7] Bandaru P., Daraio C., Jin S., Rao A.M., Novel electrical switching behaviour and logic function in carbon nanotube Y-junctions, Nat. Mater., vol.4, p.663 (2005)

[8] Burke P.J., *AC performance of nanoelectronics : towards a ballistic THz nanotube transistor*, Solid-State Electron, vol.48, pp.1981-1986 (2004)

[9] Bethoux J.M., Happy H., Dambrine G., Derycke V., Goffman M., Bourgoin J.P., An 8-GHz  $f_T$  carbon nanotube field-effect transistor for Gigahertz range applications, IEEE Electron Dev. Lett., vol. 27, No.8, pp.681-683 (2006)

[10] Bednarz L., Rashmi, Hackens B., Farhi G., Bayot V., Huynen I., Galloo J-S., Roelens Y., Bollaert S. Cappy A., *Low and room temperature studies of RF to DC rectifiers based on ballistic transport*, Microelectron. Eng., vol.81, pp.194-200 (2005)

[11] Bednarz L., Rashmi, Farhi G., Hackens B., Bayot V., Huynen I., Galloo J-S., Roelens Y., Bollaert S. Cappy A., *Theoritical and experimental characterization of Y-branch rectifier up to 94 GHz*, EUMC 2005, 4-6 octobre

[12] Peuker M., Lim M.H., Smith H.I., Morton R., Van Langen-Suurling A.K., Romijn J., Van der Drift E.W.J.M., Van Delft F.C.M.J.M., *Hydrogen SilsesQuioxane, a high-resolution* 

<sup>[1]</sup> Wichmann N., Conception, fabrication et caractérisation de transistors double-grille de la filière AlInAs adapté en maille su substrat InP, Thèse de doctorat, USTL Lille, 2005

negative tone e-beam resist, investigated for its applicability in photon-based lithographies, Microelectron. Eng., vol.61-62, pp.803-809 (2002)

[13] Word M.J., Adesida I., *Nanometer-period gratings in hydrogen silsesquioxane fabricated by electron beam lithography*, J. Vac. Sci. Technol. B, vol.21, No.6 (2003)

[14] Mollard L., Cunge G., Tedesco S., Dal'zotto B., Foucher J., *HSQ hybrid lithography for 20 nm CMOS devices development*, Microelectron. Eng., vol.61-62, pp.755-761 (2002)

[15] Fruleux-Cornu F., Penaud J., Dubois E., François M., Muller M., *Optimisation of HSQ e*beam lithography for the patterning of FinFET transistors, Microelectron. Eng., vol.83, pp.776-779 (2006)

[16] Yuxiao Z., Linghui C., Alford TL., A comparative study of Ti/Low-k HSQ (Hydrogen Silsesquioxane) and Ti/TEOS (Tetrathylorthosilicate) structures at elevated temperatures, Material Research Society Symposium, vol.612, pp.1-7 (2000)

[17] Bozada C.A., De Salvo G.C., Ebel J.L., Cerny C.L.A., Detmer R.W., Gillespie J.K., Havasy C.K., Jenkins T.J., Nakano K., Pettiford C.I., Quach T.K., Sewell J.S., Via G.D., Digital wet etching semiconductor materials, United States Patent, No.6004881

[18] Cao X., Thayne I., Novel high uniformity highly reproducible non-selective wet digital gate recess etch process for InP HEMTs, Microelectron. Eng., vol.67-68, pp.333-337 (2003)

[19] FactSage<sup>TM</sup>: EpH-Web Diagram

http://www.crct.polymtl.ca/ephweb.php

## **Chapitre3**

## **Dispositifs balistiques**

Dans ce chapitre, nous allons présenter les résultats de caractérisation statique et hyperfréquences à température ambiante sur des composants sans grille de commande, dits passifs, et avec grille Schottky. Les dispositifs passifs sur lesquels nous avons travaillé sont les TBJs et les redresseurs balistiques RF-DC. Les dispositifs avec grille sont des inverseurs de courant.

### 3.1. Dispositifs balistiques passifs

#### 3.1.1. Jonctions balistiques à trois branches (TBJ)

Nous allons présenter des résultats exclusivement sur des jonctions balistiques en T. Elles sont un cas particulier des jonctions en Y (YBJ) dans le sens où l'angle d'ouverture α entre les branches gauche et droite est fixé à 180°. La caractéristique parabolique obtenue lors de mesures en push-pull pour un YBJ dépend de la répartition non uniforme du potentiel liée aux phénomènes de charge d'espace et du transport balistique. Elle dépend aussi de la pénétration des électrons dans la branche centrale qui est d'autant plus importante que l'angle d'ouverture  $\alpha$  est faible. Pour une jonction en Y, l'injection des électrons augmente avec la polarisation. Il y a donc une augmentation de la courbure de la caractéristique  $V_C=f(V)$  avec la diminution de l'angle d'ouverture. Cela a été montré expérimentalement et retrouvé par des simulations Monte Carlo 2D avec un modèle à charge de surface constante, notamment par le calcul du paramètre de commutation  $\gamma = dV_C/dV$  [1,2]. Dans la jonction en T, le modèle à charge constante laissait supposer que la branche centrale se comportait comme une sonde de tension mesurant les variations de potentiel V<sub>HC</sub> au centre de la branche horizontale. L'injection de porteurs dans la branche verticale était alors uniquement liée à la composante verticale de la vitesse thermique et ne dépendait donc pas du champ électrique appliqué, c'est-à-dire de la polarisation en entrée. Cela n'est plus valable avec le modèle de charge auto-cohérent développé par I. Iñiguez-de-la-Torre où la charge de surface est adaptée de manière dynamique avec la topologie du composant et la polarisation [3]. Les variations de V<sub>C</sub> ne sont plus le reflet exact des variations de V<sub>HC</sub>, la branche centrale introduisant une variation de potentiel dépendante de la polarisation (voir Chapitre 1).

#### 3.1.1.1.Mesures en mode push-fix

La mesure de la tension dans la branche verticale en mode de polarisation push-fix permet de caractériser le comportement non linéaire d'un TBJ. Ce comportement s'apparente à celui d'une diode. Il est caractérisé par la courbe Figure 69 pour laquelle la tension dans la branche droite  $V_r=0V$ . On constate que la tension dans la branche centrale  $V_C$  suit de manière à peu près linéaire la tension dans la branche gauche de la jonction en T puis sature quand  $V_1$  devient positive. Un comportement de type triode peut être observé quand  $V_C$  est mesurée en fonction de  $V_1$  pour différentes tensions  $V_r$ . Cette propriété a déjà été mesurée par le passé sur une jonction en T [4]. Le TBJ agit de manière analogue à un transistor car la branche droite module la tension de saturation dans la branche centrale et la tension de seuil à laquelle se produit cette saturation.



Figure 69 : Comportement diode-triode à température ambiante du TBJ dont les dimensions sont présentées sur l'image MEB en insert. Evolution de  $V_c$  en fonction de la tension  $V_L$  appliquée, pour différentes valeurs de la tension  $V_R$  appliquée.

#### 3.1.1.2. Mesures en mode push-pull

La mesure du potentiel dans la branche centrale ( $V_C$ ) en fonction de la polarisation appliquée à un TBJ en mode push-pull ( $V=V_I=-V_r$ ) permet de caractériser le transport balistique dans les jonctions à trois branches. Le potentiel  $V_C$  de la branche centrale est toujours négatif. De plus, pour de faibles valeurs de la polarisation V appliquée, il peut être parabolique. Ceci a été montré pour la première fois expérimentalement à température ambiante par Shorubalko *et al.* [5]. Cette caractéristique parabolique ne peut pas être obtenue pour un dispositif diffusif, c'est-à-dire lorsque le dispositif présente des dimensions supérieures au libre parcours moyen. En effet, un composant symétrique répondant à la loi d'Ohm et donc diffusif présenterait un potentiel  $V_C$  dans la branche centrale tel que  $V_C = (V_I+V_r)/2$ . Dans le cas d'un dispositif diffusif symétrique polarisé en mode push-pull, le potentiel  $V_C$  serait donc nul.

Figure 70, nous présentons la caractéristique V<sub>C</sub>-V d'un TBJ avec des dimensions balistiques, la largeur de la branche horizontale étant de 190 nm et celle de la branche verticale étant de 90 nm. La dérivée  $\frac{dVc}{dV}$  obtenue à partir des points expérimentaux est aussi représentée, permettant de constater l'existence de deux domaines de fonctionnement du TBJ en fonction de la polarisation appliquée. En effet, à bas champ, c'est-à-dire pour |V|<0.25V, le potentiel dans la branche centrale est parabolique. En revanche, pour des polarisations plus importantes, le potentiel V<sub>C</sub> devient linéaire avec V. Ainsi, au-delà de la polarisation V=0.25V, le module de la dérivée de V<sub>C</sub> par rapport à V se stabilise autour d'une valeur  $\left|\frac{dVc}{dV}\right|$ =0.8. Ce régime pour lequel la relation V<sub>C</sub>(V) est linéaire a été étudié en simulations

Monte Carlo [6]. Ce comportement est attribué au transfert intervallée au-dessus de V=0.25V. En effet, le passage des électrons en vallée supérieure pour des polarisations importantes se traduit par une augmentation de leur masse effective qui provoque leur accumulation du côté de la branche polarisée positivement. La chute de potentiel est donc essentiellement localisée dans cette zone d'accumulation, près de l'anode, le potentiel dans la branche centrale du TBJ évoluant en suivant les variations de potentiel de la cathode. Cela explique que  $\left|\frac{dVc}{dV}\right| \approx 1$ . Ce

comportement existe aussi bien pour les TBJs avec des dimensions balistiques que diffusives. La courbe  $V_C(V)$  de nos composants balistiques peut être décomposée en un domaine de fonctionnement parabolique, obtenu pour les basses polarisations, caractéristique du transport balistique, et un domaine pour lequel  $V_C$  est linéairement proportionnel à V si |V|>0.25V, associé au transfert intervallée.



