HAL
open science

Croissance métamorphique par Epitaxie par Jets Moléculaires et caractérisations physiques pour Transistor Bipolaire à Hétérojonction InP/InGaAs sur GaAs

Eric Lefebvre

To cite this version:

Eric Lefebvre. Croissance métamorphique par Epitaxie par Jets Moléculaires et caractérisations physiques pour Transistor Bipolaire à Hétérojonction InP/InGaAs sur GaAs. Micro et nanotechnologies/Microélectronique. Université des Sciences et Technologie de Lille - Lille I, 2005. Français. NNT : . tel-00070835

HAL Id: tel-00070835

https://theses.hal.science/tel-00070835

Submitted on 21 May 2006

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

N° d'ordre : _____

UNIVERSITE des SCIENCES et TECHNOLOGIES de LILLE

THESE

présentée pour obtenir le titre de

Docteur de l'Université

Spécialité : Sciences des Matériaux

par

Eric LEFEBVRE

Croissance métamorphique par Epitaxie par Jets Moléculaires et caractérisations physiques pour Transistor Bipolaire à Hétérojonction InP/InGaAs sur GaAs

Soutenue le vendredi 3 juin 2005 devant la Commission d'Examen composée de :

Mme	G. COULON	Professeur, Université de Lille (USTL)	*Présidente*
Mr	M. GENDRY	Directeur de Recherche, LEOM-CNRS	*Rapporteurs*
Mr	J.-L. PELOUARD	Directeur de Recherche, LPN-CNRS	
Mr	F. ALEXANDRE	Ingénieur de Recherche, ALCATEL	*Examinateurs*
Mr	Y. CORDIER	Chargé de Recherche, CRHEA-CNRS	
Mr	M. ZAKNOUNE	Chargé de Recherche, IEMN-CNRS	
Mr	F. MOLLOT	Directeur de Recherche, IEMN-CNRS	*Directeur de Thèse*

Institut d'Electronique, de Microélectronique et de Nanotechnologie – IEMN-CNRS / UMR 8520

Ces travaux ont débuté à l'Institut d'Electronique et de Microélectronique du Nord (IEMN), et se sont poursuivis à l'Institut d'Electronique, de Microélectronique et de Nanotechnologie (IEMN).

Je remercie Messieurs les Professeurs Georges SALMER et Alain CAPPY, directeurs successifs de l'Institut, de m'y avoir accueilli puis de m'avoir permis d'y mener à bien ma thèse.

Je tiens à exprimer mes remerciements à Monsieur Francis MOLLOT, Directeur de Recherche CNRS, directeur et encadrant de la thèse. Je le remercie tout d'abord de m'avoir fait confiance en m'accueillant dans l'Equipe Epitaxie pour participer au démarrage de l'activité TBH, qui plus est dans le cadre d'une collaboration internationale. Je le remercie aussi pour sa grande disponibilité, en surcroît de la direction de l'Equipe et de son implication dans le laboratoire commun RIBER-IEMN. J'ai ainsi pu profiter de son expérience et de son sens physique, portant le regard au-delà de l'épitaxie des matériaux. Je le remercie enfin pour l'incommensurable patience dont il a fait preuve face à ma ténacité à déterminer le mécanisme se cachant sous certains résultats expérimentaux (en tilt et en cross-hatch).

J'adresse aussi mes remerciements à Monsieur Mohammed ZAKNOUNE, Chargé de Recherche CNRS, pour sa participation en temps qu'examinateur au jury chargé d'évaluer cette thèse et, surtout, pour le développement technologique des TBH, ainsi que pour ma formation à la technologie pour réaliser les diodes de test. Nous avons travaillé en constante interaction durant ces années, dans la bonne humeur et l'enthousiasme malgré des déceptions sur le banc de caractérisations. Nos efforts et ses heures passées en salle blanche pour réaliser ses œuvres micrométriques seront assurément fructueux dans les mois à venir.

Je suis très reconnaissant à Madame Ghislaine COULON, Professeur à l'Université des Sciences et Technologies de Lille, de m'avoir fait l'honneur de présider le jury de soutenance.

Je remercie profondément Messieurs Michel GENDRY et Jean-Luc PELOUARD, respectivement Directeur de Recherche CNRS au Laboratoire d'Electronique, Optoélectronique et Microsystèmes (Ecole Centrale de Lyon) et au Laboratoire de Physique et de Nanostructures (Marcoussis), pour avoir accepté de juger ce travail (et de lire ce long manuscrit…) en temps que rapporteurs.

Je suis reconnaissant à Monsieur François ALEXANDRE, Ingénieur de Recherche au Laboratoire ALCATEL-THALES III-V Lab, d'avoir apporté son jugement sur ma thèse en temps qu'examinateur.

Mes remerciements vont également à Monsieur Yvon CORDIER, Chargé de Recherche CNRS au Centre de Recherche sur l'Hétéro-Epitaxie et ses Applications (Valbonne), qui m'a fait le plaisir d'être examinateur de ces travaux auxquels il a participé durant les six premiers mois, m'initiant à la croissance métamorphique et à la diffraction des rayons X. Ces remerciements s'adressent de même à Monsieur Jean-Michel CHAUVEAU, Maître de Conférences à l'Université de Nice et chercheur au CRHEA.

Je tiens à exprimer toute ma reconnaissance aux membres de l'Equipe Epitaxie. Merci à Xavier WALLART pour les mesures XPS et ses explications en épitaxie, DDX et RHEED, à Dominique VIGNAUD pour la formation en photoluminescence et les mesures de durée de vie électronique menées avec Jean-François LAMPIN, toujours prêt à répondre à mes mille et deux questions, à Jean-Louis CODRON et à Christophe COINON pour ces heures passées en salle blanche devant les 32, l'excellence de leur assistance technique et la formation en épitaxie et en effet Hall, et à Sylvie GODEY (et Arnaud WILK) pour quelques aperçus sur l'épitaxie « grand format », taille 49, et à tous pour votre sympathie.

Je tiens aussi à remercier Dominique DERESMES pour la formation et les explications en AFM ainsi que Thomas HEIM pour ses conseils dans ce domaine, Olivier VANBESIEN dont l'aide nous a permis d'obtenir les diagrammes de bandes des TBH, Annie FATTORINI, André LEROY et Christiane LEGRAND pour le dépôt de métaux et de couches anti-reflet en salle blanche III-V, et Elisabeth DELOS pour les caractérisations électriques des diodes et des TBH.

Merci à Jean-Luc LORRIAUX pour les mois de bonne humeur lorsque nous occupions et écopions un bureau commun, à Véronique GYSEMBERGH pour avoir remonté des archives des kilos de revues du siècle dernier, à Michèle MIENS et à Anne CALLEWAERT pour leurs compétences et leur diligence en dépit des nombreuses demandes adressées au service DAO, et à Pierre ARMANT pour sa disponibilité et sa légendaire bonne humeur. Merci enfin à Jocelyne LOUCHARD pour la reprographie du manuscrit.

Un bonjour aux thésards, DEA et post-docs de l'IEMN rencontrés au hasard de bureaux voisins, de manip communes et de discussions croisées sur nos travaux, notamment Hervé B., Vincent H., Philipe M., Thierry P., Auxence M., Nicolas W., Sébastien D. et Alexandre B.. J'adresse un salut amical aux ex-DEA Matériaux de Lille (2000) et à leurs collègues des laboratoires du C6 et du P5 : Marie-Noëlle AF., Olivia P. et Julien D., Armelle DG. et Sylvain D., Jean-Louis D., Patrice M., Francesca C. et Thomas D..

Je ne saurais bien sûr oublier mes collègues thésards de l'Equipe Epitaxie, pour tous les excellents moments passés ensemble : depuis des divagations intellectuelles d'une irréprochable vacuité jusqu'à d'enrichissantes discussions scientifiques (et malgré des aléas matériels prompts à en faire cracker plus d'un...), pas l'ombre d'un nuage sur une ambiance au grand beau fixe.

Merci à Ludovic DESPLANQUE, à Thomas GEHIN et à Sébastien DHELLEMMES !

Enfin, je profite de ces lignes pour remercier ceux qui m'ont définitivement convaincu de suivre cette voie de la Recherche, lors de stages de Maîtrise et de DEA sur (déjà !) la croissance de couches d'adaptation, puis la caractérisation de matériaux pas spécialement bien ordonnés...

Merci donc à l'ensemble du Laboratoire de Physique de la Matière Condensée d'Amiens, notamment à M. BENLAHSEN, R. BOUZERAR, M. CLIN et O. DURAND-DROUHIN, à M.G. KARKUT, F. LEMARREC (et C. MARECHAL), à A. ZEINERT et K. ZELLAMA.

A mes Parents, à mon Frère,

à ma Famille, à mes Amies et Amis.

Introduction Générale

Clic ! En cette année 2005 de la Physique, vous êtes en train de chercher des informations concernant l'éruption électromagnétique qui a frappé notre système solaire le 27 décembre dernier. Depuis Lille, vous consultez intensivement le site internet de la NASA. Vous avez demandé à lire un article sur les magnétars, les étoiles à neutrons à l'origine de ce phénomène. Actuellement un disque dur d'un serveur est activé à votre demande, quelque part aux Etats-Unis. Il est même fort probable, si vous disposez d'une connexion locale « rapide », que l'article souhaité soit déjà lisible sur votre écran. En moins de temps qu'il n'en faut pour parcourir ces quelques lignes… Cette prouesse technologique ne surprend plus personne (à moins que personne ne se pose la question du comment). Pourtant, comment aurait-on pu imaginer disposer de services aussi rapides, à domicile, il y a encore dix ans ?

Au cœur des systèmes de télécommunications se trouvent les réseaux de fibre optique tissés autour du globe pour transmettre les données numériques à la vitesse de la lumière – ou presque. Leur trajet n'est en effet pas direct entre les continents car des étapes de régénération du signal sont nécessaires. En attendant l'avènement de technologies « tout optique », ces opérations sont réalisées au fond des océans par des circuits optoélectroniques qui utilisent des alliages semiconducteurs III-V pour la détection (photodiodes), le traitement (transistors) et la ré-émission (diodes laser) du signal.

Parmi ces alliages III-V, le système InP/$In_{0.53}Ga_{0.47}As$ est le plus adapté. Il permet de réaliser des photodiodes et des diodes laser fonctionnant aux longueurs d'onde de plus faible dispersion (1,3µm) et de plus faible atténuation (1,55µm) dans les fibres optiques. Il permet aussi de réaliser des transistors atteignant de hautes fréquences de fonctionnement grâce aux propriétés intrinsèques des matériaux, par exemple en mobilité électronique dans l'$In_{0.53}Ga_{0.47}As$ [Bauknecht96,Jang01,Watanabe03].

Dans les faits, cette filière InP est développée et employée depuis le début des années 1980 par les grands groupes de télécommunications (Bell/AT&T/Lucent, NTT, Alcatel Optronics…), puis par des acteurs d'« électronique pure » (Hughes, TRW/Northrop Grumman…). A l'heure actuelle les débits sont de 40-Gbits/s (laboratoire), ce qui implique des transistors fonctionnant à une fréquence d'au moins trois fois la valeur du débit. Ces performances sont atteintes grâce à des transistors à effet de champ HEMT InP (High Electron Mobility Transistor) ou des Transistors Bipolaires à Hétérojonction TBH InP, mais aussi grâce à des transistors pseudomorphiques p-HEMT sur GaAs ou BiCMOS SiGe sur Si (Bipolar Complementary Metal Oxide Semiconductor). Ces deux dernières alternatives tendent à s'imposer à 10-Gbits/s car leurs technologies sont matures, robustes et peu coûteuses – en partie grâce aux substrats Si et GaAs : ils sont eux-mêmes moins coûteux, moins fragiles et disponibles en de plus grandes tailles que les substrats InP [Takeyari04].

Pour les réseaux de demain où les débits visés sont de 80 ou 160-Gbits/s, trois technologies sont envisagées [Rodwell03,Murata04]. Les TBH SiGe/Si atteignent les 200 à 375GHz mais sous une faible tension de claquage préjudiciable à la tenue en puissance, par exemple pour commander les diodes laser [Rieh02,Rieh03]. Les transistors sur InP dépassent quant à eux les 400GHz, que ce soit des HEMT InP fonctionnant à faible bruit [Shinohara04] ou des TBH InP. Ces derniers fonctionnent qui plus est jusqu'à des tensions de claquage de 2 à 5 fois supérieures à celles de ses rivaux [Griffith05,Hafez05].

C'est dans ce contexte qu'une activité TBH InP « hautes fréquences » a démarré à l'IEMN en 2001. En parallèle, nous avons voulu transférer pour des TBH l'expérience de l'IEMN en épitaxie de buffers graduels $In_XAl_{1-X}As$ pour HEMT métamorphiques sur substrat GaAs.

Nous pensions, vu les résultats à l'état de l'art obtenus sur m-HEMT, réaliser relativement facilement des TBH InP/$In_{0.53}Ga_{0.47}As$ métamorphiques sur GaAs. Le passage du m-HEMT au m-TBH s'est cependant révélé moins évident que prévu, au point que l'optimisation de buffers GaAs → InP a représenté les deux tiers de mes travaux. Cette étude de m-TBH InP sur GaAs était par ailleurs aussi l'objet d'une collaboration entre l'IEMN et la Nanyang Technological University de Singapour, sous l'égide des Ministères de la Défense des deux pays. Nos collaborateurs – le Pr. K. Radhakrishnan, le Dr. H. Wang et Mlle. H. Yang – ont été chargés de définir l'hétérostructure d'un TBH à double hétérojonction orienté vers la tenue en tension, puis de la réalisation technologique des composants. Nous étions chargés de définir le buffer graduel et d'épitaxier les TBH InP et les m-TBH InP sur GaAs.

Cette thèse s'organise de la façon suivante :

- Le premier chapitre est une présentation du TBH d'un point de vue croissance. Nous détaillons son hétérostructure, son fonctionnement et les courbes statiques et hyperfréquences afférentes. Nous abordons l'aspect matériaux, le rôle de l'épitaxie et concluons par un état de l'art fréquentiel.

- Le second chapitre aborde la relaxation de contrainte dans les buffers métamorphiques. Les deux processus envisageables sont présentés : par introduction graduelle de dislocations <110> ou par évolution en surface. Nous traitons des questions de relaxation, de tilt et de cross-hatch.

- Le troisième chapitre porte sur les techniques expérimentales. Nous présentons notre méthode de croissance et celles de caractérisations : effet Hall, photoluminescence, mesures I(V) sur diodes. La double diffraction de rayons X et la microscopie à force atomique font l'objet d'un traitement spécifique, pour exploiter et cerner les limites des résultats obtenus sur buffer graduel.

- Le quatrième chapitre correspond à nos résultats sur buffers GaAs → InP. Nous proposons une démarche expérimentale spécifiquement dédiée au m-TBH. Nous améliorons les buffers graduels en modifiant principalement leur alliage. Les buffers uniformes sont étudiés selon la même démarche : la comparaison directe entre les deux processus de relaxation est possible. Des diodes Emetteur-Base InP/InGaAs métamorphiques sur substrat GaAs sont évaluées.

- Le dernier chapitre concerne nos résultats pour l'épitaxie de TBH InP/InGaAs à base fortement dopée au béryllium, et les résultats obtenus sur les m-TBH InP/InGaAs réalisés avec Singapour. L'amélioration du buffer se répercute sur les m-TBH, les objectifs de la collaboration sont atteints.

Chapitre I – Le Transistor Bipolaire à Hétérojonction : principe de fonctionnement et liens avec l'épitaxie

I.A – Structure verticale du Transistor Bipolaire à Hétérojonction (TBH) 2

I.A.1 – Présentation du Transistor Bipolaire à Hétérojonction 2

Principe du Transistor Bipolaire à Hétérojonction 2

Structure du TBH dans un objectif de performances fréquentielles 4

Apport d'une Hétérojonction émetteur-base 4

I.A.2 – Transistor Bipolaire à Hétérojonction Abrupte ou Graduelle 5

Le Transistor Bipolaire à Hétérojonction Abrupte 5

Transport électronique dans la base dans le cas d'une Hétérojonction Abrupte 6

Le Transistor Bipolaire à Hétérojonction Graduelle 8

I.A.3 – Transistor Bipolaire à simple et double Hétérojonction 9

Limite du Transistor Bipolaire à simple Hétérojonction (sTBH) 9

La solution du Transistor Bipolaire à Double Hétérojonction (dTBH) 10

Optimisation de l'hétérojonction base-collecteur dans un dTBH 11

I.A.4 – Croissance et structure verticale des TBH 13

I.B – Etude des performances d'un TBH en fonctionnement statique 15

I.B.1 – Etude des courants de porteurs dans un TBH 15

Bilan des courants d'électrons et de trous circulant dans un TBH 15

Courant direct d'électrons injecté à la jonction émetteur-base 16

Courant direct de trous injecté à la jonction émetteur-base 16

Courant inverse électron-trou injecté à la jonction base-collecteur 16

Courant de recombinaison en volume dans la base 17

Courant de recombinaison à l'interface émetteur-base 17

Courant de recombinaison dans la ZCE émetteur-base 18

Courant de recombinaison en surface de base extrinsèque 18

I.B.2 – Diagramme de Gummel et courbe de gain β en courant continu 21

Le diagramme de Gummel : $(I_B , I_C) = f (V_{BE})$ à tension V_{CE} constante 21

Courbe de gain β en courant statique : $\beta = f (I_C)$ à tension V_{CE} constante 23

I.B.3 – Présentation et exploitation d'un réseau de caractéristiques $I_C (V_{CE})$ 24

Lecture des évolutions d'une courbe $I_C = f (V_{CE})$ à courant I_B constant 24

Exploitation pratique des évolutions d'une courbe $I_C = f (V_{CE})$ à courant I_B constant 25

I.C – Etude des performances d'un TBH en fonctionnement hyper. 27

I.C.1 – Fréquences caractéristiques F_T et F_{MAX} et structure horizontale du TBH 27

I.C.2 – Etude des temps caractéristiques dans un TBH 32

Temps de charge de la jonction émetteur-base t_{EB} 32

Temps de transit dans la base τ_B 33

Temps de charge de la jonction base-collecteur t_{BC} 33

Temps de transit dans le collecteur τ_C 34

Bilan sur les temps caractéristiques dans un TBH 35

I.C.3 – Courbes caractéristiques en fonctionnement hyperfréquence 37

I.C.4 – Effets limitatifs en régime de forte injection 38

I.D – Les matériaux pour TBH rapides : choix du système InP/InGaAs 40

I.D.1 – Matériaux semi-conducteurs pour la réalisation de TBH 40

Structure cristalline et dopages des composés III-V 40

Diagramme (Eg) = f (paramètre de maille a) des systèmes III-V 42

Les différents systèmes de matériaux III-V pour TBH 43

I.D.2 – Choix du système InP/$In_{0.53}Ga_{0.47}As$ pour TBH rapides 44

Données sur les alliages III-V en accord de maille sur GaAs et InP 44

Sélection du matériau de base : $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ 47

Sélection du matériau d'émetteur via l'hétérojonction émetteur-base : InP 47

Sélection du matériau de collecteur : $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ ou InP 48

I.D.3 – Intervenants et état de l'art fréquentiel sur les TBH InP/$In_{0.53}Ga_{0.47}As$ 49

Chapitre II – Eléments sur la croissance métamorphique pour l'Epitaxie par Jets Moléculaires de buffers GaAs → InP

II.A – Présentation des différents types de buffers métamorphiques ***54***

II.A.1 – Epaisseur critique de relaxation plastique et métamorphisme ***54***

II.A.2 – Les différents types de buffers métamorphiques ***55***

II.A.3 – Quelques remarques générales sur les croissances métamorphiques... ***57***

II.B – Dislocations et réseau de dislocations dans les structures III-V cfc ***58***

II.B.1 – Dislocations parfaites coin, vis et mixte à 60° α et β en structure III-V cfc ***58***

II.B.2 – Dislocations réelles : boucles et dissociation de dislocations ***59***

II.B.3 – Réseau « théorique » de dislocations : principe de développement ***61***

Où se situe le réseau de dislocations ? *61*

Quelle est la nature des dislocations formant le réseau ? *61*

Comment se développe « théoriquement » le réseau de dislocations ? *62*

II.B.4 – Réseau « réel » de dislocations : interaction TD/MD et mode de relaxation ***63***

II.B.5 – Réseau de dislocations des III-V cfc : MDα/β et équilibre de la relaxation ***66***

L'équilibre de la relaxation dans la littérature : une apparente dispersion *67*

La différence de vitesse d'élongation entre MD α et β : une certitude expérimentale *69*

La différence de nucléation entre MD α et β : une question plus ardue *71*

Propriétés des MD α/β et équilibre de la relaxation dans les III-V cfc *72*

II.B.6 – Réseau de dislocations et tilt entre la couche et le substrat ***77***

Décomposition des vecteurs de Burgers et origine du tilt couche-substrat *78*

Le tilt couche-substrat dans la littérature *80*

II.B.7 – Ce qu'il faut retenir sur le réseau de dislocations ($\Delta a / a < 2\%$) ***81***

II.C – Processus de relaxation dans les couches simples ($\Delta a/a < 2\%$) ***81***

II.C.1 – Les différents modèles d'épaisseur critique h_C ***82***

II.C.2 – Première étape : MD nucléées par courbure/glissement de TD ***83***

II.C.3 – Seconde étape : mécanismes de nucléation massive de MD ***84***

II.C.4 – Arrêt de la relaxation : interactions entre MD parallèles et durcissement ***85***

II.D – Processus de relaxation dans les buffers graduels 86

II.D.1 – Les buffers en paliers : des couches simples aux buffers graduels 86

II.D.2 – Relaxation et niveau de relaxation dans les buffers graduels 87

Processus de relaxation dans les buffers graduels d'après le modèle de Tersoff 88

Relaxation totale dans les buffers graduels par améliorations d'une rampe simple 89

II.D.3 – Les possibles mécanismes de nucléation de MD dans les buffers graduels 91

Multiplication de MD par le mécanisme Modifié de Frank-Read (MFR) 92

Nucléation hétérogène de MD par demi-boucle TD/MD/TD en surface (DBS) 93

II.D.4 – Ce qu'il faut retenir pour l'épitaxie de buffers graduels (GaAs → InP) 94

II.E – Le cross-hatch et la relaxation par réseau de dislocations 94

II.E.1 – Le cross-hatch en fonction des paramètres « croissance » 95

Effet de la température de croissance T_C 95

Effet de la nature et du flux des éléments III 95

Effet de la nature et du flux d'élément V 96

II.E.2 – Amorce du cross-hatch : effet des dislocations sur la surface 97

II.E.3 – Evolution du cross-hatch : effet de dislocations ou de surface ? 99

II.E.4 – Ce qu'il faut retenir sur le cross-hatch 100

II.F – Processus de relaxation dans les buffers uniformes ($\Delta a/a > 2\%$) 101

II.F.1 – Formation des îlots et nucléation des dislocations 101

II.F.2 – Interactions TD/TD et réduction de leur densité par effet d'épaisseur 103

Résumé pratique sur la croissance métamorphique... 104

Chapitre III – Epitaxie par Jets Moléculaires et méthodes expérimentales pour l'étude de m-TBH InP/$In_{0.53}Ga_{0.47}As$ sur GaAs

III.A – L'Epitaxie par Jets Moléculaires – ou Molecular Beam Epitaxy ***105***

III.A.1 – Historique, principe, caractéristiques et alternatives à la MBE ***105***

III.A.2 – Mécanismes et paramètres de croissance en MBE ***109***

Incorporation des éléments III et V en MBE et modes de croissance *109*

Influence des paramètres de croissance en MBE *110*

III.A.3 – Caractérisation* in situ *de l'épitaxie en MBE : le RHEED ***112***

III.A.4 – Epitaxie sur les bâtis de SSMBE (Riber 2300) et de GSMBE (Riber 32P) ***114***

Description rapide des bâtis d'Epitaxie par Jets Moléculaires *114*

Les flux d'éléments III et leur calibrage par oscillations RHEED *116*

Cas pratique : programmation des rampes des buffers métamorphiques graduels *117*

Les flux d'éléments V, leur calibrage et le ratio V/III en GSMBE et SSMBE *120*

Quelques précisions sur nos croissances sur GaAs ou InP... *120*

III.B – Caractérisation pour les hétérostructures TBH ***121***

III.B.1 – Mesures électriques par effet Hall ***121***

III.B.2 – Mesure optique par photoluminescence (PL) ***122***

III.B.3 – Caractérisation I(V) sur diodes émetteur-base InP/$In_{0.53}Ga_{0.47}As$ ***123***

III.C – Caractérisation des buffers métamorphiques GaAs → InP ***124***

III.C.1 – Double Diffraction des rayons X sur buffer métamorphique (DDX) ***125***

Quelles données mesurer pour caractériser l'état de relaxation des couches actives ? *125*

Diffraction des Rayons X : généralités et application aux hétérostructures GaAs → InP *126*

Diffraction des Rayons X : application aux buffers graduels GaAs → InP *129*

Conclusion : lecture d'une série de spectres obtenus en DDX *133*

Dispositif expérimental de Double Diffraction des rayons X utilisé *134*

III.C.2 – Microscopie Optique et Microscopie à Force Atomique (AFM) ***135***

Eléments sur la Microscopie à Force Atomique *136*

Microscopies optique et AFM : effet d'échelle et effet de contraste *137*

Microscopie AFM : effet du traitement logiciel et « rugosité RMS » *138*

Résumé : protocoles expérimentaux en épitaxie et en caractérisations ***140***

Chapitre IV – Optimisation en Epitaxie par Jets Moléculaires de buffers métamorphiques GaAs → InP pour TBH InP/$In_{0.53}Ga_{0.47}As$

IV.A – Caractérisation de buffers métamorphiques pour TBH ***141***

IV.A.1 – Les différentes réalisations de TBH III-V métamorphiques ***141***

IV.A.2 – Proposition d'une procédure d'optimisation dédiée au TBH ***143***

Quelques enseignements des publications sur le TBH métamorphique... *144*

Quels paramètres considérer pour un TBH métamorphique ? *144*

Un buffer métamorphique optimisé pour un m-HEMT l'est-il pour un m-TBH ? *145*

Notre procédure d'évaluation de buffers GaAs → InP pour m-TBH *146*

IV.B – Présentation des buffers métamorphiques GaAs → InP graduels ***148***

IV.B.1 – Les buffers métamorphiques graduels ternaires en $In_XAl_{1-X}As$ ***148***

IV.B.2 – Les buffers métamorphiques graduels quaternaires en $In_X(Ga_YAl_{1-Y})_{1-X}As$ ***149***

IV.B.3 – Croissance type d'un buffer métamorphique graduel ***151***

IV.B.4 – Liste des buffers graduels GaAs → InP à structure PL ***153***

IV.C – Optimisation des buffers métamorphiques GaAs → InP graduels ***154***

IV.C.1 – Résultats principaux : les apports du quaternaire InGaAlAs ***155***

Effet du passage au quaternaire sur les matériaux de couches actives en PL à 300K *155*

Effet du passage au quaternaire sur la morphologie de surface *156*

Tendances observées en DDX avec le passage au quaternaire *156*

IV.C.2 – Interprétation principale :
cinétique des adatomes III et taux de génération des dislocations ***162***

Le possible rôle du front de croissance sur la relaxation des buffers graduels *162*

Cinétique des adatomes III et front de croissance à basses températures d'épitaxie *164*

Hypothèse sur le rôle de la cinétique des adatomes III en épitaxie de buffers graduels *167*

Confirmation du rôle de la cinétique des adatomes III en épitaxie de buffers graduels *168*

IV.C.3 – Interprétation principale (suite) :
cinétique des adatomes III et génération sélective des dislocations (tilt) ***172***

Résumé et compléments sur les résultats expérimentaux sous AsH_3 et sous As_4 *172*

Commentaires sur les spécificités des buffers graduels épitaxiés sous As_4 *174*

Eléments expérimentaux et bibliographiques sur les marches en front de croissance *175*

Mécanisme d'auto-amplification du tilt β contrôlé par la cinétique des adatomes III *178*

Possibilité d'extension du mécanisme d'auto-amplification au tilt α *181*

Synthèse : cinétique des adatomes III et processus de relaxation des buffers graduels *182*

IV.C.4 – Optimisation secondaire : effets de T_C et de la vitesse de croissance ***184***

IV.C.5 – Optimisation secondaire : effet du ratio As/III lors de l'épitaxie du buffer ***187***

Observation d'InGaAs « 2 pics » en photoluminescence à T_{PL} = 10K *187*

Détermination de la nature du pic basse énergie par PL à T_{PL} variable (10 → 200K) *188*

Conséquences pratiques de cette observation en photoluminescence à T_{PL} = 10K *190*

IV.C.6 – Conclusion sur les buffers métamorphiques GaAs → InP graduels ***191***

Résumé sur l'étude de buffers métamorphiques GaAs → InP graduels pour m-TBH ***193***

IV.D – Les buffers métamorphiques GaAs → InP uniformes ***195***

IV.D.1 – Croissance de buffers métamorphiques uniformes ***195***

IV.D.2 – Morphologie de surface en microscopies optique et AFM ***199***

IV.D.3 – Tendances observées en Double Diffraction des rayons X ***200***

IV.D.4 – Photoluminescence à T_{PL} = 300K et 10K sur les buffers uniformes ***201***

IV.D.5 – Commentaires sur les résultats « matériaux » sur buffers uniformes ***201***

IV.D.6 – Conclusion sur les buffers métamorphiques GaAs → InP uniformes ***202***

IV.E – Diodes métamorphiques sur buffers graduels et uniformes ***203***

IV.E.1 – Présentation des échantillons ***203***

V.E.2 – Diodes métamorphiques : résultats et interprétations ***203***

V.E.3 – Commentaires et conclusions de l'étude sur diodes métamorphiques ***206***

Résumé sur les buffers méta. GaAs → InP pour TBH InP/InGaAs... ***207***

Chapitre V – Epitaxie par Jets Moléculaires pour TBH InP/$In_{0.53}Ga_{0.47}As$ à base fortement dopée au béryllium : premiers résultats sur substrats InP et GaAs en croissance métamorphique

V.A – Etude de l'hétérojonction InP/InGaAs à base fortement dopée Be 209

V.A.1 – Jusqu'où augmenter le dopage de la base 209

V.A.2 – Fort dopage de base et dissociation jonction np / hétérojonction EB (résumé) 212

V.A.3 – Comment la base d'un TBH InP/InGaAs « hautes fréquences » est-elle définie ? 213

V.A.4 – Problématique du fort dopage p au béryllium d'une base en $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ 214

Généralités sur le dopage au béryllium 214

Illustration de la diffusion et de la ségrégation du béryllium en croissance 214

Diffusion et ségrégation du béryllium en croissance : mécanismes et solutions 216

Diffusion du béryllium post-croissance dans les hétérostructures TBH 217

Quelques mots sur le dopage au carbone… 218

Notre étude de l'hétérojonction InP/InGaAs abrupte à base fortement dopée Be 220

V.A.5 – Effet Hall sur $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ (Be) : résistivité et mobilité électronique 221

V.A.6 – Photoluminescence et durée de vie électronique : effets de T_C et du dopage 222

V.A.7 – Diode Emetteur-Base InP/$In_{0.53}Ga_{0.47}As$: optimisation de l'épaisseur d'espaceur 226

V.B – TBH InP/InGaAs sur InP et métamorphiques sur GaAs NTU-IEMN 229

V.B.1 – Présentation des dTBH InP/$In_{0.53}Ga_{0.47}As$/InP et liste des échantillons 229

V.B.2 – Première étape : optimisation du dTBH de référence sur substrat InP 231

Modification de l'épitaxie des structures dTBH InP/$In_{0.53}Ga_{0.47}As$/InP 231

Amélioration des performances statiques sur substrat InP 232

Faiblesse des performances hyperfréquences et structure verticale des dTBH 233

V.B.3 – Seconde étape : inadéquation pour m-TBH du buffer optimisé pour m-HEMT 234

V.B.4 – Troisième étape : amélioration du buffer et des performances statiques 234

V.B.5 – Conclusion : complétion des objectifs de la collaboration NTU-IEMN 237

V.C –TBH InP/$In_{0.53}Ga_{0.47}As$ sur InP épitaxiés et réalisés à l'IEMN 239

V.C.1 – Epitaxie des structures verticales dTBH InP/InGaAs/InP de l'IEMN 240

V.C.2 – Etat des lieux sur les TBH InP/InGaAs réalisés à l'IEMN 245

Résumé sur la MBE pour TBH InP/InGaAs épitaxiés sur InP ou GaAs 246

Conclusions et Perspectives *247*

Annexe A – Fiche synthétique : buffers III-V cfc et directions <110> *251*

Annexe B – Les directions cristallographiques <110> sur le wafer… *252*

Annexe C – DDX en réflexions asymétriques {224}
et définition des taux de relaxation *255*

Références Bibliographiques *258*

Chapitre I – Le Transistor Bipolaire à Hétérojonction : principe de fonctionnement et liens avec l'épitaxie

Ce manuscrit en Sciences des Matériaux *porte en partie sur l'Epitaxie par Jets Moléculaires et la caractérisation de matériaux pour Transistors Bipolaires à Hétérojonction (TBH).*

*Le TBH est un dispositif électronique actif dans lequel le transport du courant électrique est vertical : les porteurs se déplacent perpendiculairement au substrat et doivent traverser les différentes couches de matériaux ainsi que leurs interfaces. Le bon fonctionnement du transistor dépend donc des caractéristiques nominales de ces couches et de ces interfaces – la structure verticale – ainsi que de la qualité de l'épitaxie (*i.e. *pureté des matériaux, respect des épaisseurs et dopages visés...).*

*Une « bonne » structure verticale « bien épitaxiée » ne représente toutefois que 50% du travail à accomplir pour réaliser un TBH performant : sa structure horizontale, c'est à dire la topologie des motifs (« mésas ») obtenus par gravure des couches de la structure verticale, et la qualité de la réalisation technologique sont tout aussi importantes (*i.e. *respect des profondeurs gravées, contact...).*

Nos travaux s'insèrent donc dans un cadre plus général dont la présentation est l'objet de ce chapitre[1]*. Nous avons cherché à illustrer les liens étroits qui existent entre les structures verticale et horizontale, et le rôle joué par l'épitaxie – qui se manifeste surtout lorsqu'elle n'est pas adaptée...*

En première partie, nous définissons une structure verticale privilégiant les performances fréquentielles : nous présentons le fonctionnement du TBH, l'intérêt d'une (des) Hétérojonction(s), le transport électronique dans le composant et certains points où l'épitaxie est plus « délicate ».

La seconde partie porte sur les performances statiques. Nous détaillons les courants présents dans un TBH et les facteurs les influençant. Ceci permet ensuite une « lecture type » des courbes caractéristiques : diagramme de Gummel, courbe de gain β *(*I_C*) et réseau* I_C *(*V_{CE}*). Nous présentons des informations que l'on en tire pour améliorer les structures verticale, horizontale et leur réalisation.*

La troisième partie porte sur les performances hyperfréquences. Nous présentons de façon succincte les différentes solutions existantes en structure horizontale qui, bien que n'étant pas l'objet de nos travaux, ne peut être ignorée. Nous détaillons les temps de charge et de transit, les facteurs les influençant et les courbes caractéristiques : gains avec la fréquence, (F_T,F_{MAX}*) selon la densité de courant. Les effets à forte injection, régime de fonctionnement normal d'un TBH, sont évoqués.*

La dernière partie présente les propriétés des matériaux envisageables pour réaliser un TBH. Parmi les possibilités qui nous étaient offertes, nous avons retenu le système InP/InGaAs : c'est le plus performant et le plus « classique » à l'heure actuelle pour réaliser des TBH à hautes fréquences de fonctionnement, ce qu'illustre l'état de l'art des performances fréquentielles qui conclue ce chapitre.

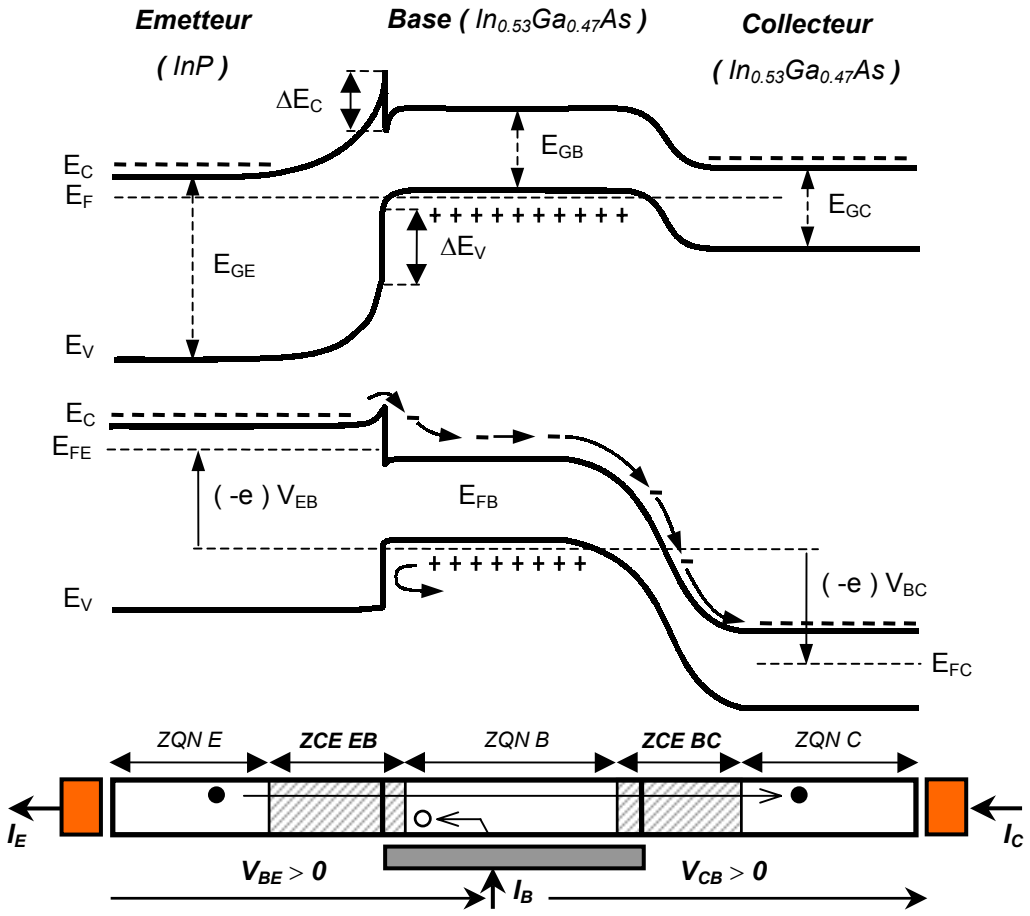
[1] Cette thèse coïncide avec la première réalisation complète de TBH à l'IEMN – du wafer aux bancs de mesures. En l'absence d'expérience, ce chapitre est le résultat de la lecture de centaines de publications sur le composant, sa physique, son épitaxie, sa réalisation technologique... ainsi que d'ouvrages et de thèses en *Electronique* : [JalaliPxxx] [MathieuPxxx], [Harmand88] [Caffin96] [Matine96b] [Dhondt97] [Demichel01] [Sicault01] et plus récemment [Kahn04].

I.A – Structure verticale du Transistor Bipolaire à Hétérojonction (TBH) :

I.A.1 – Présentation du Transistor Bipolaire à Hétérojonction

Principe du Transistor Bipolaire à Hétérojonction

Le Transistor Bipolaire à Hétérojonction (TBH) (cf. figures I.1 ci-dessous) est une juxtaposition de trois régions semi-conductrices – l'émetteur, la base, le collecteur – dopées alternativement n et p d'où l'existence de TBH n-p-n et p-n-p [Umemoto91]. L'hétérojonction concerne *a minima* les matériaux de la jonction émetteur-base (EB) : le gap d'émetteur est supérieur au gap de base. Nous considérons des TBH n-p-n où le courant principal de porteurs, qui circulent de l'émetteur vers le collecteur en traversant la base, est un flux d'électrons. Ce choix est naturel dans un objectif fréquentiel, la mobilité des électrons dans les alliages semi-conducteurs étant supérieure à celle des trous [Lowney91,Yang95].



Figures I.1 : Diagramme de bandes d'un TBH n-p-n (sans et sous polarisation)

Pour obtenir un effet transistor, il faut assurer le passage d'un courant principal de l'émetteur jusqu'au collecteur, et commander ce passage au niveau de la base via la tension de commande V_{BE}. Ce dispositif est amplificateur en courant : en injectant un petit signal de commande dans la base, on obtient en réponse un signal de plus forte amplitude au collecteur. La rapidité de réaction à une modification de la commande est quantifiée par une fréquence limite de fonctionnement.

Voyons comment le courant principal d'électrons traverse le transistor :

- Dans un TBH n-p-n en régime de fonctionnement normal, la jonction EB np est sous polarisation directe (*i.e.* tension $V_{BE} > 0V$). Cette diode laisse alors passer un important courant de porteurs majoritaires : les électrons de l'émetteur dopé n (*i.e.* « réservoir d'électrons ») traversent la zone de charge d'espace (ZCE) de la jonction EB (*i.e.* zone déplétée) et sont injectés dans la base.
- Ces électrons s'accumulent à l'entrée de la zone quasi neutre (ZQN) de la base, zone où le champ électrique est négligeable. C'est alors le gradient de concentration électronique généré par l'injection des électrons qui assure leur propre diffusion. Dans l'idéal, la quasi-totalité des porteurs injectés traversent la base perpendiculairement aux jonctions, jusqu'à celle base-collecteur (BC).
- Cette seconde jonction est sous polarisation inverse (*i.e.* tension $V_{BC} < 0V$) : la diode est passante pour les électrons, qui sont entraînés par le champ électrique jusqu'à la ZQN du collecteur.

Il y a bien amplification en tension commandée via le potentiel appliqué à la base : en fonction des tensions V_{BE} et V_{BC}, on peut récupérer au collecteur un courant quasiment égal à celui injecté à l'émetteur, mais sous une tension inverse $|V_{BC}|$ qui peut être plus importante que celle directe $|V_{BE}|$.