Figure 70 : Caractéristique statique à température ambiante d'une jonction en T dont la largeur de la branche horizontale est 190nm et celle de la branche verticale 90nm. a) Potentiel V<sub>C</sub> en fonction de la polarisation V appliquée en mode push-pull et fit quadratique à bas champ (insert). b)  $\frac{dVc}{dV}$  et courant I dans la branche horizontale en fonction de V.

#### a-Influence des dimensions des branches du TBJ

Le comportement non linéaire de la jonction en T est théoriquement lié à la conductance de la branche centrale qui perturbe plus ou moins le profil de potentiel de la branche horizontale. Cela a été montré théoriquement par Xu [7]. L'influence prédominante de la largeur de la branche centrale sur le potentiel parabolique a par ailleurs été prouvée par la caractérisation de jonctions balistiques en T de dimensions variables. En effet, de nombreuses mesures ont été réalisées sur des TBJ dont la longueur totale de la branche horizontale est comprise entre 500 et 600 nm et sa largeur de 170 nm [3,8]. Pour de telles dimensions, la courbe en cloche a été obtenue. Dans ces composants, le transport est *a priori* quasi diffusif. On constate donc que l'obtention de la parabole théoriquement associée au transport balistique est fortement liée à la largeur de la branche verticale. Cela s'explique par le rôle essentiel de la branche centrale vis-à-vis de V<sub>C</sub> où les effets de charge d'espace dépendent de la largeur de cette branche. Le potentiel au centre de la jonction V<sub>HC</sub> est lui indépendant de la branche verticale [3].

Nous pouvons aller plus loin en montrant que la caractéristique parabolique peut être conservée pour des jonctions en T dont la largeur des branches gauche et droite est bien audelà du libre parcours moyen. Ainsi, nous avons réalisés des composants dont la largeur de la branche horizontale est de 340 nm et la longueur de 550 nm. La largeur de la branche centrale est de 90, 100, 110 et 120 nm (Figure 71). Il faut noter que tous ces composants ont été passivé par du nitrure de silicium.



Figure 71 : Jonctions en T de 550 nm de long et 340 nm de large pour la branche horizontale et de largeur de la branche centrale variable.



Figure 72 : Potentiel dans la branche centrale  $V_c$  en fonction de la polarisation V pour des jonctions en T identiques à la largeur de la branche centrale.



Figure 73 : Caractéristiques I-V des jonctions en T de largeur de branche centrale variable.

Les résultats présentés Figure 72 montrent que l'on peut obtenir la caractéristique parabolique théorique du transport balistique dans des composants dont la seule dimension inférieure au libre parcours moyen est la largeur de la branche centrale. Ces résultats expérimentaux obtenus sur des structures dont la branche horizontale est large ne pouvaient pas être totalement reproduits avec le simulateur Monte Carlo à charge de surface fixe et ont conduit au développement du modèle de charge dynamique par J. Mateos.

Les premiers résultats de simulations Monte Carlo 2D avec le modèle auto-cohérent de charge de surface concernant de tels composants ont été obtenus très récemment par I. Iñiguez-de-la-Torre. Le résultat préliminaire présenté Figure 74 concerne un TBJ dont la largeur de la branche horizontale est de 500 nm et celle de la branche verticale de 60 nm. L'obtention de la caractéristique parabolique sur un tel composant confirme le rôle prépondérant de la largeur de la branche centrale sur le potentiel  $V_c$ .



Figure 74 : Caractéristique parabolique obtenue en simulation Monte Carlo 2D avec le modèle de charge dynamique sur un TBJ dont la seule dimension proche du libre parcours moyen est la largeur de la branche centrale.

Les derniers résultats expérimentaux montrent que la caractéristique quadratique peut être obtenue pour des TBJs dont la branche horizontale fait 5  $\mu$ m de long et jusqu'à 4  $\mu$ m de large soit de plus d'un ordre de grandeur au-dessus du libre parcours moyen (Figure 75).



Figure 75 : Caractéristiques  $V_C$ -V et fit paraboliques à bas champ (en insert) de 2 jonctions en T de dimensions identiques à la largeur de branche horizontale près qui est de 1 µm et 4 µm.

L'obtention d'une courbe parabolique négative dans la branche centrale était initialement considérée comme étant la signature du transport balistique. Les premières expérimentations et simulations Monte Carlo ont montré l'existence de deux zones de fonctionnement. La première, à faible polarisation, peut être reliée à des phénomènes de charge d'espace et au transport balistique. Le second domaine de fonctionnement, à forte polarisation, est lié au transfert intervallée des électrons et concerne dispositifs balistiques comme diffusifs.

Les derniers résultats expérimentaux montrent que la branche centrale et les charges de surface jouent un rôle prépondérant dans l'obtention de la caractéristique parabolique. La nécessité d'un fonctionnement en régime balistique semble plus discutable et doit faire l'objet d'une étude Monte Carlo et d'investigations expérimentales complémentaires.

#### b-Caractéristique parabolique : hétérostructure à trois canaux

Dans cette partie, nous allons présenter les résultats de mesures statiques sur des TBJ réalisés à partir de l'épitaxie à 3 canaux. Il s'agit de comparer les résultats obtenus pour les structures optimisées pour la réalisation de dispositifs balistiques passifs, c'est-à-dire les épitaxies à un et trois canaux qui ont été présentées dans le Chapitre1. Les paramètres de Hall à température ambiante des deux types de couches à très haute mobilité sont repris dans le tableau suivant :

Hétérotructure	$\mu_{\rm H}  (cm^2/Vs)$	$N_{\rm H} (10^{12} {\rm cm}^{-2})$	$R_{\Box}(\Omega)$	Rc (Ω.mm)
Monocanal	14000	2.65	168	0.10
3 canaux	13300	8.6	55	0.11

Tableau 11 : Caractéristiques de Hall et résistances de contact à 300K des hétérostructures employées pour la réalisation de dispositifs balistiques sans grille.

Nous avons déjà montré que la structure à trois canaux est optimisée pour le transport balistique. En effet, la grande majorité des charges libres se situent dans les canaux et une faible proportion d'électrons est soumise à des interactions coulombiennes sur impuretés. Rappelons que la raison d'être d'une telle couche est de limiter l'impédance des accès des nanodispositifs balistiques. Ce but est atteint avec la réalisation d'une hétérostructure dont la résistance carrée de couche à température ambiante est trois fois moindre que celle de la structure de type HEMT optimisée pour le transport balistique. L'obtention d'une épitaxie avec une mobilité quasiment optimale ( $\mu_{\rm H}=13300$ cm<sup>2</sup>/(Vs)) compte tenu de ce que l'on peut attendre d'une hétérojonction basée sur un canal In<sub>0.75</sub>Ga<sub>0.25</sub>As rend possible le déplacement balistique des charges.

Les caractéristiques I-V de deux TBJ réalisés à partir de chacune des hétérostructures, dont la largeur de la branche horizontale est de 500nm, montrent que le courant est 2,5 fois plus important pour le composant réalisé avec la structure à 3 canaux (Figure 76). Ces deux TBJs présentent bien la courbe parabolique caractéristique du transport balistique (Figure 77). Ces mesures confirment la possibilité de retrouver la caractéristique parabolique pour une jonction en T réalisée sur l'hétérostructure multicanaux. Ce comportement est comparable à celui d'un TBJ de dimensions similaires réalisé sur une épitaxie classique avec cependant une impédance du dispositif plus faible. Cela implique que la chute de potentiel dans la jonction

balistique est d'autant plus importante par rapport à celle liée aux accès. Ainsi, la tension à appliquer en mode push-pull pour observer la caractéristique quadratique est plus faible, la parabole inversée ayant donc une courbure plus marquée. Par ailleurs, la diminution d'impédance obtenue pour les TBJs réalisés sur la structure multi-puits est susceptible d'avoir un impact important sur les performances hyperfréquences des redresseurs balistiques. Malgré ces résultats prometteurs sur les mesures statiques, aucune mesure hyperfréquence n'aura pu être menée sur des jonctions en T réalisées à partir de la structure à 3 canaux. Il faut noter que le procédé de gravure de l'hétérojonction par RIE qui nécessite une gravure beaucoup plus profonde que pour la structure à simple canal n'a pas pu aboutir une gravure parfaitement anisotrope et reproductible de l'hétérostructure à 3 canaux. Ainsi, la réalisation de mesas de dimensions balistiques correctement définis sur la structure à 3 canaux n'a jamais pu être reproduite. Aucun dispositif balistique avec des accès coplanaires réalisé sur l'hétérostructure à 3 canaux n'existe à ce jour.