Plaçons le TBH en montage « émetteur commun », celui retenu tout au long de ce manuscrit (cf. figure I.2 ci-dessous). Les grandeurs d'entrée sont le courant de commande injecté dans la base I_B (typiquement de l'ordre de la centaine de µA) et la tension de polarisation directe V_{BE} (quelques volts). Les grandeurs de sortie sont le courant principal récupéré au collecteur I_C (en centaines de mA) et la tension $V_{CE} = V_{CB} + V_{BE}$ (environ une dizaine de volts). On définit alors le gain β en courant statique :

$$\beta = \frac{I_C}{I_B} \qquad \text{Gain } \beta \text{ en courant statique (montage émetteur commun)} \qquad (I.1)$$

La base étant dopée p, I_B est un courant de trous : le gain peut être considéré comme le nombre moyen d'électrons collectés lorsque l'on injecte un trou dans la base. Notons que l'on retrouve ici le caractère bipolaire du transistor, son fonctionnement impliquant les deux types de porteurs.

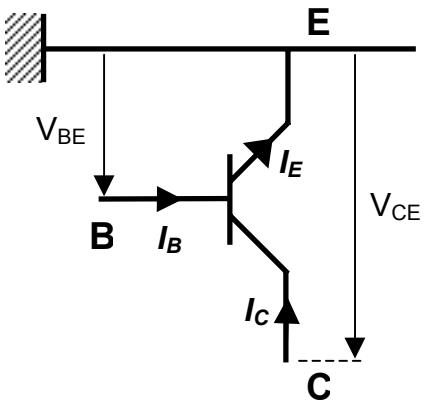


Figure I.2 : Montage émetteur commun

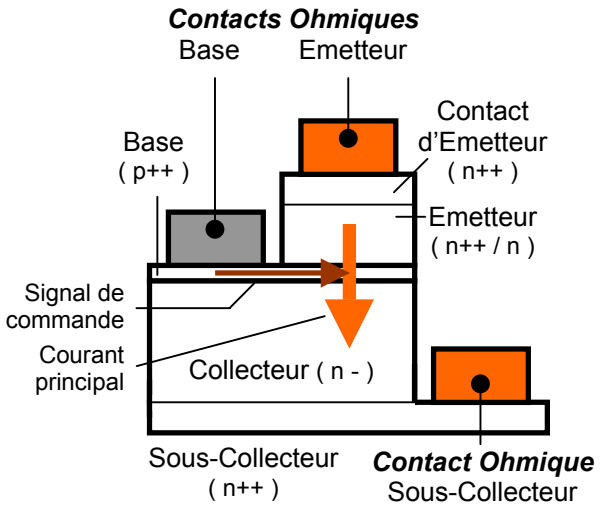


Figure I.3 : « TBH » en coupe

Structure du TBH dans un objectif de performances fréquentielles

Les performances fréquentielles du TBH dépendent des temps de charge aux jonctions, point abordé en I.C, et des temps de transit des porteurs à travers la base et le collecteur. Le transport étant vertical, on réduit ces derniers en diminuant l'épaisseur des couches actives du transistor.

Les conséquences d'une réduction des épaisseurs portent principalement sur la base du TBH. Concrètement, le fonctionnement du transistor nécessite des zones en matériaux à faible résistivité pour réaliser des contacts ohmiques efficients (cf. figure I.3 ci avant), en particulier pour la commande de base en fonctionnement hyperfréquence. On sait par ailleurs qu'à un niveau de dopage donné la conductance (ici horizontale) d'une couche diminue avec son épaisseur. Pour ces raisons, un objectif fréquentiel impose à la fois l'épaisseur et le dopage de la base : elle doit être fine – typiquement 40nm en 2000, plutôt 20-30nm en 2004 – et fortement dopée p++, à un niveau de l'ordre de 5-8x10^{19} cm^{-3}.

La situation diffère à l'émetteur et au collecteur : les contacts ohmiques sont réalisés sur des couches adjacentes (*i.e.* contact d'émetteur et sous-collecteur) en matériau à petit gap dopé n++. Contrairement à la base, ils ne sont donc pas simultanément couche active et de contact : leur dopage peut privilégier le transport électronique, sans dégrader les temps de charge RC aux jonctions et le fonctionnement hyperfréquence du TBH.

L'émetteur est ainsi défini pour être un « réservoir d'électrons » tout en assurant une injection optimale des porteurs. Côté contact, le matériau à grand gap est dopé n++ (typiquement 1x10^{19} cm^{-3}). Côté jonction EB, il est plus faiblement dopé n : typiquement 5x10^{17} cm^{-3} sur ~50nm. A dopage de base ~5x10^{19} cm^{-3}, plus de 97% de la ZCE est ici dans l'émetteur – sur ~47nm [MathieuP114] : le champ de polarisation s'étend idéalement sur la presque totalité de la partie faiblement dopée, déplétée.

La démarche à la jonction BC est identique. Un faible dopage n- (typiquement 1x10^{16} cm^{-3}) localise le champ de polarisation inverse dans le collecteur – ici sur plus de 300nm : la collection des électrons est optimisée jusqu'à des épaisseurs de collecteur élevées, via une ZQN quasi-inexistante.

Apport d'une Hétérojonction émetteur-base

L' Hétérojonction est primordiale dans un Transistor Bipolaire : elle permet de concilier gain β en courant statique et performances fréquentielles. Ainsi, sur la structure définie ci-dessus, le dopage p++ de base annulerait toute possibilité de gain β sans cet aménagement à la diode émetteur-base.

Nous avons en effet vu que la diode EB devient passante pour les porteurs majoritaires sous polarisation directe ($V_{BE} > 0V$) : ceci permet l'injection des électrons de l'émetteur (n) vers la base (p). Par souci de clarté, nous avons alors occulté le fait qu'il devrait en être de même pour les trous depuis la base (p) où ils sont majoritaires vers l'émetteur (n), s'il n' y avait pas cette hétérojonction.

Cette situation est celle des Transistors Bipolaires à homojonction : le courant de trous existe et s'oppose au courant principal que l'on veut générer. L'injection des électrons est peu efficace car une partie de la tension de commande V_{BE} sert à rétro-injecter des trous : ceci réduit le gain β du transistor, et ce d'autant plus que le dopage de base est élevé. Limiter ce dopage préserve un gain acceptable mais compromet la montée en fréquence (*i.e.* contact de base médiocre ou base épaisse).

Dans un TBH, la juxtaposition d'un émetteur en matériau à grand gap Eg_E avec une base en matériau à petit gap Eg_B résulte en un différentiel d'énergie ΔEg. Ce différentiel se répartit aux bandes de conduction (BdC) et de valence (BdV) sous forme de barrières de potentiel dont l'intérêt premier est de bloquer les trous dans la base (cf. figures I.1 ci avant) : utiliser une base fine fortement dopée p++ devient possible, tout en préservant l'efficacité d'injection et donc le gain β en courant statique.

L'efficacité d'injection η est définie comme le rapport entre le courant d'électrons injecté dans la base et le courant total d'émetteur (électrons et trous) – soit dans un TBH à jonction graduelle (cf. I.A.2) :

$$\eta = \left(1 + \frac{D_{h+} \cdot W_B \cdot N_B}{D_{e-} \cdot W_E \cdot N_E} \, e^{\frac{-\Delta Eg}{kT}} \right)^{-1} \qquad (I.2)$$

ΔEg : différentiel d'énergie = $Eg_E - Eg_B$
T : température (K)
k : cte de Boltzmann ($1{,}38 \times 10^{-23} J.K^{-1}$)

Le différentiel ΔEg et les coefficients de diffusion des porteurs D_{e-} et D_{h+} sont fixés par les matériaux. Les épaisseurs d'émetteur W_E et de base W_B étant du même ordre de grandeur, seuls les dopages d'émetteur N_E et de base N_B permettraient d'optimiser l'efficacité d'injection η sans la présence du terme exponentiel lié à l'Hétérojonction émetteur-base. Or celui-ci est très inférieur à l'unité puisqu'il vaut moins de 1×10^{-10} à 300K pour un ΔEg = 0,59eV ~ 23kT ($InP/In_{0.53}Ga_{0.47}As$). On retrouve le degré de liberté offert sur les dopages, l'efficacité d'injection étant quasiment indépendante de N_E et N_B.

Au final, nous considérons un TBH à base fine (~40nm) dopée p++ (~5×10^{19} cm^{-3}), entourée d'un émetteur à grand gap « bi-dopage » n++ et n (1×10^{19} et 5×10^{17} cm^{-3}) et d'un collecteur dopé n- (~1×10^{16} cm^{-3}). Une telle structure devrait concilier le gain β en courant statique et les performances fréquentielles, grâce à l'hétérojonction permettant l'utilisation d'une base fine à conductivité élevée.

I.A.2 – Transistor Bipolaire à Hétérojonction Abrupte ou Graduelle

*Nous venons de définir les grandes lignes d'une structure TBH permettant de privilégier les performances fréquentielles (*i.e. *couche de base, ensemble des dopages...) grâce à l'hétérojonction émetteur-base dont nous avons résumé l'intérêt. Nous détaillons ici ce concept et montrons qu'il peut être plus précisément adapté selon les objectifs visés, via une configuration abrupte ou graduelle.*

Le Transistor Bipolaire à Hétérojonction Abrupte

La formation de l'hétérojonction peut être décrite par le modèle d'Anderson développé pour le couple GaAs/Ge [Anderson62]. Les règles de raccordement de bandes peuvent être appliquées pour d'autres matériaux, à condition de conserver l'hypothèse d'une hétérojonction parfaitement abrupte.

Considérons un TBH avec un matériau d'émetteur de gap Eg_E et d'affinité électronique χ_E, pour un matériau de base de gap Eg_B et d'affinité électronique χ_B – avec $Eg_E > Eg_B$. L'intégration de l'équation de Poisson à l'hétérojonction conduit aux diagrammes des figures I.1, où apparaissent des courbures de bande autour des discontinuités ΔEc et ΔEv aux bandes de conduction et de valence.

Ces discontinuités et leur rapport ($\Delta Ec/\Delta Ev$) sont des constantes du couple de matériaux et ne sont donc pas modifiées par la polarisation (cf. figures I.1). On a, avec $\Delta Eg = Eg_E - Eg_B$:

$$\Delta Ec = \chi_E - \chi_B \qquad (I.3) \qquad\qquad \Delta Ev = \Delta Eg - \Delta Ec \qquad (I.4)$$

Nous vérifions sur ces diagrammes que la discontinuité ΔEv à la bande de valence bloque les trous. En raison du ΔEc, nous notons aussi l'apparition à la bande de conduction d'une barrière (« spike ») et d'un puits (« notch ») dont les caractéristiques sont liées aux dopages N_E et N_B (*i.e.* localisation de la ZCE EB) et à leur rapport N_B/N_E : la barrière est ici très marquée et le puits quasiment inexistant.

Ce couple barrière-puits, caractéristique d'une hétérojonction abrupte, possède des avantages comme des inconvénients [Ito86,Kurishima91,Panish91,Hu92,Zhang92,Yang95].

Le gain β diminue à cause de recombinaisons d'interface si des électrons s'accumulent dans le « notch ». Ce puits est peu marqué pour un dopage de base élevé, sauf si l'hétérojonction n'est pas abrupte (*i.e.* sans coïncidence entre la jonction électrique np et l'hétérojonction matériau).

C'est en fait au niveau de l'injection que se situe le problème : pour les électrons, le « spike » représente une barrière supplémentaire à franchir. En pratique, il devient nécessaire d'augmenter la tension de polarisation V_{BE} et donc la consommation du TBH pour obtenir un même niveau d'injection. Cette hausse de V_{BE} risque même de provoquer – malgré le blocage par ΔEv – l'injection de trous de la base vers l'émetteur, avec baisse du gain β pour une tension d'autant plus faible que le dopage p est élevé [Jalali90a]. Théoriquement, la formule (I.2) doit être modifiée pour une hétérojonction abrupte : l'efficacité d'injection η n'est plus gouvernée par le différentiel ΔEg mais par la discontinuité ΔEv qui n'est qu'une fraction de la précédente, d'où une diminution de η et donc du gain β du composant.

Transport électronique dans la base dans le cas d'une Hétérojonction Abrupte

Une hétérojonction abrupte est donc pénalisante en raison du « spike », sauf dans un objectif fréquentiel : il permet l'injection d'électrons avec une énergie cinétique importante, d'où une vitesse de déplacement dans la base supérieure à celle du régime de diffusion, une baisse du temps de transit de base et *in fine* l'augmentation de la fréquence de fonctionnement du TBH [Baquedano94,Nakajima96].

Cette possibilité est liée à la modification des conditions d'injection électronique pour une hétérojonction réellement abrupte : elle n'a plus lieu par diffusion sous polarisation à travers la ZCE, mais par effet thermoïonique ou par effet tunnel. Le premier mécanisme correspond au modèle d'Anderson : les électrons passent au-dessus du « spike » par excitation thermique, avec une faible probabilité de retour vers l'émetteur. Le second mécanisme concerne les électrons d'énergie inférieure à la hauteur de barrière : ils peuvent générer un courant tunnel, significatif seulement si la barrière est mince mais qui demeure plus faible que le courant thermoïonique – sauf bien sûr aux basses températures. En conséquence, la majorité des électrons est injectée du haut du « spike » : leur niveau d'énergie est au moins supérieur de ΔEc à Ec_B (*i.e.* celui de la bande de conduction dans la base), surplus d'énergie qu'ils récupèrent sous forme cinétique, perpendiculairement aux jonctions.

Trois régimes de transport électronique dans la base peuvent exister après injection à une hétérojonction abrupte : « balistique », « quasi-balistique » et « diffusif » [Hayes83,Hu92,Yang95,Zohar04].

Considérons tout d'abord le cas le plus intéressant, celui des électrons « balistiques ». Ils constituent une population mono-énergétique, avec des énergies fortement centrées sur la valeur de la discontinuité ΔEc [Sicault01]. Leur déplacement est quasi-orthogonal au plan des jonctions, avec une faible dispersion angulaire $\Delta\theta \sim 18°$ pour $\Delta Ec = 250meV$ à 300K (estimée via $\Delta\theta = \arctan [(kT/\Delta Ec)^{1/2}]$ [JalaliP095]), et leur vitesse est proche des 10^8 cm/s – soit plus de 10 fois celle des électrons diffusifs [Baquedano93,Laskar93,Kurishima95,JalaliP092]. Surtout, ils n'interagissent pas avec le réseau et ne relaxent pas ce surplus d'énergie cinétique : seul un processus de recombinaison les empêche d'atteindre le collecteur. On peut craindre que cela soit fortement le cas dans des TBH « hautes fréquences », au vu des dopages p++ envisagés. C'est finalement peu probable grâce à la finesse de la base (cf. V.A). Notons par exemple simplement que des électrons balistiques traversent une base de 40nm en 40fs, soit plus de 50 fois leur durée de vie pour un dopage p++ de $5x10^{19}$ cm^{-3} – estimée à 2ps d'après nos mesures de durée de vie électronique sur $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ dopé au béryllium à $7x10^{19}$ cm^{-3} [Vignaud02].

Si l'on ne peut réaliser une base aussi fine, il demeure intéressant d'en minimiser l'épaisseur pour profiter d'un second régime de transport – moins attrayant mais toujours hors équilibre – généré à l'hétérojonction abrupte : celui d'électrons chauds dont la vitesse initiale est proche des balistiques, mais qui s'en distinguent par leurs interactions avec le réseau. Il faut donc déterminer la distance qu'ils parcourent avant que ne commence le processus de thermalisation, et réaliser ensuite une base d'épaisseur inférieure à ce libre parcours moyen inélastique L_B. On profite alors d'un court transport balistique durant lequel énergie et vitesse de ces électrons « quasi-balistiques » restent inchangées.

Ce libre parcours moyen inélastique a été étudié en fonction du dopage p par des mesures de spectroscopie d'électroluminescence du transport électronique dans la base de TBH $InP/In_{0.53}Ga_{0.47}As$ à hétérojonction abrupte [Teissier98,Teissier99,Sicault01,Sicault02] : $L_B \sim 150nm$ à dopage p de $3x10^{17}$ cm^{-3}, diminue jusqu'environ 30nm entre $8x10^{18}$ et $2x10^{19}$ cm^{-3} – puis augmente à 42nm pour à $5x10^{19}$ cm^{-3}.

Théoriquement, ces évolutions s'expliquent par un changement de nature des interactions par lesquelles l'électron chaud relaxe l'énergie acquise à l'hétérojonction abrupte ($\Delta Ec = 250meV$ pour le couple $InP/In_{0.53}Ga_{0.47}As$ à 300K). Pour $p < 10^{18}$ cm^{-3}, la relaxation est inélastique avec émission d'une cascade de phonons longitudinaux optiques, efficaces vu leur énergie $\hbar\Omega_{LO} \sim 33meV$ dans $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ à 300K [Mateos00]. A dopages supérieurs, la perte énergétique par interaction inélastique augmente de fait du rôle croissant du gaz de trous, dont la fréquence plasmon Ω_{PL} est proportionnelle à la racine carrée du dopage. Enfin, pour $p > 5x10^{19}$ cm^{-3}, cette relaxation par plasmons devient moins efficace (*i.e.* $\hbar\Omega_{PL} > 100meV$), alors que l'émission de phonons se raréfie par effet d'écrantage [Levi88]. La densité d'états libres dans la bande de conduction pour les électrons relaxés est plus faible, la thermalisation d'électrons chauds diminue et le libre parcours moyen inélastique raugmente [Sicault01].

Concrètement, retenons qu'en optant dans la mesure du possible pour une base d'épaisseur inférieure ou proche du libre parcours moyen inélastique L_B à niveau de dopage p fixé, on exploite des conditions de transport balistique ou quasi-balistique très favorables aux performances fréquentielles.

Un troisième régime de transport possible est celui d'électrons « diffusifs » en équilibre avec le réseau, d'énergie cinétique proche de kT et dont la vitesse est de l'ordre de $1{,}3 \times 10^7$ cm/s [Kurishima95]. Ils sont en principe peu nombreux à 300K dans un TBH à hétérojonction abrupte et base fine dopée p++, mais leur probabilité de recombinaison est élevée. On peut la réduire en diminuant leur temps de transit dans la base grâce à l'ingénierie des bandes : via un matériau à composition et/ou dopage variable, on introduit un pseudo-champ[2] électrique d'accélération. Il atteint ~10kV/cm pour une base de 40nm en $In_{0.46}Ga_{0.54}As \rightarrow In_{0.53}Ga_{0.47}As$ (d'après [Kurishima95]) – d'où une vitesse électronique de drift ~$2{,}5 \times 10^7$ cm/s à ~8kV/cm [Kahn03] : le temps de transit de base diminue par ~2.

Précisons enfin qu'un mauvais choix sur le couple de matériaux émetteur-base peut grandement obérer les performances escomptées : il faut s'assurer que les électrons ne changent pas de vallées énergétiques à la bande de conduction par l'apport de ΔEc à l'hétérojonction EB abrupte. Pour une base en $In_{0.53}Ga_{0.47}As$, ils quittent la vallée Γ si $\Delta Ec > 0{,}55$eV pour passer en vallée L où leur masse effective est supérieure et leur mobilité moindre. Il faut donc que le couple de matériaux émetteur-base soit tel que : $\Delta Ec < \Delta E_{\Gamma L}$ avec $\Delta E_{\Gamma L}$ seuil de transfert entre vallées $\Gamma \rightarrow L$ [Hu92,Yang95].

Au final, la structure TBH « hautes fréquences » à base fine (~40nm) dopée p++ (5×10^{19} cm^{-3}) définie au préalable peut être optimisée pour cet objectif grâce à une hétérojonction EB abrupte et une base graduelle : selon son épaisseur, le temps de transit y est réduit grâce à des électrons balistiques, quasi-balistiques et diffusifs sous pseudo-champ. Nous préservons par ailleurs une valeur de gain β suffisante pour des applications circuit – environ 20 à 50 [Lee89,Blayac00] – mais qui est pénalisée par l'efficacité d'injection η réduite dans une configuration d'hétérojonction EB abrupte.

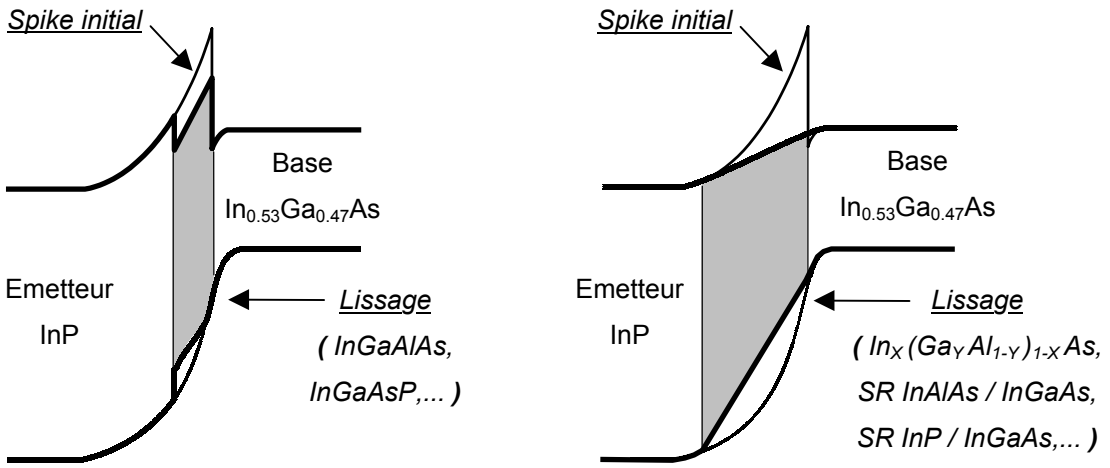
Le Transistor Bipolaire à Hétérojonction Graduelle

Il est possible de tirer parti d'une hétérojonction émetteur-base sans devoir faire face aux conséquences d'une configuration abrupte que sont la diminution d'efficacité d'injection η et du gain β en courant, associée à une tension de polarisation V_{BE} et une consommation accrues [Malik83,Yang02].

Il faut alors supprimer le « spike » pour les électrons à la bande de conduction, tout en conservant la barrière pour les trous à la bande de valence. Ceci nécessite un aménagement de la structure au niveau de la jonction sur une épaisseur inférieure ou égale à sa ZCE, soit principalement côté émetteur dopé n++/n vu le niveau de dopage p++ de la base (*i.e.* ZCE ~ 50nm dans notre cas).

Structurellement, la solution la plus simple consiste à insérer une couche dont le gap Eg est intermédiaire entre ceux d'émetteur et de base. Les différentiels ΔEg doivent se reporter principalement à la bande de valence (cf. figure I.4a ci-après) pour atténuer le « spike ». Cette couche doit *a priori* être dopée n puisque située dans l'émetteur (voir cependant la note 3 en I.B.1).

[2] Une gradualité en composition produit une variation du gap et donc un gradient d'énergie. Il se traduit dans un alliage non dopé par des forces entraînant électrons et trous <u>*dans le même sens*</u> – d'où la notion de pseudo-champ électrique qui y est associé pour chaque type de porteurs, *i.e.* différents en signe et amplitude [MathieuP575]. Le dopage p++ imposant une BdV plate, tout le pseudo-champ est ici à la BdC et n'accélère que les électrons.



Figures I.4 : Lissage du « spike » à l'hétérojonction émetteur-base d'un TBH InP/$In_{0.53}Ga_{0.47}As$ par un matériau de gap intermédiaire (figure I.4a à gauche) ou par une gradualité en composition ou en super-réseau noté SR (figure I.4b à droite)

Une solution plus évoluée consiste à lisser la seule bande de conduction, à l'aide d'une structure de type super-réseau (SR) utilisant les matériaux d'émetteur et de base [Metzger92c] ou d'une couche d'alliage à gap variable, *i.e.* à composition variable [Malik83,Won89a] (cf. figure I.4b et I.A.4).

Théoriquement, l'injection électronique à l'hétérojonction redevient majoritairement diffusive, avec une efficacité d'injection η optimale : la formule (I.2) gouvernée par ΔEg est correcte.

Au final, une hétérojonction émetteur-base graduelle permet une injection électronique et un blocage des trous efficaces. Elle favorise le gain β et une réduction de consommation, mais pas celle du temps de traversée (cf. I.C) [Hu92,Yang95] : elle semble plus indiquée pour des TBH de puissance.

I.A.3 – Transistor Bipolaire à simple et double Hétérojonction

Le principe de l'Hétérojonction vient d'être appliqué au niveau de la diode émetteur-base. Nous montrons ici que l'on peut également en tirer avantage à la diode base-collecteur, c'est à dire en optant pour un collecteur à grand gap. Nous décrivons le supplément d'optimisation structurelle alors nécessaire au bon fonctionnement du Transistor Bipolaire à double Hétérojonction ainsi défini.

Limite du Transistor Bipolaire à simple Hétérojonction (sTBH)

Le Transistor Bipolaire à simple Hétérojonction (sTBH) est la configuration TBH dont nous avons parlé au paragraphe I.A.2 : l'hétérojonction concerne la diode émetteur-base, le collecteur étant réalisé dans le même matériau à petit gap que celui de la base. L'homojonction base-collecteur constitue alors la principale faiblesse du sTBH : le claquage de cette diode survient pour une faible tension de polarisation inverse V_{BC}, ce qui limite le composant aux applications basse puissance.

Physiquement, le dépassement de cette valeur critique sur V_{BC} provoque un phénomène en avalanche dans la ZCE de la diode BC – *i.e.* dans le collecteur : les électrons sont très fortement accélérés par le champ électrique de polarisation inverse, et l'énergie cinétique devient suffisante pour provoquer l'ionisation par impact (*i.e.* génération de paires électron-trou à travers la bande interdite). Ces électrons supplémentaires sont à leur tour accélérés : le processus s'emballe, il y a multiplication des porteurs, très forte augmentation du courant collecteur Ic et destruction instantanée du TBH.

La tension de claquage BV_{CE0} (BV pour Breakdown Voltage) est le critère d'évaluation du TBH correspondant à ce phénomène : c'est la tension V_{CE} maximale applicable sur le transistor monté en émetteur commun à courant I_B nul avant sa destruction à la diode BC. Dans ce montage, on contrôle la tension inverse V_{BC} (négative) par la tension (positive) $V_{CE} = V_{CB} + V_{BE}$ – la tension V_{BE} (positive) de polarisation directe de l'hétérojonction émetteur-base étant fixée indépendamment.

Pour retarder le claquage (*i.e.* augmenter BV_{CE0}), on peut augmenter l'épaisseur du collecteur mais pas son niveau de dopage : il est faible pour favoriser la collection des porteurs via la déplétion quasi-totale de la couche, en y localisant presque entièrement la ZCE de la diode base-collecteur.

Le dopage n- est toutefois bénéfique au claquage tardif. D'une part, le champ électrique de polarisation inverse s'applique sur une ZCE étendue : les électrons rejoignent alors l'étroite ZQN du collecteur avant que leur niveau d'énergie n'ait atteint le seuil d'ionisation. D'autre part, un dopage n plus prononcé serait une source d'électrons qui ne ferait qu'anticiper le processus d'avalanche.

Le collecteur dopé n- doit en conséquence être épaissi pour étendre la ZCE et augmenter la tension BV_{CE0} du sTBH. Un tel épaississement est toutefois néfaste au fonctionnement hyperfréquence puisqu'il accroît le temps de transit dans le collecteur. Un compromis est donc nécessaire sur cette épaisseur de collecteur entre la tension de claquage BV_{CE0} et les performances fréquentielles.

La solution du Transistor Bipolaire à Double Hétérojonction (dTBH)

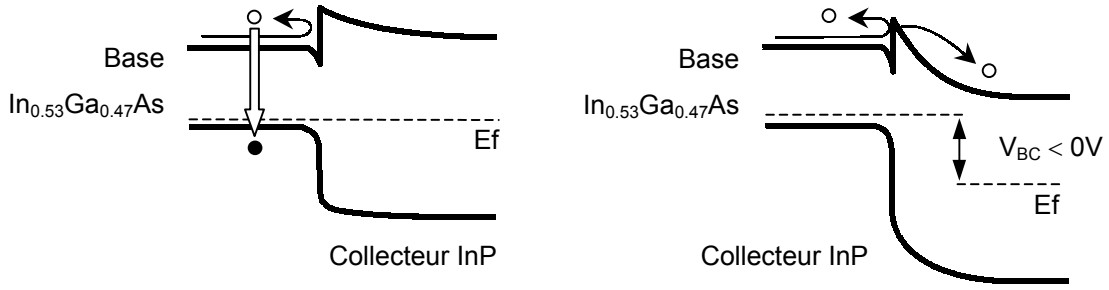
Il est possible de dépasser le précédent compromis non plus en limitant l'énergie électronique sous le seuil d'ionisation, mais en relevant ce seuil : pour retarder la génération de paires électron-trou à travers le gap, il est préférable d'opter pour un collecteur à large bande interdite [Yang95,Block96].

A épaisseur de matériau fixée, on accroît alors la tension BV_{CE0} tout en maintenant – après résolution du problème de blocage électronique décrit ci après – les performances fréquentielles grâce à des polarisations V_{BC} applicables plus élevées. Il est également possible de ne privilégier que la réduction du temps de transit : il devient possible d'utiliser un collecteur plus fin tout en conservant une tension BV_{CE0} identique à celle d'un sTBH (cf. I.C.2).

Cette solution implique une hétérojonction base-collecteur, qui peut altérer le fonctionnement du Transistor Bipolaire à double Hétérojonction (dTBH) ainsi obtenu : cette configuration implique l'existence d'une barrière de potentiel à l'entrée du collecteur qui doit impérativement être lissée car elle n'a que des conséquences néfastes, à la différence du « spike » de la diode émetteur-base.

A faible tension V_{BC}, les seuls électrons collectés sont ceux d'énergie supérieure à la barrière. Si aucun aménagement structurel n'est prévu, la majorité d'entre eux reste bloquée dans la base. Leur accumulation provoque leur rétro-diffusion, d'où hausse du taux de recombinaison électron-trou, de I_B et réduction du gain β en courant statique (cf. figure I.5a ci-dessous). La collection ne devient satisfaisante qu'à forte tension V_{BC} par accentuation de la courbure de bande (cf. figure I.5b) [Hayes84]. Le blocage dans un dTBH en émetteur commun se manifeste sur les caractéristiques $I_C(V_{CE})$ par une faible pente en régime saturé, le régime normal nécessitant une tension V_{CE} supérieure (cf. I.B.3).

Les performances fréquentielles sont aussi dégradées : le blocage des porteurs tend à réduire la densité de courant qui traverse le TBH, alors que le temps de charge des jonctions est inversement proportionnel à cette densité de courant (cf. I.B.3 et I.C.2).



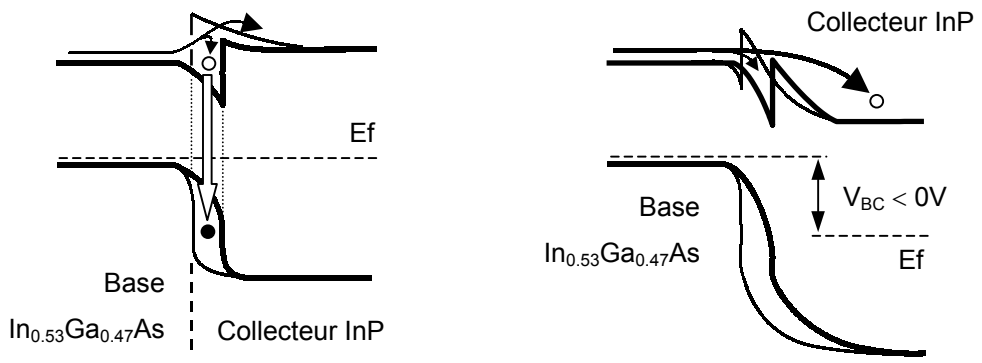
Figures I.5 : Blocage et recombinaison des électrons à l'hétérojonction base-collecteur d'un dTBH sans et sous polarisation inverse V_{BC} (figure I.5a et 1.5b – respectivement)

Une optimisation structurelle de l'hétérojonction base-collecteur est donc requise pour lever les réserves émises ci avant, d'autant qu'un dTBH à hétérojonctions EB abrupte et BC optimisée avec une base fine dopée p++ se révèle être une configuration indiquée dans un but fréquentiel : elle est plus adaptée à l'énergie cinétique des électrons en sortie de base, qui favorise leur transfert en vallée latérale et le claquage du TBH [Levi88,Jalali90b,Hu92,Laskar93,Baquedano94,Kurishima94,Yang95,Ishibashi01].

Optimisation de l'hétérojonction base-collecteur dans un dTBH

Les stratégies d'optimisation structurelle de l'hétérojonction base-collecteur dans un dTBH peuvent être divisées en deux catégories : celles de type « matériaux » où l'on modifie la nature ou la composition des alliages (cf. lissage du « spike » émetteur-base), et celles de type « dopage » où c'est l'ajout de charges électriques fixes (*i.e.* dopants ionisés) qui modifie le diagramme de bandes.

Considérons la plus simple des solutions « matériaux » : la première partie du collecteur est réalisée dans le matériau de la base, et seul le dopage diffère (cf. figures I.6 ci-après). On sépare ainsi la jonction électrique pn de l'hétérojonction : une homojonction base-collecteur p++/n- est suivie d'une hétérojonction à dopage constant dans le collecteur [Su85]. Cette configuration résulte toutefois en un ensemble puits-barrrière plus ou moins marqué, selon l'épaisseur de la couche à faible gap insérée. En conséquence, la collection des électrons est facilitée mais demeure anormalement fonction de la tension V_{CE} – d'où compétition entre effets thermoïonique et tunnel [Ritter92,Hafizi93c,Huang95,Fujihara01].



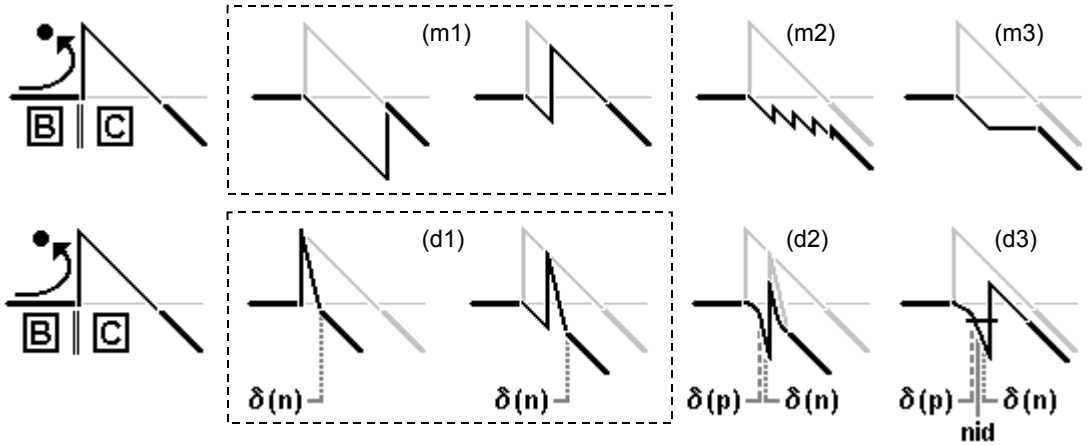
Figures I.6 : Effet d'homojonction (puits / barrière) à l'hétérojonction base-collecteur d'un dTBH sans et sous polarisation inverse V_{BC} (figure I.6a et 1.6b – respectivement)

Pour une faible polarisation V_{BC}, les électrons s'accumulent dans le puits. Ceci génère toujours un courant de recombinaison électron-trous et une réduction du gain β significatifs (cf. figure I.6a). L'augmentation de V_{CE} accentue ensuite la courbure à la bande de conduction (cf. figure I.6b), et l'énergie de la majorité des porteurs en sortie de base suffit à assurer leur passage au-dessus de la barrière par effet thermoïonique : la collection est satisfaisante, mais est fonction de la température.

Cette solution simple est fréquemment intégrée à d'autres propositions plus complexes rapportées dans la littérature pour réduire le blocage dans un dTBH (cf. figures I.7 ci-après) :

- Parmi les stratégies « matériaux », nous retrouvons l'homojonction base-collecteur en différentes épaisseurs (m1) [Su85,Ritter92]. L'évolution (m2) consiste à ajouter une gradualité via des couches à gap intermédiaire et croissant entre celui de base et de collecteur : par exemple, entre une base en $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ (*i.e.* gap de 0,76eV à 300K) et un collecteur en InP (1,35eV), ce sont souvent des couches en InGaAsP (0,80/0,95/1,13eV) [Chor96] – matériaux « disponibles » car servant dans les lasers, et qui soutiennent mécaniquement la base en cas de sous-gravure du collecteur en raison de la sélectivité chimique As-P [Ohkubo91,Kurishima94,Willén95b,Miyamoto96,Caffin97,Schnyder00,Jäckel02]. En (m3), la gradualité est améliorée via un matériau de gap variable en $In_X(Ga_YAl_{1-Y})_{1-X}As$ plutôt qu'en $In_XGa_{1-X}As_YP_{1-Y}$ (cf. III.A.1), ou via un super-réseau (cf. lissage du « spike » ou I.A.4).

- Parmi les stratégies « dopage », la plus simple (d1) est l'ajout d'un plan de dopage n derrière la barrière, sans ou avec l'homojonction BC (m1). Le champ électrique généré entre la base p++ et ces impuretés dopantes ionisées – fixes et chargées positivement – accélère les électrons. Ceci accroît leur énergie cinétique, ce qui revient à affiner la barrière pour permettre leur passage par effet tunnel, tandis que l'épaisseur (m1) abaisse la hauteur de barrière effective qui est plus ou moins décalée dans le collecteur [Fujihara01]. Le plan n n'accroît pas la capacité BC [Tokumitsu89]. La proposition (d2) – connue sous le nom de « *dipole doping* » – repose sur le même principe avec un plan n situé cette fois devant la barrière, associé à un plan de dopage p accolé (d2) [McAlister97,Wang00] ou disjoint via une couche non dopée (d3) [Kurishima93]. Le champ électrique est généré localement devant et non plus à travers la barrière, mais joue le même rôle qu'en (d1).



Figures I.7 : Effet d'homojonction (puits / barrière) à l'hétérojonction base-collecteur d'un dTBH sans et sous polarisation inverse V_{BC} (figure I.6a et 1.6b, respectivement)

Notons la bande de conduction plate au schéma (m3), exagération visant à rappeler la variation du gap dans la ZCE de la jonction BC : elle génère un pseudo-champ électrique comme dans une base graduelle en composition, ici néfaste car il ralentit la collection. Ceci est valable pour la solution (m2). Pour contrer cet effet, un plan de dopage n est ajouté en fin de gradualité [Kurishima94,Ida02,Dahlström03].

Signalons enfin que des perturbations de la collection peuvent survenir en régime de forte injection, malgré l'optimisation de la jonction BC [Tiwari88a,Blayac02]. Ces perturbations sont abordées en I.C.4.

I.A.4 – Croissance et structure verticale des TBH

L'importance de la croissance pour réaliser des structures verticales de TBH est illustrée ne serait-ce que par les 24 ans séparant la proposition d'une hétérojonction émetteur-base [Shockley48] de la réalisation concrète des premiers composants, des TBH AlGaAs/GaAs obtenus par Epitaxie en Phase Liquide (LPE – cf. III.A.1) chez IBM [Dumke72]. Avant les années 70, il était en effet impossible de réaliser une hétérojonction satisfaisante pour cette application : la médiocrité de l'interface entre les matériaux générait un important courant de recombinaison des électrons sur les nombreux défauts cristallins, incompatible avec une efficacité d'injection η suffisante. L'émergence de techniques de croissance performantes a rendu possible la concrétisation de ces exigeantes structures théoriques.

Considérons par exemple la structure précédemment définie. L'épaisseur de la base (~40nm) ne représente que ~70 fois le paramètre de maille des matériaux III-V déposés sur substrat GaAs.

Le dopage p++ élevé de cette couche ($p > 1x10^{19}$ cm^{-3}) est une autre source de difficultés. Côté émetteur, la réalisation d'une hétérojonction abrupte n'est pas triviale : l'hétérojonction matériau et la jonction électrique np doivent coïncider. Dans le cas contraire, une diffusion du dopant p de la base dans l'émetteur à grand gap accentue le « spike » en hauteur et « épaisseur » (cf. figures V.1), avec des effets délétères sur le fonctionnement statique et hyperfréquence du TBH – point détaillé ci après en I.B et I.C [Ito86,Kurishima91,Panish91,Hu92,Zhang92,Yang95]. L'optimisation de l'épitaxie et de la structure de l'hétérojonction émetteur-base a représenté un tiers de nos travaux (cf. chapitre V).

Ce problème de diffusion du dopant p se pose également dans un dTBH côté collecteur, mais avec des effets nettement réduits par l'utilisation quasi-systématique d'une homojonction électrique : grâce à la solution (m1), la base s'épaissit dans le collecteur avec pour principale conséquence un niveau de dopage de base inférieur à celui souhaité, aux détriments des performances fréquentielles. L'effet d'une telle diffusion dans un collecteur à grand gap serait en revanche beaucoup plus dramatique en terme de blocage si l'hétérojonction base-collecteur était demeurée abrupte.

Toujours au collecteur, notons que l'obtention d'un matériau très faiblement dopé n- n'est pas spécialement aisée. Ses propriétés électriques peuvent être affectées dès son élaboration par une contamination dans l'enceinte de croissance : le dopage peut être différent de celui attendu en niveau voire, pire, en signe. Un problème de diffusion peut aussi se poser près du sous-collecteur dopé n++, avec des effets toutefois beaucoup moins perceptibles, la zone étant « externe » aux couches actives.

Concluons par les conditions de croissance requises lors des stratégies de lissage d'hétérojonction les plus évoluées. Nous pouvons être amenés à modifier continûment et fortement la composition d'un matériau sur l'étendue de la ZCE d'une jonction. C'est le cas dans certains de nos dTBH où est insérée – entre la base en $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ et le collecteur en InP – une couche de lissage de 50nm en $In_X(Ga_YAl_{1-Y})_{1-X}As$, d'$In_{0.53}Ga_{0.47}As$ côté base à $In_{0.53}Ga_{0.19}Al_{0.28}As$ côté collecteur (cf. V.C).

La réalisation de l'alternative d'un super-réseau (SR) n'est pas plus simple. Dans les dTBH $In_{0.52}Al_{0.48}As/In_{0.53}Ga_{0.47}As/InP$ épitaxiés par les chercheurs des laboratoires Hughes, l'hétérojonction émetteur-base InAlAs/InGaAs est lissée par un SR bi-dopage (7/9 n et 2/9 p) de 30nm, divisé en 9 périodes InAlAs/InGaAs de 33Å – périodes subdivisées aux extrémités du SR en (3Å+30Å) : il leur faut donc déposer une monocouche atomique (*i.e.* une demi-maille) d'InGaAs ou d'InAlAs [Metzger92c]. L'hétérojonction base-collecteur InGaAs/InP requiert un second SR bi-dopage (1/2 p et 1/2 n) de 49,5nm, divisé en 33 périodes InGaAs/InAlAs de 15Å [Nguyen96]. Notons que l'InAlAs est préféré à l'InP, vu les difficultés d'épitaxie liées à l'utilisation de deux éléments V (cf. III.A.1). Des super-réseaux InGaAs/InP ont néanmoins été réalisés par ces mêmes auteurs [Hafizi93c] comme par d'autres [Yang97].