Figure 76 : Caractéristiques I-V du courant circulant dans la branche horizontale de 500 nm de large de TBJ réalisés sur les structures à 1 et 3 canaux en fonction du potentiel appliqué en mode push-pull.



Figure 77 : Potentiel  $V_c$  en fonction de V pour les jonctions en T de 500nm pour la largeur de branche horizontale identique et de 80nm pour la largeur de branche centrale.

Les simulations Monte Carlo montrent que le comportement non linéaire intrinsèque peut être maintenu sur les jonctions balistiques à très hautes fréquences (jusqu'au Térahertz) [9].

Si on considère que, lorsque la jonction est polarisée en mode push-pull, le potentiel dans la branche centrale, dans le domaine de fonctionnement balistique du TBJ, est de la forme :

$$k(V) = \alpha V^2 + bV \tag{31}$$

Avec V le module du potentiel des branches gauche et droite, et bV une composante linéaire de la tension correspondant à une dissymétrie du composant.

Quelles que soient les tensions  $V_1$  et  $V_2$  ( $V_1 > V_2$ ) appliquées aux branches gauche et droite, on peut revenir au cas push-pull par un simple changement de référence et la tension dans la branche centrale peut être exprimée de la façon suivante :

$$V_{c}(V_{1}, V_{2}) - \Delta V = k(V_{1} - \Delta V)$$
(32)

Avec  $\Delta V$  telle que l'on peut se ramener à la condition de polarisation en mode push-pull, c'est-à-dire que l'on a :

$$V_1 - \Delta V = -(V_2 - \Delta V) \tag{33}$$

Cela conduit à l'expression du potentiel dans la branche centrale suivante :

$$V_{C}(V_{1},V_{2}) = \alpha \left(V_{1} - \frac{V_{1} + V_{2}}{2}\right)^{2} + b \left(V_{1} - \frac{V_{1} + V_{2}}{2}\right) + \frac{V_{1} + V_{2}}{2} \quad (34)$$

Cette équation permet de retrouver le potentiel dans la branche centrale lorsque le TBJ est polarisé en mode push-fix, avec  $V_1 = V$  et  $V_2 = 0$ :

$$V_{c}(V,0) = \alpha \left(\frac{V}{2}\right)^{2} + (b+1)\frac{V}{2}$$
(35)

Si on applique un signal sinusoïdal  $V = A \cos(\omega t)$ , on obtient :

$$V_{C}(V,0) = \frac{\alpha}{8}A^{2} + (b+1)\frac{A}{2}\cos(\omega t) + \frac{\alpha}{8}A^{2}\cos(2\omega t)$$
(36)

Le signal présente donc une composante continue et une composante de fréquence double d'amplitude  $\frac{\alpha}{8}A^2$ . Il convient de signaler que même en l'absence de dissymétrie (*b* =0), on obtient une composante à la fréquence fondamentale d'amplitude proportionnelle à  $\frac{A}{2}$ .

Si un signal sinusoïdal d'entrée  $V = A\cos(\omega t)$  est appliqué en mode push-pull aux branches gauche (V) et droite (-V) d'un TBJ symétrique (b=0), alors, la tension  $V_c$  attendue dans la branche centrale est :

$$V_{c}(V, -V) = \alpha V^{2} = 0.5\alpha A^{2}[1 + \cos(2\omega t)]$$
(37)

La tension en sortie peut donc être décomposée en deux termes : une tension continue qui correspond à un redressement et une composante de tension de fréquence double par rapport à celle d'entrée qui fait des dispositifs balistiques des doubleurs de fréquence.

Le dernier cas envisagé pour des signaux de même fréquence est le cas d'une configuration où on applique un signal de même amplitude mais déphasé entre les branches gauche et droite, soit  $V_1 = A \cos(\omega t)$  et  $V_2 = A \cos(\omega t + \varphi)$ . On a alors dans la branche centrale :

$$V_{C}(V_{1}, V_{2}) = \frac{\alpha A^{2}}{4} (1 - \cos \varphi) + A \frac{\cos(\omega t) + \cos(\omega t + \varphi)}{2} + \frac{bA}{2} (\cos(\omega t) - \cos(\omega t + \varphi)) + \frac{\alpha A^{2}}{8} (\cos(2\omega t) + \cos(2\omega t + 2\varphi) - 2\cos(2\omega t + \varphi))$$
(38)

#### 3.1.2. Convertisseur AC-DC

La propriété de redressement de la tension en régime continu des jonctions balistiques à trois branches a déjà été montrée expérimentalement, à température ambiante [10]. Ce comportement s'explique, comme nous l'avons vu précédemment, par le fonctionnement non linéaire observé en régime statique sur ces composants.

Par ailleurs, Xu fût le premier à envisager une fonction rectificatrice des jonctions en Y à partir de deux signaux alternatifs déphasés appliqués aux branches gauche et droite permettant d'obtenir dans la branche centrale une composante de tension négative [18]. La génération d'un courant continu à partir d'un signal hyperfréquence a été réalisée pour la première fois par Worschech *et al.* [21]. Avec un signal injecté de fréquence 10 GHz, il a pu mesurer un courant continu augmentant avec la puissance microonde, en l'absence de tension continue en entrée.

Dans cette partie, nous allons présenter les performances hyperfréquences d'un dispositif constitué de deux jonctions en Y intégrées en parallèle au sein d'une ligne coplanaire. Il s'agit de s'intéresser à la propriété de conversion RF-DC d'un tel dispositif. Les composants présentés ont été définis à l'Université Catholique de Louvain. Je les ai réalisés à l'IEMN en utilisant la technologie de fabrication des mesas du type HSQ. Nous allons comparer ces composants dont la conception a été optimisée afin de diminuer les capacités parasites et les résistances extrinsèques à ceux réalisés dans le cadre du projet NANOTERA. Nous présenterons enfin les mesures en hyperfréquences du redressement, obtenues à 94 GHz, sur un composant balistique dont les accès ont été optimisés.





Figure 78 : a) Image MEB des dispositifs à deux jonctions en Y en parallèle étudiés dans le cadre du projet NANOTERA. b) Image MEB des dispositifs optimisés.

Les dispositifs que nous étudions sont donc basés sur l'utilisation de deux jonctions en Y (YBJs).

Pour la première topologie, l'angle entre les branches du YBJ est de 120° (Figure 78-a). Pour le dispositif optimisé, il y a un angle de 60° entre les accès gauche et droite (Figure 78-b). Dans tous les cas, la largeur des branches est d'environ 200 nm.

Le régime non linéaire des jonctions balistiques à trois branches peut être exploité dans le cadre de mesures en mode push-fix. Cela consiste à appliquer une tension continue sur la branche gauche (G), la branche droite (D) étant à la masse. L'intérêt d'utiliser le fonctionnement non linéaire de la jonction en Y en configuration push-fix est que cette configuration ne nécessite pas de déphaser un deuxième signal et permet donc d'avoir un fonctionnement large bande. Par ailleurs, la configuration coplanaire permet de placer deux jonctions en parallèle dans le but d'améliorer le comportement fréquentiel (Figure 78-b).

#### 3.1.2.2. Nonlinéarité

Le comportement non linéaire d'une jonction en Y est mis en évidence par une caractéristique statique de type diode en mode de polarisation push-fix (Figure 79).



Figure 79 : a) Image MEB de la jonction en Y et configuration de mesure statique en mode push-fix. b) Tension dans la branche centrale  $V_C$  en fonction de la tension dans la branche gauche  $V_G$  en polarisation push-pull à température ambiante.

Un modèle non linéaire complet du redresseur à deux jonctions en Y a été développé sous ADS par Lukasz Bednarz de l'Université Catholique de Louvain [11,12]. Ce modèle a été appliqué sur les composants qui ont été réalisés à l'IEMN dans le cadre du projet NANOTERA puis sur ceux plus récents issus d'une optimisation vis-à-vis des capacités parasites [13,14].

Il s'agit dans un premier temps de modéliser le comportement non linéaire en régime continu. Pour cela, il faut s'appuyer sur les caractéristiques mesurées en statique. Le modèle en régime continu de la jonction permet de reproduire les caractéristiques I-V à partir de résistances non linéaires  $R_i$  définies pour chaque branche (Figure 80). Les résistances extrinsèques  $R_e$  liées aux réservoirs d'électrons et aux contacts ohmiques sont aussi prises en compte par le modèle. Le circuit représenté Figure 80 permet de retrouver par la simulation la caractéristique non linéaire (Figure 79).