En résumé, nous avons rappelé le fonctionnement du Transistor Bipolaire à Hétérojonction tout en proposant une structure favorisant les performances fréquentielles.

Nous avons souligné l'intérêt d'une Hétérojonction émetteur-base abrupte pour générer des conditions de transport hors équilibre dans la base qui, bien « exploitées », permettent d'y réduire le temps de transit. Nous avons aussi montré l'apport d'une Hétérojonction base-collecteur optimisée.

Ceci illustre la grande liberté offerte par l'alliance du transport vertical et de l'ingénierie des bandes dans l'amélioration des performances des TBH. En contrepartie, il est indispensable de se fixer des objectifs précis – i.e. *hautes fréquences, gain élevé, tenue en puissance... – afin d'élaborer une structure adéquate. Sa réalisation nécessite ensuite une optimisation de la croissance telle celle que nous avons menée (cf. chapitre V) – aspect qui apparaît plus concrètement dans les paragraphes suivants où nous étudions les performances statiques et hyperfréquences d'un TBH.*

I.B – Etude des performances d'un TBH en fonctionnement statique :

I.B.1 – Etude des courants de porteurs dans un TBH

Nous avons défini en I.A le gain $\beta = I_C / I_B$ pour évaluer les performances statiques d'un TBH. Plus que sa valeur maximale, c'est l'étude de ses évolutions et donc celles des courants I_C et I_B qui nous intéresse : elles sont représentatives de la structure et du niveau de réalisation du composant. Pour cela il est nécessaire de présenter les différentes composantes de I_C et I_B – ce que nous allons faire en nous appuyant sur la structure à hétérojonction émetteur-base abrupte définie ci avant.

Bilan des courants d'électrons et de trous circulant dans un TBH

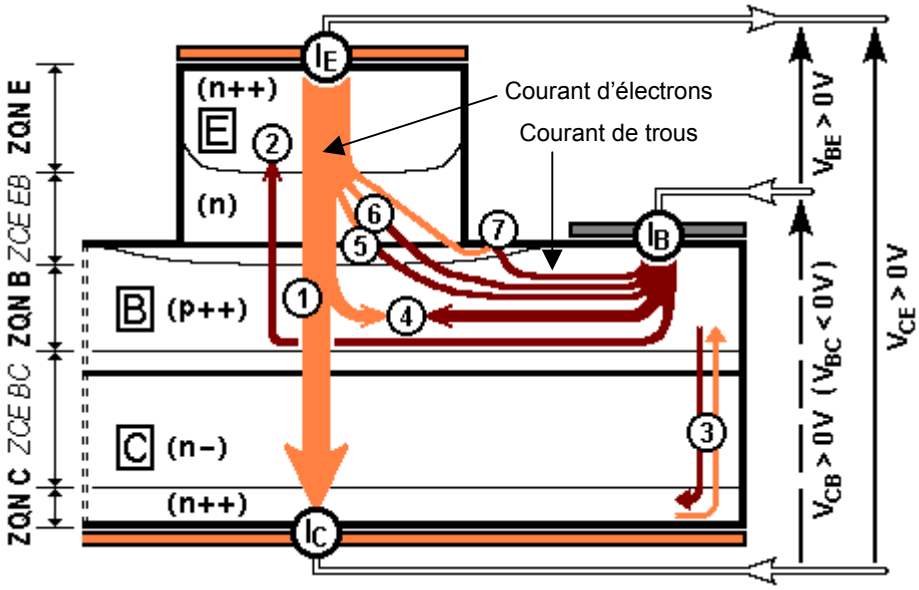


Figure I.8 : Courants d'électrons et de trous circulant dans un TBH (montage émetteur commun)

On identifie des *courants d'injections* d'électrons et/ou de trous :

① $I_{inj\ EB\ e-}$ courant direct d'électrons injecté à la jonction émetteur-base – que l'on doit maximiser

② $I_{inj\ EB\ h+}$ courant direct de trous injecté à la jonction émetteur-base – que l'on doit minimiser

③ $I_{inj\ BC0\ eh}$ courant inverse électron-trou injecté à la jonction base-collecteur – à minimiser

Ainsi que des *courants de recombinaison* électron-trou – qui doivent tous être minimisés :

④ $I_{rec\ vol\ B}$ courant de recombinaison électron-trou en volume de base

⑤ $I_{rec\ interf\ EB}$ courant de recombinaison électron-trou à l'interface émetteur-base

⑥ $I_{rec\ zce\ EB}$ courant de recombinaison électron-trou dans la ZCE émetteur-base

⑦ $I_{rec\ surf\ B}$ courant de recombinaison électron-trou en surface de base extrinsèque

Lorsque l'on dresse le bilan des courants d'émetteur I_E, de base I_B et de collecteur I_C, on obtient :

$$I_E = I_{inj\ EB\ e-} + I_{inj\ EB\ h+} + \{ I_{rec\ interf\ EB} + I_{rec\ zce\ EB} + I_{rec\ surf\ B} \} \quad (I.5)$$

$$I_B = I_{inj\ EB\ h+} + I_{rec\ vol\ B} + \{ I_{rec\ interf\ EB} + I_{rec\ zce\ EB} + I_{rec\ surf\ B} \} + I_{inj\ BC0\ eh} \quad (I.6)$$

$$I_C = I_{inj\ EB\ e-} - I_{rec\ vol\ B} - I_{inj\ BC0\ eh} \quad (I.7)$$

Ces courants vérifient bien la relation : $I_E = I_B + I_C$ pour un TBH en montage émetteur commun.

Courant direct d'électrons injecté à la jonction émetteur-base (① $I_{inj\ EB\ e-}$)

Le courant d'électrons injecté à une hétérojonction émetteur-base abrupte sous polarisation directe est principalement de nature thermoïonique. Son expression est [Matine96b] :

$$I_{inj\ EB\ e-} = S_{EB} \cdot J_S \cdot [\exp (q V_{BE} / n_{EB} kT) - 1] \quad (I.8)$$

avec $J_S = A^* \cdot T^2 \cdot \exp (-q \phi_E / kT)$ densité de courant de saturation

$A^* = q \cdot N_E \cdot (kT / 2\pi m_n^*)$ constante de Richardson

où : S_{EB}, n_{EB} et ϕ_E respectivement surface, coefficient d'idéalité et hauteur de barrière effective vue de l'émetteur de la jonction émetteur-base, et avec m_n^* masse effective des électrons dans l'émetteur. Cette formule (I.8) est valable dans l'hypothèse d'une hétérojonction abrupte avec coïncidence de la jonction électrique et de l'hétérojonction. Dans d'autres approches, la hauteur de barrière effective ϕ_E et le coefficient d'idéalité n_{EB} dépendent de la tension de polarisation V_{BE} [JalaliP246].

Courant direct de trous injecté à la jonction émetteur-base (② $I_{inj\ EB\ h+}$)

L'expression du courant de trous injecté de la base vers l'émetteur à la jonction émetteur-base sous polarisation directe peut se simplifier sous la forme (à partir de [Matine96b]) :

$$I_{inj\ EB\ h+} \# N_B \cdot \exp (- \Delta Ev / kT) \cdot [\exp (q V_{BE} / kT) - 1] \quad (I.9)$$

Par principe d'un TBH, ce courant est généralement négligeable devant celui d'électrons $I_{inj\ EB\ e-}$ injecté de l'émetteur vers la base. Ceci est cependant sujet à caution lorsque le dopage de base N_B et la tension V_{BE} sont simultanément élevés, plus encore quand la discontinuité ΔEv est faible.

Courant inverse électron-trou injecté à la jonction base-collecteur (③ $I_{inj\ BC0\ eh}$)

En fonctionnement normal, la diode base-collecteur est polarisée en inverse : elle est alors passante pour les porteurs minoritaires. Il existe cependant toujours un faible courant de porteurs majoritaires $I_{inj\ BC0\ eh}$ – ici principalement de trous allant de la base vers le collecteur. Ce courant de saturation de la jonction est négligeable devant le courant principal d'électrons si le TBH est passant. Si le TBH est bloqué et la jonction BC de qualité, $I_{inj\ BC0\ eh}$ représente la totalité du courant de fuite. Dans le cas contraire (*i.e.* défauts d'interface...), le courant de fuite – de valeur non négligeable – est la somme de $I_{inj\ BC0\ eh}$ et d'un courant de recombinaison électron-trou de type $I_{rec\ interf\ EB}$.

Courant de recombinaison en volume dans la base (④ $I_{rec\ vol\ B}$)

Le courant de recombinaison électron-trou en volume de base est doublement préjudiciable au gain β : il accroît le courant de base I_B comme les courants $I_{inj\ EB\ h+}$ (②) et $I_{inj\ BC0\ eh}$ (③), tout en réduisant simultanément le courant de collecteur I_C par pertes d'électrons du courant principal $I_{inj\ EB\ e-}$. Ces effets sont communs à tous les courants de recombinaison électron-trou abordés ci-après (④-⑦).

Le courant $I_{rec\ vol\ B}$ est fonction de la probabilité de recombinaison électron-trou, c'est à dire du rapport entre temps de présence (*i.e.* de transit τ_B) et durée de vie électronique τ_{Be-} dans la base.

Le temps de présence – nous l'avons vu précédemment – est minoré en réduisant l'épaisseur de base et/ou en augmentant la vitesse à laquelle les électrons la traversent. Il s'agit alors de profiter, si possible, d'un transport balistique ou quasi-balistique généré à une hétérojonction émetteur-base abrupte, ou d'accélérer les porteurs via à un pseudo-champ électrique en cas de transport diffusif.

La durée de vie électronique τ_{Be-} dans le matériau de base est fonction de trois processus de recombinaison électron-trou. Elle est définie comme suit (avec a et b simples coefficients) [Vignaud02] :

$$\frac{1}{\tau_{Be-}} = \frac{1}{\tau_{NR}} + a\ N_B + b\ N_B^{\ 2} \qquad (I.10)$$

- Le premier terme représente les processus non radiatifs de recombinaisons assistées par défauts. Leur probabilité dépend de la densité de ces défauts : impuretés dopantes ionisées, défauts liés à la croissance du matériau... Seuls ces derniers sont évitables, le dopage p++ étant acquis.
- Le second terme représente les recombinaisons interbandes radiatives, pour lesquelles τ_{Be-} est proportionnelle à $1/N_B$ et qui sont prépondérantes lorsque $p < 10^{19}$ cm^{-3}.
- Le troisième terme représente les recombinaisons non radiatives par le processus Auger, pour lesquelles τ_{Be-} est proportionnelle à $1/N_B^2$ et qui sont prépondérantes lorsque $p > 10^{19}$ cm^{-3}.

La diminution de τ_{Be-} est de plus en plus rapide avec la hausse du dopage de base, sujet sur lequel nous revenons en V.A. Dans un TBH à hétérojonction EB abrupte, le courant $I_{rec\ vol\ B}$ est directement proportionnel à $I_{inj\ EB\ e-}$ et impose des variations de I_B en : $\exp (q\ V_{BE} / n_B\ kT)$ où : $n_B = 1$ [JalaliP246].

Courant de recombinaison à l'interface émetteur-base (⑤ $I_{rec\ interf\ EB}$)

Le changement de matériaux semiconducteurs à une hétérojonction peut induire des défauts d'interface. En pratique, les techniques d'épitaxie actuelles rendent ce courant négligeable par rapport aux autres [Harmand88,Nagao99]. Ce problème peut « ressurgir » lors de process technologiques particuliers, comme en reprise d'épitaxie d'émetteur : la couche de base doit être exposée localement, d'où la présence de tels défauts de par l'inévitable pollution et/ou oxydation. Le courant $I_{rec\ interf\ EB}$ est alors prépondérant à faible injection (*i.e.* les défauts sont saturés à forte injection) et impose des variations du courant I_B en : $\exp (q\ V_{BE} / n_B\ kT)$ où : $n_B \geq 2$ [Enquist93,Park98,Scott04,Wei04].

Courant de recombinaison dans la ZCE émetteur-base (⑥ $I_{rec\ zce\ EB}$)

L'expression du courant de recombinaison dans la ZCE émetteur-base $I_{rec\ zce\ EB}$ est donnée par le modèle de Sah, Noyce et Shockley (*i.e.* « modèle SNS ») [Matine96b] :

$$I_{rec\ zce\ EB} = S_{EB} \cdot q \frac{\pi}{2} \frac{kT}{E_{EB}} \cdot \left[\frac{n_{iE} Z_E}{\tau_{Eh+}} + \frac{n_{iB} Z_B}{\tau_{Be-}} \right] \cdot \exp\left(\frac{q V_{BE}}{2kT} \right) \qquad (I.11)$$

où : E_{EB} champ électrique de jonction, n_{iE}, Z_E et τ_{Eh+} concentration de porteurs intrinsèques, largeur de ZCE et durée de vie des porteurs minoritaires dans l'émetteur. De même : n_{iB}, Z_B et τ_{Be-} dans la base. Vu le terme $\exp(qV_{BE}/2kT)$, le courant $I_{eh\ rec\ zce\ EB}$ ne peut être significatif qu'aux faibles tensions V_{BE}. A forte polarisation, il est négligeable par rapport au courant « utile » $I_{inj\ EB\ e-}$ en $\exp(qV_{BE}/kT)$.

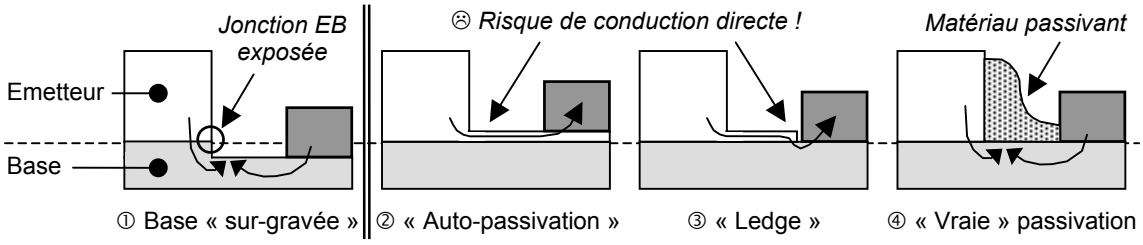
Ce courant devrait également être négligeable à faible tension V_{BE} pour la structure verticale définie dans un objectif fréquentiel en I.A.1, c'est-à-dire pour un TBH à hétérojonction abrupte où sont juxtaposées la zone n d'émetteur (~50nm à $5x10^{17}$ cm^{-3}) et celle p++ de base (~40nm à $5x10^{19}$ cm^{-3}). Les termes (n_{iE} Z_E / τ_{Eh+}) et (n_{iB} Z_B / τ_{Be-}) sont en effet faibles. Pour le premier, la ZCE est majoritairement dans l'émetteur (*i.e.* $Z_E >> Z_B$ – cf. I.A.1), mais la concentration de porteurs intrinsèques n_{iE} est faible puisque proportionnelle à exp ($-E_G$ / 2kT). A l'inverse, la concentration n_{iB} est plus élevée dans la base à faible gap, mais pour une faible extension Z_B de la ZCE [Searles94].

Ceci se vérifie expérimentalement : le courant « utile » $I_{inj\ EB\ e-}$ impose les variations du courant I_B en $\exp(qV_{BE}/n_BkT)$ où n_B ~ 1 – sauf si hétérojonction et jonction électrique sont dissociées. La jonction np peut être décalée dans l'émetteur en cas de diffusion du dopant p depuis la base dans les couches adjacentes, du fait du gradient de concentration : ceci accroît le « spike » côté émetteur. La jonction np peut aussi être décalée dans la base. Pour parer à une éventuelle diffusion, une certaine épaisseur de base est intentionnellement non dopée à proximité de l'émetteur : ceci définit un « espaceur » destiné à recevoir et à être dopé lors de la diffusion du dopant p. Si son épaisseur est excessive, il demeure partiellement non dopé : ceci accroît le « notch » côté base (cf. figures V.1). Dans les deux cas, le taux de recombinaison électron-trou en ZCE augmente : le courant $I_{rec\ zce\ EB}$ est une composante de I_B d'importance croissante avec l'écart entre jonctions matériau et électrique. Le coefficient n_B évolue progressivement de 1 à 2 [Ito86,Kurishima91,Panish91]. La réduction de $I_{rec\ zce\ EB}$ dépend donc de la structure verticale et de son épitaxie, point abordé en pratique au chapitre V.

Courant de recombinaison en surface de base extrinsèque (⑦ $I_{rec\ surf\ B}$)

La surface des semiconducteurs présente, par rupture du réseau cristallin, une densité de centres recombinants supérieure à celle en volume. Pour un TBH, la surface de base extrinsèque pose problème, surtout quand la taille de l'émetteur diminue pour permettre la montée en fréquences.

Les recombinaisons ont lieu près du mésa d'émetteur, moins près des contacts de base [Hiraoka88] : des électrons injectés en périphérie de jonction émetteur-base sont piégés par des défauts de surface « au-dessus » du courant de commande – *i.e.* courant horizontal de trous entre les contacts de base et la base intrinsèque située sous l'émetteur. La hausse de I_B est amplifiée en cas de sur-gravure de la base : la jonction EB est alors exposée, comme illustré en ① figure I.9 ci-dessous [Hsin00].



Figures I.9 : Cause et solutions possibles aux recombinaisons en surface de base extrinsèque

Les solutions proposées pour minimiser ces recombinaisons peuvent se répartir en deux catégories :

- Celles « via la surface » schématisées ci-dessus. L'« auto-passivation » (②) consiste à laisser une couche d'émetteur en surface de base, y compris sous les contacts : sa finesse doit assurer sa déplétion totale, pour éviter à la fois les recombinaisons et la conduction directe [Lee89,Malik89]. L'utilisation d'un « ledge » (③) [Lin85] – plus efficace [Driad99] – nécessite aussi une optimisation en épaisseur [Liu91a,Liu92b,Wu92,Wu95]. Notons que la passivation (④) de planarisation et d'isolation peut, selon le passivant (*i.e.* Si_XN_Y, $Si0_2$, polyimide...) et le traitement de surface préalable, accroître (ou réduire...) $I_{rec\ surf\ B}$ (cf. [Lee89,Liu92a,Fukano93,Caffin96,Driad99,Kikawa99,Driad00,Sawdai01]).
- Celles « via le transport électronique » où, au lieu de modifier la surface de base extrinsèque, on réduit la probabilité que des électrons l'atteignent. C'est le cas dans les TBH à hétérojonction EB abrupte, où les porteurs sont injectés orthogonalement à la jonction avec un surplus d'énergie cinétique (cf. I.A.2) [Nottenburg88,Jalali89,Hsin00] : ils ont moins tendance à diffuser latéralement vers la surface de la base extrinsèque. C'est aussi ce qui se produit lorsque la base est graduelle, les électrons étant captés par le pseudo-champ électrique [Hiraoka88,Liu92a,Kurishima95,Nakajima96].

Du seul point de vue de la réduction de $I_{rec\ surf\ B}$, ces aménagements sont plus ou moins nécessaires selon le matériau de base ou la structure horizontale du TBH – ce qu'illustre l'expression suivante du courant de recombinaison électron-trou en surface de base extrinsèque (d'après [Matine96b]) :

$$I_{rec\ surf\ B} \ \# \ q \ . \ v_{rec\ surf\ B} \ . \ L_{diff\ e-} \ . \ n_{iB} \ . \ (P_{EB} / S_{EB}) \ . \ \exp (q\, V_{BE} / n_{surf}\, kT) \qquad (I.12)$$

où : $v_{rec\ surf\ B}$ et $L_{diff\ e-}$ vitesse de recombinaison et longueur de diffusion électronique en surface de base (*i.e.* matériau) et (P_{EB}/S_{EB}) rapport périmètre/surface de la jonction EB (*i.e.* structure horizontale).

Comme pour les courants de recombinaisons précédents, $I_{rec\ surf\ B}$ impose les variations du courant de base I_B lorsqu'il est prépondérant, avec des variations en : $\exp (q\, V_{BE} / n_{surf}\, kT)$ où $n_{surf} \sim 1$ à 1,3. Notons que l'intervalle sur n_{surf} a été l'objet d'une controverse [Henry78,Nakajima85,Tiwari88c,Mochizuki91], levée de manière convaincante par Liu et Harris [Liu92c] (mais rediscutée récemment : cf. [Jin04]).

Ces études ont été menées sur TBH AlGaAs/GaAs où le courant $I_{rec\ surf\ B}$ est favorisé : la vitesse de recombinaison en surface de base $v_{rec\ surf\ B}$ y est élevée – de l'ordre de 10^6-10^7 cm/s sur GaAs (résiduel n) [Jastrzebski75,Casey77] – tandis que l'absence de sélectivité chimique marquée entre l'émetteur AlGaAs et la base GaAs renforce le risque de sur-gravure (cas ①) [Hsin00]. Le gain β est dès lors fortement fonction du rapport d'aspect de la jonction émetteur-base (P_{EB}/S_{EB}) [Nakajima85] : la réduction de surface (S_{EB}) nécessaire à la montée en fréquence (cf. I.C) est plus rapide que celle du périmètre (P_{EB}), ce qui favorise $I_{rec\ surf\ B}$ par rapport au courant « utile » $I_{inj\ EB\ e-}$ envoyé au collecteur. L'utilisation d'un « ledge » [Lee89,Hayama90,Fresina96,Driad99], d'un passivant [Sandroff87,Griffith05], d'une base fine [Hsin00] ou graduelle [Nakajima85] réduisent $I_{rec\ surf\ B}$ et la dépendance de β au ratio (L_{EB}/S_{EB}).

Le gain β des TBH InGaP/GaAs apparaît moins sensible au ratio (L_{EB}/S_{EB}) – et la sélectivité de gravure entre l'émetteur InGaP et la base GaAs réduit le risque d'exposer la jonction EB [Hsin00]. La situation semble encore plus favorable sur TBH InP/InGaAs, ce que Nottenburg *et al.* expliquent par l'injection à une hétérojonction EB abrupte et une vitesse de recombinaison en surface qui serait inférieure d'un facteur 10^3 sur $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ (*i.e.* $v_{rec\ surf\ B}$ ~ 10^3 cm/s) par rapport à GaAs [Nottenburg88]. Ce second argument – très fréquemment repris par la suite ([Nakajima96]...) – nous semble discutable :

- La valeur de $v_{rec\ surf\ B}$ est déduite du rapport β ~ $I_{inj\ EB\ e-}$ / $I_{rec\ surf\ B}$ – sous hypothèses d'un transport diffusif et d'un courant $I_{rec\ surf\ B}$ significatif (*i.e.* TBH AlGaAs/GaAs) [Nottenburg86b]. Les auteurs citent aussi des TBH InP/InGaAs, avec 20nm d'InGaAsP en surface de base extrinsèque [Nottenburg87].
- A notre connaissance, $v_{rec\ surf\ B}$ vaut au mieux ~10^4 cm/s pour $In_{0.53}Ga_{0.47}As$, par mesure directe sur des puits quantiques $In_{0.53}Ga_{0.47}As$/InP ayant subi un traitement de surface spécifique [Tai88]. Evoy *et al.* mettent en garde contre les différences entre méthodes de mesure et déterminent sur puits quantiques $In_{X0}Ga_{1-X0}As$/GaAs à x_0 = 10 et 20%, en considérant l'effet de saturation des pièges, une vitesse ~10^7 cm/s proche de celle de GaAs – sans amélioration par ajout d'In [Evoy96].
- Un facteur 10^3 existe toutefois bel et bien, mais entre GaAs et InP en mesures simultanées [Casey77], avec $v_{rec\ surf\ B}$ ~ 10^3 cm/s sur InP. Cette différence entre surface arséniée et phosphorée est vérifiée par passivation du GaAs (*i.e.* facteur 4-300 en intensité de photoluminescence) via un film de P amorphe [Olego84], d'InP (~1nm) [Wada93] ou de GaP (~1nm formé par échange As-P sur GaAs porté à T ~ 350-600°C sous PH_3) [Viktorovitch91]. Cette passivation pérenne [Harrison97] est utilisée sur puits quantiques [Lipsanen96,Yamabi04], transistors à effet de champ [Bolognesi97] et TBH InP/InGaAs en auto-passivation [Tokumitsu89,Driad99], solution fiable [Kotani03,Yamabi03,Yanagisawa04].

Considérant ces éléments du point de vue de l'épitaxie (cf. I.A), il nous semble dès lors probable qu'une « auto-passivation AsP » se produise en surface de TBH InP/$In_{0.53}Ga_{0.47}As$ « E-up » (cf. I.C.1) : l'incorporation d'As étant plus efficace que celle du P [Benchimol91,Munns96,André02], l'As en excès pour épitaxier la base $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ peut s'incorporer à l'InP en début d'émetteur – d'où une fine couche d'alliage (As)P non attaquée en gravure sélective de l'émetteur (cf. III.B.3 et figures V.2). Vu l'efficacité de ~1nm d'InP ou GaP sur GaAs [Viktorovitch91,Wada93], ceci peut expliquer la baisse de $I_{rec\ surf\ B}$ sur TBH InP/$In_{0.53}Ga_{0.47}As$. Cette hypothèse peut être étendue au cas des TBH $In_{0.49}Ga_{0.51}P$/GaAs. Nous reviendrons sur la passivation par InP ou In(As)P à une interface InGaAs → InP en IV.A.2 et V.A.7.

Au final, hiérarchisons les différents courants dans le TBH défini dans un objectif fréquentiel. Par principe, le courant d'électrons injecté à la jonction émetteur-base $I_{inj\ EB\ e-}$ (①) est prépondérant. Intervient ensuite le courant $I_{rec\ vol\ B}$ (④) de recombinaison en volume dans la base dopée p++. L'association d'un fort gradient de dopant et d'une hétérojonction émetteur-base abrupte renforce le risque d'une dissociation[3] *entre les jonctions matériau et électrique,* i.e. *d'un courant $I_{rec\ zce\ EB}$ (⑥) de recombinaison en ZCE émetteur-base significatif. L'injection à haute énergie favorise en revanche la réduction du courant $I_{rec\ surf\ B}$ (⑦) de recombinaison en surface de base extrinsèque, réduction accrue lorsque la base est graduelle. Pour ce courant, il faut toutefois aussi prendre en compte la structure horizontale du TBH dédiée aux hautes fréquences (cf. I.C.1) où, point positif, l'auto-alignement réduit la surface de base exposée. Réduire la surface de jonction émetteur-base accroît en revanche fortement le rapport (L_{EB}/S_{EB}) : l'hypothèse d'un courant $I_{rec\ surf\ B}$ significatif est fondée sur TBH submicroniques. Les courants $I_{inj\ EB\ h+}$ (②), $I_{inj\ BC0\ eh}$ (③) et $I_{rec\ interf\ EB}$ (⑤) peuvent en général être négligés.*

I.B.2 – Diagramme de Gummel et courbe de gain β en courant continu

Nous venons de lister les différents courants dans un TBH, étape nécessaire à l'exploitation du diagramme de Gummel et de la courbe d'évolution du gain β – caractéristiques statiques d'un TBH qui sont une source d'informations sur la qualité de sa structure et de sa réalisation en épitaxie.

Le diagramme de Gummel : (I_B , I_C) = f (V_{BE}) à tension V_{CE} constante

Le diagramme de Gummel représente pour un TBH en émetteur commun les évolutions des logarithmes des courants I_B et I_C en fonction de la tension de polarisation V_{BE} à tension V_{BC} fixée (nulle ou inverse). L'écart entre les courbes I_B et I_C représente donc l'évolution du gain β en fonction de V_{BE}.

La partie gauche figures I.10 ci-après est un diagramme type (I_B,I_C) = f(V_{BE}) repris de [Caffin96]. Voyons comment il nous permet d'évaluer le niveau de qualité de la jonction base-collecteur (BC), celui de l'injection électronique à la jonction émetteur-base (EB) et de cette jonction EB elle-même.

Intéressons nous tout d'abord au courant du collecteur en considérant la courbe I_C = f (V_{BE}). La jonction BC étant – même dans un dTBH – presque toujours une homojonction pn (*i.e.* lissage (m1) sur les figures I.7), nous pouvons raisonnablement négliger tout courant de fuite $I_{inj\ BC0\ eh}$. L'expression (I.7) devient : $I_C = I_{inj\ EB\ e-} - I_{rec\ vol\ B}$ d'où, dans un TBH à hétérojonction EB abrupte, une expression du courant I_C en fonction de V_{BE} de la forme :

$$I_C \ \# \ I_{inj\ EB\ e-} \ \# \ I_{Sat\ EB} \ . \ \exp (q\, V_{BE} \ / \ n_{EB}\, kT) \qquad (I.13)$$

où : $I_{Sat\ EB}$ est le courant de saturation de la jonction émetteur-base [Hafizi92].

[3] Notons que cette dissociation existe à une hétérojonction émetteur-base graduelle si la gradualité ne concerne pas aussi la jonction électrique pn : cf. [Liu91b,Hafizi90a,Hu92], I.A.4 et [Metzger92c,Hafizi93a] (*i.e.* laboratoires Hughes).

Sur le diagramme de Gummel, on distingue trois zones pour le courant I_C en fonction de V_{BE} :

- Aux tensions V_{BE} intermédiaires, le courant collecteur varie en : $I_C = I_{Sat\ C} \exp (qV_{BE} / n_C kT)$. Nous déterminons donc du diagramme la valeur du courant de saturation $I_{Sat\ C}$ et la pente de I_C, *i.e.* le coefficient d'idéalité n_C. La correspondance entre cette expression de I_C et celle en (I.13) étant univoque, nous mesurons ainsi expérimentalement le coefficient d'idéalité n_{EB} de la diode émetteur-base – via une mesure du courant collecteur [Caffin96].
- Aux faibles tensions V_{BE}, le courant injecté $I_{inj\ EB\ e-}$ est quasi nul. On accède alors directement au courant de fuite $I_{inj\ BC0\ eh}$ à la diode BC quand V_{BC} est non nulle. Ceci permet d'évaluer sa qualité, donc de valider l'hypothèse menant à (I.13) et à la correspondance précédente – si $I_{inj\ BC0\ eh}$ est négligeable par rapport à I_B et I_C en conditions normales de fonctionnement.
- Aux fortes tensions V_{BE}, le courant I_C tend à saturer de par les résistances d'accès d'émetteur et de base (voir [Kahn04]) et/ou les phénomènes de forte injection décrits au paragraphe I.C.

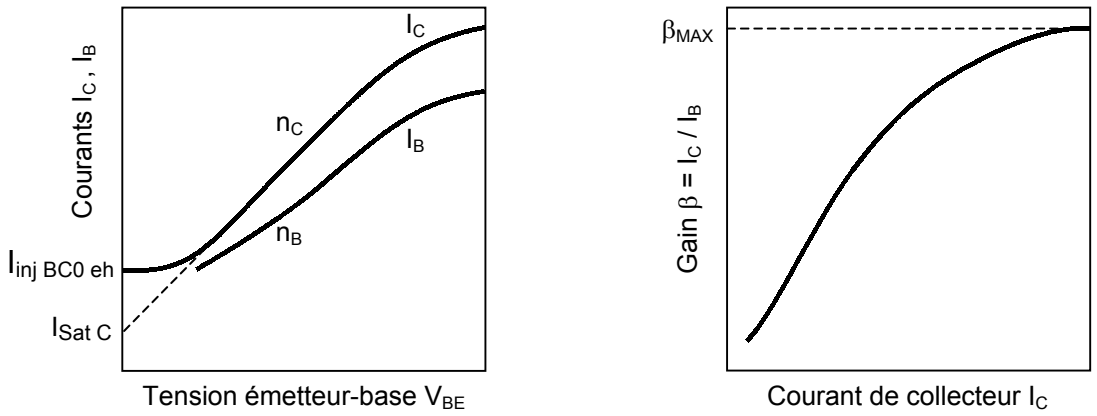
En pratique, nous exploitons les variations du courant collecteur I_C en fonction de la polarisation V_{BE} de la diode EB en déterminant le coefficient d'idéalité n_C sur le diagramme de Gummel. Après avoir vérifié la bonne qualité de la jonction base-collecteur (*i.e.* courant $I_{inj\ BC0\ eh}$ négligeable devant I_C), nous avons – pour une hétérojonction émetteur-base abrupte – l'égalité $n_C = n_{EB}$, avec n_{EB} coefficient d'idéalité intrinsèque de la diode émetteur-base (*i.e.* courants de recombinaison électron-trou exclus). Nous évaluons alors la qualité de l'injection électronique : $n_C = n_{EB} = 1$ si elle est thermoïonique, mais n_C tend vers ~1,3 en cas d'effet tunnel à travers le « spike » [Hamm89,Lee89,Jensen91,Tanaka93].

En théorie, rappelons que l'expression (I.13) découle de celle (I.8) du courant direct d'électrons $I_{inj\ EB\ e-}$ injecté à la jonction EB : nous sommes dans l'hypothèse d'une hétérojonction EB abrupte pour laquelle la hauteur de barrière effective ϕ_E et le coefficient n_{EB} ne dépendent pas de la tension de polarisation V_{BE}. Dans ce cas, l'expression du coefficient d'idéalité n_{EB} est [Matine96b] :

$$n_{EB} = 1 + (\varepsilon_E / \varepsilon_B) \cdot (N_E / N_B) \qquad (I.14)$$

où : ε_E et ε_B permittivité diélectrique des matériaux d'émetteur et de base. Les valeurs de permittivité diélectrique relative $\varepsilon_r = \varepsilon / \varepsilon_0$ dans les semiconducteurs étant du même ordre de grandeur ($\varepsilon \sim 10\varepsilon_0$), n_{EB} est fixé par le rapport des dopages N_E d'émetteur et N_B de base, et tend vers 1 à fort dopage N_B. Nous obtenons $n_{EB} \sim 1{,}01$ pour la structure définie en I.A (*i.e.* $N_E = 5\text{x}10^{17}$ cm^{-3} et $N_B = 5\text{x}10^{19}$ cm^{-3}).

La courbe $I_B = f (V_{BE})$ permet de déterminer le coefficient d'idéalité n_B du courant de base qui varie en : $I_B = I_{Sat\ B} \exp (qV_{BE} / n_B kT)$. Nous l'avons vu précédemment, I_B est la somme de différents courants de recombinaison électron-trou. La valeur de n_B à faible injection reflète donc la qualité de la structure verticale et de son épitaxie : $n_B \sim 1$ dans l'idéal (*i.e.* recombinaison dans la base), $1 \leq n_B \leq 2$ si les jonctions matériau et électrique sont dissociées (*i.e.* diffusion de dopant p dans l'émetteur ou espaceur surdimensionné), $1 \leq n_B \leq 1{,}3$ soulève l'hypothèse d'un courant de fuite en surface de base extrinsèque, tandis que $n_B \geq 2$ signale une hétérojonction avec des défauts dus à la croissance.



Figures I.10 : Exemple type de diagramme de Gummel et courbe de gain associée (d'après [Caffin96])

Courbe de gain β en courant statique : $\beta = f (I_C)$ à tension V_{CE} constante

La partie droite figures I.10 est la courbe de gain $\beta = f(I_C)$ associée au diagramme de Gummel précédent [Caffin96]. Nous montrons ici par une lecture « pratique » d'ensemble leur complémentarité pour révéler les points perfectibles en structure ou épitaxie du TBH, dans les hypothèses pour (I.13).

Le gain β augmente fortement avec le courant I_C, *i.e.* avec la tension V_{BE} selon le diagramme de Gummel : le comportement du TBH n'est pas linéaire, le gain β n'est pas idéalement constant et élevé dès les faibles courants I_C et le gain intrinsèque β_{MAX} n'est atteint qu'en régime de forte injection. Le diagramme de Gummel confirme ainsi ce que l'on pressent quant au rôle significatif des courants parasites à faible injection : la baisse du gain β à faible tension V_{BE} est imputable à la hausse relative du courant I_B puisque $n_B > n_C$ (*i.e.* pente de $I_B = I_{Sat.B} \exp (qV_{BE} / n_B kT)$ plus faible que celle de I_C).

Ce même diagramme permet alors de déterminer par élimination la nature du courant parasite responsable de la hausse de I_B. Comme justifié ci avant, $I_{rec\ interf\ EB}$ et $I_{inj\ EB0\ h+}$ sont négligeables. Nous disculpons aussi $I_{inj\ EB\ h+}$ (*i.e.* rétro-injection de trous) : nous sommes à faible tension V_{BE} et la pente de I_B n'augmente pas à forte polarisation. Seuls subsistent les courants $I_{rec\ zce\ EB}$ et $I_{rec\ surf\ B}$.

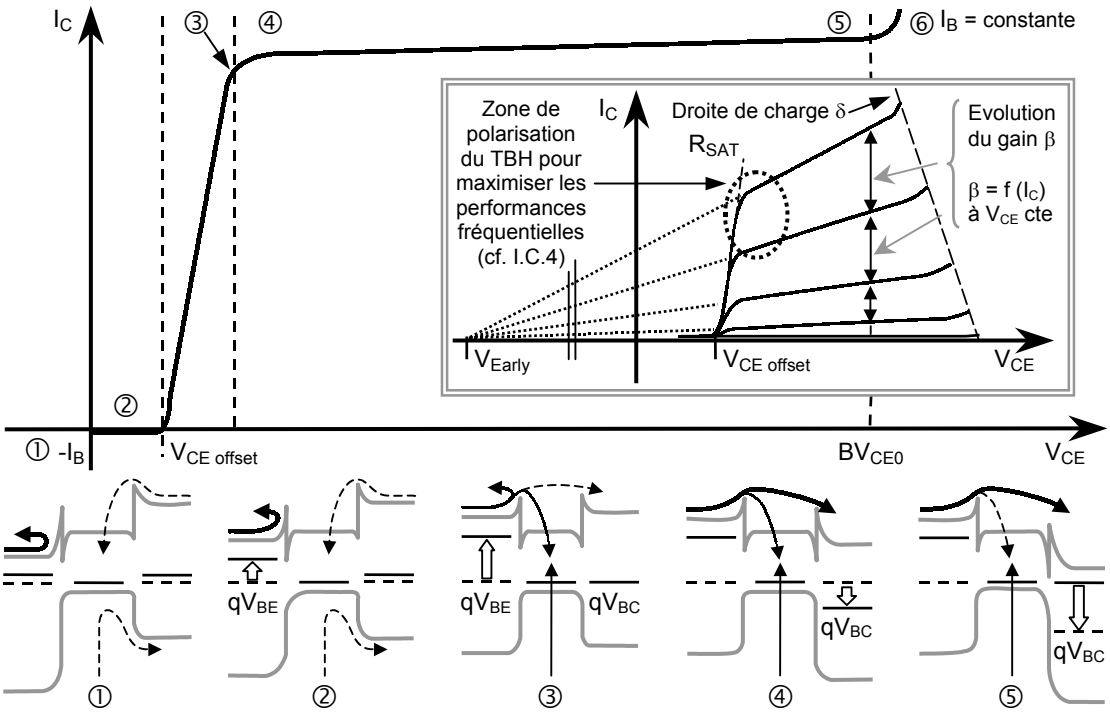
- Dans un objectif fréquentiel, le TBH est submicronique : $I_{rec\ surf\ B}$ peut être prépondérant à faible injection, hypothèse qui peut être éprouvée via la sensibilité de ce courant à la réduction de surface S_{EB} de la jonction EB. Les nombreux TBH réalisés lors d'un process technologique ayant différentes topologies, il suffit de déterminer le diagramme de Gummel et les évolutions du gain β avec le courant I_C pour des composants à facteurs de forme distincts.
- Si l'hypothèse $I_{rec\ surf\ B}$ est infirmée, la hausse de I_B est due à $I_{rec\ zce\ EB}$: l'hétérojonction EB n'est pas réellement abrupte, ce qui réduit la validité de l'hypothèse en (I.8) et de l'égalité $n_C = n_{EB}$.

Le gain β_{MAX} à forte injection – seule donnée souvent mentionnée – permet d'évaluer l'importance du courant $I_{rec\ vol\ B}$ de recombinaison dans la base. Pour les circuits, il faut $20 \leq \beta_{MAX} \leq 50$ [Lee89,Blayac00].

I.B.3 – Présentation et exploitation d'un réseau de caractéristiques I_C (V_{CE})

Comme pour tout transistor, les performances statiques d'un TBH transparaissent sur un réseau « tension-courant ». En montage émetteur commun, c'est une série de courbes d'évolution du courant I_C en fonction de la tension V_{CE} pour différentes valeurs de courant de base I_B (cf. figure I.14).

Nous avons schématisé figures I.11 ci-dessous les évolutions d'une courbe $I_C = f(V_{CE})$ pour une seule valeur de I_B et la situation correspondante sur le diagramme de bande d'un dTBH, ainsi que des propriétés – certaines exagérées à dessein – observables sur le réseau $I_C(V_{CE})$ en encart.



Figures I.11 : Courbe $I_C = f(V_{CE})$ pour une valeur de I_B, évolutions correspondantes sur le diagramme de bande d'un dTBH – Encart : informations principales sur un réseau $I_C(V_{CE})$ (effet Early exagéré)

Lecture des évolutions d'une courbe $I_C = f(V_{CE})$ à courant I_B constant

Ces évolutions correspondent à la répartition de la tension $V_{CE} = V_{CB} + V_{BE}$ aux deux diodes. En ① nous constatons que le courant I_C n'est pas nul mais légèrement négatif à $V_{CE} = 0V$ [Hafizi90b]. Dans ce cas, $V_{BE} = V_{BC} = V_{Base}$ où ce potentiel de base est imposé par le courant I_B : les deux diodes sont donc sous polarisation directe à la même tension. La conduction est cependant plus aisée à la diode base-collecteur pour les électrons et les trous : elle délivre donc un courant direct $I_C \sim (-I_B)$.

Dans la région ② l'augmentation de $V_{CE} = V_{BE} - V_{BC}$ est majoritairement reportée sur la tension de polarisation V_{BE} de la jonction émetteur-base en raison des dopages et des largeurs des ZCE. Cette tension $V_{BE} \sim V_{Base} + V_{CE}$ demeure malgré tout trop faible pour permettre une injection significative d'électrons à travers la base en direction du collecteur, de sorte que le courant de base I_B continue d'être récupéré au collecteur : le TBH fonctionne dans un régime dit inversé.

L'amorce de la région ③ correspond à la tension d'offset $V_{CEoffset}$ du TBH pour laquelle $I_C = 0$. La tension $V_{BE} \sim V_{Base} + V_{CE}$ atteint alors la valeur de seuil V_{BEon} (*i.e.* turn-on voltage) pour laquelle la diode émetteur-base devient passante. Il y a injection dans la base d'un courant direct d'électrons égal à celui de trous I_B : $I_{inj\ EB\ e-} \sim I_B \sim I_{rec\ vol\ B}$ – d'où l'annulation de I_C au collecteur.

Au-delà de $V_{CEoffset}$, on passe par un régime de transition dit régime saturé. La tension V_{BE} n'augmente que faiblement jusqu'à une valeur constante imposée par le courant I_B fixé pour cette courbe I_C (V_{CE}). Dans le même temps, $V_{BC} = V_{BE} - V_{CE}$ diminue puis s'annule à la fin de la région ③.

Nous atteignons en ④ le fonctionnement en régime normal direct. L'injection électronique à la diode émetteur-base polarisée en directe ($V_{BE} > 0V$) est maximale. La diode base-collecteur étant sous polarisation négative ($V_{BC} < 0V$), la collection est optimale (au blocage près…) : $I_C \sim I_{EB}$.

Cette polarisation $| V_{BC} |$ augmente ensuite avec V_{CE} jusqu'à la survenue en ⑥ d'une forte et brusque hausse du courant I_C : le réseau I_C (V_{CE}) permet de déterminer la tension de claquage BV_{CE0} du TBH, résultat de celui de la jonction base-collecteur selon le processus décrit en I.A.3.

Exploitation pratique des évolutions d'une courbe $I_C = f(V_{CE})$ à courant I_B constant

Au-delà de la détermination de BV_{CE0} à I_B nulle, un réseau I_C (V_{CE}) permet de vérifier ou de compléter les informations de la courbe $\beta = f(I_C)$ et du diagramme de Gummel (cf. figure I.14) :

- La pente de la région ③ (*i.e.* régime saturé) correspond à la somme R_{SAT} des résistances d'accès d'émetteur et de collecteur, celle du collecteur étant accentuée par sa déplétion incomplète à faible tension V_{CE} (*i.e.* les porteurs doivent parcourir une épaisseur de matériau résistif) [Kahn04]. La pente traduit aussi le blocage à la jonction base-collecteur d'un dTBH [Su85,Hafizi93c,Blayac02] : elle diminue s'il s'accentue – telle une résistance supplémentaire – notamment à fort courant I_C (cf. figures V.9). La droite de charge δ étant inchangée[4], l'extension du régime saturé réduit l'intervalle utile sur V_{CE} entre le seuil ③-④ dit de « knee-voltage » [Hafez03b] et la tension BV_{CE0} ⑥. Le blocage est néfaste au fonctionnement hyperfréquence puisqu'il faut appliquer une tension V_{CE} supérieure pour obtenir une même densité de courant J_C – d'où une densité J_C maximale et un niveau d'injection moins favorables à la réduction des temps de charges (cf I.A.3) [Fujihara01].

- La région ④-⑤ présente une (légère) hausse de I_C avec V_{CE} distincte d'un claquage [Yang95] : c'est l'effet Early, caractérisé par la tension V_{Early} [Early52]. Il résulte de l'extension dans la base de la ZCE de la jonction BC due à la hausse de $|V_{BC}|$: la région neutre de la base (ZQN) et donc le courant $I_{rec\ vol\ B}$ sont réduits, ce qui accroît le courant I_C. Sur un TBH à objectif fréquentiel, le dopage p++ tend à rendre négligeable cette réduction de largeur effective de base (*i.e.* V_{Early} en centaines de V), tendance contrebalancée par sa finesse : c'est l'extension des ZCE des jonctions EB et BC qui fixe l'épaisseur minimale de la base à dopage p donné, afin d'éviter le « percement » du TBH par chevauchement destructif des deux ZCE (*i.e.* effet « punch-through » [Chen00]).

[4] La charge est fixée par l'adaptation de l'analyseur de réseau, dans la plupart des cas à 50Ω.

- Toujours sur la région ④-⑤, nous retrouvons le comportement non idéal du gain en courant β déjà signalé sur le diagramme de Gummel et la courbe de gain associée $\beta = f(I_C)$ (cf. figures I.10). L'incrément ΔI_B imposé sur le courant I_B pour obtenir les courbes du réseau est en effet constant. L'écart ΔI_C entre deux courbes I_C (V_{CE}) augmente en revanche avec le niveau du courant I_C à tension V_{CE} fixée : le gain $\beta = \Delta I_C / \Delta I_B$ augmente jusqu'à β_{MAX} atteint à fort courant collecteur.

Intéressons-nous enfin à la tension d'offset $V_{CEoffset}$ – dernière grandeur caractéristique observée. Nous avons vu qu'elle correspond à la tension V_{CE} qu'il faut appliquer pour que le courant direct d'électrons à la jonction EB atteigne et égale I_B, *i.e.* la valeur du courant direct à la jonction BC quand V_{CE} est nulle. Ceci revient à dire qu'à tension de polarisation positive égale – ce qui est notamment le cas sous V_{Base} à $V_{CE} = 0V$ – la jonction BC délivre un courant direct plus important que la tension EB. Ou encore que sa tension de seuil V_{BCon} est plus faible que celle V_{BEon} de la jonction émetteur-base.

Selon ce dernier point de vue, on a alors : $V_{BCon} \sim V_{Base}$ et : $V_{BEon} \sim V_{Base} + V_{CEoffset}$ soit : $V_{CEoffset} \sim V_{BEon} - V_{BCon}$. La tension d'offset correspond donc à la différence de tensions de seuil aux deux jonctions du TBH : on la note également ΔV_{CE} en la désignant comme la tension de décalage. Elle est plus élevée sur sTBH, par dissymétrie entre hétérojonction EB et homojonction BC [Block96]. Elle constitue aussi un autre moyen d'évaluation de ces jonctions, par exemple de la diode EB. La coïncidence de la jonction np et de l'hétérojonction détermine V_{BEon}, les recombinaisons électron-trou ainsi que les coefficients n_{EB} et n_{BC} intervenant dans l'expression théorique de $V_{CEoffset}$ [Hafizi90b] :

$$V_{CEoffset} = \Delta V_{CE} = (kT / q) \,.\, \ln \left[(I_B / I_{Sat\,EB})^{n_{EB}} \,.\, (I_{Sat\,BC} / I_C)^{n_{BC}} \right] \qquad (I.15)$$

où : $I_{Sat.BC}$ est le courant de saturation et n_{BC} le coefficient d'idéalité de la diode base-collecteur. Tous deux sont obtenus par mesure directe sur la jonction BC du courant : $I_{BC} = I_{Sat.BC} \exp (qV_{BC} / n_{BC}kT)$

Signalons enfin que $V_{CEoffset}$ est appelée tension de déchet d'un point de vue « circuit » : nécessaire pour annuler le courant de sortie I_C, elle implique une consommation inutile – significative pour des applications sous faible tension d'alimentation car $V_{CEoffset}$ vaut quelques centaines de mV. D'après ci avant, $V_{CEoffset}$ diminue pour un dTBH « optimisé » ou une base à faible gap (cf. figures I.1). Nous retrouvons l'effet pénalisant d'une hétérojonction EB abrupte (et d'une jonction pn décalée dans l'émetteur) : le « spike » lié à ΔE_C (éventuellement renforcé) accroît V_{BEon} et $V_{CEoffset}$ [Won89b,Yang95].

En résumé, l'étude des performances statiques fournit nombre d'informations sur la qualité de la structure du TBH, en particulier sur son épitaxie. Ainsi avons nous montré, après présentation des courants d'injection et de recombinaison dans un TBH, comment exploiter un diagramme de Gummel (I_B, I_C) = f (V_{BE}) pour qualifier la jonction base-collecteur et, sous certaines hypothèses, l'injection électronique et l'hétérojonction émetteur-base – sensible aux courants de recombinaison. Ces conclusions se retrouvent en partie sur la courbe de gain $\beta = f (I_C)$, où β_{MAX} évalue le courant de recombinaison dans la base, et sur le réseau $I_C (V_{CE})$ via $V_{CEoffset}$. Ce réseau de courbes permet de déterminer la tension de claquage BV_{CE0} et nous renseigne sur l'ampleur du blocage dans un dTBH.

I.C – Etude des performances d'un TBH en fonctionnement hyperfréquence :

*Nous avons abordé le TBH dans une optique privilégiant les performances fréquentielles. Nous avons ainsi opté pour une hétérojonction émetteur-base abrupte (1) afin de générer, dans une base d'épaisseur la plus faible possible (2), des conditions de transport électronique hors équilibre. Cette base comporte une gradualité en composition (3) : le pseudo-champ électrique généré favorise le transport des éventuels électrons diffusifs, tout en réduisant leur taux de recombinaison en surface de base extrinsèque. Pour un dTBH (4), la jonction base-collecteur est graduelle pour minimiser le blocage électronique et éviter ainsi une perturbation de la collection. Ces quatre points procèdent d'une optimisation de structure verticale, visant à réduire les temps de transit de base et de collecteur (*i.e. *dTBH à collecteur de faible épaisseur) et à accroître ainsi les performances fréquentielles.*

Ces performances dépendent toutefois aussi des temps de charge des deux jonctions pn, qui constituent des circuits RC dans le TBH. Ceux-ci ont été évoqués à propos du dopage des différentes couches, mais seule l'amélioration du transport électronique a alors été réellement prise en compte. Or les dopages modifient les capacités émetteur-base et base-collecteur, ainsi que leurs résistances de charge via la résistivité des couches – conséquences que nous avons occultées pour deux raisons. D'une part les dopages retenus via le transport sont implicitement favorables à de faibles produits RC. D'autre part les temps de charge ne sont pas, à la différence de ceux de transit, seulement fonction de la structure verticale : ils peuvent aussi être réduits via la structure horizontale du TBH.

Après définition des fréquences F_T et F_{MAX} caractérisant les performances hyperfréquences, nous donnons un aperçu de la structure horizontale d'un TBH. Ceci nous permet de détailler ensuite les temps de transit et de charge dans le composant, en précisant pour chacun les effets de la structure verticale, de l'épitaxie et de la structure horizontale. Nous décrivons enfin les courbes caractéristiques hyperfréquences d'un TBH, ainsi que les effets limitatifs en régime de forte injection.

I.C.1 – Fréquences caractéristiques F_T et F_{MAX} et structure horizontale du TBH

Les performances hyperfréquences d'un TBH sont caractérisées par deux fréquences de coupure : la fréquence de transition F_T et la fréquence maximale d'oscillation F_{MAX}.

La fréquence de transition F_T est la fréquence pour laquelle le gain en courant du transistor vaut 1, en montage émetteur commun. Son expression est : $F_T = (2\pi \cdot \tau_{EC})^{-1}$ où : τ_{EC} est le temps de traversée des porteurs dans le TBH – depuis le contact d'émetteur jusqu'au contact de collecteur.

La fréquence maximale d'oscillation F_{MAX} est la fréquence pour laquelle le gain en puissance du transistor vaut 1, en montage émetteur commun. Son expression est : $F_{MAX} = (F_T / 8\pi R_B C_{BC})^{1/2}$ où : R_B est la résistance totale de base – somme des résistances de contact R_{Bc}, extrinsèque R_{Bext} et intrinsèque R_{Bint} – et C_{BC} la capacité totale de jonction base-collecteur, avec de même C_{BCext} et C_{BCint}.

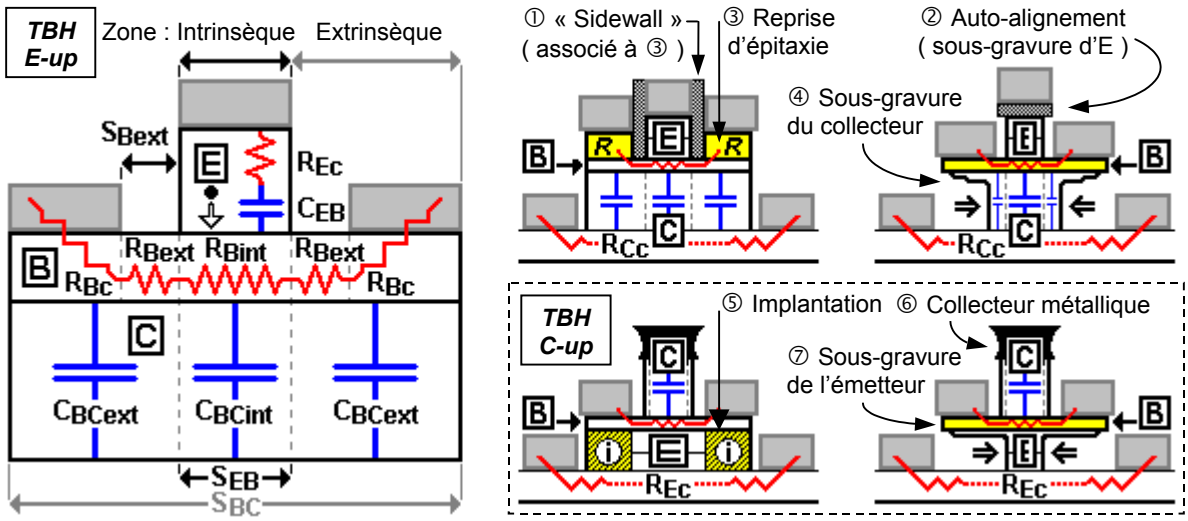
La montée en fréquence du TBH passe par la diminution du produit R_BC_{BC} – ce que permet la structure horizontale, point que nous allons illustrer en nous appuyant sur les figures I.12 ci-dessous.

Pour la résistance R_B, le problème vient du double rôle de la base : couche active et contact. En structure verticale, nous avons vu que réduire son épaisseur (*i.e.* son temps de transit) à dopage constant accroît sa résistivité au détriment des résistances R_{Bc} et R_{Bext} : l'accès du courant horizontal de trous, depuis les contacts jusqu'à la base intrinsèque où circule le courant vertical d'électrons, est perturbé, ce qui réduit l'efficacité de commande et altère le comportement hyperfréquence du TBH.

Réduire R_{Bext} en structure horizontale implique de minimiser la surface de base exposée S_{Bext}. Pour rapprocher le contact de base et l'émetteur sans court-circuit, il existe deux solutions : protéger l'émetteur par « sidewall » (①) [Hayama88,Nagata88,Urteaga04] ou « auto-aligner » les contacts d'émetteur et de base. Pour cela, le métal du contact d'émetteur sert de masque pour le graver jusqu'à la base mais aussi pour le sous-graver (« undercut ») : une partie du contact métallique se retrouve en déport, d'où rupture locale des métaux du contact de base lors de son dépôt – métaux qui peuvent compléter le contact d'émetteur (②). L'« auto-alignement », solution plus légère, est privilégié (cf. schémas dans [Eda86,Matsuoka96,Nakajima96,Blayac00]). L'écart émetteur-contact de base par « sidewall » est de 100 à 200nm, 50-150nm par sous-gravure [Dvorak00,Sokolich01,Dahlström03,Hafez03b,Hafez03d,Yu03,Feng04,Yu04].

Réduire R_{Bc} en structure horizontale est possible, en reprise d'épitaxie selon deux approches :

- La reprise d'épitaxie de base extrinsèque (③) consiste à déposer un alliage à faible gap dopé p++ pour le contact métal-semiconducteur [Driad94,Amamiya94,Shimawaki95,Ida96,Dodo98,Dong03a,Dong03b]. On peut y associer la diffusion peu reproductible de dopant en surface [Malik85,Tiwari88b,Nakajima90] ou l'implantation de dopant – avec recuit d'activation à haute température [Asbeck83,Demichel01].
- La reprise d'épitaxie d'émetteur consiste à faire croître un TBH à base épaisse sans émetteur. Cette base est gravée jusqu'à une profondeur contrôlée par une couche d'arrêt prévue à cet effet. L'émetteur est épitaxié dans cette excavation sur la base intrinsèque affinée, entouré d'une base extrinsèque épaisse peu résistive. Cette démarche accroît le courant $I_{rec\ interf\ EB}$ [Enquist93,Park98].



Figures I.12 : Paramètres liés à la structure horizontale du TBH et voies d'amélioration possibles

Pour réduire la capacité C_{BC}, il faut définir une structure horizontale ramenant la surface S_{BC} de la jonction base-collecteur au plus près de sa valeur « utile », *i.e.* légèrement supérieure à celle S_{EB} de la jonction émetteur-base [Horio95,Agarwal98,Lee98] : ceci permet la collection des électrons tout en n'ayant à charger que la capacité intrinsèque C_{Bcint}, en un temps minimal car le courant de porteurs n'est pas « gaspillé » dans la capacité parasite C_{BCext} face à la base extrinsèque. Ceci implique :

- de minimiser la surface de base exposée S_{Bext} – comme précisé ci avant pour minimiser R_{Bext}.
- de ramener la largeur du contact de base L_B autour de l'émetteur à sa valeur utile : la longueur de transfert électronique L_T, fonction des résistivités de contact et de base. Typiquement L_T ~ 0,2µm, L_B ~ 0,25-1,25µm [Demichel01,Cui02][Yu03,Yu04][Oka97,Dvorak00,Lee02,Dahlström03,Dahlström04,Griffith05].
- de déplacer le terminal de base hors de la zone active : les contacts de base considérés ci-dessus sont ceux « actifs » placés autour de l'émetteur, et se prolongent en une zone « terminale » de surface ~5x5µm² pour connecter le TBH. La solution des « micro-ponts » (« µ-airbridge ») [Tadayon93] s'est imposée [Sokolich01,Hussain04] : voir schémas [Dvorak00], figures V.7 et articles récents [Ida01,Feng04]. Notons l'alternative de double planarisation pour déposer la partie passive du contact de base sur polyimide [Shigematsu95,Shin98], nitrure [Willén96] ou SiO_2 [Oka97,Oka98,Oka01].
- de réduire enfin la conduction dans les matériaux situés sous la base extrinsèque – les trois points précédents en ayant minimisé la surface. L'implantation à travers la base extrinsèque étant peu efficace (*i.e.* diminution limitée de C_{BCext} [Liu95,Miyamoto96], dégradation de la diode BC [Caffin96]...), il faut graver le matériau sous la base (④). A notre connaissance la première réalisation concerne un sTBH (*i.e.* AlGaAs/GaAs [Liu95]) bien que la situation soit plus simple sur dTBH vu la sélectivité chimique base-collecteur (*i.e.* InP/InGaAs/InP [Miyamoto96]). La sous-gravure du collecteur de dTBH est utilisée au niveau industriel dans des circuits, par exemple chez TRW [Gutierrez-Aitken99]. Elle demeure simple sur les dTBH les plus performants où la base fine, mécaniquement fragile, est soutenue par les couches de lissage à l'hétérojonction BC en InGaAsP ou InGaAlAs (cf. I.A.3). Pour un sTBH, il faut protéger la base par un « sidewall » [Lee02] ou une sous-couche InP [Yu04]. En pratique, la sous-gravure va de 200nm [Griffith04a] à 1,4-1,6µm [Gutierrez-Aitken99,Jäckel02].

Tous ces aménagements réduisent le temps de charge de la jonction base-collecteur en optimisant l'utilisation de la densité de courant disponible, par minimisation de la surface S_{BC} (*i.e.* capacité C_{BC}), ramenée au plus près de sa valeur « utile » ~ S_{EB}. On peut aussi chercher à maximiser cette densité.

C'est ce que permet la structure horizontale en minimisant S_{EB} à courant constant, et donc simultanément C_{EB}, C_{BC} et les temps de charge aux deux jonctions [Blayac00]. La miniaturisation du TBH est évaluée via la largeur W_E de la jonction émetteur-base, largeur qui sous-entend un émetteur rectangulaire de longueur L_E : on parle communément de doigt d'émetteur, « posé » sur la base.

L'ordre de grandeur sur W_E – pour les TBH III-V cfc qui nous intéressent – est de 1-2µm pour les TBH des circuits produits en série [Blayac00,Gutierrez-Aitken01,Sawdai01,Blayac02,Tsunashima02,Rodwell03]. Dans les laboratoires de recherche les TBH sub-microniques, s'ils ne sont pas une innovation récente [Nottenburg88], sont devenus la norme : W_E vaut environ 0,5-1µm pour la majorité des réalisations, des publications récentes descendant à W_E ~ 0,25µm sur TBH InP/InGaAs [Hafez03,Hafez04,Hussein04,Yu04].

L'ordre de grandeur sur L_E est fixé par W_E : l'émetteur doit être allongé selon un ratio (W_E:L_E) de (1:3) à (1:8). C'est ce qui ressort globalement de l'état de l'art sur TBH InP/InGaAs (cf. figures I.19) et d'études sur une diminution de W_E à L_E fixée [Yamahata94,Nakajima96,Blayac00,Ida03,Kotani03], ou à l'inverse de L_E à W_E fixée [Yamahata94,Nakajima96,Hafez03c,Hafez03d,Kotani03,Hafez04,Hussain04].

Les trois points précédents – réduction de R_B, C_{BC} et miniaturisation du TBH – correspondent à l'approche classique pour réaliser des TBH III-V. L'épitaxie a lieu en une seule fois avec – dans l'ordre – collecteur, base et émetteur. Ces couches sont ensuite attaquées par gravure « humide » en solution (cf. III.B.3) et/ou « sèche » par plasma, selon des motifs définis par lithographie optique et/ou électronique, en jouant sur la sélectivité chimique des matériaux et utilisant – ou non – les « raffinements » précédents : passivation par « ledge », auto-alignement des contacts par « sidewall » ou sous-gravure, sous-gravure du collecteur... On parle de TBH « E-up » « triple mésa », *i.e.* avec un émetteur en haut de structure verticale. Il existe toutefois deux autres alternatives technologiques :

- Celle de TBH « C-up » épitaxiés et réalisés dans l'ordre inverse : il devient aisé de minimiser C_{BC}. En contrepartie, il faut impérativement rendre résistif l'émetteur extrinsèque sous peine d'injecter directement des électrons dans les contacts de base (*i.e.* courant I_B élevé et donc gain β faible…). La voie classique de l'implantation (figures I.12 ⑤) est assez inefficace sur ce point – $\beta < 10$ sur AlGaAs/GaAs [Yamahata93] ou InGaP/GaAs [Girardot99] (sauf [Mochizuki00] : $\beta \sim 50$) – mais autorise des fréquences relativement élevées [Yamahata92,Henkel97]. Un TBH « C-up » est aussi intéressant pour faire face à l'échauffement, localisé dans le collecteur déplété [Lutryi94,Harrison03,Dahlström04] : il devient possible d'améliorer l'évacuation thermique via un collecteur multi-doigts [Tanaka03] ou un collecteur métallique en W[5] (⑥) [Girardot99,Mochizuki00]. Ce contact Schottky (⑥) permet de plus de diminuer le temps de transit collecteur, via la meilleure collection des électrons en l'absence de zone quasi-neutre à champ nul (cf. figures I.1 et [Lutryi94,Bhattacharya95,Matine96a,Demichel01,Sicault01]). Nous avons en effet vu en I.A.3 que l'énergie des électrons au sortir de la base peut être élevée. Dans la ZCE du collecteur, elle est renforcée par le champ de déplétion : des électrons peuvent transférer en vallées latérales et être collectés à faible vitesse (*i.e.* hausse du temps de transit...). Dans un sub-collecteur en semiconducteur dopé n+ le champ électrique s'annule. Ces électrons relaxent alors inélastiquement leur surplus d'énergie par émission de phonons : la distribution en vecteur d'onde isotrope fait qu'une partie de ces électrons rétro-diffusent vers la base avant d'être de nouveau collecté dans la ZCE, d'où une hausse supplémentaire du temps de transit collecteur. Un collecteur Schottky capte directement ces électrons : ils relaxent leur énergie dans le métal où le taux d'interactions est élevé [Levi88,Laskar93,Baquedano94,Matine96a,Demichel01,Ishibashi01,Sicault01]. L'équipe de J.L. Pelouard du LPN-CNRS* à Marcoussis réalise depuis 1993 des TBH « C-up » à collecteur Schottky [Pelouard93,Matine96b,Pelouard97,Demichel01,Sicault01]. Le problème de l'isolation d'émetteur est résolu par sa sous-gravure sur 2,5µm, d'où $\beta \sim 130$ et un émetteur 0,55x13,5µm² (figures I.12 ⑦). Après le système InP/InGaAs sur substrat InP (*cf. état de l'art figures I.19), les hétérojonctions GaAs/GaAsSbN sur GaAs et InP/GaAsSb sur InP sont actuellement à l'étude.

[5] La conductivité thermique du tungstène est 1,73 $W.m^{-1}.K^{-1}$ – 35 fois celle d'$In_{0.53}Ga_{0.47}As$ (cf. IV.D.1) [Demichel01].

- L'autre alternative est celle des TBH « transférés » – « Transferred-Substrate HBT » (TS-HBT). Seule l'équipe de M. Rodwell de UCSB* a développé cette technologie, qui aurait permis de franchir la médiatique barre du THz (pour F_{MAX}) (cf. I.C.3). L'épitaxie et le début de la réalisation (*i.e.* gravure d'émetteur, de base et dépôt de leurs contacts) est standard, de type TBH « E-up ». Les TBH sont passivés et recouverts d'un via thermique, le wafer retourné et collé sur un substrat hôte (GaAs, Si, Cu...) et le substrat initial en InP attaqué « par l'arrière » jusqu'au collecteur : la situation est alors celle d'un TBH « C-up » – sauf qu'il faut s'aligner sur l'émetteur préexistant... Un collecteur Schottky est ici aussi utilisé [Bhattacharya95,Agarwal97]. Des sTBH InAlAs/InGaAs, des dTBH InP/InGaAs/InP et des circuits ont été réalisés (cf. « résumés » dans [Agarwal98,Rodwell01]).

A l'heure actuelle, la tendance sur les TBH III-V – en particulier ceux en InP/InGaAs que nous avons étudiés – est au développement de technologies stables pour de faibles tailles d'émetteur. Ainsi :

- UCSB a abandonné les TS-HBT – difficilement transposables au niveau industriel – pour des TBH « E-up » triple mésa avec retour au « sidewall+ledge » [Lee92,Urteaga04][He04] : l'auto-alignement par sous gravure d'émetteur permet d'atteindre W_E = 0,1µm [Morita02] et se révèle fiable en industrie pour $W_E > 1$µm [Gutierrez-Aitken01,Sawdai01,Stanchina01] (*i.e.* rendements > 99% [Blayac02]), mais il devient délicat pour réaliser des TBH sub-microniques sur tout un wafer [Lee92,Rodwell03].
- Les axes cristallographiques des III-V [Ishida95,Sachelarie96,Matine98a,Matine99] doivent être considérés pour graver l'émetteur [Matsuoka96,Dvorak00,Morita02,Hussein04,Yanagisawa04], sous-graver le collecteur [Miyamoto96,Schnyder00,Jeong03] ou définir un émetteur spécifique (dit « dummy ») [MKim02,MKim03].
- La densité de courant augmente avec les fréquences – 200, 677, 830, 1950 kA/cm² (0,01 mA/µm²)... [Demichel01,Ida02,Griffith04a,Hafez04] – et impose des choix spécifiques pour prendre en compte le problème de l'évacuation thermique [Harrison03,Dahlström04,Feng04,Harrison04,Houtsma04,Hussain04].
- La compacité du TBH permet ces densités et fréquences mais accroît la résistivité des contacts, pour R_B mais aussi R_E [Hussain04] – problématique en circuits [Rodwell03,Scott04]. D'où le retour à des contacts d'émetteur désadaptés en maille et à gap réduit [Nagata88][Rodwell03,Hafez04,Griffith05].

Signalons que le ministère de la défense américain [DARPA] a lancé en 2002 le programme TFAST (Technology for Frequency Agile Digitally Synthesized Transmitters) pour obtenir des TBH InP/InGaAs tels que : W_E = 0,15µm, F_T/F_{MAX} = 500/500GHz sous 1MA/cm² et $BV_{CE0} > 4$V, et intégrables dans des circuits à 20.000 TBH [Zolper03]. Les laboratoires financés sont invités à s'inspirer des TBH Si/SiGe pour lesquels la démarche technologique est opposée à celle sur III-V : au lieu d'épitaxier toute la structure verticale pour y graver la structure horizontale, le TBH sur Si est obtenu par implantations et épitaxies localisées successives [Houston00,Delage01,Freeman03]. Des TBH InP/InGaAs et des circuits ont été ainsi réalisés, avec reprise d'épitaxie de l'émetteur – « favorable » au courant $I_{rec\ interf\ EB}$ ($\beta < 20$) [Rodwell03,Scott04,Wei04] – ou sur substrat pré-implanté [Sokolich03,Chen04,Dong04,Houtsma04,Li05] (cf. I.D.3).

Nous n'avons donné qu'un aperçu sur la structure horizontale des TBH III-V car notre étude porte sur l'épitaxie de structures « E-up », la réalisation de TBH sub-microniques triple mésa à micro-ponts étant confiée à M. Zaknoune. Cette présentation est toutefois nécessaire vu l'égale importance et les liens entre les structures verticale et horizontale – ce qu'illustrent les temps caractéristiques.

I.C.2 – Etude des temps caractéristiques dans un TBH

Si l'on dresse le bilan des temps caractéristiques à prendre en compte dans un TBH, nous obtenons deux temps de charge : t_{EB} *temps de charge de la jonction émetteur-base,*

t_{BC} *temps de charge de la jonction base-collecteur,*

ainsi que deux temps de transit : τ_B *temps de transit dans la base,*

τ_C *temps de transit dans le collecteur.*

Leur somme est le temps de traversée : $\tau_{EC} = t_{EB} + \tau_B + t_{BC} + \tau_C$ *dont dépend* $F_T = (2\pi \cdot \tau_{EC})^{-1}$

Temps de charge de la jonction émetteur-base t_{EB}

On a : $t_{EB} = r_E \cdot C_{EB}$ avec, la jonction émetteur-base étant sous polarisation directe

[Matine96b] : $r_E = dV_{BE} / dI_{EB} = (n_B kT) / (q I_{EB})$ résistance dynamique d'émetteur

et : $C_{EB} \# S_{EB} \cdot (N_E)^{½}$ capacité de la ZCE émetteur-base

L'expression de C_{EB} n'est valable que pour un TBH où le dopage d'émetteur N_E à la jonction est faible devant celui de la base (*i.e.* ZCE côté base négligeable). Elle correspond à une capacité de transition[6] sans contribution d'une capacité de diffusion[6] car les porteurs minoritaires à la jonction (*i.e.* trous) ne génèrent par principe pas de courant de la base vers l'émetteur à l'hétérojonction [Caffin96,Sheinman03]. Pour une telle hétérojonction, on a en régime de forte injection : $n_B \sim 1$ et $I_{EB} \sim I_C$ d'où : $r_E = kT / (q I_C)$. Plus généralement, le temps de charge s'explicite en : $t_{EB} \# n_B N_E^{1/2} (S_{EB} / I_{EB}) \# n_B N_E^{1/2} / J_{EB}$

La *structure verticale* intervient peu sur t_{EB}. Signalons juste que N_E est minimisé et l'épaisseur d'émetteur accrue pour réduire C_{EB} sur des TBH opérant à faible courant où t_{EB} domine [Ida00], tendance inverse pour de hautes fréquences (*i.e.* N_E et épaisseur intermédiaires, cf. I.A.1) [Ida01,Ida02]. A une hétérojonction EB graduelle, il faut aussi décaler[3] la jonction np pour réduire r_E (*i.e.* n_B).

L'*épitaxie* intervient sur le décalage de la jonction np à une hétérojonction EB abrupte, lorsque le dopant de base tend à diffuser dans l'émetteur : le dopage p non intentionnel du matériau à grand gap provoque une accentuation du « spike » en hauteur et « épaisseur » (cf. figures V.1). L'injection est dégradée et tend à se faire plus par effet tunnel que par effet thermoïonique : la densité de courant injectée diminue et le coefficient d'idéalité $n_C = n_{EB}$ tend vers 1,3 – traduisant une hausse de r_E et t_{EB}.

La *structure horizontale* est le principal paramètre pour réduire t_{EB} grâce à la diminution de C_{EB} via celle de la surface S_{EB} – *i.e.* via la hausse de J_{EB} à courant constant. Rappelons que l'ordre de grandeur du courant I_C reste constante à ~10-30mA : la hausse des performances fréquentielles découle de celle de la densité de courant dans le TBH, *i.e.* de la réduction de ses dimensions.

---

[6] La capacité de transition s'apparente à celle d'un condensateur. La capacité de diffusion est proportionnelle au courant direct de polarisation et à la durée de vie des porteurs minoritaires : elle n'a pas de sens physique immédiat, mais traduit le retard (déphasage) apporté au signal par les phénomènes de diffusion [MathieuP130].

Temps de transit dans la base τ_B

La *structure verticale* est le principal paramètre pour réduire τ_B – via l'épaisseur de la base. Interviennent également le type de base (*i.e.* uniforme ou graduelle) et d'hétérojonction émetteur-base (*i.e.* abrupte ou graduelle), ainsi que ses matériaux (*i.e.* ΔE_C, seuil de transfert en vallée latérale).

Nous avons opté pour une hétérojonction EB abrupte associée à une base fine et graduelle en composition, afin de profiter d'un transport électronique hors équilibre balistique ou quasi-balistique, ou pour le moins accélérer d'éventuels porteurs diffusifs à l'aide d'un pseudo-champ électrique *F*. L'expression de τ_B dépend du régime de transport (cf. références en I.A.2 et [Ito96,Ishibashi01,Zohar04]) :

- balistique $\tau_{Bbalistique} = W_B / v_{balistique}$ $v_{balistique}$ vitesse des électrons balistiques
- drift (*F*) $\tau_{Bdrift} = W_B / (\mu_{Be-} F)$ μ_{Be-} mobilité électronique
- diffusif $\tau_{Bdiffusif} = W_B^2 / (2 D_{Be-})$ D_{Be-} coefficient de diffusion électronique

Rappelons du I.A.2 que les vitesses électroniques sont respectivement d'environ : $1x10^8$, $2,5x10^7$ et $1,3x10^7$ cm/s d'où – dans les deux premiers cas – un temps τ_B de 40 et 121fs pour franchir une base de 40nm (avec : pseudo-champ F ~ 10kV/cm et μ_{Be-} ~ 3300cm²/Vs à p = $3x10^{19}$ cm^{-3} [Harmon93]).

L'*épitaxie* peut, dans une moindre mesure, influencer τ_B à une hétérojonction EB abrupte :

- Une jonction np située dans l'émetteur accentue le « spike » : ceci augmente l'énergie d'injection des électrons, au risque de provoquer un transfert des porteurs en vallée latérale dans la base.
- Une jonction np située dans la base lisse le « spike » : ceci diminue l'énergie d'injection des électrons, au risque d'exclure toute possibilité de transport hors équilibre.

L'épitaxie de la base détermine aussi la qualité du matériau de base, facteur influençant μ_{Be-} et D_{Be-}.

La *structure horizontale* n'a aucun effet sur τ_B. Elle peut en revanche contrebalancer les inconvénients de l'amincissement de base, qui permet certes de réduire τ_B (*i.e.* hausse de F_T et F_{MAX}) mais accroît R_B (*i.e.* baisse de F_{MAX}). Nous avons présenté des évolutions de structure horizontale pour réduire R_{Bext} et R_{Bc} sans modifier celle verticale, *i.e.* sans hausse du dopage p pour préserver β.

Temps de charge de la jonction base-collecteur t_{BC}

On a : $t_{BC} = (R_E + R_C + r_E) . C_{BC}$ avec : C_{BC} # $S_{BC} . (N_C)^{½}$ capacité de la ZCE collecteur-base [Matine96b]. L'expression de C_{BC} n'est valable que pour un TBH où le dopage N_C du collecteur est faible devant celui de la base (*i.e.* ZCE côté base négligeable). Elle ne correspond qu'à une capacité de transition, la jonction base-collecteur étant sous polarisation inverse [Dhondt97].

La jonction BC étant chargée par le courant injecté à la jonction EB, il est normal que son temps de charge intègre la résistance dynamique d'émetteur $r_E = n_B kT / (q I_{EB})$ et celle d'accès R_E. Pour une hétérojonction abrupte en régime normal direct (*i.e.* forte injection) n_B ~ 1et I_{EB} ~ I_C d'où la dépendance explicite de t_{BC} à la densité de courant collecteur J_C : $t_{BC} = (R_E + R_C)C_{BC} + (kT N_C^{1/2}) / qJ_C$

La *structure verticale* a de prime abord un rôle relativement faible sur t_{BC}. Pour R_E, le dopage de la couche de contact peut être accru sans réserve particulière. De même pour R_C – excepté pour le gap du sous-collecteur (TBH « E-up ») qui est l'objet d'un compromis conduction électrique-thermique [Harrison03,Harrison04,Dahlström04]. Le dopage N_C est minimisé pour localiser la ZCE de la diode BC dans le collecteur et pour ne pas anticiper le claquage, ce qui est aussi favorable à une réduction de C_{BC}.

La structure verticale se révèle plus importante pour t_{BC} dans un dTBH, selon la stratégie de lissage de l'hétérojonction BC (cf. I.A.3). Nous avons vu que le blocage des électrons réduit la densité de courant J_C maximale accessible, ce qui se traduit sur le réseau $I_C(V_{CE})$ par une pente plus faible en régime saturé, telle une résistance s'ajoutant à celles d'accès R_E et R_C (cf. I.B.3). Tout ceci renvoie au terme r_E # kT / (q J_C) – accrue à faible J_C : l'effet de blocage sur dTBH est intégré dans τ_{EC} via t_{BC}.

Enfin, la structure verticale à l'hétérojonction EB modifie t_{BC} via r_E (cf. t_{EB} ci avant).

L'*épitaxie* peut modifier fortement t_{BC}, par la qualité de la croissance à l'hétérojonction EB, comme à la jonction BC où elle représente la mise en œuvre de la stratégie de lissage dans un dTBH. A l'hétérojonction émetteur-base, l'épitaxie intervient comme pour t_{EB} – via le possible décalage de la jonction np, dans la base et surtout dans l'émetteur : un « spike » marqué à une hétérojonction EB abrupte dégrade l'injection des porteurs et accroît la résistance dynamique d'émetteur r_E – donc t_{BC}.

Plus concrètement, une partie de la tension V_{CE} appliquée sert à franchir ce « spike » – avec une densité de courant J_C disponible pour charger les jonctions EB et BC simultanément réduite. Cette hausse de V_{BEon} donc de $V_{CEoffset}$ (cf. I.B.3) décale le réseau $I_C(V_{CE})$ vers les fortes tensions. Ceci réduit l'intervalle utile sur V_{CE}, non par modification de la pente du régime saturé, mais parce que la tension BV_{CE0} n'augmente par avec $V_{CEoffset}$: les électrons qui franchissent le « spike » accru ont une énergie cinétique supérieure au ΔE_C de l'hétérojonction EB, ce qui anticipe le claquage lorsqu'ils atteignent la ZCE de la diode BC [Jalali90b]. La densité de courant J_C que l'on peut atteindre sous BV_{CE0} est inférieure à ce qu'elle serait sans diffusion du dopant p : t_{EB} et t_{BC} augmentent.

Au bilan, le décalage de la jonction np dans l'émetteur entraîne la baisse du gain β (cf. I.A.2), une hausse de la consommation des circuits (cf. I.B.3) et la baisse des performances fréquentielles. Le dopant p que nous utilisons (béryllium) ayant tendance à diffuser, nous avons du optimiser les conditions d'épitaxie et la structure (espaceur) de l'hétérojonction EB abrupte (cf. chapitre V).

La *structure horizontale* demeure le premier paramètre à optimiser pour réduire t_{BC} grâce à la diminution de C_{BC} via celle de la surface S_{BC} – par miniaturisation du TBH, sous-gravure du collecteur ou l'approche « C-up ». La réduction de S_{EB} à la jonction EB se révèle tout aussi influente puisqu'elle permet d'augmenter la densité de courant injecté J_C à courant constant. La hausse concomitante de R_E peut toutefois s'opposer aux progrès sur t_{BC} (il en est de même pour R_B sur f_{MAX}) [Hussain04].

Temps de transit dans le collecteur τ_C

Son expression est : $\tau_C = W_{BC} / 2v_{sat}$ où : W_{BC} est l'épaisseur de la ZCE de la jonction base-collecteur et v_{sat} la vitesse électronique de saturation dans le collecteur déplété.

La *structure verticale* est – comme sur τ_B pour la base – le principal paramètre pour réduire τ_C. Pour diminuer W_{BC}, nous pourrions augmenter le dopage N_C si celui-ci n'était minimisé pour assurer (justement) la déplétion quasi-totale du collecteur, retarder le claquage du TBH et réduire t_{BC} via C_{BC}. Dans cette situation $W_C \sim W_{BC}$, et seule la réduction de l'épaisseur W_C du collecteur est envisageable. Cette épaisseur est cependant l'objet d'un double compromis : d'une part entre τ_C et la tension de claquage BV_{CE0} (cf. I.A.3), et d'autre part entre τ_C et le temps de charge t_{BC} (puisque diminuer W_C a sur la capacité C_{BC} un effet équivalent à celui d'une augmentation du dopage N_C [Chen04]).

La structure verticale modifie surtout la vitesse électronique dans le collecteur : elle n'est visiblement égale à v_{sat} que dans l'expression simple précédente. Déterminer la vitesse (*i.e.* l'énergie) des électrons apparait en effet aussi important que complexe. Elle modifie τ_C, « module » la répartition des porteurs – en modifiant C_{BC} et t_{BC}, point non évoqué ci avant [Hu92,Betser99] – et dépend :

- de l'énergie des électrons injectés à l'hétérojonction EB (*i.e.* graduelle, abrupte, valeur de ΔEc...),
- de l'évolution de leur énergie dans la base (*i.e.* épaisseur, dopage, matériau, pseudo-champ...),
- du franchissement de la jonction base-collecteur (*i.e.* efficacité du lissage dans un dTBH...),
- de l'évolution de leur énergie au collecteur (*i.e.* épaisseur, dopage, matériau, effet Kirk – cf.I.C.4).