Figure 80 : Courant dans la branche gauche  $I_G$  en fonction de la tension dans la branche  $V_G$  et des chutes de tensions  $\Delta Vi$  aux bornes des  $R_i$  lorsque la branche droite est court-circuitée ( $V_D=0$ ). Les lignes en pointillé sont issues du modèle ADS.

#### 3.1.2.3. Capacités parasites

Le circuit modélisé en régime continu est ensuite complété par des mesures de paramètres S large bande qui permettent d'extraire les capacités parasites. Des capacités intrinsèques ( $C_{12_i}$ ,  $C_{23_i}$ ,  $C_{31_i}$ ) traduisant le couplage entre les branches, sont définies (Figure 81). Les capacités extrinsèques ( $C_{12_e}$ ,  $C_{23_e}$ ,  $C_{31_e}$ ).correspondent à un couplage entre les accès coplanaires



Figure 81 : Localisation des différents éléments composant le schéma équivalent d'un dispositif à deux jonctions en Y.

La totalité des éléments du schéma équivalent sont donc déduits de la caractérisation statique du dispositif pour les résistances et de mesures hyperfréquences des paramètres S pour la détermination des capacités. Les valeurs des éléments parasites extraits du schéma équivalent complet simulé sous ADS sont présentées dans le tableau suivant pour les dispositifs optimisés et non optimisés :

Dispositif	C <sub>12_e</sub>	C <sub>23_e</sub>	C <sub>31_e</sub>	C <sub>12_i</sub>	C <sub>23_i</sub>	C <sub>31_i</sub>	R <sub>e</sub>
Non optimisé	0.83fF	1.15fF	0.57fF	0.30fF	2.90fF	3.89fF	>1kΩ
Optimisé	0.72fF	0.88fF	0.88fF	0.18fF	2.38fF	2.00fF	0.48kΩ

Tableau 12 : Valeurs extraites sous ADS des capacités parasites et des résistances extrinsèques pour les dispositifs à double Y optimisés et non optimisés.

Dans les dispositifs optimisés, les résistances d'accès sont bien plus faibles et les capacités entre les accès sont dans l'ensemble réduites.

#### 3.1.2.4. Conversion RF-DC

Les propriétés non linéaires des jonctions balistiques à trois branches sont ici exploitées pour la conversion d'un signal RF en un signal continu. Dans le montage que nous avons employé, la source utilisée pour la génération du signal hyperfréquence à 94 GHz est une diode Gunn et la connexion entre la source et les sondes coplanaires est réalisée par des guides d'onde. Le circuit permettant la mesure de la conversion RF-DC en fonction de la puissance et de la fréquence du signal source est schématisé Figure 82.



Figure 82 : Schéma de mesure à 94GHz du double Y fonctionnant en redresseur RF-DC.

Les mesures ont été menées en l'absence de polarisation et avec une puissance microonde appliquée variable (Figure 83). On observe, comme attendu par notre modèle simple (équation 36), une dépendance quadratique de la tension continue en sortie avec l'amplitude du signal alternatif appliqué. La tension de sortie est donc linéairement proportionnelle à la puissance RF fournie au dispositif. On peut alors définir une sensibilité de redressement à polarisation nulle S=0.022mV/ $\mu$ W à 94GHz. Notons que la sensibilité est calculée en fonction de la puissance incidente et donc prend en compte la désadaptation d'impédance. Si on se rapporte à la puissance réellement absorbée par le nanodispositif, on obtient une sensibilité de 0.076mV/ $\mu$ W (dispositif adapté).



Figure 83 : Comportement redresseur à 94GHz. Tension continue détectée en sortie en fonction de la puissance microonde incidente avec  $V_{bias}$ =0V. La sensibilité de détection est S=0.022mV/µW à 94 GHz.

Ce résultat est comparable à celui obtenu récemment sur les SSD (*self-switching diodes*), composés de 18 nanofils en parallèle, où une sensibilité à polarisation nulle d'environ  $0.020 \text{mV}/\mu\text{W}$  a été mesurée à 110GHz [15]. Si on compare nos dispositifs et des nanostructures de mêmes dimensions, les redresseurs balistiques à quatre branches, l'amélioration est probante, puisque pour ces dispositifs la sensibilité sans polarisation en entrée était de  $0.004 \text{mV}/\mu\text{W}$  à 50GHz [16]. Malgré cela, la sensibilité de ces nanodispositifs est très en dessous de celle des diodes Schottky ou des *backward diodes*. La sensibilité d'une *backward diode* peut être supérieure à  $2 \text{mV}/\mu\text{W}$  à 110GHz et polarisation nulle [17].

#### 3.1.3. Doubleurs de fréquence

Le régime de fonctionnement non linéaire des jonctions balistiques à trois branches peut être exploité pour la génération d'harmoniques secondaires. Cette propriété de multiplication de la fréquence dans les TBJ a été envisagée pour la première fois par Xu [18].

Cependant, peu de résultats existent dans la littérature sur cette propriété de doublement de la fréquence des jonctions balistiques. Peu d'entre eux sont d'ailleurs très probants par rapport aux potentialités hyperfréquences des TBJ dans leur domaine de fonctionnement balistique. Shorubalko et al. ont réalisé des mesures à l'aide d'un oscilloscope jusqu'à 37 Hz pour le signal d'entrée [19]. Le dispositif mesuré n'était pas uniquement constitué d'un TBJ puisque il était associé à un canal latéral servant d'amplificateur du signal complexe de sortie obtenu à 74 Hz. Lewen et al. ont fait des mesures jusqu'à 1GHz sur des TBJ en utilisant un coupleur de type balun pour appliquer le signal d'entrée et un analyseur de spectre [20]. Ces mesures permettent d'obtenir une harmonique secondaire, mais le mode fondamental est plus important, même à 20 MHz, alors qu'il devrait théoriquement être rejeté. En effet, si un tel comportement peut être attendu par les auteurs d'après les mesures réalisées en continu, c'est parce que la caractéristique statique qu'ils présentent n'est pas parabolique. Par ailleurs, les niveaux de tension détectés sont très faibles (80µV) par rapport à la tension appliquée (250mV). Worschech et al. ont réalisé un montage en push-fix, c'est-à-dire en mettant une branche à la masse et en appliquant les signal HF à une seule branche du TBJ. Ils ont réalisé des mesures jusqu'à 10GHz pour le signal d'entrée [21]. Cependant, les auteurs rapportent une augmentation drastique de la première harmonique avec l'augmentation de fréquence. Cela peut être associé à un effet capacitif. Cependant, il est normal de trouver l'harmonique fondamentale dans le spectre de sortie dans le cas d'une polarisation en mode push-fix (équation 36). Enfin, très récemment, Sun et al. ont mesuré un TBJ en mélangeur, qui, bien qu'étant un sujet plus vaste que le simple fonctionnement en doubleur de fréquence, montre là encore des signaux de sortie faibles par rapport à ceux injectés, dans le domaine du MHz [22]. Ces mesures sont limitées en fréquence. En effet, le système de mesure employé conduit à une fréquence de coupure de quelques kHz, masquant le comportement réel du composant.

Les résultats que nous allons présenter ici sur les TBJs opérant comme des doubleurs de fréquence sont nouveaux grâce notamment à la technique de mesure employée. En effet, l'étude de cette propriété de nos composants a bénéficié d'un équipement très bien adapté. Les mesures ont été réalisées par A. Curutchet et C. Gacquière à l'IEMN. Les éléments importants du montage sont un analyseur de réseau du type *Large Signal Network Analyser* (LSNA) associé à deux sondes haute impédance (HIP FPM-100X et HIP Picoprobe model 35) et un deuxième synthétiseur réalisé avec un Agilent Technologies E8257D PSG Analog Signal Generator. Le LSNA permet des mesures non linéaires sur deux ports dans le domaine de fréquence 0.6 à 20 GHz. Le LSNA permet d'accéder aux signaux injectés (a<sub>1</sub> et a<sub>2</sub>) et réfléchis (b<sub>1</sub> et b<sub>2</sub>) à l'entrée et à la sortie du composant dans le plan des pointes grâce à un étalonnage adapté (Figure 84). Ces signaux étant connus, on peut déterminer le courant et la tension dans le domaine temporel ou fréquentiel [23].



Figure 84 : Schéma du montage de mesure au LSNA.

Un des deux principaux avantages de cette méthode de mesure est l'utilisation de sondes haute impédance, la HIP FPM-100X passive d'impédance 5 k $\Omega$  et la HIP Picoprobe 35 active d'impédance 1.25M $\Omega$ , qui permettent de mesurer précisément ce que l'on a en sortie du TBJ. En effet, l'impédance des sondes et plus proche de celle des TBJs que dans un environnement 50 $\Omega$ . L'autre avantage est lié à l'emploi du LSNA car cet analyseur mesure l'amplitude et la phase des harmoniques, ce qui permet de recalculer la forme d'onde. Ce montage permet donc d'obtenir des résultats dans les hyperfréquences similaires à ceux que l'on a à basses fréquences avec un oscilloscope. Les conditions de mesures du TBJ sont schématisées Figure 85. La sonde HIP FPM-100X associée à un multimètre numérique est utilisée pour la mesure de la tension continue en sortie. La sonde HIP Picoprobe 35 ne permet pas de récupérer la composante statique du signal de sortie. On ne peut donc pas observer le phénomène de redressement. En revanche, l'impédance de cette sonde active est bien supérieure à celle de la sonde passive et elle permet des mesures hyperfréquences jusqu'à 26GHz.





#### 3.1.3.1. Mesure au LSNA sur TBJ

Figure 86 sont présentés les premiers résultats obtenus sur une jonction en T, dont les largeurs des branches horizontale et verticale sont respectivement 190 et 80 nm [24]. La mesure a été réalisée avec un signal sinusoïdal de 600 MHz appliqué à la branche gauche du TBJ (Vin(t)), la même tension étant appliquée en opposition de phase à la branche droite (–Vin(t)). Cette condition de polarisation en mode push-pull est nécessaire lors de mesures en régime alternatif pour observer le rejet du mode fondamental. L'amplitude du signal d'entrée est fixée à 0.25V pour se limiter au domaine de fonctionnement quadratique de la jonction balistique. Comme prévu par la théorie, on obtient un signal de sortie périodique avec une fréquence double de 1.2GHz. Le spectre fréquentiel de sortie est représenté Figure 87 et confirme le fait que l'harmonique d'ordre deux est la composante du LSNA entre 600MHz et 20GHz) sont prises en compte dans la construction du signal temporel. On observe une harmonique d'ordre 2 dans le spectre du signal d'entrée dont l'amplitude non négligeable est liée à l'existence de couplages capacitifs entrée-sortie, c'est-à-dire entre les branches et les accès du TBJ.



Figure 86 : Caractérisation au LSNA d'un TBJ fonctionnant en doubleur de fréquence, avec un signal d'entrée de -5dBm à 600MHz. Vin est le potentiel sinusoïdal appliqué à la branche gauche sur deux périodes. Vout est le signal de sortie dans le même intervalle de temps.



Figure 87 : Spectres fréquentiels d'entrée (noir) et de sortie (gris) obtenus au LSNA dans la branche centrale de sortie du TBJ auquel un signal sinusoïdal d'amplitude 250mV et de fréquence 600 MHz est appliqué. Toutes les harmoniques jusqu'à 20GHz sont représentées.

Une nuance doit être faite concernant ce résultat. En effet, l'amplitude du signal sinusoïdal de sortie est faible. Si on s'appuie sur l'équation 36, compte tenu de l'amplitude du signal sinusoïdal injecté et de la caractéristique parabolique obtenue au LSNA en régime continu pour ce composant (Figure 88), on s'attend à obtenir un signal dont l'amplitude est de 45 mV dans la branche centrale. Or, on mesure un signal périodique dont l'amplitude est de 0.003 mV soit une décade en dessous de celle attendue. Ceci est lié au fait que les accès de ce composant n'étaient pas optimisés pour la mesure en hyperfréquences.



Figure 88 : Caractéristique balistique statique de la jonction en T mesurée au LSNA avec la pointe HIP passive (FPM-100X) et fit parabolique des points expérimentaux.

# 3.1.3.2. Étude du déphasage sur YBJ optimisé

D'autres mesures ont été réalisées sur des YBJ avec des accès optimisés pour les mesures HF dont la conception a été élaborée à l'UCL (Figure 89). Les dispositifs présentent notamment des plans de masse dont la géométrie a été modifiée pour limiter les capacités entre les accès coplanaires (capacités *crosstalk*). Ces composants ont été réalisés et mesurés à l'IEMN. Remarquons que la jonction mesurée est un peu plus large que la précédente (environ 200nm).



Figure 89 : Jonction en Y avec des accès coplanaires (lignes CPW) optimisés pour les mesures hyperfréquences.

Le doublement de la fréquence a pu être observé pour un signal d'entrée de fréquence beaucoup plus élevée que précédemment, puisque de 4GHz (Figure 90). On obtient un signal quasi sinusoïdal à 8GHz dont l'harmonique principale est donc celle d'ordre deux. Là encore, touts les harmoniques jusqu'à 20GHz sont prises en compte. Il convient toutefois de noter que nous ne disposons que des 5 premières harmoniques : 4, 8, 12, 16 et 20 GHz. Les mesures dans le domaine fréquentiel sont présentées Figure 91. L'harmonique d'ordre 2 du signal d'entrée est plus faible que précédemment, tandis que celle du signal de sortie est elle plus importante. Cela peut être interprété en terme de réduction des effets de couplages capacitifs. L'amplitude de l'harmonique d'ordre 2 du signal de sortie est au minimum une décade audessus de celle des autres modes. Cela explique l'obtention d'un signal temporel quasi sinusoïdal dans la branche centrale et fait de ce YBJ un doubleur de fréquence performant fonctionnant en hyperfréquences.



Figure 90 : Caractérisation au LSNA d'un YBJ fonctionnant en doubleur de fréquence, avec un signal d'entrée de -5dBm à 4GHz. Vin est le potentiel sinusoïdal appliqué à la branche gauche sur deux périodes. Vout est le signal de sortie dans le même intervalle de temps.



Figure 91 : Spectres fréquentiels d'entrée (noir) et de sortie (gris) obtenus au LSNA sur le YBJ optimisé. Les harmoniques 4 GHz (fondamentale), 8, 12,16 et 20GHz sont représentées.
Sur ce composant, des variations sur le déphasage entre les signaux appliqués aux branches gauche et droite ont été effectuées. Les résultats de ces mesures sont représentés Figure 92.

L'équation 34 nous permet d'obtenir le signal de sortie en fonction du déphasage  $\varphi$  entre les signaux appliqués. Notons que ce signal présente une composante continue que nous avons calculée et soustraite pour pouvoir le comparer au signal hyperfréquence mesuré par la pointe haute impédance. La tension continue a pour valeur :



$$\left\langle V_{c}\right\rangle = \frac{\alpha A^{2} \left(1 - \cos \varphi\right)}{4} \tag{39}$$

Figure 92 : Signaux mesurés dans la branche centrale pour des signaux d'entrée de fréquence 4GHz lorsque le déphasage entre les signaux d'entrée prend les valeurs 160°,180° et 200°.



Figure 93 : Signaux calculés dans la branche centrale pour des signaux d'entrée de fréquence 4GHz lorsque le déphasage entre les signaux d'entrée prend les valeurs 160°,180° et 200°.

Les résultats de ces calculs sont présentés Figure 93. On obtient une très bonne concordance entre l'expérimentation et la théorie. Le coefficient *b* que nous employons, et qui représente la dissymétrie du composant, est très faible (b = 0.02).

#### 3.2. Dispositifs balistiques avec grille Schottky

#### 3.2.1. Inverseur balistique de courant

Il s'agit de diriger le flux d'électrons dans l'une ou l'autre des branches d'une jonction balistique à trois terminaux grâce à une grille de commande (Figure 94). Le faible temps de transit à travers le composant en régime balistique permet d'envisager un fonctionnement à très haute fréquence. Des simulations Monte Carlo menées par Javier Mateos de l'Université de Salamanque ont montré la capacité de ces composants à fonctionner dans le domaine Térahertz [9].



Figure 94 : Schéma d'une jonction en T à grille de commande Schottky et conditions de polarisation permettant la commutation balistique du courant suivant le potentiel de grille.

Le phénomène d'inversion du courant s'appuie sur un phénomène de déflection balistique des électrons. En effet, nous allons voir que la géométrie des branches, notamment l'orientation des branches, modifie les courants circulant dans les branches horizontale et verticale, particulièrement le courant résiduel dans la branche centrale. Ce phénomène d'influence de la géométrie des composants a été étudié par le passé sur des jonctions balistiques en Y dont on faisait varier l'angle entre les branches et pour lesquelles le flux des électrons pouvait être orienté [2,8].

#### 3.2.1.1.Caractérisation statique

Les courants dans les branches des dispositifs sont asservis à des considérations géométriques. Les courants dans les branches horizontales Ih et verticales Iv d'une jonction en T dont les branches sont identiques sont présentés Figure 95., le composant mesuré présente trois branches identiques de 120 nm de large et de 100 nm de long. Figure 96, on constate que le rapport des courants de la branche verticale dans l'état haut ( $V_G = -1V$ ) et dans l'état bas ( $V_G$ = 0V) est de 2.4 pour ce TBJ. Nous allons voir que ce rapport peut être amélioré par une optimisation géométrique, en l'occurrence par une modification de l'orientation de la branche verticale. L'existence d'un courant résiduel important dans le branche centrale (à  $V_G = 0V$ ) pour la jonction en T peut-être expliqué par la polarisation de cette branche. Cela n'explique pas que pour le composant présenté Figure 97, le courant résiduel dans la branche centrale (à  $V_G = 0.2V$ ), rapporté au courant dans cette même branche lorsque le canal sous la grille est pincé, est plus faible que pour la jonction en T (Figure 98). Ce composant est donc optimisé géométriquement pour l'inversion du courant. Lorsque la branche horizontale est ouverte (V<sub>G</sub> > 0V) très peu de charges sont défléchies dans la branche centrale dont l'orientation est opposée au flux d'électrons se déplaçant de la branche gauche vers la branche droite. Les dimensions de cette jonction balistique ont été optimisées par des simulations Monte Carlo [25]. La branche sous la grille fait 200 nm de large, la branche centrale 90 nm et celle reliée à la masse 110 nm. Pour ce composant, le rapport des courants de la branche centrale dans l'état haut ( $V_G = -0.3V$ ) et dans l'état bas ( $V_G = 0.2V$ ) est de 4.2 soit près de deux fois supérieur à celui de l'inverseur basé sur la jonction en T. Dans ce composant, malgré la polarisation de la branche centrale, le rapport entre le courant résiduel dans cette branche (à  $V_G = 0.2V$ ) et le courant obtenu lorsque le canal sous la grille est pincé (à  $V_G = -0.3V$ ) est donc sensiblement plus faible que dans la jonction en T. En effet, l'injection des charges dans la branche centrale est liée essentiellement à la composante verticale non nulle de la vitesse. Elle est donc fortement réduite lorsque l'orientation de cette branche est opposée au sens de déplacement de la majorité des charges qui se déplacent le long de la branche horizontale.