L'évolution la plus schématique est que la vitesse de drift augmente dans le champ de la jonction BC, passe par un maximum, puis diminue pour se stabiliser à v_{sat} lorsque l'énergie des électrons atteint le seuil de transfert en vallée latérale $\Gamma \rightarrow$ L ou X (*i.e.* faible mobilité électronique – cf. figures I.16 et 17). Le claquage du TBH intervient ensuite, lorsque le seuil d'ionisation est atteint. Cette évolution de l'énergie des électrons est plus ou moins rapide – en fonction des paramètres énumérés ci-dessus. Les effets liés au fonctionnement en régime de forte injection doivent aussi être considérés (cf. I.C.4). Pour réduire τ_C, il a été proposé de réaliser des TBH à transport balistique dans la base et dans le collecteur, suffisamment mince pour que τ_C soit inférieur au délai de transfert en vallée latérale [Levi88]. Sur le transport dans les TBH : [Chen89b,Nottenburg90,Hu92,Laskar93,Baquedano94,Yang95,Ishibashi01,Blayac02]. Notons des travaux récents sur la vitesse au collecteur [Rohner02,Rohner03,Dahlström04,Liu04] (cf. I.C.3).

L'*épitaxie* peut donc, d'après ci-dessus, jouer un rôle important sur τ_C : en cas de jonction np ne coïncidant pas avec l'hétérojonction EB, ou sur le lissage de l'hétérojonction BC.

La *structure horizontale* n'a *a priori* pas d'effet sur τ_C – sauf dans un TBH à collecteur Schottky (*i.e.* collection des électrons en vallées latérales) [Matine96a,Demichel01,Sicault01] (voir aussi [Dahlström04]).

Bilan sur les temps caractéristiques dans un TBH

De ce qui précède, retenons que les temps de transit de base τ_B et de collecteur τ_C dépendent de la structure verticale, les temps de charge aux jonctions émetteur-base t_{EB} et base-collecteur t_{BC} étant tributaires de la structure horizontale (et de la structure verticale pour un dTBH, via le lissage de l'hétérojonction base-collecteur). L'influence de l'épitaxie est plus ou moins importante pour tous, en particulier si il y a risque de diffusion du dopant p dans l'émetteur à une hétérojonction EB abrupte : un tel décalage de la jonction np est délétère puisqu'il accroît t_{EB}, t_{BC} et τ_C – et modifie τ_B.

Evaluer l'importance relative des temps caractéristiques est délicat, vu le nombre de paramètres : structure verticale avec par exemple un collecteur fin pour la montée en fréquence ou épais pour la tenue en tension, structure horizontale, circuits équivalents pour extraire ces temps... (voir par exemple [Caffin96,Matsuoka96,Demichel01,Rohner02,Hafez04]). Nous avons rassemblé ci-dessous au tableau I.a des données mentionnées sur des TBH définis dans un objectif fréquentiel : il s'agit de dTBH type de 1995 et 2002, tandis que les sTBH sont illustrés par le premier sTBH sub-picoseconde (*i.e.* τ_{EC} ~ 0,97ps) et l'état de l'art actuel sur F_T. Notons que le temps de transit « forward » $\tau_F = \tau_B + \tau_C$ représente invariablement plus de 50% de τ_{EC}, sans doute du fait des progrès simultanés en structure horizontale et verticale. Kahn *et al.* proposent une méthode pour séparer τ_B et τ_C dans τ_F [Kahn03].

Tableau I.a : Données sur l'importance relative des différents temps caractéristiques dans τ_{EC}

		Base InGaAs (p[1])	Collec- - teur ([2])	S_{EB} (µm²)	Performances F_T @ V_{CE} I_C ou J_C + (gain β)	τ_{EC} (ps)	$\tau_B+\tau_C$ (%τ_{EC})	t_{EB} (%τ_{EC})	t_{BC} (%τ_{EC})
dTBH InP/InGaAs	NTT 1995 [Yama.95]	45 nm (Zn:3,5)	280 nm	4 µm² 0,8 x ~5	228 GHz @ 1,2 V [3] I_C = 7 mA (β ~ 35)	*0,70*	*64%* 0,45ps	*17%* 0,12ps	*19%* 0,13ps
	NTT 2002 [Ida02]	20 nm (C : 6)	150 nm	2,4 µm² 0,8x3	351 GHz @ 1,3 V 667 kA/cm² (β ~ 30)	*0,45*	*55%* 0,25ps	*18%* 0,08ps	*22%* 0,10ps
sTBH InP/InGaAs	AT&T 1989 [Chen89a]	50 nm (Be:10)	300 nm	13 µm² 3,6x3,6	165 GHz @ 1,3 V [4] I_C = 20 mA (β ~ 45)	*0,97*	*51%* 0,50ps	*29%* 0,28ps	*20%* 0,19ps
	UIUC 2004 [Hafez04]	20 nm (C : 6)	65 nm	2 µm² 0,25x8	550 GHz @ 1,3 V 1950 kA/cm² (β ~ 75)	*0,29*	*72%* 0,21ps	*2 %* 5 fs	*26%* 77 fs

[1] Dopage px10^{19} cm^{-3} : béryllium Be, carbone C ou zinc Zn
[2] dTBH : InP + lissage de l'hétérojonction BC
[3] La surface S_{BC} n'est pas précisée.
[4] avec : S_{BC} = 7x11 µm² ⇒ J_C ~ 26 kA/cm²

En résumé, pour la configuration retenue de TBH à hétérojonction émetteur-base abrupte en régime normal direct – i.e. *forte injection : n_B ~ 1et I_{EB} ~ I_C – l'expression du temps de traversée est :*

Effet de structure horizontale

$$\tau_{EC} = t_{EB} + \tau_B + t_{BC} + \tau_C = r_E C_{EB} + \tau_B + (R_E + R_C + r_E)\, C_{BC} + \tau_C$$

Effet de structure verticale

$$\Leftrightarrow \quad \tau_{EC} = (\tau_B + \tau_C) + [kT/(q\, I_C)]\,(C_{EB} + C_{BC}) + (R_E + R_C)\, C_{BC}$$

Une fréquence de transition $F_T = (2\pi \,.\, \tau_{EC})^{-1}$ d'environ 160GHz correspond à un temps τ_{EC} ~ 1ps. La fréquence maximale d'oscillation $F_{MAX} = (F_T / 8\pi R_B C_{BC})^{1/2}$ dépend de F_T tout en étant sensible à $R_B C_{BC}$: F_T évalue plutôt la structure verticale et son épitaxie, F_{MAX} la structure horizontale [Ida03].

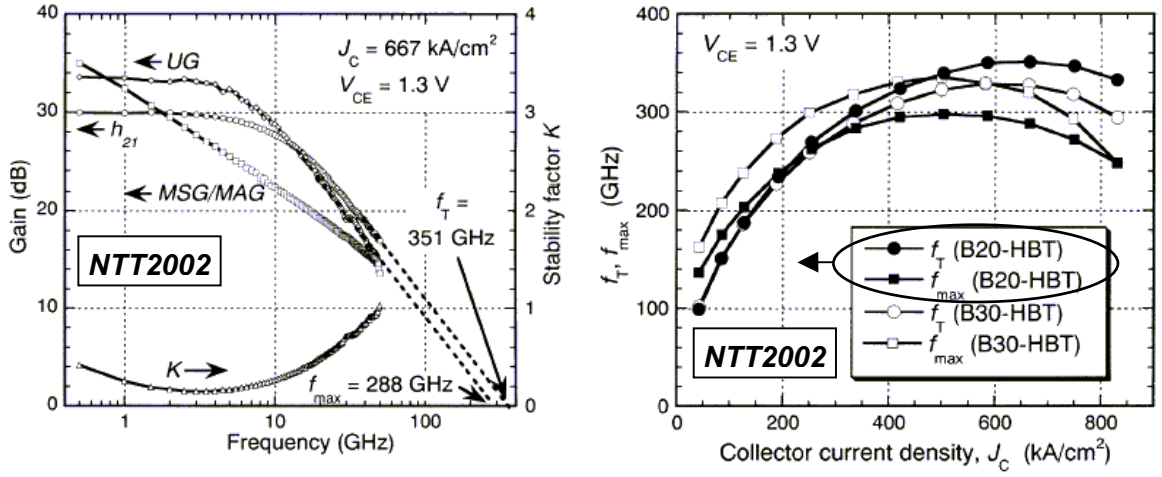
I.C.3 – Courbes caractéristiques en fonctionnement hyperfréquence

La figure I.13a ci-dessous illustre les courbes d'évolution de gain en fonction de la fréquence. Les gains h_{21} et UG (*i.e.* Mason's Unilateral Gain) sont systématiquement représentés.

Les gains h_{21} et UG mènent respectivement à F_T et F_{MAX} – valeurs extrapolées selon une pente théorique de décroissance des gains de (-20dB)/décade, *i.e.* (-6dB)/octave [Ho92,Fujihara01].

Les deux autres gains représentées sont liées et sont des facteurs de mérite définis selon des critères plus « circuit » [Matsuoka96,Rodwell01]. Il s'agit du gain MSG (Maximum Stable Gain) dont la pente théorique est de (-10dB)/décade tant que le facteur de stabilité K est inférieur à l'unité, et qui devient ensuite le MAG (Maximum Available Gain), en diminuant alors comme les gains h_{21} et UG.

Pour les expressions et mesures de gains h_{21}, UG et MSG/MAG : cf. [Caffin96,Demichel01,Kahn04].



Figures I.13 : Courbes de gain en fonction de la fréquence (figure I.13a – gauche) et évolutions des fréquences F_T et F_{MAX} en fonction de la densité de courant J_C (figure I.13b – droite) (d'après [Ida02])

La raison de l'extrapolation de F_T et F_{MAX} est d'ordre pratique : les performances fréquentielles des transistors sont caractérisées sur des analyseurs de réseaux, dont la technologie est logiquement moins rapide que celle sensée la remplacer. Les configurations actuelles les plus performantes ne peuvent tester les TBH que jusqu'à des fréquences réelles comprises entre 140 et 220 GHz.

Dans ces conditions, certains résultats sont sujets à caution. L'exemple le plus frappant concerne – les auteurs le reconnaissent eux-mêmes – les « Transferred-Substrate HBT » de UCSB : la fréquence F_{MAX} ~ 1080GHz est extrapolée à 110GHz, sur près de 10 décades [Rodwell00,Rodwell01].

Une controverse a par ailleurs récemment éclaté sur la pente d'extrapolation : une modulation de vitesse électronique au collecteur entraînerait un phénomène de résonance, d'où une pente plus pénalisante de (-40dB)/décade [Rohner01,Willén01,Rohner02,Willén02,Hafez03c,Hafez03d,Rohner03][Urteaga03]. Certaines courbes de gain UG soutiennent cette hypothèse d'une pente doublée [Yu03,Hussain04].

Des méthodes alternatives basées sur des mesures impulsionnelles par échantillonnage électrique ou électro-optique sont à l'étude. Cette seconde solution est en cours de développement au sein de notre équipe : l'impulsion optique d'un laser fs (*i.e.* largeur à mi-hauteur d'un pulse ~ 150fs) est transformée par photoconduction ultrarapide en impulsion électrique sub-picoseconde, et envoyée dans le TBH via des lignes de transmission réalisées lors du process technologique. On étudie alors, par un effet électro-optique, la réponse impulsionnelle du transistor à l'aide d'une seconde impulsion optique, en retard variable par rapport à la première. Au final, il est en principe possible de tester des dispositifs jusqu'à une fréquence de ~2THz, en se passant de pointes hyperfréquences [Desplanque03].

Les courbes de gains avec la fréquence sont complétées par celles (F_T, F_{MAX}) = f (J_C) d'évolution des fréquences de coupure avec la densité J_C de courant au collecteur (cf. figures I.13b).

Nous retrouvons la nécessité d'une forte densité de courant dans un TBH pour maximiser les performances fréquentielles, en réduisant les temps de charge aux jonctions t_{EB} et t_{BC} – et donc τ_{EC}. Les valeurs maximales de F_T et F_{MAX} ne sont cependant pas mesurées aux densités de courant les plus élevées [Griffith05]. C'est le cas ici puisque les auteurs de l'article d'où sont tirées ces courbes mentionnent des densités J_C supérieures au MA/cm² – grâce notamment aux dimensions d'émetteur réduites à 0,8x3µm² – avec un pic sur F_T à 351GHz pour une densité J_C de « seulement » 667kA/cm².

Il existe en effet un niveau de courant limite au-delà duquel le fonctionnement du TBH est dégradé, régime de forte injection où se manifestent plusieurs effets limitatifs présentés ci-dessous.

I.C.4 – Effets limitatifs en régime de forte injection

Le fonctionnement du TBH en régime de forte injection est dégradé par des limitations d'ordre thermique – non évoquées ici, voir [Dhondt97] – et d'ordre électronique, dans la base et le collecteur.

La principale limitation se situe ici au collecteur par l'effet Kirk – lorsque la densité d'électrons qui y est injectée égale celle des charges ionisées. Ceci y entraîne une inversion du champ électrique, avec déplacement de la zone de charge d'espace de la jonction de la base vers le collecteur [Kahn03]. La hausse de la largeur effective de base (« base pushout »), donc de $I_{rec\ vol\ B}$, réduit le gain β [Kirk62]. Considérant l'effet Kirk par rapport à ce que nous avons vu précédemment, nous constatons :

- qu'il est retardé par hausse du dopage collecteur [Ida03] – en opposition au choix de le minimiser pour améliorer la déplétion, retarder le claquage (*i.e.* hausse de BV_{CE0}) et minimiser C_{BC} (*i.e.* t_{BC}),
- qu'il s'oppose à l'effet Early – où la base s'amincit par hausse de $|V_{BC}|$ avec hausse du gain β,
- qu'il dépend de la vitesse électronique (*i.e.* délai d'« évacuation » des porteurs) [Houston00] mais,
- qu'il accroît $\tau_B + \tau_C$ – part majoritaire de τ_{EC} : $|\Delta(\tau_B+\tau_C)| > |\Delta(t_{EB}+t_{BC})|$. Ainsi, F_T et F_{MAX} diminuent malgré la hausse de J_C # β I_B avec celle de la commande I_B (*i.e.* ΔI_B peu efficaces car β diminue).

Les deux derniers points illustrent l'interaction complexe entre densité *D* et énergie *E* des électrons. L'effet Kirk précède le claquage du TBH (*E*) et est précédé d'un effet apparenté dans les dTBH : le « retour » du blocage à l'hétérojonction BC, même optimisée, par hausse de I_C (*D*) [Tiwari88a,Blayac02]. L'effet Kirk dépendrait aussi de la différence entre la surface des jonctions EB et BC (*D*) [Dahlström04].

En fonctionnement statique, l'effet Kirk se manifeste sur le diagramme de Gummel à forte V_{BE} par la hausse de I_B et la baisse de I_C – d'où une chute de la courbe de gain $\beta = f(I_C)$ à fort courant I_C.

L'effet Kirk se manifeste aussi sur le réseau I_C (V_{CE}) – comme illustré figure I.14 ci-dessous. En montage émetteur commun, la polarisation V_{BE} et la densité de courant injecté dans le TBH en fonction de V_{CE} sont limitées par le potentiel de base, *i.e.* le courant de commande de base. Ainsi :

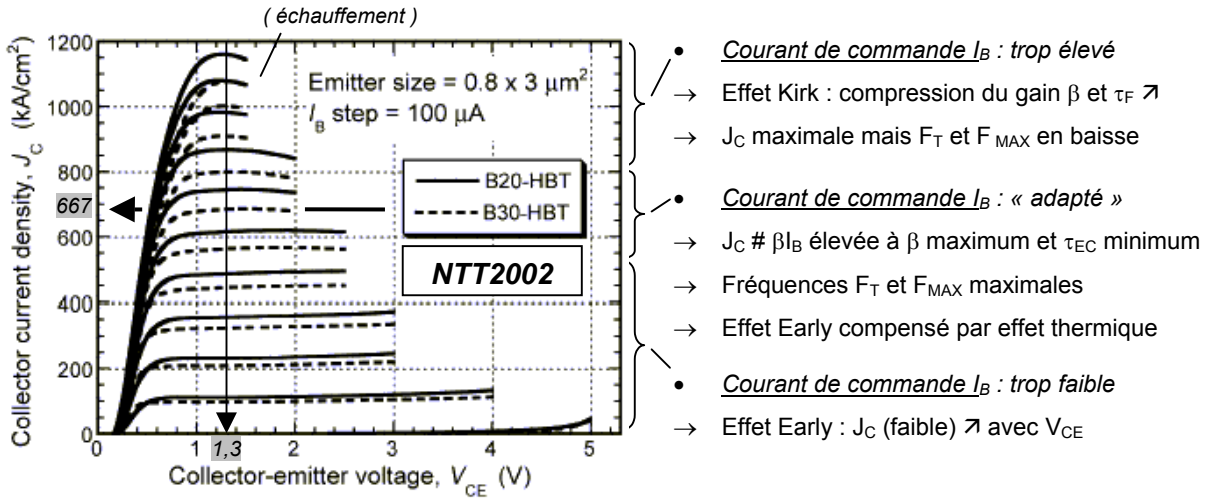


Figure I.14 : Réseaux I_C (V_{CE}) correspondants aux courbes des figures I.13 (d'après [Ida02])

En fonctionnement hyperfréquence, l'effet Kirk se manifeste par la décroissance à forte densité de courant collecteur J_C sur les courbes (F_T, F_{MAX}) = f (J_C) (cf. figures I.13b ci avant).

D'autres effets peuvent se produire en régime de forte injection dans la base pour la même raison, *i.e.* lorsque la densité d'électrons injectés atteint le niveau de dopage p. Il s'agit de [Dhondt97] :

- L'effet Webster de hausse du courant $I_{rec\ vol\ B}$ qui entraîne la baisse du gain β à fort I_C [Webster54].
- L'effet de défocalisation sous forte polarisation V_{BE} : celle-ci peut ne plus être homogène dans le plan des jonctions, d'où injection préférentielle en périphérie d'émetteur (TBH multi-doigt) [Rey74].

La taille des TBH à objectif fréquentiel et le dopage p++ de leur base rendent ces effets négligeables.

En résumé, l'étude des performances fréquentielles a permis de souligner, grâce à une présentation succincte des différentes approches sur la structure horizontale sur TBH III-V, l'égale importance et les liens étroits entre la structure verticale (cf. I.A) et cette structure horizontale.

Ceci transparaît également à travers l'étude des temps de charge et de transit, qui montre de plus le rôle de l'épitaxie lorsque le dopant p tend à diffuser hors de la base. Le décalage de la jonction np dans l'émetteur à une hétérojonction émetteur-base abrupte a des effets néfaste. Ce risque existe dans nos TBH, et justifie l'optimisation en épitaxie et sur l'espaceur présentée au chapitre V.

*A première vue, les performances fréquentielles sont augmentées en réduisant les épaisseurs en structure verticale (*i.e. *temps de transit τ_B et τ_C) – ainsi que les dimensions en structure horizontale pour renforcer la densité de courant dans le TBH (*i.e. *temps de charge t_{EB} et t_{BC}). Retenons toutefois que la structure verticale peut aussi modifier les temps de transit via le transport électronique de base et de collecteur, et que les fréquences maximales ne sont pas obtenues à J_C maximale (*i.e. *effet Kirk).*

I.D – Les matériaux pour TBH rapides : choix du système $InP/In_{0.53}Ga_{0.47}As$

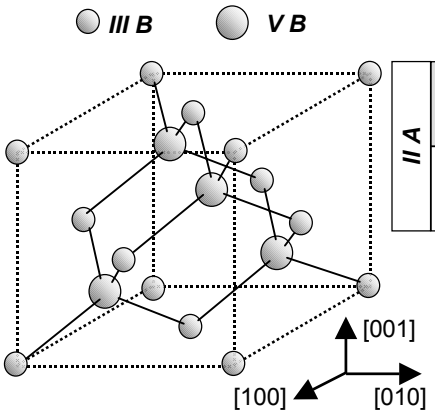
Jusqu'à présent nous avons défini une structure active de TBH dans un objectif fréquentiel, puis présenté son fonctionnement statique et hyperfréquence – en montrant le rôle des structures verticale et horizontale, ainsi que l'importance que peut avoir l'épitaxie. Nous n'avons cependant que ponctuellement évoqué la nature des matériaux employés, point que nous abordons dorénavant.

Nous présentons les composés III-V et les associations – ou systèmes – envisageables pour réaliser cette structure TBH. Nous précisons leurs propriétés électroniques, qui nous guident dans la sélection des matériaux de base, puis d'émetteur et enfin de collecteur. Parmi les possibilités qui nous sont accessibles en épitaxie, les TBH $InP/In_{0.53}Ga_{0.47}As$ sont les plus indiqués dans un objectif fréquentiel. Nous concluons ce chapitre par un état de l'art en terme de performances fréquentielles.

I.D.1 – Matériaux semi-conducteurs pour la réalisation de TBH

Structure cristalline et dopages des composés III-V

Les semiconducteurs III-V cristallisent en structure zinc-blende[7] (notée par la suite III-V cfc) constituée de deux réseaux cubiques face centrée (cfc) décalés d'un quart de la diagonale principale (figures I.15 ci-dessous). L'un de ces réseaux est formé d'éléments de la colonne IIIB (*i.e.* aluminium, gallium ou indium) de la classification périodique, l'autre d'éléments de la colonne VB (*i.e.* phosphore, arsenic ou antimoine). Le silicium a une structure diamant, de même que le SiGe avec des atomes de silicium exclusivement liés à des atomes de germanium et réciproquement.



	II B	III B	IV B	V B	VI B
II A	Béryllium Be 4	Bore[8] B 5	Carbone C 6	Azote N 7	Oxygène O 8
	Magnésium Mg 12	Aluminium Al 13	Silicium Si 14	Phosphore P 15	Soufre S 16
	Zinc Zn 30	Gallium Ga 31	Germanium Ge 32	Arsenic As 33	Sélénium Se 34
	Cadnium Cd 48	Indium In 49	Etain Sn 50	Antimoine Sb 51	Tellure Te 52

Figures I.15 : Structure zinc-blende (gauche) et extrait de la classification périodique (droite) avec éléments usuels III, V et dopants (gris foncé et gris clair) dont ceux ici utilisés (soulignés)

[7] Les nitrures AlN, GaN et InN cristallisent aussi – et principalement – selon la structure hexagonale wurtzite.

[8] Le bore a été essayé pour doper GaAs [Tischler92,Hoke93,Dumont03]. Le thallium (colonne IIIB, sous In) est étudié en optoélectronique à λ ~ 1-10µm sur InP [Ayabe00,Sanchez00,Regreny02,Fujiwara03,Sibai03,Imada04,Asahi04,Beneyton04].

Dans les trois cas – III-V, SiGe et Si – chaque atome du réseau possède en moyenne quatre électrons externes, et se trouve en coordination tétraédrique avec ses plus proches voisins. Les III-V se distinguent par le caractère partiellement ionique de ces liaisons, entre cations (III) et anions (V). Ceci explique certaines de leurs propriétés spécifiques, telles que la relaxation d'énergie électronique par l'émission de phonons longitudinaux optiques (cf. I.A.2), ou encore l'existence de deux familles de Misfit Dislocations mixtes à 60° (*i.e.* MD α et β) dans les buffers métamorphiques (cf. II.B.1).

Dans un alliage III-V cfc[9] le silicium est utilisé pour le *dopage n* : c'est le donneur le plus courant pour les arséniures et phosphures, toutes méthodes de croissance confondues.

Le silicium présente toutefois, comme tout élément IV dans les III-V cfc, un caractère amphotère : à partir d'une concentration donnée, il ne se substitue plus seulement aux éléments III en tant que donneur, mais également aux éléments V en tant qu'accepteur (*i.e.* compensation n-p).

L'incorporation et le dopage Si dépendent des éléments III, des éléments V et de l'orientation de la surface (*i.e.* configuration atomique et reconstruction de surface) : le niveau maximal de dopage varie donc d'un matériau arsénié ou phosphoré à l'autre. Ainsi le silicium permet d'atteindre les $1x10^{20}$ électrons par cm^3 sur $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ ou InP [Radhakrishnan99], mais devient un accepteur dans les antimoniures : le Si est un dopant p pour AlSb, GaSb... le dopage n étant obtenu par du tellure (colonne VIB) via une cellule d'effusion de GaTe [Bennett03,Kroemer04]. Signalons de même l'épitaxie sur substrat GaAs (311)A de TBH npn AlGaAs/GaAs utilisant le silicium pour seul dopant, les conditions d'épitaxie contrôlant sa substitution III ou V sur cette surface [Li91,Li93,Agawa94,Vaccaro01].

D'autres éléments IV testés en dopage n sont moins satisfaisants. Le caractère amphotère du germanium est très marqué. L'étain dope n (*i.e.* incorporation préférentielle en substitutionnel III) mais s'accumule en front de croissance par ségrégation [Alexandre80,Harmand88,Hamm89,PanishP131].

Pour le *dopage p* des III-V cfc, le carbone est un autre élément IV qui s'est – à l'image du silicium – imposé face au dopant « historique » de la MBE (béryllium) et de la MOVCD/MOVPE (zinc). D'autres alternatives ont été abandonnées au début des années 80, en raison d'un coefficient de collage insuffisant (magnésium, cadmium), d'un niveau trop profond (colonne VIIA : manganèse Mn). L'utilisation d'éléments IV (Si, Ge et Sn) en stabilisation III (cf. III.A) pour doper p par incorporation substitutionnelle en site V est peu pratique [Ilegems77,Cheng81,Alexandre95]. Nous reviendrons sur le dopage Be et C au chapitre V, en présentant nos résultats sur le dopage béryllium de l'$In_{0.53}Ga_{0.47}As$.

Concluons en précisant que le terme « composé III-V » englobe non seulement les alliages binaires III-V mais aussi les nombreuses possibilités d'alliages ternaires : $(III)_A(III)_BV$ ou $III(V)_1(V)_2$, quaternaires : $(III)_A(III)_B(III)_CV$, $(III)_A(III)_B(V)_1(V)_2$ ou $(III)_A(V)_1(V)_2(V)_3$, etc... où les différents cations III et anions V se répartissent sur les sites de leurs sous-réseaux respectifs. Les conditions de croissance doivent alors favoriser l'incorporation équivalente des éléments (*i.e.* risque de ségrégation [Dehaese97]) puis une occupation aléatoire des sous-réseaux III et V (*i.e.* risque de démixtion d'alliage ou de mise en ordre selon une structure à périodicité multiple, par exemple de type CuPt [Schuler98]).

[9] Nous excluons dorénavant les nitrures. En croissance, dopage : voir [Grandjean99,Pankove99].

Diagramme (Eg) = f (paramètre de maille a) des systèmes III-V

Le diagramme de la figure I.16 ci-dessous confirme la grande liberté offerte en ingénierie de bandes par les ensembles d'alliages III-V – « filières » P, As et Sb – par rapport au système Si/SiGe.

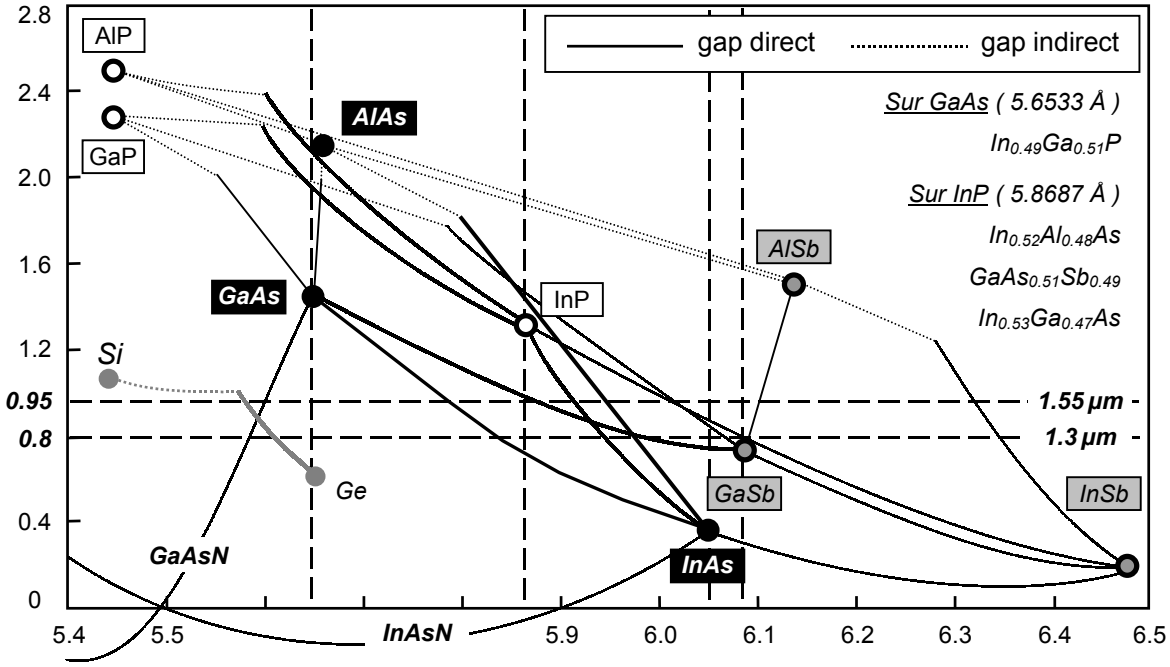


Figure I.16 : Diagramme (gap Eg en eV) = f (paramètre de maille a en Å)
Les points représentent des alliages binaires III-V, les courbes des alliages ternaires III-V [III-Vsreview].

L'élaboration des alliages III-V est toutefois tributaire de celle des substrats : les possibilités en paramètre de maille sont donc restreintes. Les gammes de composition et de gap sont néanmoins relativement étendues, selon les axes verticaux à l'aplomb de GaAs et InP qui sont les substrats utilisés en industrie – ou GaP, InAs et GaSb, substrats disponibles en surface et/ou qualité moindres.

La *croissance pseudomorphique* permet l'épitaxie d'alliages en léger désaccord de paramètre de maille par rapport au substrat. La couche est sous contrainte extensive ou compressive, mais son paramètre dans le plan de croissance est celui du substrat par déformation élastique de sa maille tant que l'on n'excède pas l'« épaisseur critique ». Au-delà sont activés des mécanismes de relaxation de la contrainte emmagasinée, qui dégradent les propriétés électriques et optiques du matériau : rugosité en surface, relaxation plastique par génération de dislocations en volume (cf. II.A.1).

La *croissance métamorphique* consiste à provoquer puis à maîtriser les mécanismes de relaxation plastique dans une couche tampon – le buffer – destinée à rattraper l'écart de paramètre de maille dans sa partie basse, tout en contenant les défauts dus au processus de relaxation plastique. Le haut du buffer doit apparaître pour les couches composant tel un substrat virtuel, avec ses qualités (*i.e.* surface lisse, aucun défaut susceptible de se propager, isolation électrique, conductivité thermique) mais sans ses limites – notamment en paramètre de maille : la croissance métamorphique permet, dans l'absolu, l'accès à toute l'étendue de composition et de gap promise par les III-V cfc.

Les deux tiers de nos travaux ont porté sur le développement de tels buffers métamorphiques GaAs → InP. Le but premier a été ici pragmatique : épitaxier des structures en accord de maille sur InP sans substrats InP, chers, fragiles et indisponibles au-delà de 4 pouces de diamètre. Les substrats GaAs sont l'alternative « naturelle » car moins coûteux, plus robustes et utilisés dans les process industriels 6 pouces (~150mm). Dans cette optique, le coût d'épitaxie du buffer doit être minimisé.

La théorie de la croissance métamorphique dans un cadre général est l'objet du chapitre II. Notre démarche expérimentale et nos résultats sur buffers GaAs → InP sont présentés au chapitre IV.

Les différents systèmes de matériaux III-V pour TBH

Nous constatons figure I.16 qu'il existe plusieurs systèmes III-V sur chacun des principaux substrats pour réaliser des TBH. Ces systèmes sont énumérés ci-dessous au tableau I.b :

Tableau I.b : Systèmes III-V et Si/SiGe possibles pour réaliser des TBH sur substrat GaAs, InP ou Si

Substrat	*Emetteur*	*Base*	*Collecteur (sTBH / dTBH)*		*Stade de Développement*
GaAs	AlGaAs	GaAs	GaAs	AlGaAs	*Production (~ 1990)*
	$In_{0.49}GaP$		GaAs	$In_{0.49}GaP$	*Production (~ 1995)*
	GaAs	« GINA »	« GINA »	GaAs	*Recherche*
InP	$In_{0.52}AlAs$	$In_{0.53}GaAs$	$In_{0.53}GaAs$	$In_{0.52}AlAs$	*Production (~ 1990)*
	InP		$In_{0.53}GaAs$	InP	*Production (~ 1995)*
	InP	$GaAs_{0.51}Sb$	$GaAs_{0.51}Sb$	InP	*Pré-production [Yi03,HZhu04]*
Silicium	Si	Si_XGe_{1-X}	Si	-	*Production (~ 2000)*

C'est sur *substrat GaAs* qu'ont été réalisés les premiers TBH, en $Al_XGa_{1-X}As$/GaAs [Dumke72] pour des raisons technologiques : possibilité de croissance en LPE (cf. III.A.1), disponibilité de substrat, proximité des paramètres de maille de GaAs et AlAs... Actuellement, les TBH AlGaAs/GaAs de première (dopage Be ou Zn) et seconde génération (dopage C) sont remplacés par les TBH $In_{0.49}Ga_{0.51}P$/GaAs, par exemple pour l'amplification dans les téléphones mobiles [Mondry85,Savary01] : le dopage C et la sélectivité As-P fiabilise l'épitaxie et la gravure Emetteur-Base (*i.e.* gain β uniforme, cf. $I_{rec\ surf\ B}$), points cruciaux quand on produit ~2000 wafers GaAs 6" par semaine (Motorola [Savary01]).

C'est aussi sur GaAs que sont étudiés les matériaux « GINA » : le GaInNAs est obtenu par ajout simultané d'indium et d'azote (1-5%) dans GaAs, d'où diminution du gap à paramètre de maille constant par effets de tailles antagonistes [Li00]. Les longueurs d'onde 1,3/1,55µm (cf. III.A.1) étant atteintes, ces alliages autorisent une filière optoélectronique sur GaAs avec des TBH GaAs/GaInNAs et GaAs/GaAsSbN à faible gap de base (consommation) [Kondow96,Harris03,Shimizu03][Monier00,Welser00].

Sur *substrat InP*, des hétérostructures phosphorées (*i.e.* phototransistor, TBH) sont obtenues en LPE au début des années 1980 [Tabatabaie-Alavi79,Kanbe84,Su85]. Ce sont toutefois les TBH arséniés $In_{0.52}Al_{0.48}As/In_{0.53}Ga_{0.47}As$ qui se développent [Malik83], vu les problèmes de source P (cf. III.A.1).

Les TBH $InP/In_{0.53}Ga_{0.47}As$ ne deviennent courants qu'à partir du milieu des années 1980, notamment grâce à l'Epitaxie par Jets Moléculaires à Sources Gazeuses (GSMBE) [Nottenburg86a].

La dernière évolution sur TBH InP remonte à une dizaine d'années, avec l'utilisation d'une base en $GaAs_{0.51}Sb_{0.49}$ [Bhat96,McDermott96,Matine98b,Bolognesi99,Dvorak01,XZhu03,Yi03,HZhu04,XZhu04].

Nous avons mentionné la *filière majeure du silicium* via le TBH Si/SiGe – bien que la structure soit nécessairement pseudomorphique, à base Si_XGe_{1-X} en contrainte compressive sur le substrat Si : la composition en Ge augmente graduellement de l'émetteur au collecteur pour obtenir simultanément une hétérojonction EB Si/SiGe et un pseudo-champ électrique d'accélération des porteurs [Houston00]. Une telle structure convient bien à un TBH « hautes fréquences », car seuls des sTBH Si/SiGe sont réalisables : l'épaisseur critique du SiGe n'est compatible qu'avec une base fine, et exclue un collecteur SiGe qui dépasserait le seuil de relaxation plastique. Vu les propriétés du Si, la tension de claquage et la tenue en puissance des TBH Si/SiGe sont faibles (*i.e.* BV_{CE0} ~ 1-2V [Freeman03,Rieh03]).

Signalons enfin que l'actuelle demande de transistors opérant à hautes fréquences sous faible consommation renforce l'attrait des matériaux à haute mobilité (*i.e.* taux d'In élevé) et faible gap, dans la filière dite « 6.1Å » sur *substrat InAs ou GaSb* [Bergman03,Heyn03]. Les antimoniures permettent notamment de réaliser des hétérojonctions à décalages de bande de conduction (BdC) et bande de valence (BdV) spécifiques. Par rapport au diagramme de bandes dit de « type I » de la figure I.1, il est possible d'obtenir des structures dites de « type II » ou à « stagerred gap » (*i.e.* avec deux alliages 1 et 2 : BdC1 > BdC2, BdV1 > BdV2 et BdV1< BdC2) ou à « broken gap » (*i.e.* BdV1 > BdC2) [Dvorak00,Johnson00,Matine00,Bolognesi01,Bolognesi02,Kroemer04]. Leur développement risque toutefois d'être freiné par les substrats InAs et GaSb : au-delà de leur taille actuellement réduite, leur résistivité intrinsèque est très faible, inférieure d'un facteur 10^2 à 10^6 à celle de Si, InP ou GaAs à 300K [Sumitomo00]. Ceci nécessite un buffer métamorphique ou un transfert de substrat post croissance.

I.D.2 – Choix du système InP/$In_{0.53}Ga_{0.47}$As pour TBH rapides

Parmi les systèmes envisageables pour TBH, nous avions la possibilité d'épitaxier en GSMBE des hétérostructures $Al_XGa_{1-X}As$/GaAs et $In_{0.49}Ga_{0.51}P$/GaAs sur GaAs, ou $In_{0.52}Al_{0.48}As/In_{0.53}Ga_{0.47}As$ et InP/$In_{0.53}Ga_{0.47}As$ sur InP – système pour lequel nous avons opté, choix que nous allons justifier.

Données sur les alliages III-V en accord de maille sur GaAs et InP

Le tableau I.c ci après rassemble les données nécessaires pour le choix des matériaux, principalement de base et de collecteur – avec mention du système Si/SiGe pour comparaison. Il est complété par le tableau I.d pour le choix de l'hétérojonction émetteur-base. Ces données sont :

- le paramètre de maille a (angströms Å) et l'énergie de bande interdite ou gap Eg (eV),
- la masse effective des électrons m_{e-} (en m_0 avec : masse électronique $m_0 = 9{,}11.10^{-31}$ kg),
- les masses effectives des trous lourds m_{Hh+} et des trous légers m_{Lh+} (en m_0),
- la mobilité électronique μ_{e-} et de trous μ_{h+} dans les matériaux intrinsèques (cm²/Vs),
- la vitesse électronique de drift maximale $v_{drift\ MAX}$ (cm/s) (si non référencée : figures I.17),
- la vitesse électronique de drift à saturation v_{sat} (cm/s) sous un champ de 10^5 V/cm (idem),
- et la vitesse de recombinaison électron-trou $v_{rec\ surf}$ en surface (de base extrinsèque).

Tableau I.c : Données sur les systèmes de matériaux sur substrats GaAs, InP et Si (T = 300K)

Pour la base (B) ou le collecteur (C), les compositions des alliages ternaires sont $Al_{0.30}Ga_{0.70}As$ ou $In_{0.49}Ga_{0.51}P$ sur GaAs, $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ ou $In_{0.52}Al_{0.48}As$ sur InP. Dans $Al_XGa_{1-X}As$, 30% d'Al limite la densité de centres profonds « DX » et les courants de recombinaison associés [Houston00]. Sur Si, la composition est $Si_{0.75}Ge_{0.25}$.

	Substrat GaAs			Substrat InP			Substrat Si	
	GaAs	**AlGaAs**	**InGaP**	**InGaAs**	**InAlAs**	**InP**	**SiGe**	**Si**
	B / C	C		B / C	C		B	C
a	5,6533	5,6556	5,6533	5,8687			5,4848	5,4310
Eg	1,42 [1]	1,86 [1]	1,92 [1]	0,76 [1]	1,48 [1]	1,35 [1]	1,00 [2]	1,10 [2]
m_{e-}	0,067 [1]			0,042 [1]		0,077 [1]		* [3]
m_{Hh+}	0,49 [1]			0,50 [1]		0,64 [1]		0,53 [3]
m_{Lh+}	0,08 [1]			0,05 [1]		0,12 [1]		0,16 [3]
μ_{e-}	8500 [1]	~2800 [4]	~2500 [5]	13800 [1]	4500 [6]	4600 [1]	2000 [2]	1300 [3]
μ_{h+}	400 [1]	~150 [4]		200 [7]		150 [1]		480 [3]
$v_{drift\ MAX}$	$1,8.10^7$		$1,0.10^7$ [5]	$2,5.10^7$		$2,3.10^7$	$1,0.10^7$ [8]	$1,0.10^7$
v_{sat}	$0,7.10^7$	$0,9.10^7$ [2]	$0,7.10^7$ [2]	$0,6.10^7$		$0,7.10^7$		$1,0.10^7$
$v_{rec\ surf}$	10^6 [9]			10^6 [9]		10^3 [9]		~10 [10]

* Si : gap indirect : masses effectives longitudinale et transverse, $m_{Le-} = 0,92m_0$ et $m_{Te-} = 0,19m_0$

Références bibliographiques du tableau I.c : [1=JalaliP405] [2=Delage01] [3=MathieuP037&P069] [4=Saxena81] [5=Schuler98] [6=Bhattacharya96] [7=Novak89] [8=Morgan91] [9=cf. I.B.1] [10=Nottenburg88] (voir aussi [NSM])

Le *paramètre de maille* des alliages ternaires doit être celui du substrat, ce qui fixe les compositions. Pour les déterminer, nous utilisons une interpolation linéaire dite « loi de Végard »[10], avec par exemple pour $In_XGa_{1-X}As$: $a(In_XGa_{1-X}As) = x \cdot a(InAs) + (1-x) \cdot a(GaAs)$

Les *valeurs de gap* sont obtenues par la loi de Végard corrigée par un terme : $(-\chi) \cdot x \cdot (1-x)$ avec χ constante de l'alliage III-V considéré. Pour ces III-V en accord de maille, elles correspondent à des transitions directes entre extrema de BdC et de BdV, uniques et situés en Γ (voir $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ figures I.18 ci après). Pour $Al_XGa_{1-X}As$, $In_XGa_{1-X}P$ et $In_XAl_{1-X}As$, le gap devient indirect au-delà des compositions de transition (*i.e.* Eg ~ 2eV) (cf. figure I.16). Le gap de Si et SiGe est indirect.