Notons que les deux composants présentés ici ont été réalisés à l'aide d'une technologie des mesas du type HSQ et présentent des plots HSQ pour isoler le grille du canal.



Figure 95 : Inverseur balistique de courant basé sur l'utilisation d'une jonction en T. La grille est isolée du canal par des plots de HSQ latéraux.



Figure 96 : Mesure des courants circulant dans les branches horizontale Ih et verticale Iv du dispositif présenté Figure 95 en fonction de la polarisation de grille Vg pour  $V_1=V_c=60$ mV.



Figure 97 : Inverseur balistique de courant optimisé. Des plots de HSQ isolent la grille du canal.



Figure 98 : Mesure des courants circulant dans les branches horizontale Ih et verticale Iv du dispositif présenté Figure 97 en fonction de la polarisation de grille Vg pour  $V_d=V_c=200$ mV.

#### 3.2.1.2. Comportement dynamique en basse fréquence

Pour cette étude nous avons mesuré un dispositif optimisé pour l'inversion en régime statique dont les branches sont plus larges et donc les niveaux de courants plus élevés. Cela est d'autant plus important que l'on se fixe à une polarisation des branches plus faible de 30mV. Le montage de mesure en basse fréquence est présenté Figure 99.



Figure 99 : Schéma du montage utilisé pour la démonstration de l'inversion en basse fréquence sur un TBJ optimisé. La polarisation appliquée  $V_{appl}$  est -30mV.

Des résultats ont été obtenus jusqu'à une fréquence de commutation de la polarisation de grille de 400kHz. La limite à la montée en fréquence de nos mesures est liée non pas à la potentialité de notre composant mais au montage basse fréquence que nous employons. En effet, la fréquence de coupure de notre système de mesure, liée aux câbles BNC et à l'impédance de 1k $\Omega$ , est de l'ordre de 2MHz. Le nombre d'harmoniques constituant les signaux de sortie est donc insuffisant pour avoir des signaux carrés.



Figure 100 : Evolution des courants dans les branches horizontale Ih et verticale Iv en fonction de la polarisation de grille Vg, signal carré variant entre 0V et –400mV avec une fréquence de 400kHz.

Remarquons cependant que le composant optimisé pour l'inversion du courant en continu n'est pas celui susceptible de donner le meilleur fonctionnement intrinsèque en hyperfréquences. En effet, la déflection des électrons dans la branche centrale implique une diminution de leur vitesse qui risque de détériorer les performances avec la montée en fréquence. Cela a d'ailleurs été montré en simulations Monte Carlo qui prévoient, pour ce composant, une fréquence limite de l'inversion en courant plus faible que pour le dispositif basé sur la jonction en T [8].

Tous les composants avec grille que nous avons mesurés jusque là n'ont pas d'accès hyperfréquence. Nous avons réalisé des inverseurs de courants avec des accès coplanaires pour des mesures en transistor.

#### 3.2.2. Caractérisation en transistor

Dans cette partie, on étudie le fonctionnement en transistor des inverseurs balistiques de courant. Les résultats en courant continu sur les deux types composants sont décrits ici. La jonction balistique la plus large a pu être caractérisée en hyperfréquences.

#### 3.2.2.1. Mesures en régime statique

La caractéristique I-V de la grille Schottky déposée sur une jonction en T dont les branches font 120 nm de large est représentée Figure 101. La longueur de grille est d'environ 90 nm. Le recess digital sélectif a été employé pour la réalisation de la grille qui ne présente pas de protections latérales de HSQ (image MEB de la Figure 101). Il s'agit donc ici de caractériser le premier dispositif balistique dont la fabrication de la grille Schottky s'appuie sur le recess digital sélectif.



Figure 101 : Caractéristique I-V de la grille Schottky de l'inverseur de courant basé sur une jonction en T. L'insert est une image MEB de la jonction mesurée.

La commande de grille de cet inverseur de courant est caractérisée Figure 102. Comme pour le dispositif à multicanaux réalisé par le même procédé de fabrication et présenté précédemment, la tension de pincement est de –0.35V. Le calcul de la transconductance Gm pour ce composant de longueur de grille 90 nm est délicat. Du fait d'une largeur de la branche du TBJ de 120 nm sous la grille, la déplétion latérale n'est pas négligeable vis-à-vis du développement du transistor. Cela implique une forte imprécision sur le calcul de la transconductance maximum de 0.6 S/mm. On obtient 2 S/mm lorsqu'on envisage une déplétion de 40 nm, qui est la valeur moyenne considérée sur nos composants balistiques [26].



Figure 102 : Caractéristique de sortie  $Ids=f(Vds)_{Vg}$  de la jonction en T avec une longueur de grille de 90 nm. Ids est le courant circulant entre D et S1 (insert). S2 n'est pas connectée.

Un inverseur de courant optimisé avec un fossé de grille réalisé par RDS mais présentant des protections latérales de HSQ a lui aussi été réalisé. La tension de seuil de la Schottky est alors d'environ 0.5V, ce qui est comparable à celle des HEMT de la même filière (Figure 103). La tension de pincement est de -0.5V (Figure 104). La longueur de grille varie de 100 nm à 200 nm d'un bord à l'autre du mesa. Le développement du transistor, c'est-à-dire la largeur de branche sous la grille, est de 220 nm. La transconductance maximum est comprise entre 0.6 et 0.8 S/mm suivant que l'on prend en compte la déplétion ou non [27].



Figure 103 : Caractéristique I-V de la grille de l'inverseur de courant optimisé. L'insert est une image MEB du composant mesuré dont les flancs du mesa sont protégés par de la HSQ (voir chapitre 2).



Figure 104 : Caractéristique de sortie  $Ids=f(Vds)_{Vg}$  de la jonction en T avec une grille triangulaire. Ids est le courant circulant entre D et S1 (insert). S2 n'est pas connectée.

#### 3.2.2.2.Mesures en HF

Des mesures en hyperfréquences ont finalement été réalisées sur ces jonctions balistiques avec des grilles. Le seul pour lequel nous avons pu extraire une fréquence de coupure du gain en courant  $f_T$  est l'inverseur de courant dont les caractéristiques statiques sont présentées Figure 104. En effet, le transistor basé sur une jonction en T dont les largeurs de branche font 120 nm présente une impédance trop élevée pour pouvoir extraire correctement une fréquence de coupure du gain en courant (voir Annexes de caractérisation-1).

La largeur de branche sous la grille est de 220 nm (insert de Figure 103). La grille de forme triangulaire présente une longueur variant de 100 nm à 200 nm d'un bord à l'autre du mesa. Les paramètres S<sub>ij</sub> de ce composant ont été mesurés dans la bande de fréquence 0.5-55GHz (Figure 105). Une attention toute particulière a été prise pour l'étalonnage de l'analyseur de réseau (*Vector Network Analyser* <sup>®</sup>Agilent E8361A) à l'aide d'une procédure LRRM.



Figure 105 : Paramètres S de transmission bruts mesurés sur un dispositif balistique avec une grille triangulaire et une largeur de branche sous la grille de 220 nm.

Les capacités extrinsèques entre les accès coplanaires limitent le gain en courant du composant mesuré lors de la montée en fréquence. Celles-ci sont prises en compte dans la structure muette correspondant aux accès du dispositif (contacts ohmiques+ plots+ métallisation de grille) sans le composant balistique proprement dit au centre de la structure. Les paramètres S de la structure muette (*open*) sont donc mesurés (voir Annexes de caractérisation-2) puis convertis en matrice des admittances qui est soustraite à la matrice des admittances du composant pour tenir compte des capacités entre les accès qui sont incluses dans les paramètres S. Les paramètres S' de transmission extraits par cette méthode sont représentés Figure 106.



Figure 106 : Paramètres S' de transmission de la jonction balistique après extraction de la structure muette.

Le gain en courant est alors calculé à l'aide des paramètres S' corrigés. La dépendance en fréquence du gain en courant  $|H_{21}|^2$  est représentée Figure 107. Une fréquence de coupure du gain en courant  $f_T$  de 30 GHz est obtenue.

Les paramètres extrinsèques ont été extraits. Les résistances parasites Rs et Rd sont respectivement de 0.25  $\Omega$ .mm et 0.36  $\Omega$ .mm. Les capacités extrinsèques de plots pour le drain (Cpd) et la grille (Cpg) sont respectivement de 0.8fF et 1.2fF.

La valeur de la capacité intrinsèque Cgs ne peut pas être estimée précisément, car étant environ une décade en dessous de celle des capacités extrinsèques, il y a trop d'imprécision sur son extraction. Cela implique que la fréquence de coupure intrinsèque  $f_c = G_m / (2\pi C_{gs})$  ne peut pas être évaluée.



Figure 107 : Dépendance fréquentielle du gain en courant  $|H_{21}|^2$  et pente en -20dB/decade donnant une fréquence de coupure  $f_T=30GHz$ . Les conditions de polarisations continues sont données en insert.

Remarquons que l'épluchage (*deembedding*) des accès coplanaires sur le dispositif balistique ainsi que sur la structure muette a été réalisé avec soin. Cette méthode a été comparée aux résultats obtenus si on ne prend pas en compte le délai induit par chacun des accès dans l'Annexe de caractérisation-3.

#### 3.3. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons caractérisé de nombreux TBJs en régime statique. Les derniers résultats expérimentaux montrent que la caractéristique parabolique peut être obtenue à température ambiante sur des jonctions en T dont les dimensions de la branche horizontales sont micrométriques, soit bien au-delà du libre parcours moyen. Des résultats de simulations Monte Carlo préliminaires, à l'aide d'un nouveau modèle à charge de surface dynamique, sont venus confirmer nos résultats expérimentaux. Cela semble remettre en cause la nécessité du transport balistique des charges lors de la traversée des composants au profit de phénomènes de charges d'espace dans la branche centrale pour expliquer la relation quadratique obtenue en polarisation push-pull.

Le redressement de la tension a été mesuré à 94 GHz pour des dispositifs présentant deux jonctions en Y intégrées en parallèle au sein d'une ligne coplanaire et polarisés en mode pushfix. Ces dispositifs, dont les éléments extrinsèques ont été optimisés (l'extraction des éléments parasites a été réalisée par L. Bednarz de l'UCL), présentent une sensibilité de détection en l'absence de tension continue appliquée de  $0.022mV/\muW$  à 94 GHz. Cette sensibilité est à l'état de l'art des nanodispositifs redresseurs de tension fonctionnant en hyperfréquences.

Des jonctions balistiques à trois branches ont été caractérisées en doubleurs de fréquence. Le banc de mesure utilisé est constitué d'un LSNA, permettant de reconstruire les signaux dans le domaine temporel et fréquentiel grâce à la mesure des ondes incidentes et réfléchies, et de pointes haute impédances, parfaitement adaptées aux mesures sur des nanodispositifs. Les mesures réalisées à l'aide de ce montage ont permis de caractériser un YBJ en doubleur de fréquence avec un signal sinusoïdal d'entrée à 4 GHz appliqué en mode push-pull. Le signal de sortie est quasi-sinusoïdal avec une fréquence de 8 GHz.

Enfin, des TBJs avec une grille de commande Schottky ont été caractérisés en inverseurs de courant, en régimes statique et basse fréquence (400kHz). Un de ces composants, dont l'impédance était suffisamment basse, a pu être caractérisé en transistor. Une fréquence de coupure du gain en courant  $f_T$  de 30 GHz a été extraite.

### 3.4. Annexes de caractérisation

#### 1- Jonction en T dont les branches font 120 nm et la longueur de grille 90 nm

Les paramètres S de transmission mesurés sur ce transistor sont présentés sur la figure cidessous. Le gain en courant est trop faible pour être extrait correctement.



Paramètres  $S_{ij}$  de transmission bruts mesurés sur une jonction balistique en T avec des branches de 120 nm de large et une longueur de grille de 90 nm.

## 2- Paramètres S de la structure muette.



Paramètres S<sub>ij</sub> de transmission bruts mesurés sur la structure muette (ils sont confondus).



Paramètres  $S_{ii}$  de réflexion bruts mesurés sur la structure muette (les pertes sont différentes car l'accès de grille est plus court).

#### <u>3- Calcul de $|H_{21}|^2$ sans faire l'épluchage des accès coplanaires.</u>

Une méthode de mesure un peu différente de celle présentée pour le calcul du gain en courant et de la fréquence de coupure  $f_T$  a été envisagée. Elle consiste à ne pas prendre en compte l'épluchage des longueurs de ligne coplanaire sur le dispositif balistique et sa structure muette correspondante. Les matrices de paramètres Y sont directement obtenues par la conversion des matrices de paramètres S bruts auxquelles on n'a pas soustrait le délai induit par chacun des accès coplanaires. Les résultats de cette méthode sont présentés sur la figure ci-dessous et sont très peu différents de ceux obtenus précédemment.



Dépendance fréquentielle du gain en courant  $|H_{21}|^2$  et pente en -20dB/decade donnant une fréquence de coupure f<sub>T</sub>=30GHz. Les conditions de polarisations continues sont données en insert.

## Références bibliographiques

[1] Hieke K., Ulfward M., *Nonlinear operation of the Y-branch switch: ballistic switching mode at room temperature*, Phys. Rew. B, vol.62, No.24, pp.16727-16730 (2000)

[2] Mateos J., Vasallo B.G., Pardo D., González T., Galloo J.S., Bollaert S., Roelens Y., Cappy A., *Microscopic modeling of nonlinear transport in ballistic nanodevices*, IEEE Trans. Electron Devices, vol.50, No.9, pp.1897-1905 (2003)

[3] Iñiguez-de-la-Torre I., Mateos J., González T., Pardo D., Galloo J.S., Bollaert S., Roelens Y., Cappy A., *Influence of the surface charge on the operation of ballistic T-branch junctions: a self-consistent model for Monte Carlo simulations*, Semicond. Sci. Technol., vol.22, pp.663-670 (2007)

[4] Xu H.Q., Shorubalko I., Wallin D., Maximov I., Omling P., Samuelson L., Seifert W., *Novel nanoelectronic triodes and logic devices with TBJs*, IEEE Electron Dev. Lett., vol.25, No.4, pp.164-166 (2004)

[5] Shorubalko I., Xu H.Q., Maximov I., Omling P., Samuelson L., Seifert W., *Nonlinear operation of GaInAs/InP-based three-terminal ballistic junctions*, Appl. Phys Lett., vol.79, No.9, pp.1384-1386 (2001)

[6] Mateos J., Vasallo B.G., Pardo D., González T., Pichonat E., Galloo J.S., Bollaert S., Roelens Y., Cappy A., *Nonlinear effects in T-branch junctions*, IEEE Electron Dev. Lett., vol.25, No. 5, pp.235-237 (2004)

[7] Xu H.Q., *Electrical properties of three-terminal ballistic junctions*, Appl. Phys. Lett., vol.78, No14, pp.2064-2066 (2001)

[8] Galloo J.S., *Composants nanométriques balistiques de type GaInAs/AlInAs/InP pour application Térahertz*, Thèse de doctorat, USTL Lille, 2005

[9] Mateos J., Vasallo B.G., Pardo D., González T., Galloo J.S., Roelens Y., Bollaert S., Cappy A., *Ballistic nanodevices for terahertz data processing : Monte Carlo simulations*, Nanotechnology, vol.14, pp.117-122 (2003)

[10] Xu H.Q., Shorubalko I., Wallin D., Maximov I., Omling P., Samuelson L., Seifert W., *Novel nanoelectronic triodes and logic devices with TBJs*, IEEE Electron Dev. Lett., vol.25, No.4, pp.164-166 (2004)

[11] Bednarz L., Rashmi, Hackens B., Farhi G., Bayot V., Huynen I., Galloo J-S., Roelens Y., Bollaert S. Cappy A., *Low and room temperature studies of RF to DC rectifiers based on ballistic transport*, Microelectron. Eng., vol.81, pp.194-200 (2005)

[12] Bednarz L., Rashmi, Hackens B., Farhi G., Bayot V., Huynen I., *Broad-band frequency characterization of double Y-branch nanojunction operating as room-temperature RF to DC rectifier*, IEEE Trans. on Nanotechnol. Vol.4, No.5, pp576-580 (2005)

[13] Bednarz L., Rashmi, Farhi G., Hackens B., Bayot V., Huynen I., Galloo J-S., Roelens Y., Bollaert S. Cappy A., *Theoritical and experimental characterization of Y-branch rectifier up to 94 GHz*, EUMC 2005, 4-6 octobre

[14] Bednarz L., Rashmi, Farhi G., Hackens B., Bayot V., Huynen I., Gardès C., Galloo J-S., Roelens Y., Bollaert S. Cappy A., *Electrical model of Y-branch nanojunction rectifier operating up to 94 GHz*,