Les *masses effectives des porteurs* – électrons m_{e-}, trous lourds « Heavy holes » m_{Hh+} et trous légers « Light holes » m_{Lh+} – sont déterminées à partir des diagrammes de bandes ou mesurées expérimentalement, par exemple par magnéto-transport (*i.e.* oscillations Shubnikov-deHaas).

Les masses effectives ne sont constantes et égales aux valeurs du tableau I.c qu'au voisinage des extrema de bandes. La validité de cette approximation diminue avec l'accroissement de l'énergie des porteurs, d'où correction des valeurs via un coefficient α d'écart à la parabolicité.

Pour les alliages à gap direct qui nous intéressent, la masse effective des électrons est définie par : $m_{e-} = \hbar^2 / (d^2E/dk^2)$ avec **k** vecteur d'onde de l'espace réciproque. Elle varie avec l'énergie selon : $m(E) = m_{e-}(1 + 2\alpha(E/Eg))$. Cette situation est simple grâce à l'unicité du minimum de bande de conduction, synonyme de surface iso-énergétique sphérique (*i.e.* le vecteur d'onde **k** est isotrope).

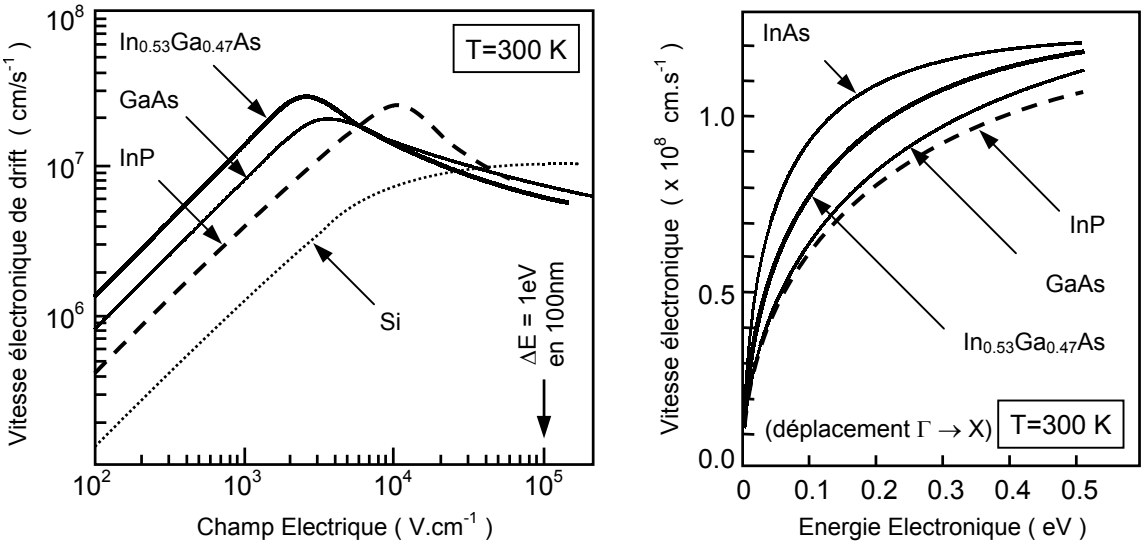
[10] Des auteurs ont montré des déviations de ~10% pour différents alliages : voir par exemple [Ferrari01,Villaggi02].

Pour les trous, les masses effectives de trous sont définies pareillement (avec inversion d'axe des énergies) mais dédoublées : le minimum de bande de valence est certes unique, mais dégénéré.

Concrètement, les masses effectives[11] des porteurs sont inversement proportionnelles à la courbure de bande et diminuent – tout comme la validité de l'approximation des bandes paraboliques d'ailleurs – avec le gap des matériaux, par augmentation simultanée des courbures en Γ [MathieuP034].

La *mobilité des porteurs* dans les matériaux intrinsèques – mobilité électronique μ_{e-} et mobilité des trous μ_{h+} – s'exprime par la relation : $\mu = | q\tau / m |$. Le paramètre τ correspond au temps de relaxation de chaque type de porteurs : il est défini comme la moitié de la durée entre deux collisions [MathieuP068] et représente les interactions des électrons ou des trous avec les imperfections du cristal. En conséquence, les valeurs rapportées dépendent fortement des conditions de croissance.

La *vitesse électronique de dérive* ou vitesse de drift v_{drift} dépend directement de la mobilité électronique selon : $v = \mu_{e-}E$ avec E le champ électrique appliqué. Ceci n'est valable qu'à faible champ puisque la masse effective m_{e-} augmente avec l'énergie des porteurs, *i.e.* la mobilité μ_{e-} diminue. L'évolution de la vitesse électronique sous champ électrique v_{drift} est illustrée figure I.17 ci-dessous à gauche [Yang95] : v_{drift} passe par un maximum puis se stabilise à v_{sat} (*i.e.* transfert en vallée latérale, voir τ_C en I.C.2). Nous avons ajouté l'évolution de la vitesse électronique en fonction d'un gain d'énergie électronique, par exemple au franchissement d'une hétérojonction EB abrupte (droite).



Figures I.17 : Courbes de vitesse électronique de drift en fonction du champ électrique (gauche) et de vitesse électronique en fonction de l'énergie électronique (droite) (d'après [JalaliP093])

La *vitesse de recombinaison* en surface $v_{rec\ surf}$ a été discutée avec le courant $I_{rec\ surf\ B}$ en I.B.1. Notons que ce paramètre expérimental est lié à l'arrangement des orbitales atomiques en surface (cf. III.A.3).

[11] Pour un gap indirect, on définit des masses effectives longitudinale m_{Le-} et transverse m_{Te-} correspondant respectivement – par exemple pour Si – à des dérivées selon $k_{//}$ (composante de **k** sur l'axe Δ) et $k_{\perp}$ (composante de **k** dans le plan perpendiculaire à l'axe Δ) (première zone de Brillouin d'un cristal cubique rappelée figures I.18).

Sélection du matériau de base : $In_{0.53}Ga_{0.47}As$

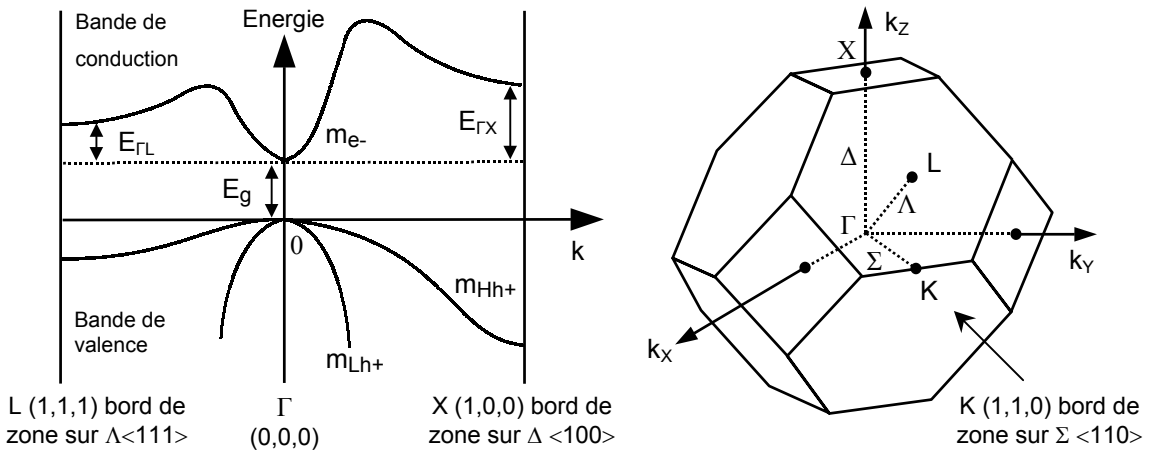
Dans un objectif fréquentiel, un TBH à base $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ épitaxié sur InP est préférable à un TBH à base GaAs épitaxié sur GaAs. Le gap d'$In_{0.53}Ga_{0.47}As$ est plus faible d'un facteur ~2, d'où une mobilité de porteurs μ_{e-} accrue de ~60% par rapport à GaAs et une vitesse $v_{drift\ MAX}$ des plus élevées. La consommation est par ailleurs réduite (cf. figures I.1), tandis que le caractère ternaire permet la génération d'un pseudo-champ électrique via une gradualité en composition. Au final, tout fait de l'$In_{0.53}Ga_{0.47}As$ un choix apte à réduire le temps de transit τ_B et à favoriser le fonctionnement hyperfréquence du TBH. Il existe toutefois une légère restriction : la mobilité des trous μ_{h+} mesurée dans le matériau intrinsèque est parmi les plus faibles alors que c'est un paramètre important puisqu'il influe sur la résistance d'accès à la base R_B – donc sur la fréquence F_{MAX}. Il reste à vérifier si un transport hors équilibre est possible via une hétérojonction émetteur-base $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ abrupte.

Sélection du matériau d'émetteur via l'hétérojonction émetteur-base : InP

Ce dernier critère sur le transport électronique de base impose en fait le matériau d'émetteur : la discontinuité de bande de conduction ΔEc entre l'émetteur et l'$In_{0.53}Ga_{0.47}As$ de base doit demeurer inférieure au premier seuil de transfert en vallée latérale – $\Delta E_{\Gamma L}$ pour $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ d'après ci-dessous. Simultanément, la discontinuité de bande de valence ΔEv doit être la plus élevée possible pour retarder l'injection de trous de la base dans l'émetteur – à dopage p de base et tension V_{BE} donnés. Les données pour choisir le matériau d'émetteur avec une base en $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ sont au tableau I.d ci-dessous, avec mention des systèmes sur GaAs et Si pour comparaison et illustration figures I.18.

Tableau I.d et figures I.18 : Discontinuités et seuils (en eV à T = 300K) ([1] [2] : cf. I.c), diagramme de bandes d'$In_{0.53}Ga_{0.47}As$ [Matine96b] et première zone de Brillouin d'un cristal cfc [MathieuP021]

Système E / B	Eg_E	Eg_B	ΔEg	ΔEc	ΔEv	$\Delta E_{\Gamma L}$ *B*	$\Delta E_{\Gamma X}$ *B*
AlGaAs / GaAs	1,86 [1]	1,42 [1]	0,44	0,28 64%	0,16 36%	0,33 [1]	0,50 [1]
InGaP / GaAs	1,92 [1]		0,50	0,12 24%	0,38 76%		
InAlAs / InGaAs	1,48 [1]	0,76 [1]	0,72	0,48 67%	0,24 33%	0,55 [1]	1,15 [1]
InP / InGaAs	1,35 [1]		0,59	0,25 42%	0,34 58%		
Si / SiGe	1,10 [2]	1,00 [2]	0,1	0,04 40%	0,06 60%	gap indirect	gap indirect



Les deux principales hétérojonctions avec une base en $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ sont : $InP/In_{0.53}Ga_{0.47}As$ et $In_{0.52}Al_{0.48}As/In_{0.53}Ga_{0.47}As$. Ce second système est de prime abord le plus intéressant pour générer un transport hors équilibre : le différentiel de gap est majoritairement reporté à la bande de conduction (67%) avec un ΔEc = 0,48eV qui est presque le double de celui avec un émetteur InP (0,25eV), tout en restant inférieur au seuil de transfert $\Gamma \rightarrow L$ en vallée latérale dans l'$In_{0.53}Ga_{0.47}As$ ($\Delta E_{\Gamma L}$ ~ 0,55ev).

Nous avons toutefois retenu le système $InP/In_{0.53}Ga_{0.47}As$ pour les raisons ci-dessous.

Un TBH à émetteur en $In_{0.52}Al_{0.48}As$ présente en effet un « spike » plus marqué à la bande de conduction : une polarisation supérieure est donc nécessaire pour permettre l'injection à la diode EB, ce qui facilite l'injection de trous de la base vers l'émetteur, alors même que ΔEv = 0,24eV est faible.

En ne considérant que l'hétérojonction émetteur-base, le système $In_{0.52}Al_{0.48}As/In_{0.53}Ga_{0.47}As$ est donc plutôt pénalisant dans un objectif fréquentiel : il faut se résoudre soit à limiter le dopage de la base [Jalali90a], soit à renoncer aux conditions de transport hors équilibre en lissant l'hétérojonction, soit encore à limiter l'injection dans le composant et donc à augmenter les temps de charge t_{EB} et t_{BC}.

Cette conclusion est encore plus fondée lorsque l'on considère le transport dans le reste du TBH, en particulier dans le collecteur. Des simulations ont ainsi démontré qu'un lissage du « spike » à 60% du ΔEc initial – soit $\Delta Ec_{lissé}$ ~ 0,29eV – est préférable pour la montée en fréquences [Hu92]. L'hétérojonction $In_{0.52}Al_{0.48}As/In_{0.53}Ga_{0.47}As$ est également pénalisante en terme de gain β, de tensions de seuil V_{BEon}, d'offset $V_{CEoffset}$ et de claquage BV_{CE0} par rapport au système $InP/In_{0.53}Ga_{0.47}As$ [Yang95]. Et elle ne présente ni sélectivité de gravure As-P, ni possibilité d'« auto-passivation AsP » (cf. I.B.1).

Le système $InP/In_{0.53}Ga_{0.47}As$ est donc un meilleur compromis, malgré son ΔEc = 0,25eV plus faible mais quasiment égale au $\Delta Ec_{lissé}$ ~ 0,29eV précédent. A la bande de valence, le ΔEv = 0,34eV est en revanche plus important. La conjugaison d'un « spike » moins marqué (*i.e.* d'une moindre tension de polarisation pour un même niveau d'injection) et d'un blocage des trous plus efficace permet dès lors d'augmenter le dopage de base, sans accroître les temps de charge aux jonctions et tout en préservant des conditions de transport hors équilibre dans la base proches des précédentes. La vitesse des électrons de centre de vallées Γ en transport vertical ne diminue que d'environ 15% pour les ΔEc précités, en passant d'environ $1{,}17.10^8$ à $1{,}03.10^8$ cm/s (cf. figures I.18 droite) [JalaliP094]. Les autres figures de mérite – gain β et tensions V_{BEon}, $V_{CEoffset}$ et BV_{CE0} – sont également améliorées. Au final, le système $InP/In_{0.53}Ga_{0.47}As$ est plus indiqué en performances statique et hyperfréquence.

Sélection du matériau de collecteur : $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ ou InP

Pour un sTBH, le collecteur en $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ est intéressant pour sa mobilité électronique μ_{e-} élevée et le transfert tardif des porteurs en vallée latérale : le premier seuil $\Delta E_{\Gamma L}$ est l'un des plus élevés (0,55ev) avec celui d'InP (*i.e.* $\Delta E_{\Gamma L}$ = 0,61eV et $\Delta E_{\Gamma X}$ = 0,90eV [JalaliP405]). Le faible gap de l'$In_{0.53}Ga_{0.47}As$ pose toutefois problème pour les tensions V_{Early} (en hausse [JalaliP270]) et de claquage BV_{CE0} (en baisse). Les sTBH $InP/In_{0.53}Ga_{0.47}As$ opèrent typiquement à V_{CE} = 1 à 5 V (cf. publications de Hafez *et al*. ou [Yu04]) et sont utilisés dans des circuits « hautes fréquences » « faible puissance ».

Le passage à une structure plus complexe, de type dTBH InP/$In_{0.53}Ga_{0.47}As$ avec lissage de l'hétérojonction base-collecteur, est nécessaire si l'on désire associer performances fréquentielles et faible consommation à une tension de claquage BV_{CE0} et une tenue en puissance plus élevée.

Nous retrouvons pour cette seconde hétérojonction les deux possibilités précédentes. Nous délaissons ici aussi l'$In_{0.52}Al_{0.48}As$ au profit de l'InP : la réduction d'un facteur ~2 de la discontinuité ΔEc entre la base en $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ et le collecteur – *i.e.* 0,48eV *vs* 0,25eV – facilite l'atténuation de l'effet de blocage des électrons, pour une baisse de moins de 10% en gap (*i.e.* tension de claquage). Les seuils de transfert en vallée latérale d'InP et d'$In_{0.53}Ga_{0.47}As$ sont par ailleurs comparables.

I.D.3 – Intervenants et état de l'art fréquentiel sur les TBH InP/$In_{0.53}Ga_{0.47}As$

Nous concluons ce chapitre en présentant figures I.19 ci après des résultats récemment rapportés sur des TBH InP/$In_{0.53}Ga_{0.47}As$ développés pour maximiser les performances fréquentielles.

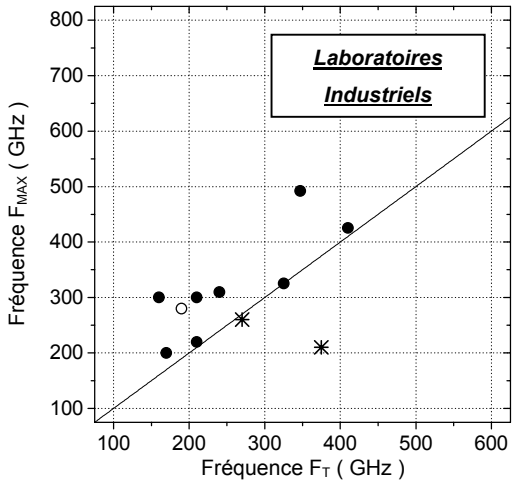
Nous avons donc opté pour des graphiques $F_{MAX} = f(F_T)$, présentation que l'on retrouve dans [Dvorak00,Fujihara01,Bolognesi02,Godin02,Hafez03a,Yu04]. Notons aussi, selon l'objectif visé, des graphiques : $\beta = f(F_T)$ [SOKim00], $BV_{CE0} = f(F_T)$ [Dvorak00,Schnyder00,Feng04], $F_T = f(W_C)$ avec W_C épaisseur du collecteur [Feng04] et $F_T = f(I_C)$ avec mesure à faible consommation (I_C ~ 1mA) [Sokolich01,Hafez03c].

Concernant l'utilisation des TBH, les applications digitales requièrent une valeur de F_T élevée, tandis que les applications analogiques sont plus sensibles à F_{MAX} [Delage01] : un TBH « polyvalent » présente donc des valeurs F_T et F_{MAX} élevées et proches, d'où le rapport « *D-type flip-flop speed* » $(F_T.F_{MAX})/(F_T+F_{MAX})$ [Fujihara01,Hafez03a,Yu04]. Ce rapport obtenu sur TBH unitaire n'est toutefois qu'une première indication : le taux de bascule « *toggle rate* » maximum de circuits « simples » (diviseurs) est visiblement la figure de mérite « élémentaire » lorsque l'on passe à l'échelon « supérieur » de la réalisation de circuits [Stanchina01][Oka98,Gutierrez-Aitken99,Gutierrez-Aitken01,Sokolich01,Jäckel02].

Le premier graphique des figures I.19 rassemble les résultats de laboratoires industriels sur sTBH et dTBH InP/$In_{0.53}Ga_{0.47}As$, avec les éléments précisés par les auteurs en structure verticale et horizontale, valeurs de gain β et de tension de claquage BV_{CE0}. Notons que F_T et F_{MAX} sont proches. L'alternative du TBH Si/SiGe dans la filière majeure silicium est aussi mentionnée pour comparaison.

Le second graphique suit la même logique pour des résultats de laboratoires académiques. Les alternatives aux TBH InP/$In_{0.53}Ga_{0.47}As$ « E-up » « Triple Mésa » sont des TBH III-V cfc – mais à base en $GaAs_{0.51}Sb_{0.49}$ ou de type « C-up » à contact Schottky (cf. I.C.1).

Le dernier graphique rassemble les meilleurs résultats fréquentiels pour des TBH III-V cfc sur substrat GaAs. Ce sont des TBH InP/InGaAs métamorphiques épitaxiés sur buffer GaAs $\rightarrow$ InP, des TBH InAlAs/InGaAs et InP/InGaAs épitaxiés sur InP puis transférés sur GaAs (cf. I.C.1) et enfin des TBH « naturels » sur substrat GaAs – InGaP/GaAs à base de 30nm dopée p =$1x10^{20}$ cm^{-3} (C) avec double planarisation pour réduire C_{BC} [Oka98,Oka01] et AlGaAs/GaAs à base graduelle InGaAs $\rightarrow$ GaAs et reprise d'épitaxie de couches de GaAs p++ pour les contacts de base [Shimawaki95].



● ***dHBT InP/InGaAs/InP * (graphique selon F_{MAX} ↘)***

NTT	mo-cvd/vpe	30+150 / 0,6 x5 / 26 / 4V	[Ida03]
HRL	mbe	35+ ? / 0,25 x4 / 40 / 5V	[Hussain04]
Vitesse	?	? + ? / 0,4 x2 / 100 / 4V	[He04]
HRL **	mbe (SiGe-like)	33+100 / 0,35 x6 / 33 / ?	[Chen04]
NEC	mo-cvd/vpe	50+300 / 0,6 x4 / 50 / 6V	[Fujihara01]
Lucent	mo-mbe	50+ ? / 1,2 x7 / 29 / 10V	[Yang02]
Alcatel	mo-mbe	65+190 / 2,0 x10 / 45 / ?	[Kahn03]
TRW	mbe (E InAlAs)	40+300 / 1,5 x10 / 100 / 7V	[Sawdai01]

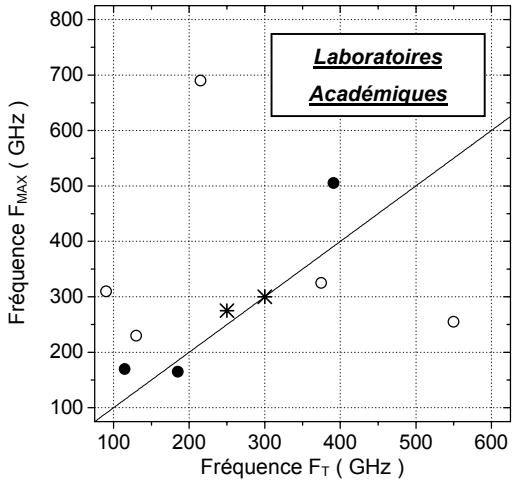
○ ***sHBT InP/InGaAs * (graphique selon F_{MAX} ↘)***

Sumitomo	mbe	50+400 / 0,8 x5,8 / 40 / ?	[Kotani03]

∗ ***Alternative sur silicium (sTBH Si/SiGe « ultime »)***

IBM	cvd	E : 0,12x2,5µm² / β ~ 3500 / 1,4V	[Rieh02+03]

* TBH Triple Mésa : T_B + T_C (nm) / W_E x L_E (µm²) / β / BV_{CE0}
** « TBH III-V ~ SiGe » : sub-collecteur par substrat pré-implanté



● ***dHBT InP/InGaAs/InP * (graphique selon F_{MAX} ↘)***

UCSB	mbe (IQE)	30+214 / 0,6x4,3/ 36 / 5V	[Griffith05]
ETHZ	mo-cvd/vpe	50+560 / 1,2x 8 / 70 / +10V	[Schnyder00]
UCSB **	mbe (SiGe-like)	40+110 / 0,7x 8 / 17 / 6V	[Scott04]

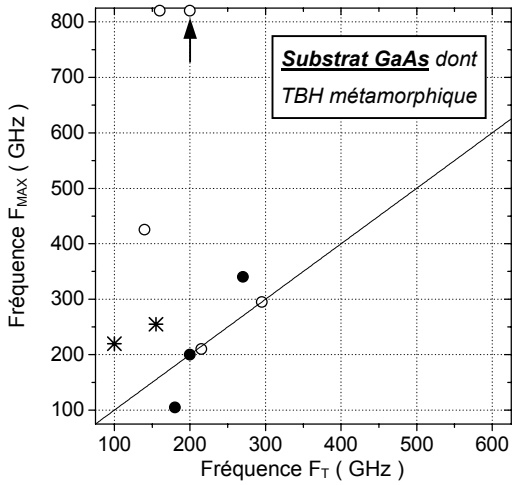
○ ***sHBT InP/InGaAs * (graphique selon F_{MAX} ↘)***

Postech	mbe (IET)	40+250 / 0,25x8 / 20 / 4V	[Yu04]
UIUC	mbe	20+ 65 / 0,25 x 0,85	[Hafez04]
KAIST	mbe (DummyE)	50+600 / 1,0x20 / 20 / 9V	[MKim03]
UIUC	mbe	20+ 65 / 0,25x8 / 70 / 2V	[Hafez04]
ETHZ	mo-cvd/vpe	50+400	[Jäckel02]

∗ ***Alternatives sur InP (graphique selon F_{MAX} ↘)***

SFU	mo-cvd/vpe	B GaAsSb : dTBH type II	[Dvorak01]
LPN	mbe (IEMN)	C-up (W) + E sous-gravé	[Demichel01]

* TBH Triple Mésa : T_B + T_C (nm) / W_E x L_E (µm²) / β / BV_{CE0}
** « TBH III-V ~ SiGe » : émetteur par reprise d'épitaxie



● ***TBH InP/InGaAs métamorphique sur GaAs (F_{MAX} ↘)***

UCSB *	dTBH buffer uniforme InP (mbe)	[Griffith04]
UCSB *	dTBH buffer uniforme InP (mbe)	[Kim02d]
LPN **	sTBH buffer graduel InAlAs (mbe IEMN)	[Lefebvre01]

○ ***TBH transféré sur GaAs (mbe) (F_{MAX} ↘)***

UCSB ***	sTBH InAlAs/InGaAs (F_{MAX} ~ 1,08THz)	[Rodwell01]
UCSB	sTBH InAlAs/InGaAs	[Lee99]
UCSB	dTBH InP/InGaAs/InP	[Lee01]
UCSB	sTBH InAlAs/InGaAs	[Betser01]
UCSB	dTBH InP/InGaAs/InP	[Krishnan01]

∗ ***Alternatives sTBH « classiques » sur GaAs (F_{MAX} ↘)***

Hitachi *	InGaP/GaAs « pré-planarisation » (mbe)	[Oka98]
NEC *	AlGaAs/GaAs + B reprise en (mo-mbe)	[Shimawaki93]

* TBH Triple Mésa ** TBH C-up Schottky (W) + E sous-gravé
*** F_{MAX} extrapolée depuis 110GHz « *to be treated with caution* »

Figures I.19 : Etat de l'art fréquentiel sur TBH InP/InGaAs et alternatives (au 1er mars 2005)

Les TBH InP/InGaAs sont en tête de la course aux hautes fréquences, tous types de TBH confondus. Les valeurs sont parmi les plus élevées rapportées à ce jour sur transistors, avec celles sur pHEMT $In_{0.52}Al_{0.48}As/In_{0.70}Ga_{0.30}As$ où l'état de l'art est F_T/F_{MAX} = 547/400GHz (Fujitsu [Shinohara04]). Présentons les différents groupes, laboratoires et universités ayant pris part à ces développements.

Les TBH InP/InGaAs ont historiquement intéressé les grands groupes de télécommunication dès l'aube des années 1980 pour le développement de l'optoélectronique InGaAsP/InP que nous utilisons quotidiennement (cf. Introduction Générale et III.A.1) – puis de très nombreux autres acteurs pour leur performances électroniques pures, intrinsèquement supérieures à celle des TBH sur GaAs. La thèse de D. Caffin comporte une « *brève histoire du TBH InP* » jusqu'en 1996 [Caffin96].

Actuellement, les TBH InP/InGaAs doivent faire face à la concurrence des composants CMOS et des TBH Si/SiGe : leurs performances permettent dorénavant la réalisation de circuits pour les réseaux à 40Gbit/s par exemple, tout en profitant de l'expérience pluri-décennale des technologies Si. Sous cette pression, l'activité sur TBH InP/InGaAs est intense pour passer à 80 ou 160Gbit/s tout en facilitant l'intégration dans des circuits [He04,Kahn04,Murata04,Scott04,Takeyari04,Griffith05,Li05].

Partons de la côte est des Etats-Unis. A Murray Hill (NJ), les AT&T Bell Laboratories (Lucent Technologies) sont le berceau des TBH InP. Leurs publications, nombreuses sur le transistor de 1980 à 1995 (*i.e.* transport, TBH sub-ps), sont dorénavant orientées « circuits » [Yang02,Houtsma04,Weiner04]. En Pennsylvanie, le fondeur IQE épitaxie en MBE certains des TBH InP hautes fréquences de UCSB. Près des Grands Lacs, l'University of Michigan at Ann Arbor étudie le comportement en puissance de TBH InP/InGaAs (*i.e.* F_{MAX} ~ 150GHz à BV_{CE0} = 18V [Sawdai99]) et de TBH InP/GaAsSb [XZhu03,XZhu04]. Les travaux de M. Feng, W. Hafez et J.-W. Lai à l'University of Illinois at Urbana-Champaign (UIUC) sont à l'inverse tournés vers les hautes fréquences, établissant l'état de l'art fréquentiel depuis 2003. Passons par le Texas – où le fondeur IET de Richardson (Dallas) épitaxie en MBE les sTBH InP de POSTECH [Yu04] – pour arriver en Californie où se trouvent trois importants laboratoires pour l'étude des TBH InP hautes fréquences. Le plus « industriel » est celui de la division Space & Technology de Northrop Grumman (ex-TRW depuis 2002) à Redondo Beach (Los Angeles) : les équipes de A. Oki et D. Streit étudient depuis une dizaine d'année des circuits très performants, basés sur des TBH InP et épitaxiés en MBE – notamment par la « spin-off » Velocium [Cowles96,Gutierrez-Aitken01,Sawdai01]. Longeant la côte nous arrivons aux Hughes Research Laboratories (HRL) à Malibu où les équipes de J. Jensen, M. Sokolich et W. Stanchina développent depuis 1990 des TBH InP et des circuits très performants, épitaxiés en MBE (cf. I.A.4) [Sokolich01,Stanchina01][Sokolich03,Chen04]. Contrairement à NG, les HRL travaillent avec des laboratoires académiques – par exemple de l'University of California at San-Diego (UCSD) [Hussain04][Li05]. Mais plus que UCSD, c'est UCSB (Santa-Barbara) qui est connue dans le monde du TBH InP : c'est là qu'ont été développés les TBH et circuits basés sur le concept de « Transferred-Substrate HBT » par l'équipe de M. Rodwell (*i.e.* en moyenne 12 étudiants [Rodwell01]), en collaboration avec Hughes pour la structure verticale épitaxiée par MBE, et le California Institute of Technology (NASA Jet Propulsion Labs) à Pasadena pour la lithographie [ECE-TR0104]. Cette voie est délaissée (cf. I.C.1) mais UCSB demeure à l'état de l'art sur TBH « Triple Mésa », s'inspire des TBH Si/SiGe et collabore avec IQE et Rockwell [Rodwell03,Dong04,Scott04,Wei04,Griffith05]. Signalons un nouvel intervenant : le fondeur Vitesse, associé à la Mayo Clinic et BAE Systems (British Aerospace) [He04].

Au Canada les laboratoires du National Research Council of Canada (NRCC) ou de Bell Northern (Bookham Technology, ex-Nortel Network) à Ottawa n'ont rien publié récemment [Driad99], mais l'équipe de C. Bolognesi de la Simon Fraser University (SFU) à Burnaby (Vancouver) a établi l'état de l'art en 2001 – sur dTBH InP de type II à base en GaAsSb, épitaxiés en MOCVD [Bolognesi02].

Au Japon, l'activité sur TBH InP est le fait de grands groupes – au premier rang desquels Nippon Telecom and Telegraph (NTT) : ses laboratoires travaillent sur le sujet pour l'optoélectronique depuis les années 1980 [Fukano88], avec des publications (exemplaires) sur le transport électronique [Kurishima95], la structure horizontale [Nakajima96], des TBH et des circuits à l'état de l'art [Ida03,Murata04]. Les groupes Fujitsu [Shigematsu95], Hitachi [Ouchi03], Nippon Electric Company (NEC) [Fujihara01] et Sumitomo [Kotani03,Yamabi03,Yanagisawa04] publient aussi des résultats, plus ou moins régulièrement. Les publications académiques sont rares : tout au plus peut on citer le Tokyo Institute of Technology (TIT) pour le record de finesse d'émetteur, avec W_E = 0,1µm par sous-gravure [Morita02]. Notons que la MBE (Hitachi et Sumitomo) est ici moins employée que la MOCVD/MOVPE (Fujitsu, NEC et NTT).

En Corée, l'activité croît : le Korea Advanced Institute of Science and Technology (KAIST) propose une voie d'auto-alignement d'émetteur originale [MKim03], tandis que la POhang university of Science and TECHnology (POSTECH) obtient $F_{MAX} > 450$GHz par sous-gravure du collecteur [Yu04].

A Singapour, la Nanyang Technological University (NTU) étudie le transport, la passivation [Wang00,Wang01,Wang02,Wang03,Ng04,Wang04] et des TBH InP métamorphiques sur GaAs (cf. IV.A.1).

En Israël, l'équipe de D. Ritter (« ex-AT&T ») du Technion Israël Institute of Technology à Haifa approfondit l'étude du transport électronique [Ritter91,Ritter92][Betser95,Betser99,Sheinman03,Zohar04].

En Europe, l'équipe de H. Jäckel du Swiss Federal Institute of Technology de l'ETHZ (Eidgenößische Technische Hochschule Zürich) réalise des dTBH InP dédiés à la puissance pour l'optoélectronique (*i.e.* F_{MAX} = 170GHz et $BV_{CE0} > 10$V) [Schnyder00,Jäckel02] – comme celle de B. Willén à la KTH de Suède (Kungliga Tekniska Högskolan) [Willén95a,Westergren96,Willén97], avec qui elle étudie le transport électronique (cf. I.C.3). En Allemagne, l'Université de Duisburg étudie la passivation et la base des TBH InP : InGa(Al)As, graduelle compensée ou $GaAs_{0.6}Sb_{0.4}$ [SOKim00,Jin03,Neumann03,Jin04].

En France, Alcatel/Opto+ réalise pour l'optoélectronique des dTBH InP/InGaAs qui dépassent 200GHz sur F_T et F_{MAX} en process industriel (*i.e.* rendements $> 99\%$) [Blayac00,Blayac02,Kahn03,Kahn04]. Ils sont le résultat d'études initiées en 1993 au Centre National d'Etudes en Télécommunications de Bagneux [Caffin96,Mba99,Blayac01] puis poursuivies aux laboratoires Alcatel/Opto+ de Marcoussis, suite à la fermeture en 2000 du CNET par France Telecom. L'étude des sTBH InP/InGaAs à collecteur « up » Schottky décrits en I.C.1 – initiée en 1993 au L2M-CNRS de Bagneux – a eu lieu en parallèle. Les travaux de J.-L. Pelouard, R. Teissier, N. Matine, S. Demichel et D. Sicault ont permis d'atteindre en 2001 F_T/F_{MAX} = 250/275GHz ($\beta \sim 130$ constant) [Matine96b,Demichel01,Sicault01] – soit presque l'état de l'art alors établi à F_T/F_{MAX} = 295/295GHz par UCSB (β = ?) [Betser01]. Ces TBH étant épitaxiés à l'IEMN par F. Mollot, un TBH InP métamorphique sur GaAs a été réalisé juste avant le déménagement à Marcoussis du Laboratoire de Photonique et des Nanostructures (LPN-CNRS, ex-L2M) et le passage aux systèmes GaAs/GaAsSbN et InP/GaAsSb. Bien que le buffer graduel InAlAs ne soit pas optimisé (*i.e.* début de nos travaux – cf. IV.C), ces m-sTBH ont atteint F_T/F_{MAX} = 180/105GHz mais avec : β croissant de 20 à 40, hausse de R_B et du coefficient n_B (de 1,3 à plus de 2,0) et $n_C \sim 1,25$.

En 2000, le démarrage de l'activité TBH InP à l'IEMN s'est appuyé sur cette expérience et des conseils du LPN – pour des TBH plus classiques : « E-up » « Triple Mésa » à fort dopage de base.

Chapitre II – Eléments sur la croissance métamorphique pour l'Epitaxie par Jets Moléculaires de buffers GaAs → InP

*Nous avons évoqué au premier chapitre l'intérêt de la croissance métamorphique pour profiter de la liberté offerte par les alliages III-V en ingénierie des bandes. Epitaxier un buffer métamorphique permet de réaliser un substrat virtuel pour suppléer à un substrat « naturel » inexistant en paramètre de maille (*i.e. *m-HEMT à canal en $In_{0.42}Ga_{0.58}As$ [Bollaert00,Whelan00]), perfectible en isolation électrique (*i.e. *substrats InAs ou GaSb) ou pour des critères économiques. Nous sommes dans ce dernier cas : les deux tiers de nos travaux ont porté sur l'épitaxie et la caractérisation de buffers GaAs → InP graduels ou uniformes. Le but est d'exploiter le potentiel des TBH InP/$In_{0.53}Ga_{0.47}As$ non sur InP mais sur GaAs – substrat disponible en grande taille, moins coûteux, moins fragile et préféré en industrie.*

Ce chapitre rassemble de nombreux éléments théoriques sur les buffers métamorphiques, sujet étudié depuis plus d'une quinzaine d'années selon une approche très souvent « dislocations ». Nous l'avons suivie pour introduire des notions nécessaires et justifiées a posteriori *au chapitre IV, où nous abordons ce sujet et l'interprétation de nos résultats d'un point de vue « croissance ».*

En première partie nous définissons le métamorphisme et nous distinguons deux processus de relaxation de la contrainte – par réseau de dislocations <110> ou par évolution de la surface – puis quatre types de buffers : les couches simples, les buffers en paliers et les buffers graduels correspondent au premier processus, les buffers uniformes au second.

*Nous considérons tout d'abord la relaxation par réseau de dislocations <110>. La deuxième partie aborde les propriétés des dislocations dans les alliages III-V et le développement de leur réseau. Le rôle de l'introduction de la contrainte et de la température de croissance T_C sont illustrés (approche « dislocations »), ainsi que celui du matériau, paramètre assez rarement considéré dans la littérature. Les troisième et quatrième parties traitent des mécanismes de nucléation des dislocations. Le « cas d'école » des couches simples permet dans un premier temps d'introduire les notions d'épaisseur critique, de nucléation, de durcissement. Nous abordons dans la partie suivante les buffers en paliers et surtout les buffers graduels – ceux que nous avons retenus pour ce processus de relaxation. Pour cette raison nous évoquons les mécanismes de nucléation alors envisageables, selon une approche « dislocations » mais aussi « croissance » (*i.e. *rugosité de la surface, décomposition d'alliage...). Nous concluons sur la relaxation par réseau de dislocations <110> via le cross-hatch, morphologie de surface typique de ce processus et qui illustre à nouveau la double réflexion qu'il convient d'adopter.*

Pour la relaxation par évolution de la surface, le traitement général dans la littérature est plus équilibré entre les points de vue « croissance » et « dislocations ». Nous adoptons de nouveau cette seconde approche pour présenter : les différentes étapes de la relaxation dans les buffers uniformes, l'épaisseur critique de transition 2D-3D, la nucléation, le type, l'arrangement et les interactions des dislocations – ici aussi présentes – et le mécanisme de réduction de leur densité.

II.A – Présentation des différents types de buffers métamorphiques

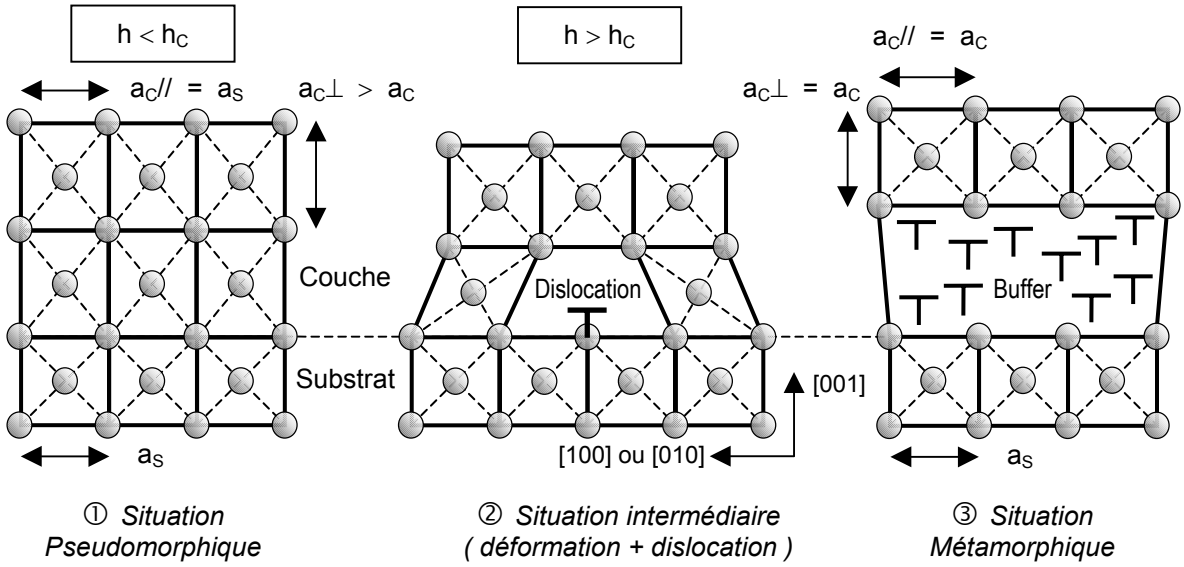
II.A.1 – Epaisseur critique de relaxation plastique et métamorphisme

Considérons l'épitaxie d'une couche $In_{0.10}Al_{0.90}As$ sur substrat GaAs (001). La couche est désadaptée sur le substrat, d'où une contrainte de désaccord de paramètres de maille. Ce désaccord noté $\Delta a/a$ est défini par : $\Delta a/a = (a_{COUCHE} - a_{SUBSTRAT}) / a_{SUBSTRAT} = (a_C - a_S) / a_S$. Il vaut ici ~ 0,84%.

Pour une faible épaisseur h et un désaccord $\Delta a/a < 2\%$ à l'interface couche-substrat, le substrat – beaucoup plus épais – impose son paramètre de maille. Le paramètre de maille de la couche dans le plan d'interface est donc accommodé à celui du substrat par *déformation élastique* du matériau épitaxié. L'énergie de contrainte correspondante, emmagasinée dans l'hétérostructure et fonction du $\Delta a/a$, augmente proportionnellement à l'épaisseur h. Cette énergie de contrainte élastique vaut par unité de surface : $E_\varepsilon = h\, \varepsilon_0^2 [E / (1-\nu)]$ avec : E module de Young, ν coefficient de Poisson du matériau et ε_0 déformation de la maille : $\varepsilon_0 = (a_{SUBSTRAT} - a_{COUCHE}) / a_{COUCHE} = (a_S - a_C) / a_C$.

Ceci correspond à une croissance *pseudomorphique* : la déformation ε_0 est purement élastique avec une maille tétragonale selon l'axe de croissance [001]. Cette situation est illustrée en ① figures II.1 ci-dessous, où $a_C// = a_S$ dans le plan de croissance et $a_C\perp > a_C$ selon l'axe de croissance.

Lorsque l'épaisseur augmente, la déformation ε_0 croît et l'énergie emmagasinée E_ε continue d'être relaxée élastiquement, jusqu'à une valeur limite de ε_0 correspondant à l'épaisseur critique (h_C). S'ajoute alors une *relaxation plastique* de l'énergie E_ε qui se manifeste par l'apparition de dislocations. Le désaccord $\Delta a/a$ est relaxé par la déformation ε_0 – dès lors égale à la somme d'une déformation élastique résiduelle ε et d'une déformation plastique δ liée aux dislocations telle que : $\varepsilon_0 = \varepsilon + (\rho b_R)$ avec : ρ densité de dislocations et b_R la composante de leur vecteur de Burgers relaxant la contrainte. La maille reste tétragonale, avec une valeur de $a_C//$ intermédiaire entre a_S et a_C (cas ② figures II.1).



Figures II.1 : Situations possibles pour $\Delta a/a < 2\%$ à l'interface couche (en compression) – substrat

Au-delà de l'épaisseur critique de relaxation plastique ($h > h_C$), l'ajout de matériau accroît continûment l'énergie de contrainte E_ε. Ceci génère de nouvelles dislocations jusqu'à une densité ρ suffisante pour rattraper totalement le désaccord de paramètres de maille $\Delta a/a$, *i.e.* pour annuler la déformation ε_0 et l'énergie emmagasinée E_ε. La couche est alors dans la situation métamorphique illustrée en ③ figures II.1 : bien qu'épitaxié sur un substrat de paramètre de maille différent, son matériau présente une maille redevenue cubique, à son paramètre naturel ($a_C// = a_C\perp = a_C$), sans contrainte résiduelle et exempte de dislocations, défauts liés à la relaxation et confinés dans le buffer. L'adjectif métamorphique s'applique par extension à un tel buffer ainsi qu'à la croissance elle-même.

De cette introduction découle un certain nombre de questions : quelles sont ces dislocations ? Comment apparaissent-elles ? Comment peut-on annuler la déformation ε_0 via les dislocations alors que subsiste en théorie une contrainte élastique ε résiduelle (cf. II.D.2 – notion de « step-inverse ») ?

Nous allons y répondre en détaillant la relaxation de contrainte par réseau de dislocations <110>, mais nous devons avant cela resituer les différents types de buffers métamorphiques les uns par rapport aux autres – notamment par rapport à ceux à relaxation par évolution de la surface.

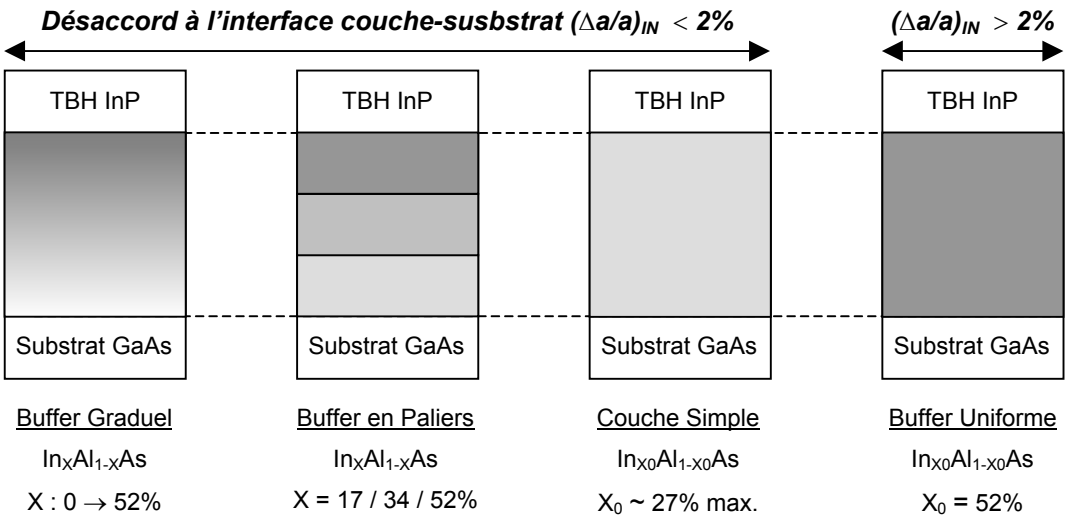
II.A.2 – Les différents types de buffers métamorphiques

Dans ce qui précède, il faut relever la condition sur la contrainte à l'interface couche-substrat : le $\Delta a/a$ est inférieur à 2% pour la relaxation par réseau de dislocations <110>, valeur justifiée en II.F.

Pour $\Delta a/a > 2\%$, la relaxation par réseau de dislocations <110> n'est pas le mécanisme le plus favorable énergétiquement : il est prouvé que la relaxation a alors lieu en surface, par une croissance évoluant d'un mode bidimensionnel à tridimensionnel avec formation d'îlots [Li95a,Gendry97,Jourba99]. Ces îlots vont ensuite coalescer par effet d'épaisseur, le buffer recouvrant une surface propre à l'épitaxie de structures actives (cf. figures II.4 ci-après). Des dislocations sont également présentes dans ces buffers, mais leur réseau n'est pas organisé selon les directions <110>.

Nous distinguons quatre principaux types de buffers métamorphiques, schématisés figures II.2 ci-après dans le cas GaAs → InP qui nous intéresse, et toujours pour le matériau $In_XAl_{1-X}As$:

- Les *couches simples* ($\Delta a/a < 2\%$) : C'est l'exemple précédent, avec introduction de la contrainte à l'unique interface couche-substrat et relaxation par réseau de dislocations <110>. Le seuil des 2% correspond à InAlAs à ~27% d'In, ce qui exclue cette approche pour GaAs → InP ($In_{0.52}Al_{0.48}As$).
- Les *buffers en paliers* : Plusieurs couches simples à taux d'indium croissant constituent via $In_{0.52}Al_{0.48}As$ un buffer GaAs → InP, en répartissant la contrainte à des interfaces où $\Delta a/a < 2\%$.
- Les *buffers graduels* : C'est le cas précédent avec en théorie une infinité de paliers. En pratique, la composition d'alliage du buffer est modifiée de façon continue – par variation du taux d'indium de l'$In_XAl_{1-X}As$ entre ~1 et 52% dans le cas présent : on parle ici de rampe graduelle (en indium).
- Les *buffers uniformes* ($\Delta a/a > 2\%$) : Ce nom vise à distinguer ces couches simples particulières où la relaxation a lieu par évolution 2D → 3D → 2D en surface, du fait du désaccord supérieur à 2% à l'interface couche-substrat. De tels buffers GaAs → InP sont possibles, via InP ou $In_{0.52}Al_{0.48}As$.



Figures II.2 : Les types de buffers métamorphiques GaAs → InP (la différence sémantique entre couche simple et buffer uniforme vise à souligner celle des processus de relaxation avec le $(\Delta a/a)_{IN}$)

Pour l'épitaxie de TBH métamorphiques sur buffers GaAs → InP, nous avons étudié :

- des *buffers graduels* $In_XAl_{1-X}As$ ou $In_X(Ga_YAl_{1-Y})_{1-X}As$ à relaxation par réseau de dislocations <110>,
- des *buffers uniformes* en InP ou $In_{0.52}Al_{0.48}As$ à relaxation par évolution 2D → 3D → 2D en surface.

Nous présentons figures II.3 et II.4 ci-après des clichés tirés de la littérature de buffers représentatifs de ces deux approches. Ces coupes sont réalisées en Microscopie Electronique en Transmission (xTEM), méthode expérimentale dont nous ne disposons pas pour imager et étudier nos échantillons.

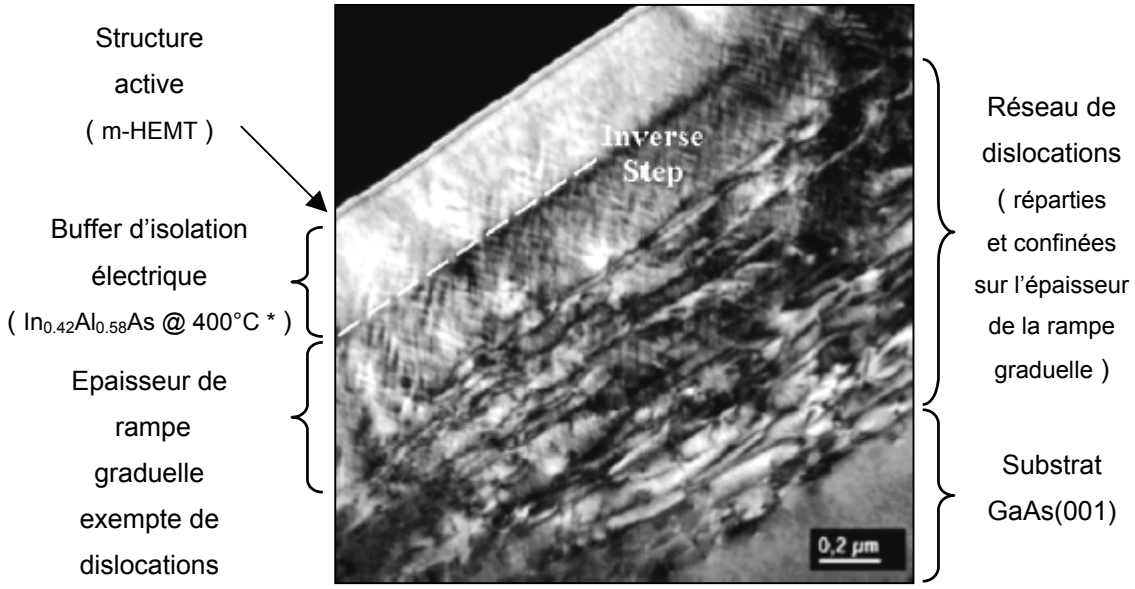
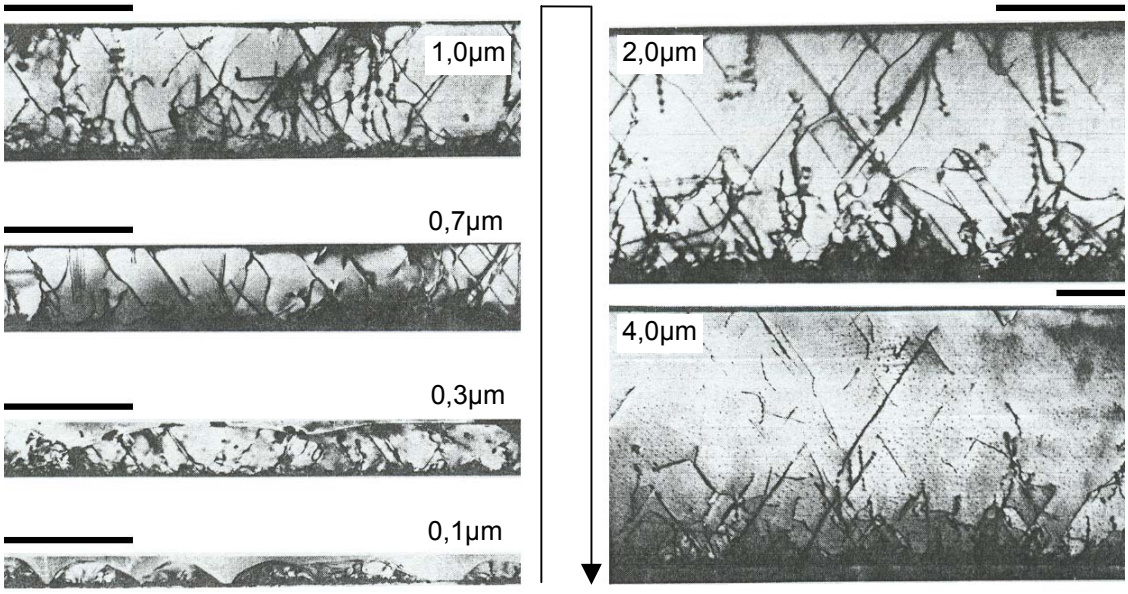


Figure II.3 : Cliché xTEM d'un buffer métamorphique graduel sous un m-HEMT à canal $In_{0.43}Ga_{0.57}As$ Buffer graduel $In_XAl_{1-X}As$ épitaxié en SSMBE (As_4) (cf. III.A) sur GaAs (001) à T_C ~ 400°C [Cordier03]

** Les chevrons observés dans l'$In_XAl_{1-X}As$ exempt de dislocations sont associés à une décomposition d'alliage tant que T_C < 450°C (fin de rampe et moitié du plateau d'isolation électrique) [Chauveau03a].*



Figures II.4 : Cliché xTEM de buffers métamorphiques uniformes GaAs → InP (jauge : 1µm)
Buffers uniformes InP épitaxiés en LP-MOCVD (cf. III.A) sur GaAs (001) à T_C ~ 600°C [Olego92]
Ces épaisseurs illustrent les étapes de la relaxation par la surface : croissance puis coalescence d'îlots avec génération de dislocations, retour à une surface 2D, baisse de la densité de dislocations.

II.A.3 – Quelques remarques générales sur les croissances métamorphiques...

La croissance de couches désadaptées sur un substrat a fait l'objet de très nombreuses publications – théoriques ou expérimentales – pour prévoir, comprendre et maîtriser (retarder) la relaxation plastique et le comportement des dislocations : études sur l'épaisseur critique, réalisations de HEMT pseudomorphiques, de multi-puits quantiques (Multiple Quantum Well), de composants métamorphiques... De la lecture de centaines de ces articles, il ressort qu'il faut prendre garde :

- A l'utilisation des conclusions pour un *même processus de relaxation mais des types de buffers différents*. Ainsi, une couche simple $In_{0.15}Ga_{0.85}As$ sur GaAs épitaxiée en MBE à ~500°C ($h > h_C$) et un buffer graduel GaAs → InP en $In_XAl_{1-X}As$ d'épaisseur type ~1µm épitaxié en MBE à ~400°C vont relaxer la contrainte par réseau de dislocations <110>. Les différences sont cependant significatives sur d'une part l'introduction de contrainte et la répartition du réseau de dislocations en épaisseur – avec des effets sur l'efficacité de la relaxation – et d'autre part l'importance des conditions de croissance sur le comportement des dislocations, la morphologie de surface, etc...
- A l'utilisation des conclusions pour un *même type de buffer mais des matériaux différents ou une contrainte de signe opposé*. Ainsi, les études sur buffers graduels Si_XGe_{1-X} sur Si n'intègrent logiquement pas l'existence de deux types de dislocations mixtes à 60°, une spécificité des III-V. De même, il faut distinguer à type de buffer donné les matériaux en tension ou compression sur le substrat (par exemple : $In_XGa_{1-X}As$/InP, $In_XGa_{1-X}P$/GaAs...), même à composition et contrainte en valeur absolue identiques (cas d'$In_{0.26}Ga_{0.74}As$ sur InP ou GaAs, d'$In_{0.24}Ga_{0.76}P$ sur GaAs ou GaP). Les spécificités de ces situations seront signalées (épaisseur critique, morphologie de surface...).

II.B – Dislocations et réseau de dislocations dans les structures III-V cfc

Sur les clichés xTEM figures II.3 et II.4, il faut distinguer deux types de dislocations :

- *Le buffer graduel contient des dislocations de désadaptation notées MD (pour Misfit Dislocations) situées dans des plans parallèles au front de croissance et qui relaxent la contrainte.*
- *Le buffer uniforme présente, après coalescence des îlots, des dislocations émergentes notées TD (pour Threading Dislocations) répliquées depuis l'interface couche-substrat jusqu'en surface : elles ne relaxent pas la contrainte mais traversent et dégradent les couches actives.*

A partir de thèses en Sciences des Matériaux *[Herbeaux90,Ulhaq-Bouillet93,Trudel97,Putero99,Chauveau01] et de la littérature, nous étudions la « base » – les dislocations et leur réseau dans les III-V à structure zinc-blende (cfc) – et une partie de leur « résultat final » : l'équilibre de la relaxation et l'effet de tilt. Les mécanismes intermédiaires de nucléation et d'interactions des MD sont traités conceptuellement (mais détaillés en II.C et II.D) et permettent de montrer les effets des paramètres expérimentaux.*

II.B.1 – Dislocations parfaites coin, vis et mixte à 60° α et β en structure III-V cfc

Une dislocation est définie par son vecteur de Burgers, sa ligne et ses plans de glissement. Pour les dislocations parfaites, les vecteurs de Burgers **b** correspondent à la plus petite translation du réseau – soit à des vecteurs du type a/2 <110> – tandis que leurs plans de glissement sont les plans les plus denses du réseau, les plans {111} : les systèmes de glissement sont notés a/2 <110> {111}. Pour les lignes de dislocation **L**, les forces de frottement du réseau élevées dans les semiconducteurs les obligent à s'aligner selon les vallées de Peierls, *i.e.* selon les directions <110> [Marée87,Bougrioua96].

Avec **L** = <110>, **b** = a/2 <110> et des plans de glissement {111}, les dislocations glissiles ne peuvent être qu'à caractère vis ou à 60°, les dislocations coin ou dislocations de Lomer étant sessiles.

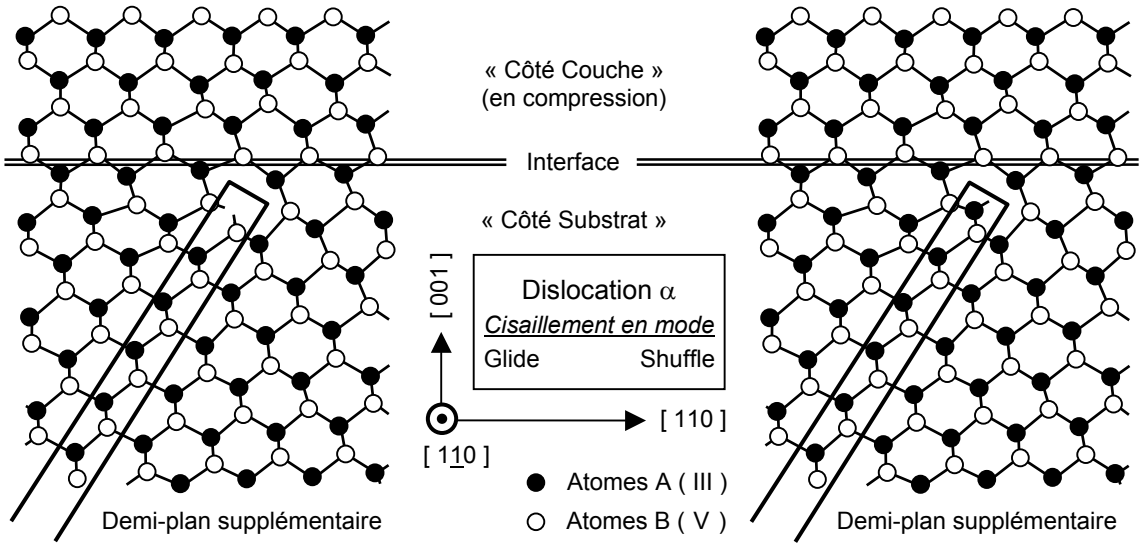
En pratique, ces dislocations coin et immobiles seraient, avec un vecteur de Burgers à 90° de la ligne de dislocation, les plus efficaces en relaxation si leur longueur n'était pas limitée. A l'opposé, les dislocations vis (**b** et **L** colinéaires) sont inefficaces. Finalement, ce sont les dislocations mixtes à 60° (angle entre **b** et **L**) qui relaxent la contrainte – via leur mobilité et la composante efficace de **b**.

Considérons à présent la structure cfc III-V figures I.15 : constituée de deux types d'atomes, elle est non centrosymétrique à liaisons III-V covalentes, partiellement ioniques[1]. Ceci implique que deux faces {111} opposées ont des propriétés physicochimiques différentes [Fox90a], et que deux types d'équidistance entre plans {111} voisins cohabitent, comme en structure diamant. Il existe donc *deux modes de glissement* selon que le cisaillement a lieu par rupture de liaisons entre plans éloignés (mode « shuffle » : 1/4 <111>) ou rapprochés (mode « glide » : 1/12 <111>) [Herbeaux90,Godet02]. Energétiquement, la dissociation des dislocations parfaites favoriserait le mode « glide » [Putero99].

Dans les « III-V cfc », on distingue de plus *deux familles de dislocations mixtes à 60°* notées α et β selon la nature des atomes bordant le demi-plan atomique supplémentaire (*i.e.* ligne **L**).

[1] L'ionicité est d'autant plus grande que l'élément III est lourd et l'élément V léger, avec ici un maximum pour InP.

Pour les dislocations α les atomes de bord sont des éléments V en mode glide – III en mode shuffle. Pour les dislocations β les atomes de bord sont des éléments III en mode glide – V en mode shuffle. Cette convention est résumée par : α = A(III)(s) = B(V)(g) et : β = B(V)(s) = A(III)(g). Ce qu'illustrent les schémas 2D des figures II.5 ci-dessous pour les dislocations α en compression.



Figures II.5 : Dislocation α – Mode glide et shuffle – Couche en compression (d'après [Matragrano96b])

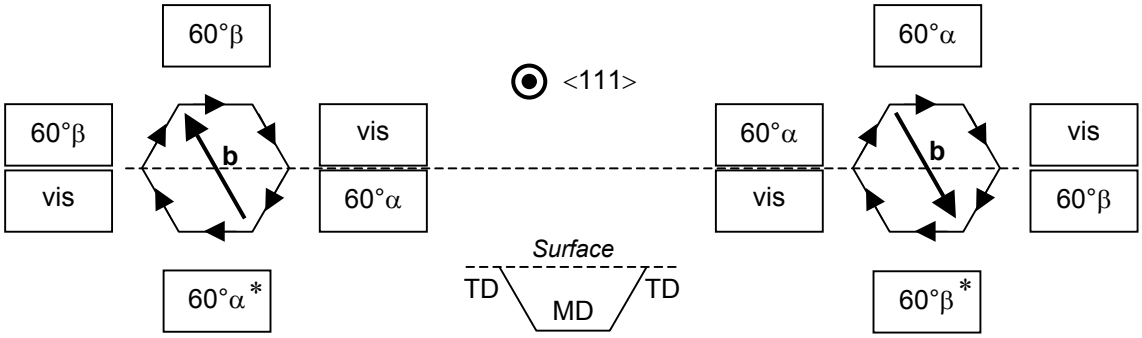
Pour relaxer une contrainte compressive, le demi-plan atomique supplémentaire est « côté substrat ». En compression, une dislocation α est alignée selon la direction [1̲10] et une dislocation β selon [110]. Pour relaxer une contrainte extensive, le demi-plan atomique serait à l'inverse « côté couche ». Entre tension et compression, la ligne de dislocation **L** « tourne » de 90° (*i.e.* α selon [110] et β selon [1̲10]). Pour l'étude en compression/tension et des schémas 3D, voir : [Yonenaga87,Fox90a,Bougrioua96].

Au final, il existe dans les III-V cfc deux modes de glissement et deux familles de dislocations mixtes à 60° α et β à structure de cœur différente [Abrahams72]. En pratique, il convient de considérer et de préciser le *mode de glissement* retenu (le mode glide est privilégié sauf indication contraire [Yuan02]) et le *signe de la contrainte*. Le cadre pointillé correspond à notre situation (cf. annexe A).

Tension : **L** // [110]	α = A (III) (Shuffle) =	B (V) (Glide) = α	Compression : **L** // [1̲10]
Tension : **L** // [1̲10]	β = B (V) (Shuffle) =	A (III) (Glide) = β	Compression : **L** // [110]

II.B.2 – Dislocations réelles : boucles et dissociation de dislocations

Dans le matériau, une dislocation se présente soit sous forme de boucle fermée, soit avec ses extrémités ancrées sur des défauts : défaut d'alliage, surface, bord de substrat. Dans le premier cas, on observe simultanément sur une boucle de dislocation fermée dans un plan de glissement {111} les deux familles de dislocations mixtes à 60° α et β et des segments vis (cf. figures II.6 ci-dessous). Dans le cas d'un ancrage sur la surface, on observe une demi-boucle de dislocations TD/MD/TD formées de segments vis/60°α/60°α et vis/60°β/60°β, ceux efficaces en relaxation étant des MD à 60°.



*Figures II.6 : Boucles de dislocations parfaites hexagonales (plan de glissement {111} – exemple de vecteur de Burgers **b** – cf. tableau II.a) et ancrage en surface d'une demi-boucle TD/MD/TD (centre). Le segment MD (*) confiné en vallées de Peierls <110> est efficace pour la relaxation de la contrainte compressive dans le plan de croissance (001) (d'après [Herbeaux90,Putero99])*

Une dislocation est rarement parfaite, mais dissociée pour réduire son énergie variant en |**b**|². Dans un plan {111} une dislocation glissile possède un vecteur qui est déjà la plus petite translation du réseau. Il se dissocie donc en deux partielles de Schockley selon a/2[1 1 0] → a/6[2 1 1] + a/6[1 2 1] :

- Pour une *dislocation parfaite mixte à 60°*, l'une est une dislocation partielle à 30° et l'autre à 90°, les partielles possédant le caractère α ou β de la dislocation parfaite [Yonenaga89,Chen93].
- Pour une *dislocation parfaite vis*, les deux partielles sont des dislocations à 30° – l'une α, l'autre β.

Les partielles sont parallèles et dans le plan de glissement {111} de la dislocation non dissociée. Notons alors que pour le glissement des dislocations à 60° (*) [Marée87,Fitzgerald88a,Goldman98] :

- En *compression*, la dislocation partielle à 30° est meneuse, celle à 90° suiveuse.
- En *tension*, la dislocation partielle à 90° est meneuse, celle à 30° suiveuse.

Ceci est important car la force agissant sur le segment à 90° est double de celle sur le segment à 30° dans un plan {111} donné, que la contrainte de désadaptation bi-axiale soit compressive ou extensive.

De là on déduit, fait vérifié expérimentalement, que [Marée87,Wegscheider93,Cléton96,Brochard00] :

- En *compression*, le segment suiveur à 90° subit une force double de celle sur le meneur à 30°, renforcée par l'attraction due au ruban de faute d'empilement : les deux segments sont proches.
- En *tension*, le segment meneur à 90° subit une force double de celle sur le suiveur à 30°, d'où développement du ruban de faute d'empilement jusqu'à équilibre via sa propre attraction [Kvam93].

Dans notre cas en compression, nous pouvons donc considérer les dislocations comme quasi-idéales puisque la dissociation est « propre » : le ruban de faute d'empilement est peu étendu (*i.e.* largeur typique ~ 5nm [Chen93,Ulhaq-Bouillet93,Trudel97]). Ceci favorise la réduction d'énergie et la mobilité de la dislocation [Marée87], mais sans empêcher les mécanismes incluant des changements de direction de la ligne de dislocation **L** (cas du glissement dévié [Putero99] ou de multiplication de MD – cf. II.C.3). Notons enfin que la dissociation promeut le mode « glide », en tension et en compression [Marée87].

II.B.3 – Réseau « théorique » de dislocations : principe de développement

Nous avons défini les types de dislocations – coin, vis et mixtes à 60° – dans les III-V cfc. Considérons à présent le réseau de dislocations – implicitement selon <110> – relaxant la contrainte, sa position dans l'épaisseur du buffer, la nature de ses dislocations et son développement théorique.

Où se situe le réseau de dislocations ?

L'expérience montre que plus une couche est enterrée, meilleure est sa relaxation plastique : son processus de relaxation est prolongé par les nouvelles couches en surface, qui peuvent demeurer sous contrainte. Le réseau de dislocations est en conséquence dans les couches profondes du buffer. Nous savons qu'il est parallèle au plan de croissance pour relaxer le désaccord $\Delta a/a$ couche-substrat, et qu'il est constitué de dislocations MD (*i.e.* TD non concernées). Au final, le réseau de dislocations est dans les plans d'introduction de la contrainte de désadaptation de paramètre de maille [Kidd96] :

- Pour une *couche simple*, les dislocations MD se concentrent à l'unique interface couche-substrat.
- Pour un *buffer en paliers*, ce n'est pas un mais plusieurs sous-réseaux qu'il faut considérer sur chacune des interfaces où la contrainte totale a été répartie, en respectant la limite des 2% à chaque saut de composition et en intégrant l'éventuelle contrainte résiduelle du palier précédent.
- Pour un *buffer graduel*, le réseau devient tridimensionnel avec des dislocations réparties sur toute l'épaisseur puisqu'une rampe sur le paramètre de maille introduit progressivement la contrainte.

Ces situations ont été imagées en xTEM[2] pour des couches simples, des buffers en paliers [Kavanagh88,Dixon90,Beam91,Tamura92,SChang93,Uchida93,Mooney95] tout comme pour des buffers graduels. Pour ces derniers on observe la situation classique illustrée figure II.3 ci avant, avec confinement des dislocations dans la rampe graduelle quand sa mise au point est effective. Des modèles théoriques de relaxation ont été développés et progressivement adaptés, des couches simples jusqu'aux buffers graduels [Dunstan91b,Dunstan91c,Krishnamoorthy91,Krishnamoorthy92a,Tersoff93,Dunstan94] (cf. II.C et II.D).

Quelle est la nature des dislocations formant le réseau ?

Les MD peuvent être des dislocations coin à 90° ou mixtes à 60°. Le vecteur de Burgers **b** des dislocations coin est orthogonal à la ligne de dislocation **L**, d'où une efficacité de relaxation *a priori* double de celle des dislocations à 60° pour lesquelles seule une composante de **b** relaxe la contrainte [Chang89,Dixon90,Tamura92]. Nous avons vu que les MD coin sont sessiles car leur plan de glissement est un plan (001) et non {111} [Fox90a]. Leur énergie de nucléation est par ailleurs supérieure [Marée87]. Au final, l'élongation de leur ligne de dislocation **L**, leur densité et leur efficacité réelle sont moindres.

---

[2] Deux types de clichés sont utilisés : le Cross-Section TEM (xTEM) sur l'épaisseur du buffer et le Plan-View TEM (pvTEM) à une interface, visible sur tout ou partie de la lame après amincissement du substrat [Kavanagh88]. Les MD/TD sont identifiées via des règles d'extinction [Fitzgerald88x,Herbeaux89,Chang89,Tamura92], leur densité évaluée avec une résolution de ~$10^4/10^5$ (pvTEM) à ~$10^6/10^8$ (xTEM) cm^{-2} [Chang92,Fitzgerald92,Molina94,Kidd96,Romanato99]. Rappelons que ces densités correspondent à des cm/cm^3, *i.e.* cm de ligne de dislocations par cm^3 de matériau.

Ceci se vérifie expérimentalement en TEM dans des <u>*couches simples*</u> en $In_{X0}Ga_{1-X0}As$ sur GaAs au-delà de l'épaisseur critique : les MD à l'interface couche-substrat sont toutes des dislocations mixtes à 60° [Dixon90,Tamura92] (couches $In_{X0}Ga_{1-X0}As$ (~3µm) pour x_0 = 10-25% : $\Delta a/a$ = 0,7-1,75%). Ces résultats sont nuancés par Chang *et al.* qui observent certes une majorité de MD à 60° à faible contrainte, mais aussi que le taux relatif de MD à 90° peut devenir significatif à contrainte plus élevée (tout en restant sous 2%) : le rapport entre MD à 90° et à 60° est fonction du $\Delta a/a$ pour une épaisseur donnée, résultat qui illustre en fait la phase de durcissement présentée ci-après en II.C [Chang89]. Dans les <u>*buffers graduels*</u>, le taux de MD à 90° est de 20 à 40% [Molina94,Sacedon95,Valtueña97].

Nous considérons par la suite que les MD sont des dislocations mixtes à 60°.

Comment se développe « théoriquement » le réseau de dislocations ?

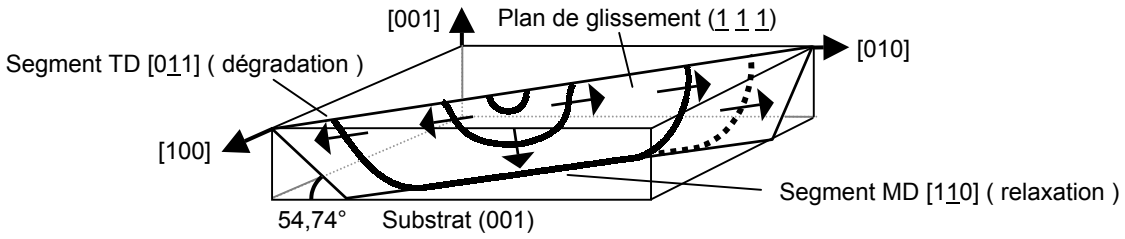
Ou en d'autres termes comment se développent les dislocations qui le composent, ce qui revient à étudier leur <u>*nucléation*</u> puis leur <u>*élongation*</u>, ainsi que le « <u>*moteur*</u> » de ce développement.

Sur ce dernier point, il s'agit quasi-exclusivement de la contrainte introduite par le désaccord de paramètre de maille entre la couche et le substrat, la contrainte de dilatation thermique liée au refroidissement après croissance étant négligeable [Herbeaux90,Putero99]. Pour $In_{0.20}Ga_{0.80}As$ sur GaAs par exemple, les contraintes de désadaptation et de dilatation thermique entre T_C ~ 550°C et l'ambiante sont respectivement de ~1600MPa et ~18,5MPa [Ulhaq-Bouillet93]. Pour $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ sur GaAs, la contrainte de désadaptation représente ~3500MPa (d'après [Herbeaux90]).

La <u>*nucléation*</u> des dislocations est traitée dans cette partie II.B de manière conceptuelle : nous ne considérons « en entrée » que les paramètres l'influençant, et « en sortie » la localisation des MD nucléées et certaines des interactions qui en résultent (*i.e.* blocage TD/MD). Les modèles d'épaisseur critique de relaxation plastique et les mécanismes de nucléation sont abordés en II.C et II.D, pour les cas extrêmes de relaxation par réseau de dislocations <110> : couches simples et buffers graduels.

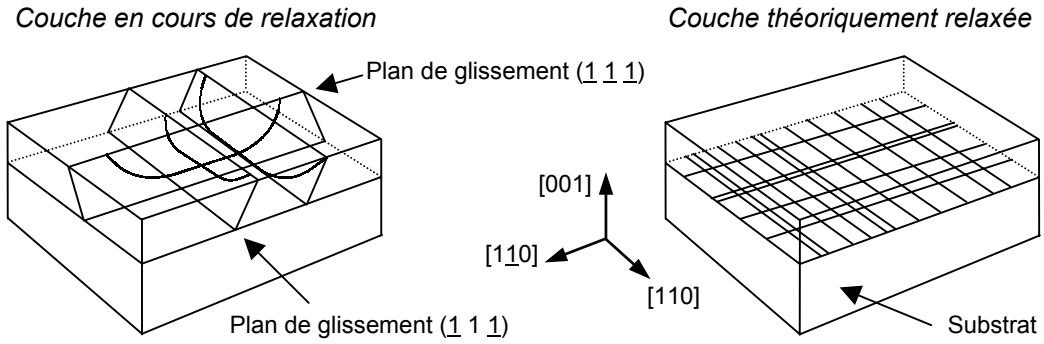
Choisissons toutefois l'un de ces mécanismes pour présenter l'<u>*élongation*</u> des dislocations. Nous optons pour celui de la nucléation hétérogène en surface de demi-boucles de dislocations.

Considérons la demi-boucle située dans le plan ($\underline{1}\ \underline{1}\ \underline{1}$) schématisée figure II.7 ci-dessous. Ses deux extrémités sont ancrées sur un défaut (*i.e.* la surface), tandis que ses segments sont alignés selon les vallées de Peierls. Quand la demi-boucle s'est développée jusqu'à l'interface couche-substrat d'introduction de la contrainte suivant le processus décrit ci-après, elle « devient » une « demi-boucle hexagonale TD/MD/TD » constituée de segments vis/60/60 (cf. II.B.2) : la MD est une dislocation mixte à 60° de même type α ou β que l'une des TD, l'autre TD étant une dislocation vis [Chang89].



<u>Figure II.7</u> : Nucléation hétérogène en surface d'une demi-boucle de dislocations (d'après [Speck96])

Le développement de la demi-boucle a lieu par glissement de ses segments dans le plan ($\underline{1}\ \underline{1}\ \underline{1}$), sous l'effet de la contrainte. Pour la « future MD », le mouvement a lieu selon deux directions : d'une part le bord du demi-plan atomique supplémentaire « descend » jusqu'au substrat sur lequel la contrainte a été introduite, d'autre part sa ligne de dislocation **L** s'allonge sur les différents plans (001) traversés. Cette élongation de la MD provient du glissement simultané des deux TD, et continue par-delà l'arrêt de sa « descente » sur le plan d'introduction de la contrainte. La longueur de sa ligne de dislocation augmentant, la MD relaxe dans le plan (001) de croissance, tandis que le glissement des TD et de « leur » demi-plan atomique supplémentaire restaure la cohérence de la couche jusqu'en surface. Lorsque l'on applique ce processus aux deux familles de dislocations mixtes à 60°, nous obtenons un réseau de dislocations alignées selon les directions <110> comme illustré figures II.8 ci-dessous.



Figures II.8 : Développement du réseau de dislocations via celui des MD à 60° alignées selon <110> suite au développement de demi-boucles sur les plans de glissement {111} (d'après [Chu89])

En résumé, le glissement de demi-boucles sur les plans {111} développe un réseau de MD dans le plan où la contrainte a été introduite. Ces MD sont des dislocations mixtes à 60° aptes à relaxer la contrainte grâce à l'une des composantes de leur vecteur de Burgers **b** et à l'élongation de leur ligne de dislocation **L**. Cette élongation est assurée jusqu'en bord de substrat par le glissement des TD, TD qui y sont évacuées et ne dégradent donc pas les couches actives. En principe.

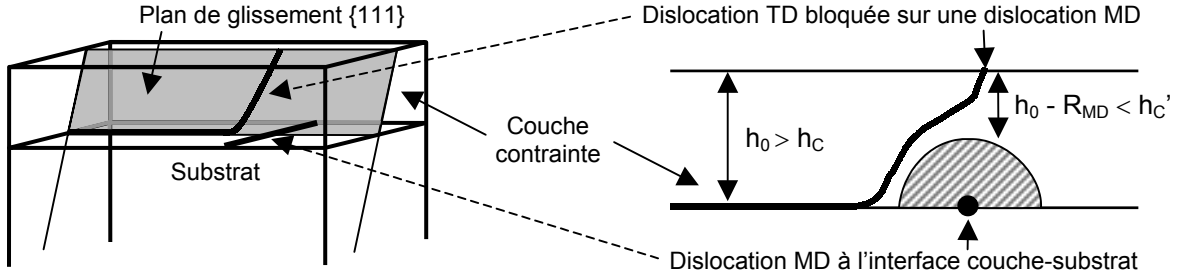
II.B.4 – Réseau « réel » de dislocations : interaction TD/MD et mode de relaxation

A la vue des figures II.8 ci-dessus, nous concevons que l'existence de dislocations s'alignant sur les directions orthogonales [110] et [1$\underline{1}$0], glissant sur des plans {111} sécants et se développant sur un plan d'introduction de contrainte commun mène à des interactions entre dislocations.

*Trois types d'interactions entre dislocations MD et TD sont possibles. Elles surviennent pour des plans de glissement {111} sécants mais aussi parallèles, lorsque les densités de dislocations sur une même plan (001) augmentent et les rapprochent jusqu'aux ordres de grandeur des rayons d'interaction des lignes de dislocations **L** (~dizaines de nm). Nous pouvons ainsi distinguer [Putero99] :*

- *les interactions MD/MD, étudiées en II.C avec les mécanismes de nucléation et de durcissement,*
- *les interactions TD/TD, étudiées en II.F à propos de l'effet d'épaisseur sur les buffers uniformes,*
- *les interactions TD/MD, que nous définissons ci-dessous et dont nous étudions les conséquences.*

Les ***interactions TD/MD*** se produisent lors de l'élongation des MD au niveau des plans d'introduction de contrainte. Considérons une demi-boucle[3] TDs/MDβ/TDβ dans le cas d'une couche simple, demi-boucle dont la MDβ a déjà atteint l'unique interface couche-substrat. Cette MDβ se développe par glissement des TDβ et TDs (TD vis ou screw), glissement qui peut être interrompu si une MDα est présente sur la trajectoire de l'une ou l'autre des TD (figures II.9 ci-dessous).



Figures II.9 : Interaction TD/MD de blocage d'une TD par une MD à ligne de dislocation orthogonale. La zone grisée autour de la MD bloquante représente une zone relaxée de la couche (rayon R_{MD}), h_0 désigne l'épaisseur de la couche, h_C et h_C' deux épaisseurs critiques (d'après [Freund90])

De tels blocages TD/MD s'observent en microscopie optique après attaque en surface [MacPherson97], en cathodoluminescence [Russel00] et en microscopie TEM [Ulhaq-Bouillet93,Matragrano96a,Freund90], sur des couches en III-V cfc (références précitées) ou dans le système SiGe/Si [Hull88,Putero99].

Théoriquement, après une première proposition par Hull *et al.* [Hull89], c'est le critère de Freund qui est généralement accepté pour modéliser l'interaction TD/MD, critère vérifié expérimentalement [Russel00]. La proposition de Freund est schématisée figures II.9 [Freund90]. A l'interface couche-substrat, la contrainte est relaxée localement autour de la MD bloquante sur un zone de rayon R_{MD}. Ceci laisse à la TD un « passage » de hauteur : (h_0 - R_{MD}) avec : h_0 épaisseur de la couche contrainte excédant l'épaisseur critique h_C. L'auteur détermine la déformation effective dans ce passage et l'épaisseur critique h_C' correspondante. Il stipule que le blocage a lieu si la hauteur (h_0 - R_{MD}) est inférieure à cette épaisseur critique h_C' spécifique. En pratique, on peut donc espérer débloquer des TD dans une telle situation par ajout de matériau et de contrainte, à la condition qu'il n'existe pas de mécanisme compétitif plus favorable à la relaxation que cette reprise d'élongation de MD par glissement de TD.