[15] Balocco C., Song A.M., Aberg M., Forchel A., González T., Mateos J., Maximov I., Missous M., Rezazadeh A.A., Saijets J., Samuelson L., Wallin D., Williams K., Worshech L., Xu H.Q., *Microwave detection at 110GHz by nanowires with broken symmetry*, Nano Lett., vol.5, No.7, pp.1423-1427 (2005)

[16] Song A.M., Omling P., Samuelson L., Seifert W., Shorubalko I., Zirath H., Operation of InGaAs/InP-based ballistic rectifiers at room temperature and frequencies up to 50GHz, Jpn. J. Appl. Phys., vol.40, pp.L909-L911 (2001)

[17] Meyers R.G., Fay P., Schulman J.N., Thomas S., Chow D.H., Zinck J., Boegeman Y.K., Deelman P., *Bias and temperature dependence of Sb-based heterostructure millimetre-wave detectors with improved sensitivity*, IEEE Electron. Device Lett., vol.25, No. 1, pp.4-6 (2004)

[18] Xu H.Q., A novel electrical property of three-terminal ballistic junctions and its applications in nanoelectronics, Physica E, vol.13, pp.942-945 (2002)

[19] Shorubalko I., Xu H.Q., Maximov I., Nilsson D., Omling P., Samuelson L., Seifert W., *A novel frequency-multiplication device based on three-terminal ballistic junction*, IEEE Electron Dev. Lett., vol.23, No.7, pp.377-379 (2002)

[20] Lewén R., Maximov I., Shorubalko I., Samuelson L., Thylén L., Xu H.Q., *High frequency characterization of a GaInAs/InP electronic waveguide T-branch switch*, J. of Appl. Phys., vol.91, No.4, pp.2398-2402 (2002)

[21] Worschech L., Schliemann A., Reitzenstein, Hartmann, Forchel A., *Microwave rectification in ballistic nanojunctions at room temperature*, Microelectron. Eng., vol.63, pp.217-221 (2002)

[22] Sun J., Wallin D., Brusheim P., Maximov I., Wang Z.G., Xu H.Q., *Frequency mixing* and phase detection functionalities of three-terminal ballistic junctions, Nanotechnology, vol.18, p.195205 (2007)

[23] Verspecht J., *Large-signal network analysis*, IEEE Microwave Magazine, vol.6, No.4, pp.82-92 (2005)

[24] Gardès C., Roelens Y., Bollaert S., Galloo J-S., Wallart X., Curutchet A., Gaquiere C., Mateos J., González T., Vasallo B.G., Bednarz L., Huynen I., *Ballistic nanodevices for high frequency applications*, à paraître

[25] Bollaert S., Cappy A., Roelens Y., Galloo J.S., Gardès C., Teukam Z., Wallart X., Mateos J., González T., Vasallo B.G., Hackens B., Berdnarz L., Huynen I., *Ballistic nanodevices for high frequency applications*, Thin Solid Films, vol. 515, pp.4321-4326 (2007)

[26] Galloo J.S., Roelens Y., Bollaert S., Pichonat E., Wallart X., Cappy A., Mateos J., González T., *Ballistic GaInAs/AlInAs devices technology and characterisation at room temperature*, 4<sup>th</sup> IEEE conference on Nanotechnology, pp.98-100 (2004)

[27] Gardès C., Rolens Y., Bollaert S., Cappy A., Wallart X., Mateos J., González T., Vasallo B.G., *Three-terminal ballistic junctions with Schottky gates*, Wocsdice 2007.

# **Conclusion**

L'objectif de ce travail de thèse était l'étude, l'optimisation des procédés de fabrication technologique et la caractérisation à température ambiante de dispositifs balistiques.

Ces composants sont réalisés sur une hétérostructure III-V à haute mobilité de la filière InGaAs/InAlAs/InP. En effet, le libre parcours moyen dans un canal pseudomorphique avec un fort taux d'indium (75%) est évalué autour de 170 nm à température ambiante, ce qui permet d'envisager un transport balistique dans nos composants.

Notre étude s'appuie sur les travaux menés dans le cadre du projet européen NANOTERA qui ont mis en évidence la nécessité de diminuer l'impédance et les capacités parasites de nos nanodispositifs afin d'améliorer leurs performances hyperfréquences.

C'est dans ce contexte qu'une nouvelle structure de couche basée sur une parallélisation des canaux de conduction a été conçue et réalisée. Il s'agit d'une épitaxie à trois puits de potentiel et trois plans de dopage pour les alimenter, dont l'optimisation pour le transport balistique a permis de diminuer par trois la résistance carrée de couche tout en conservant une mobilité électronique élevée. Les premiers composants balistiques réalisés sur ce type d'hétérostructure présentent des impédances plus faibles et ont permis de retrouver la caractéristique parabolique en régime statique spécifique au transport balistique dans les TBJ. Les procédés de fabrication des composants balistiques ont été améliorés. Ainsi, la réalisation des mesas a pu bénéficié d'une optimisation du calcul des coefficients de proximité au masqueur électronique. Cette étape peut désormais se réduire à un seul niveau de lithographie électronique de la HSQ avant gravure de l'épitaxie. Cela permet de limiter le nombre de réalignements, étape toujours délicate compte tenu de la dimension de nos composants. De plus, aux vues des difficultés rencontrées avec la HSQ (notamment vis-à-vis de son retrait) un nouveau procédé a été mis au point basé sur l'emploi d'un masque de nitrure de silicium qui permet en outre de passiver nos composants. La longévité des composants ainsi réalisés a été testée. Enfin, le procédé de fabrication de la grille Schottky déposée sur les jonctions balistiques a été changé. Il s'agit de contrôler de manière très précise la gravure de l'hétérostructure. Une gravure digitale sélective du fossé de grille par voie chimique a été mise au point. La qualité de ce procédé de fabrication a été vérifiée sur des dispositifs à multiples canaux en parallèle de dimensions quasi-balistiques sur lesquels on a déposé une grille de commande Schottky.

Conclusion

En ce qui concerne les dispositifs balistiques sans grille, de nombreuses jonctions à trois branches ont été caractérisées en régime statique et étudiées à l'aide de simulations Monte Carlo semi-classiques à deux dimensions menées à l'Université de Salamanque. Ces études montrent les limites du fonctionnement de ce type de dispositifs, en particulier en terme de tensions appliquées (transfert intervallées). Par ailleurs, les résultats obtenus sur des TBJs dont toutes les dimensions sont micrométriques à l'exception de la largeur de la branche centrale doivent faire l'objet d'une étude plus approfondie. La caractéristique parabolique obtenue pour ces structures en configuration push-pull remet en cause la nécessité du transport balistique pour obtenir ce type de courbe. Des études complémentaires doivent être menées sur ce dernier point.

Un convertisseur RF-DC basé sur la parallélisation de deux jonctions en Y, dont la conception a été réalisé par L. Bednarz de l'Université Catholique de Louvain qui en a optimisé la topologie, a été fabriqué et caractérisé en hyperfréquences. Ce dispositif redresseur présente une sensibilité de détection de  $0.022mV/\mu W$  à 94 GHz lorsque aucune tension de polarisation n'est appliquée. Cette sensibilité est remarquable compte tenu de la taille de ce dispositif et est à l'état de l'art sur ce type de nanodispositifs.

Le fonctionnement des jonctions balistiques à trois branches en doubleur de fréquence a lui aussi été étudié. Une jonction en T puis une jonction Y ont été caractérisées au LSNA, outil permettant la reconstruction des signaux courant-tension en hyperfréquences grâce à la connaissance des ondes incidentes et réfléchies. Le doublement de la fréquence du signal dans la branche centrale de sortie a pu être observé pour un signal d'entrée de 4GHz appliqué avec un déphasage de 180° entre les branches gauche et droite de la jonction balistique. La mesure du signal de sortie obtenu lorsqu'on fait varier le déphasage entre les entrées confirme l'existence d'une relation quadratique entre la tension appliquée en entrée et celle mesurée dans la branche centrale d'un TBJ.

Enfin, des composants avec une grille Schottky fonctionnant en inverseurs de courant, dont la topologie a été optimisée par des simulations Monte Carlo à deux dimensions, ont été fabriqués. Le modèle semi-classique développé par J. Mateos prévoit un fonctionnement intrinsèque de ces composants dans le régime Terahertz. Cependant, il faut s'attendre à une dégradation des performances fréquentielles de nos dispositifs à cause notamment des capacités parasites liées aux accès. L'inversion du courant a été montrée en régime statique et à basse fréquence (400kHz).

Par ailleurs, ces composants ont fait l'objet de mesures microondes en fonctionnement transistor. Des dispositifs balistiques avec une grille Schottky ont ainsi été caractérisés pour la première fois en hyperfréquences. Une fréquence de coupure du gain en courant  $f_T$  de 30 GHz a notamment pu être extraite sur un composant avec un développement de 220 nm.

Une perspective à court terme concernant l'étude des composants balistiques serait la fabrication de composants avec des accès coplanaires sur les hétérostructures à trois canaux. En effet, durant ce travail de thèse, aucun composant basé sur une épitaxie à multipuits n'aura pu être mesuré en hyperfréquences.