Dans le cas de la demi-boucle TDs/MDβ/TDβ précédente, les effets d'un blocage TDβ/MDα sont :

- L'immobilisation dans le buffer de TD qui se répliquent dans les couches actives et les dégradent.
- Une longueur de ligne de dislocation de la MDβ limitée dans un ou deux sens d'élongation avec le risque, si une majorité de MDβ est ainsi bloquée, d'une relaxation déséquilibrée entre les directions <110> puisque l'élongation des MDα a lieu simultanément sans être perturbée.

En pratique le rôle des interactions TD/MD est fonction du mode d'introduction de la contrainte, ce que nous allons à présent illustrer sur couche simple et sur buffer graduel.

[3] Nous nous plaçons dans le cas d'un buffer III-V cfc (MD α et β) uniquement pour faciliter la distinction entre les directions <110> orthogonales : les caractères α et β n'ont ici aucune implication sur le raisonnement – général.

Pour les ***couches simples***, la contrainte est introduite à l'unique interface couche-substrat et elle correspond d'emblée au désaccord $\Delta a/a$ final. Les dislocations MD sont nucléées sans difficulté et s'y accumulent en favorisant les interactions TD/MD : on parle d'une *relaxation limitée en glissement* (*i.e.* en élongation des MD) plus que par une nucléation insuffisante [LeGoues93,Mooney93].

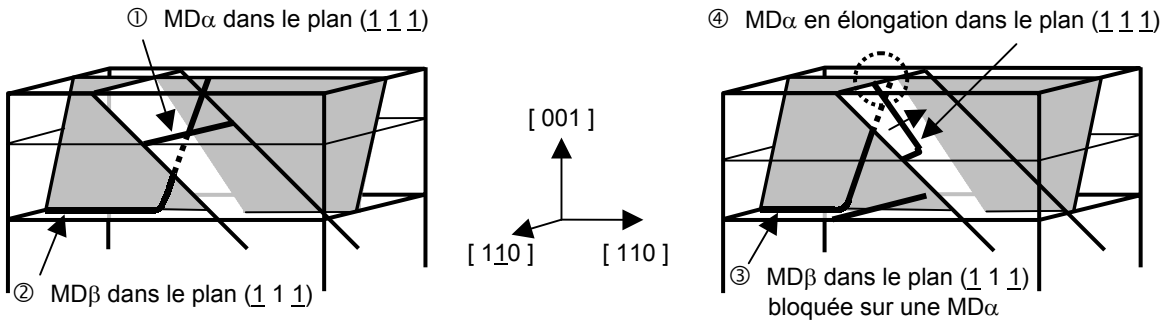
Les déblocages sont *a priori* nombreux selon le critère de Freund puisque la distance entre la surface et l'interface relaxée augmente avec l'épaisseur. La situation n'est en fait pas aussi simple : l'efficacité des déblocages dépend certes de l'épaisseur, mais aussi de la densité de MD à l'interface. A faible épaisseur les déblocages sont peu probables, mais les MD peu nombreuses et peu bloquées. Quand l'épaisseur augmente les déblocages deviennent possibles, mais ils entrent en compétition avec l'introduction de nouvelles MD : il y a dans les deux cas relaxation de contrainte. La contrainte étant relaxée, elle diminue progressivement et avec elle la probabilité de déblocage. Ceci survient au moment où la densité de MD à l'interface devient importante, avec un fort taux d'interactions TD/MD directes ou secondaires (*i.e.* après déblocage). La contrainte résiduelle se stabilise donc à une valeur minimale mais non nulle, quand la densité de MD à l'interface empêche toute élongation de MD du fait des interactions TD/MD ou MD/MD : ce durcissement clôt la relaxation dans les couches simples.

Accroître fortement l'épaisseur d'une couche simple n'améliore donc pas la relaxation (cf.II.C). Cela permet en revanche de réduire la densité de TD par des réactions TD/TD (fusion ou annihilation) présentées en II.F. Notons que nous parlons d'interface couche-substrat au sens d'une dizaine de plans atomiques plus qu'à une interface *stricto senso* entre deux plans, comme imagé en xTEM (voir par exemple [Kavanagh88]) et à l'image du champ de contrainte autour d'une MD (figures II.9).

Pour les ***buffers graduels***, la contrainte est introduite progressivement, monocouche après monocouche. Elle s'accumule jusqu'à générer des MD qui la relaxent dans des plans d'introduction de contrainte, implicitement « suffisante ». La contrainte fluctue donc en demeurant relativement faible : on parle d'une *relaxation limitée en nucléation*. Ce qui explique la localisation de dislocations en faible densité sur de nombreux plans superposés (cf. figures II.3, 10 et 14) [Fitzgerald92,LeGoues93,Mooney93].

Un second type de blocage TD/MD est ici possible (cf. figures II.10 ci-après, partie gauche). Le réseau de MD d'un buffer graduel se développant sur plusieurs plans superposés, il y a risque – si des MD sont *rapidement* nucléées sur des plans supérieurs (①) – de blocage TD/MD avec les TD de demi-boucles TD/MD/TD orthogonales en élongation (lente) à des plans inférieurs (②). Ce blocage loin du coude de la demi-boucle est plus efficace qu'à un plan commun [MacPherson97,Romanato99].

Le terme *rapidement* introduit la notion de « cinétique de relaxation », fonction des propriétés des MD (*i.e.* de leur « réponse » en nucléation puis en élongation à la contrainte appliquée) et de la vitesse d'introduction de la contrainte (*i.e.* du gradient de contrainte de la rampe graduelle). Ainsi, si les MD alignées selon une direction <110> sont nucléées et se développent plus lentement que les MD orthogonales, elles sont bloquées sur un plan commun en y laissant une contrainte résiduelle. Celle-ci est relaxée avec la contrainte nouvellement introduite sur un plan supérieur par nucléation de MD… sauf si ces nouvelles MD sont bloquées par de nouvelles MD orthogonales plus « véloces ». Ceci dépend du gradient. Notons qu'il n'y a jamais déblocage, que le blocage TD/MD survienne sur un même plan (*i.e.* de nouvelles MD sont nucléées avant) ou soit du second type (*i.e.* gradient élevé).



Figures II.10 : Dans un buffer graduel, blocage TD/MD d'une MDβ (②) en élongation (lente) sur une MDα (①) nucléés sur un plan supérieur (gauche) et réaction TD/TD entre une TD (③) bloquée sur un plan inférieur et une TD (④) liée à une MDα en cours d'élongation sur un plan supérieur (droite)

Par principe, la relaxation sur buffer graduel peut être supérieure à celle sur couches simples, avec une densité de TD dans les couches actives simultanément réduite. En optimisant le gradient de contrainte, il apparaît notamment possible d'alterner des plans où les dislocations sont alignées en majorité selon une direction puis selon celle orthogonale, d'où minimisation des blocages TD/MD.

Cette réduction de la densité de TD « à la source » s'accompagne d'une probabilité accrue des réactions TD/TD, permettant la stabilisation et surtout la diminution du nombre de TD (cf. II.F). Ces réactions TD/TD peuvent ici survenir à la fois par un effet d'épaisseur comme sur couche simple et buffer uniforme, mais également par l'élongation de MD sur des plans supérieurs. Cet aspect positif d'introduction de contrainte et de MD sur des plans superposés est illustré figures II.10 à droite : une TD bloquée (③) sur un plan inférieur et répliquée pendant la croissance peut interagir avec un bras émergent (④) d'une demi-boucle TD/MD/TD en cours de développement sur un plan supérieur.

Précisons que pour présenter ces effets de la relaxation nous nous sommes placés à l'étape stable de la relaxation par réseau de dislocations, étape qui implique nucléation et élongation de MD. Elle survient après une étape transitoire qui n'implique que l'élongation de TD préexistantes via un mécanisme sans nucléation présenté en II.C.2 (*i.e.* réplication et courbure des TD du substrat).

En résumé, nous avons défini les blocages TD/MD, puis considéré leur rôle dans les types opposés de buffers à relaxation par réseau de dislocations – couches simples et buffers graduels. Ceux-ci correspondent à des situations qui évoluent – « tridimensionnelle » sur buffer graduel – où la relaxation est respectivement limitée en glissement et nucléation de MD. Ceci est valable en système à MD orthogonales : SiGe et III-V cfc. Considérons à présent la spécificité des III-V : les MD α et β.

II.B.5 – Réseau de dislocations des III-V cfc : MDα/β et équilibre de la relaxation

Nous avons épitaxié des rampes graduelles en InAlAs et en InGaAlAs, matériaux III-V cfc où existent des dislocations α et β à structures de cœur différentes – différences que l'on retrouve sur leurs propriétés en nucléation et en élongation. De ce que nous venons de voir, ces différences entre MD α et β vont – directement et via les blocages TD/MD – influencer la « cinétique de relaxation ».

Pour évaluer la relaxation, il faut considérer sur couche simple comme sur buffer graduel :

- *Le niveau de relaxation final : si la relaxation est incomplète, des dislocations MD sont nucléées dans les couches actives et les dégradent. Nous venons de voir que ce niveau dépend des blocages TD/MD et est en principe supérieur sur buffer graduel – point développé en II.C et D.*
- *L'équilibre de relaxation final : si la relaxation est déséquilibrée, les couches actives présentent des propriétés anisotropes selon <110> (cf. IV.A.2), tandis que des dislocations y sont nucléées si une direction est restée contrainte (facteur limitant). Ce déséquilibre selon <110> ne concerne que les III-V cfc car il résulte de l'existence des MD α et β – point que nous abordons ci-dessous.*
- *La densité de TD : Les TD dégradent les couches actives. Leur densité dépend du processus de relaxation et est en principe inférieure sur buffer graduel : blocages TD/MD réduits, réactions TD/TD facilitées par effet d'épaisseur et surtout par élongation de MD sur des plans superposés.*

Nous présentons ici des résultats de la littérature sur l'équilibre de la relaxation dans les buffers InAlAs et InGaAs – cas limites du matériau InGaAlAs que nous avons étudié – ainsi qu'en InGaP, alliage retenu par nos collaborateurs de Singapour et qui illustre aussi le rôle du matériau du buffer graduel. Nous précisons les différences entre MD α et β en nucléation et élongation. Ceci permet de proposer un cadre général sur l'équilibre de la relaxation en fonction des paramètres introduction de contrainte, température de croissance T_C et nature du matériau – cadre illustrant l'apport de nos travaux.

L'équilibre de la relaxation dans la littérature : une apparente dispersion

Avant d'aborder l'équilibre de la relaxation selon les directions <110>, apportons une remarque sur le repérage de l'***orientation cristallographique*** – donnée alors indispensable à laquelle doit être associée celle du *mode de glissement* (glide ou shuffle), le *signe de la contrainte* étant implicite.

Nous avons choisi le mode glide, généralement retenu : en compression les MDα sont à cœur V, alignées selon [1$\underline{1}$0] et relaxent selon [110] [Fox90a,Matragrano96b,Olsen96,MacPherson97][Natali00b].

Signalons que lors des études pionnières sur couches simples InGaAs/GaAs – fréquemment citées – les auteurs observent en TEM à l'interface couche-substrat un « *développement préférentiel de MDα* » qu'ils associent tout d'abord à la direction [110] [Fitzgerald88b,Kavanagh88,Fitzgerald89]. Cette direction privilégiée devient par la suite la direction [1$\underline{1}$0] [Kavanagh92,Romanato99]. Cette évolution non expliquée découle peut être simplement d'un problème de convention sur les axes cristallographiques.

En pratique on peut distinguer les plans {111} III-V par attaque chimique [Fox90a,Matragrano96a], se référer aux méplats du substrat* ou repérer les motifs* associés au déplacement préférentiel des adatomes III – selon [1$\underline{1}$0] sur III-As en stabilisation As (* : notre démarche – cf. annexes A et B).

Ceci étant précisé, considérons les résultats rapportés dans la littérature sur l'équilibre de la relaxation dans des situations proches de la notre, *i.e.* buffer GaAs → InP, notamment en In(Ga)AlAs. Nous considérons le cas d'école des couches simples et celui des buffers graduels, en nous limitant aux systèmes en compression InGaAs/GaAs ou InGaAs/InP, InAlAs/GaAs et InGaP/GaAs.

Pour les ***couches simples*** (*i.e.* relaxation limitée en glissement), la majorité des informations concernent le système InGaAs/GaAs étudié depuis de la fin des années 1980 [Kavanagh88,Fitzgerald89].

Kavanagh *et al.* ($In_{0.07}GaAs/GaAs$ – T_C ~ 535°C en MBE[4]) notent en Diffraction des Rayons X un état de relaxation final déséquilibré entre directions <110> de ~30%, la contrainte résiduelle associée aux MDα étant inférieure à celle due aux MDβ. Ces auteurs observent aussi en pvTEM une évolution de la distribution des MD à l'interface couche-substrat : seules les MDα sont visibles à 90 et 160nm, asymétrie entre directions <110> qui s'atténue ensuite à 300 puis 580 et 1000nm [Kavanagh88].

Le rééquilibrage progressif et incomplet des densités de MD α et β est fréquemment observé en pvTEM ou cathodoluminescence à l'interface couche-substrat, à d'autres compositions (entre 200 et 500nm pour $In_{0.65}GaAs/InP$ à T_C ~ 525°C en MBE [Gendry95b] – cf. figures II.20) ou températures (écart < 10% à 78nm pour $In_{0.21}GaAs/GaAs$ à T_C ~ 400-520°C en MBE [Alvarez98]). MacPherson *et al.* estiment qu'il survient à h ~ $10h_C$ (40nm sur $In_{0.12}GaAs/GaAs$ à T_C ~ 500°C en CBE [MacPherson97]).

Nous n'avons pas trouvé de résultats sur des couches simples InAlAs/GaAs en compression. Pour le système InGaP/GaAs, l'étude de Matragrano *et al.* sur des couches à $6/12/24h_C$ d'$In_{0.55}GaP$ sur GaAs révèle un état de relaxation final déséquilibré (~30%) entre les directions <110> à h ~ $24h_C$ (T_C ~ 610°C en MOVPE, valeur faible pour minimiser la mise en ordre de l'InGaP) [Matragrano96b].

Pour les ***buffers graduels*** (*i.e.* relaxation limitée en nucléation), les études réalisées sur le système InGaAs/GaAs sont aussi les plus nombreuses. Molina *et al.* notent un état de relaxation final déséquilibré entre les directions <110> sur une rampe linéaire GaAs → $In_{0.23}GaAs$ épitaxiée en MBE à T_C ~ 500°C [Molina94]. Cette température est standard en MBE pour l'InGaAs à taux d'In médian (~25%) ou en accord de maille sur InP (53%) : elle est employée sur couches simples mais également sur buffers graduels, malgré la composition initiale proche de GaAs (où T_C ~ 580°C typiquement).

Une basse T_C en MBE est vite apparue bénéfique en termes de rugosité [Harmand89a,Valtueña97]. Romanato *et al.* ajoutent qu'il en est de même en relaxation à T_C ~ 400°C – équilibrée selon <110>, indépendamment de la vitesse d'introduction de la contrainte (*i.e.* rampes linéaires ou surlinéaires). Mais contrairement à Molina *et al.*, ils rapportent aussi un quasi-équilibre à T_C ~ 500°C sur rampe linéaire GaAs → $In_{0.33}GaAs$ malgré des MDβ apparemment moins efficaces que les MDα. Cette différence d'efficacité s'observe « classiquement » en xTEM : sur des clichés similaires à celui figure II.3, la distance entre la surface et le réseau de MD est plus faible pour les β – signe que la relaxation de contrainte par MDβ s'est un peu prolongée par-delà celle des MDα [Molina94,Romanato99,Chauveau03a].

L'explication semble venir de la vitesse d'introduction de contrainte : Romanato *et al.* utilisent un gradient de ~14% d'indium par micron, au lieu de ~22% pour Molina *et al.* [Molina94]. La différence apparaît significative : Romanato *et al.* signalent un déséquilibre de la relaxation à ~500°C en passant de la rampe linéaire à celles surlinéaires, où la contrainte est justement plus rapidement introduite.

Notons que l'équilibre est aussi atteint sur InGaAs/GaAs à gradient supérieur (~50%In/µm) mais à plus basse température de croissance, par Häusler *et al.* à T_C ~ 320/420°C en MBE [Häusler95] et par Goldman *et al.* à T_C ~ 350°C en MBE (sur un buffer GaAs → $In_{0.53}GaAs$ en paliers) [Goldman98].

[4] Les méthodes de croissance – SSMBE/GSMBE, MOMBE/CBE, MOCVD/MOVPE – sont présentées en III.A.

Dans le système InAlAs/GaAs, il est également possible d'obtenir une relaxation équilibrée. En MBE à T_C ~ 500°C, Olsen *et al.* mentionnent ce résultat sur des buffers $In_{0.05}AlAs \rightarrow In_{0.26}AlAs$ (2,5µm) à très lente introduction de contrainte, puisque le gradient ne vaut que ~8,4%In/µm [Olsen96]. En MBE à T_C ~ 400°C, d'autres auteurs obtiennent aussi une relaxation équilibrée pour des buffers d'environ 1µm – épaisseur plus compatible avec un coût de revient « raisonnable » en épitaxie. C'est le cas de Cordier *et al*. sur une rampe linéaire GaAs → $In_{0.33}AlAs$ à ~27%In/µm. Ces auteurs signalent que l'anisotropie entre directions <110> augmente avec le gradient – dès ~35%In/µm [Cordier00] – et montrent que l'utilisation d'un décrochement de composition en fin de rampe pour accroître le *niveau* de la relaxation semble également favoriser l'*équilibre* de la relaxation (cf. II.D) [Chauveau01].

Pour le système InGaP/GaAs, les références sur buffers graduels sont rares [Chin94]. Elles concernent principalement l'étude de nos collaborateurs de la Nanyang Technological University de Singapour. Leurs buffers $In_{0.49}GaP \rightarrow InP$ présentent une relaxation équilibrée pour un gradient de ~35%In/µm – élevé au regard de T_C d'environ 480°C en MBE [Zheng00,Yuan01,Radhakrishnan02,Yuan02].

Au final, de l'apparente dispersion des résultats sur l'équilibre de la relaxation dans les buffers III-V cfc ressortent trois paramètres expérimentaux : l'introduction de la contrainte – *i.e.* couche simple ou buffer graduel (gradient dans ce dernier cas) – la température de croissance et le matériau.

Nous avons vu les possibles effets de la contrainte via les blocages TD/MD. La température T_C et le matériau sont en revanche deux « nouveaux » paramètres, qui peuvent aussi influencer la « cinétique de relaxation » via les propriétés de nucléation et d'élongation des dislocations α et β.

Sur ce point, il est souvent avancé dans la littérature que : « *les MDα sont plus facilement générées et ont une vitesse plus élevée que les MDβ* » – les références se rapportant aux travaux pionniers de Fitzgerald *et al.* [Fitzgerald88b,Fitzgerald89] ou de Kavanagh *et al.* [Kavanagh88] (et bien que ces derniers constatent un état final mais n'avancent rien sur les propriétés des dislocations...).

Si cette assertion suffit à expliquer le déséquilibre en relaxation sur couches simples III-V cfc, ce n'est plus le cas dès que l'on considère le possible équilibre des buffers graduels. Il nous a donc semblé nécessaire de hiérarchiser les différences entre MD α et β en nucléation et en élongation.

La différence de vitesse d'élongation entre MD α et β : une certitude expérimentale

Précisons tout d'abord les termes employés de vitesse, vitesse d'élongation et mobilité des dislocations en nous appuyant sur une demi-boucle TDs/MDβ/TDβ (cf. figure II.7 pour l'équivalent α) :

- La <u>*vitesse*</u> d'une dislocation caractérise son déplacement dans le plan de glissement (111), *i.e.* la descente de la future MDβ jusqu'à l'interface ou le glissement des TD vers les bords du substrat.
- La <u>*vitesse d'élongation*</u> d'une dislocation ne concerne que la MDβ lorsqu'elle a atteint l'interface à relaxer, MDβ allongée par le glissement des TDs et TDβ – en excluant ici tout blocage TD/MDα.
- La <u>*mobilité*</u> d'une dislocation ne concerne que la MDβ et correspond à sa vitesse d'élongation en considérant les blocages TD/MDα – soit en fait à l'efficacité en relaxation de la MD.

La *mobilité* nous renvoie, comme l'équilibre de la relaxation, au rapport entre nucléation et élongation : les mobilités des MD α et β sont statistiquement équivalentes si les taux de nucléation, la répartition des sources [Goodhew99] et les vitesses d'élongation des MD α et β sont comparables. Ce n'est plus le cas si, par exemple, les MDα sont plus facilement nucléées et plus mobiles que les β.

La *vitesse d'élongation* des MD est fixée par la *vitesse* des TD, facilement mesurable en surface où par définition les TD émergent. Si l'on s'intéresse uniquement à la différence d'élongation entre MDα et β, mesurer la vitesse de la TDs (vis ou screw) s'avère inutile puisqu'elle est commune aux demi-boucles TDs/MDα/TDα et TDs/MDβ/TDβ : seules importent les vitesses des TD α et β. Pour des matériaux non dopés, les vitesses des dislocations vis et β sont de plus comparables : nous obtenons donc directement un ordre de grandeur de la vitesse d'élongation des MD [Matragrano96a].

Nous rapportons ci-dessous des résultats expérimentaux obtenus par Yonenaga et Sumino par mesure en surface de la vitesse des TD. Ces auteurs ont caractérisé les propriétés dynamiques des dislocations vis et 60° (α et β) en fonction des paramètres : contrainte, température et dopage. Les matériaux étudiés sont GaAs, GaP, InP et InAs [Yonenaga89,Yonenaga93a,Yonenaga93b,Yonenaga98].

La démarche expérimentale est classique. Les dislocations sont générées en surface par des rayures (« scratch ») selon des axes cristallographiques particulières. Ces échantillons sont placés à température donnée sous une contrainte elle aussi orientée. Des attaques chimiques en surface révèlent enfin la nature et les positions (*i.e.* la vitesse) des TD [Yonenaga87,Yonenaga89,Fox90a,Tuppen90b].

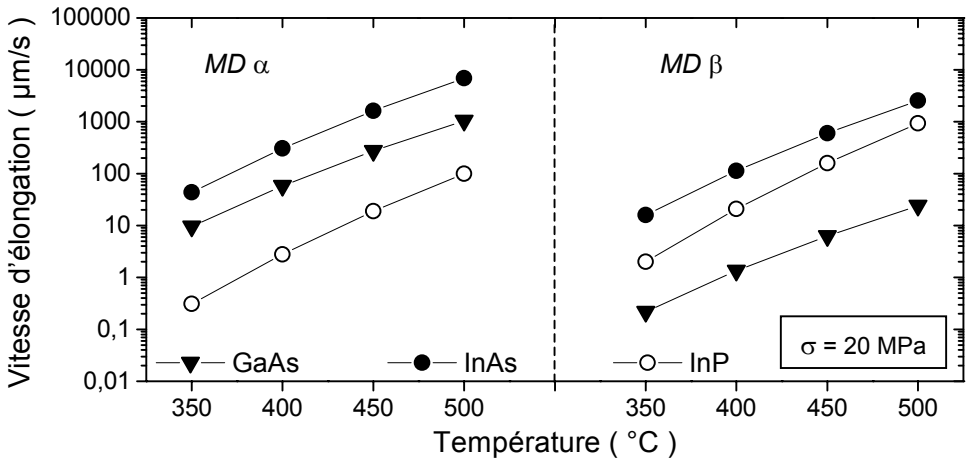
Notons qu'en dépit du mécanisme de génération des dislocations différent de ceux à l'œuvre dans les buffers – « scratch » *vs* introduction de contrainte bi-axiale – les résultats présentés ci-après sont cohérents avec l'ensemble des observations en pvTEM sur réseaux de MD *après* élongation.

Théoriquement, le mécanisme de glissement des dislocations généralement admis consiste en la nucléation puis la propagation de doubles décrochements le long de la ligne de dislocation **L**. Ceux-ci permettent le passage des dislocations d'une vallée de Peierls à la suivante en dépit des forces de frottement élevées. Ceci nécessite la rupture de liaisons covalentes. Les mobilités des MD 60° α et β augmentent donc globalement quand le gap du matériau III-V diminue, mais diffèrent à matériau donné du fait des structures de cœur à atomes respectivement V et III (mode glide). C'est ce que confirme l'expérience pour des *matériaux arséniés* [Yonenaga89,Yonenaga98] :

- Les mobilités des MD α et β mesurées dans InAs sont supérieures à celles mesurées dans GaAs.
- La mobilité des MD α est supérieure à celle des MD β d'un facteur 3 à 1000 [Herbeaux90].

Ces mêmes auteurs ont retrouvé cette différence entre MD α et β dans du GaP dopé S [Yonenaga93a], mais pas dans l'InP[1] pour lequel les MD β sont légèrement plus mobiles que les MD α [Yonenaga93b].

Les courbes des figures II.11 ci-après illustrent ces propriétés pour des matériaux non dopés. Les valeurs ont été calculées à partir des données numériques rapportées par Yonenaga et Sumito injectées dans l'expression semi-empirique de vitesse des dislocations : $v = v_0 (\sigma / \sigma_0)^m \exp [-Q/kT]$ avec : σ la contrainte appliquée, Q l'énergie d'activation du glissement, T la température de mise sous contrainte et un triplet de constantes (v_0,m, σ_0) (σ_0 est pris unitaire) [Chaudhuri62,Marée87].



Figures II.11 : Vitesse d'élongation des MD α et β dans GaAs, InAs et InP pour une contrainte de 20MPa, soit par exemple InGaAs à 0,1% d'indium sur GaAs (d'après [Herbeaux90])

Nous avons retenu une contrainte σ de 20MPa pour deux raisons. D'une part, la loi semi-empirique est globalement vérifiée sur semiconducteurs binaires et composés (références ci-dessus et [Herbeaux90]) dans les limites T ≤ 550°C et σ ≤ 20MPa [Yonenaga87]. D'autre part, cette valeur correspond à un très faible désaccord de paramètres de maille Δa/a qui l'apparente à l'introduction lente de la contrainte dans les buffers graduels, puisqu'il équivaut au Δa/a d'$In_{0.001}Ga_{0.999}As$ sur GaAs (d'après [Herbeaux90]).

La spécificité de l'InP (*i.e.* vitesse des MD β supérieure à celle α) a été très tôt signalée par des distributions de dislocations différentes dans des buffers InGaP et GaAsP identiques [Abrahams72].

La différence de nucléation entre MD α et β : une question plus ardue

Sur GaAs non dopé, Yonenaga et Sumito mesurent des contraintes critiques σ_C de nucléation très proches et quasi-stables entre 350 à 650°C : σ_C ~ 0,3 et 0,2MPa pour les α et les β [Yonenaga89].

Etudier la nucléation des MD dans nos conditions de contrainte bi-axiale est plus délicat. Ceci nécessite d'évaluer les densités de MD (TEM) ou leur effet (relaxation) après une phase d'élongation, donc en intégrant la différence de vitesse. Il faut de plus considérer l'étape transitoire de relaxation (*i.e.* élongation de MD sans nucléation à partir de TD préexistantes dans le substrat – cf. II.C.2), pour s'assurer d'être à l'étape stable impliquant nucléation et élongation de MD [Fox90a,Mooney93,Goldman98].

Nous n'avons trouvé que cinq études sur la différence de nucléation entre MD α et β – toutes basées sur la même approche : l'*épitaxie sur substrat à densité de TD fixée*. L'idée est de contrôler le passage entre les étapes transitoire et stable de la relaxation en épitaxiant deux buffers identiques, l'un sur un substrat « riche » en TD seulement sensible à la différence de vitesse entre MD α et β, l'autre sur un substrat « pauvre » en TD sensible à la vitesse et à la nucléation. Cette idée est appliquée dans deux études assez peu convaincantes : pour l'une le ratio des densités de TD entre substrats est faible (~85) [Fox90a], pour l'autre la faible épaisseur épitaxiée mène sans doute plus à un écart d'énergies de mise en élongation de TD préexistantes (E_{AE}) – non de nucléation (E_{AN}) [Lacey98].

Pour différencier nettement ces deux cas, Fitzgerald *et al.* utilisent des substrats à densité de TD fixée avec une proposition supplémentaire : l'*épitaxie sur motifs ou « patterned substrate »*. Ainsi, il devient possible : d'étudier la densité de MD en fonction de la surface des motifs, d'en extrapoler une valeur à surface nulle et d'en déduire – selon la densité de TD des substrats GaAs – un rapport d'énergie des activations de nucléation (E_{AN}). Le seuil est double pour les MDβ par rapport aux MDα. Cette étude est la plus convaincante : les substrats GaAs ont des densités de TD allant de 10^2 à $1{,}5 \times 10^5$ cm^{-2} (*i.e.* ratio > 1000) et les couches $In_{0.05}GaAs/GaAs$ épitaxiées en MBE à T_C ~ 550°C pour 5/10/11 x h_C (*i.e.* 350/700/825nm) sont dans l'étape stable de la relaxation [Fitzgerald88b,Fitzgerald89].

Deux autres études ont été menées sur ce principe, mais dans des conditions éloignées des nôtres. Kui *et al.* réalisent des recuits à hautes températures sur $In_{0.1}GaAs/GaAs$ à 600°C et surtout 750°C [Kui94], niveau pour lequel le réseau de MD <110> devient hexagonal [Chen93,Samavedam97]. Pour celle de Matragrano *et al.* [Matragrano96a], le problème vient cette fois du dopage Si à 5×10^{17} cm^{-3}, Yonenaga et Sumito ayant montré sa forte influence en nucléation et élongation de MD [Yonenaga89].

La dernière remarque sera celle de Beanland à propos des densités de MD à l'interface couche-substrat sur les motifs, beaucoup plus faibles que sur substrats classiques. Fitzgerald *et al.* considèrent que c'est le premier intérêt de ce type d'épitaxie [Fitzgerald89]. Mais Beanland souligne que ceci exclut les mécanismes de nucléation par multiplication de MD, actifs à partir d'une certaine densité de MD à l'interface (cf. II.C et II.D), *i.e.* pour des diamètres supérieurs à ~300µm [Beanland92].

Propriétés des MD α/β et équilibre de la relaxation dans les buffers III-V cfc

De ce que nous venons de voir, il n'existe pas de conclusion précise sur la nucléation mais la tendance est à une différence assez faible : elle semble se limiter à un facteur ~2 pour InGaAs à faible taux d'In, à comparer à ~40 sur la vitesse dans GaAs (~3 pour InAs) – toujours en faveur des MDα. Entre GaAs et InP, la différence entre MDα et β en vitesse est donc supérieure à celle en nucléation.

Sous cette hypothèse, les résultats relevés dans la littérature sur ***couches simples*** peuvent s'expliquer ainsi. Les MDα « prennent de l'avance » en relaxation lors de l'étape initiale par élongation de TD vu leur vitesse supérieure, tandis que les MDβ « rattrapent leur retard » lors de l'étape stable. La nucléation est alors plus importante pour les MDβ que pour les MDα : la contrainte résiduelle est moindre pour les MDα car celles-ci ont déjà relaxé une partie du désaccord $\Delta a/a$ initial selon [110]. Cette contrainte étant introduite à une unique interface couche-substrat, les MDβ ne peuvent combler totalement leur retard du fait des blocages TDβ/MDα et de la densité de MDα rapidement supérieure.

Ce raisonnement apparaît cohérent avec – par exemple – les évolutions en fonction de l'épaisseur en relaxation et densités de MD selon <110> rapportées par Kavanagh *et al.* [Kavanagh88]. De même, il mène à un état de relaxation final déséquilibré en faveur de la direction liée aux MDα, fait constaté sur les systèmes InGaAs/GaAs, InGaAs/InP ou $InGa_{0.45}P/GaAs$ à des températures standard de croissance. Les travaux sur l'équilibre de la relaxation dans les couches simples ne se sont visiblement pas prolongés à basse température T_C, les buffers graduels étant plus performants.

Pour les ***buffers graduels*** en $In_XAl_{1-X}As$ ou $In_XGa_{1-X}As$, organisons les résultats évoqués précédemment en fonction de T_C et de la vitesse d'introduction de la contrainte (*i.e.* le gradient) :

- A T_C ~ 500°C en MBE, la relaxation est équilibrée à ~8%In/µm et ~14%In/µm – pas à ~22%In/µm (rampes linéaires respectivement en InAlAs [Olsen96] et en InGaAs [Molina94][Romanato99]).
- A T_C ~ 400°C en MBE, la relaxation est équilibrée à ~14%In/µm et ~27%In/µm – moins au-delà de ~35%In/µm (diverses rampes en InGaAs [Romanato99] et rampes linéaires en InAlAs [Cordier00]).
- A T_C ~ 350°C en MBE, la relaxation peut être équilibrée à ~50%In/µm (pour des rampes linéaires à 320/420°C [Häusler95] ou sur buffer en paliers [Goldman98] en InGaAs).

Ces résultats suggèrent l'existence d'un gradient limite G_L pour obtenir une relaxation équilibrée selon <110>, dont la valeur G_L croît avec la baisse de T_C. Cette valeur semble dépendre du matériau vu le résultat sur InGaP/GaAs : à T_C ~ 480°C en MBE, la relaxation est équilibrée à ~35%In/µm [Zheng00].

Précisons que nos travaux n'ont pas porté sur l'effet du gradient : nous avons repris sur ce point les résultats d'études antérieures menées à l'IEMN et au LSPES (cf. IV.B.1), pour explorer les effets du matériau en épitaxiant des rampes en InAlAs et InGaAlAs. D'un point de vue bibliographique, nous avons donc dû nous intéresser à un large spectre de publications où le matériau est fixé, mais d'autres paramètres modifiés – et « naviguer » ainsi entre des études sur InAlAs et (surtout) InGaAs. Ceci est visible ici pour l'équilibre en relaxation et explique l'impression d'une dispersion qui se dissipe lorsque les résultats sont classés selon le gradient et T_C – paramètres des différentes études citées. Cette diversité de conditions expérimentales est en fait un atout : nous en déduisons un cadre général englobant l'ensemble de ces résultats (selon le gradient, T_C et le matériau) sur l'équilibre en relaxation et la densité de TD – cadre nous permettant de situer notre contribution via le paramètre « matériau ».

Revenons tout d'abord sur l'*effet du gradient* – à température de croissance et matériau fixés. Le gradient contrôle *a minima* la nucléation et l'élongation des MDα et β dans des plans d'introduction de contrainte bi-axiale (compressive) selon <110>. Considérons l'un de ces plans : la faible différence en nucléation mène à un taux de MDα un peu supérieur à celui des MDβ – MDα dont la vitesse est surtout plus élevée. Nous supposons que les MDα y relaxent toute « leur » contrainte, *i.e.* selon [110]. Ce n'est pas le cas des MDβ – moins nombreuses, plus lentes et donc bloquées par les MDα – qui n'y relaxent qu'une partie de « leur » contrainte, *i.e.* selon [1$\underline{1}$0]. Sur les plans ensuite épitaxiés, les MDβ ont laissé une contrainte résiduelle qui s'ajoute à celle nouvellement introduite selon <110> – à niveau égal et fixé par le gradient : la contrainte totale pour nucléer et mouvoir les MDβ est supérieure à celle pour les α. Ceci peut suffire à compenser une faible différence en nucléation entre MDα et β, mais pas une différence plus importante en vitesse. Pour cela, il faut considérer la valeur du gradient.

Si le gradient est suffisamment faible, il peut exister des plans où les MDβ sont les seules à être nucléées, à se déplacer et à relaxer la contrainte – lentement mais sans blocage par des MDα inexistantes : les MDβ « rattrapent leur retard ». Les MDα sont ensuite de nouveau nucléées, après une période d'accumulation de contrainte selon [110] : nous oscillons d'une relaxation préférentielle selon une direction <110> puis sur l'autre, d'où un état de relaxation final équilibré selon <110>.

Si le gradient est élevé, la période d'accumulation de contrainte est limitée – voire inexistante. Dans le premier cas, des MDα et des MDβ sont nucléées simultanément sur quasiment tous les plans d'introduction de contrainte, où se produisent donc nombre de blocages TD/MD des MDβ sur les α. Dans le second cas s'y ajoutent progressivement des blocages TD/MD du second type, des MDα commençant à relaxer sur des plans supérieurs alors que des MDβ sont encore en élongation « en dessous ». Dans les deux cas, les MDβ accumulent une contrainte résiduelle qui ne compense jamais la vitesse supérieure des MDα : l'état de relaxation final est déséquilibré en faveur de la direction [110] de relaxation des MDα, tandis que la densité de TD augmente.

La notion de gradient limite G_L proposée ci-dessus est cohérente avec cette interprétation, interprétation qui serait improbable si la différence de nucléation entre MDα et β était plus importante, *i.e.* par exemple pour un facteur de ~40 sur la nucléation comme sur la vitesse.

Soulignons que notre proposition est en accord avec la seule interprétation de la littérature sur le déséquilibre de la relaxation entre directions <110> dans les buffers graduels – *i.e.* celle de Romanato *et al.* sur leurs résultats expérimentaux : en supposant l'élongation et la nucléation préférentielle des MDα selon [1$\underline{1}$0], ces auteurs expliquent les cas où ils constatent une relaxation déséquilibrée (*i.e.* gradient élevé ci-dessus) – pas ceux où elle est équilibrée [Romanato99].

Notre proposition est aussi en accord avec les travaux présentés en II.D de répartition des MD sur l'épaisseur du buffer : ils traitent du niveau de la relaxation final – pas de l'équilibre de la relaxation entre les directions <110> [Dunstan91b,Tersoff93,Dunstan94,Molina94,Sacedon95,Kidd96,Valtueña97,Romanato99].

Considérons à présent l'*effet de la température de croissance* – à gradient et matériau fixés. Nous avons vu que Romanato *et al.* obtiennent une relaxation équilibrée selon les directions <110> à T_C ~ 500°C comme à T_C ~ 400°C sur des rampes graduelles identiques, *i.e.* linéaires et en InGaAs. Autre point intéressant, la contrainte résiduelle n'augmente que de 4% en diminuant la température.

L'absence surprenante d'un effet significatif de T_C sur le niveau de relaxation final se retrouve sur l'ensemble de la littérature, les rampes étant globalement identiques entre 350 et 500°C en MBE. C'est par exemple le cas de buffers InAlAs ou InGaAs épitaxiés à T_C ~ 420 ou 520°C en MBE [Chyi96]. Une baisse de relaxation des couches actives n'est par ailleurs jamais évoquée dans les études « pragmatiques » (*i.e.* mesures électriques sur m-HEMT) sur buffers graduels In(Ga)AlAs (cf. IV.A.1).

Romanato *et al.* n'interprètent pas la quasi-stabilité de la contrainte résiduelle avec T_C, mais soulignent que « *si l'asymétrie de relaxation trouve son origine dans une différence d'énergie critique entre MD [110] et [1$\underline{1}$0], alors la réduction de T_C devrait l'accroître* » – et que ce n'est pas le cas.

Pour notre part, nous avons justement fait l'hypothèse inverse : l'asymétrie vient avant tout de l'élongation des MDα et β – peu de leur nucléation. Résiste t-elle à la baisse de température ?

Lorsque T_C diminue, les vitesses des MDα et β chutent puisque l'élongation est très activée thermiquement : si l'on considère le cas du GaAs, l'élongation (*i.e.* sans blocage) à σ = 20MPa en 30s passe d'environ 72 à 3,9mm entre 500°C et 400°C pour les MDα – et de 1,5 à 0,12mm pour les MDβ.

Reprenons l'étude de Romanato *et al.* où seule T_C est modifiée : la contrainte à relaxer et le gradient, donc l'épaisseur et la durée d'épitaxie pendant laquelle l'échantillon est à T_C, sont identiques. Ainsi :

- Leur constat de quasi-stabilité de la relaxation implique des longueurs cumulées de ligne de dislocation N.**L** égales à 400°C et 500°C – raisonnement valable pour les MDα comme pour les β.
- Un nombre N supérieur de MD faiblement allongées à ~400°C produit donc le même résultat final qu'un nombre N restreint de MD beaucoup plus allongées à ~500°C en terme de longueur N.**L**.

En conséquence, nous supposons que la baisse d'efficacité en nucléation avec T_C est plus faible que la diminution de l'élongation des dislocations, à l'image des différences entre MDα et β à T_C fixée. Nous n'avons pas trouvé de donnée expérimentale pour confirmer cette dernière hypothèse. Elle est toutefois soutenue par un faisceau de présomptions. Il s'agit des références précédemment citées où la relaxation sur buffer graduel a lieu sans aménagement particulier jusqu'à T_C ~ 350°C en MBE. Il s'agit aussi de l'ensemble des résultats de Yonenaga et Sumito où la dépendance de la génération des dislocations à la température est faible : la contrainte critique σ_C reste comprise entre 0,2 et 10MPa, alors que dans les mêmes conditions les variations de vitesse sont exponentielles.

Une faible dépendance de la nucléation avec la température permet alors d'expliquer pourquoi le gradient peut être augmenté quand T_C diminue (*i.e.* gradient limite G_L plus élevé).

Pour que le niveau de relaxation final soit quasi-inchangé malgré la faible élongation des MD à basse T_C, il faut que le nombre de MD nucléées sur un plan d'introduction de contrainte donné augmente : la contrainte « passe » dans la nucléation plutôt que dans l'élongation de MD. Ceci signifie que la densité de sites de nucléation est plus élevée, indépendamment du mécanisme de nucléation.

En supposant une répartition homogène des sites de nucléation, une densité plus élevée tend à compenser la différence d'élongation entre MDα et β : la probabilité de blocage TD/MD pour les MDα sur les β augmente et se rapproche de celle des MDβ, et le gradient doit alors être plus élevé pour provoquer un déséquilibre en relaxation (toujours via la différence en vitesse, supérieure à celle en nucléation quelle que soit T_C). Notons que la stabilité des résultats sur des m-HEMT pour des substrats de 3 à 6 pouces soutient l'hypothèse sur la répartition des sites de nucléation [Fastenau04].

Considérons enfin le <u>*matériau du buffer graduel*</u> – paramètre que nous avons modifié à gradient et température T_C fixés. Dans la littérature, de telles études sont rares et plutôt récentes : les travaux sur la croissance métamorphique ont très généralement lieu à matériau constant.

Dans ces conditions, il est difficile d'établir un lien entre matériau et équilibre de la relaxation, sauf dans une comparaison entre buffers $In_XGa_{1-X}P$ et buffers $In_XAl_{1-X}As$ ou $In_XGa_{1-X}As$ sur GaAs. Rappelons que nos collaborateurs de NTU ont obtenu une relaxation symétrique selon <110> sur des buffers graduels $In_{0.49}GaP$ → InP épitaxiés à T_C ~ 480°C en MBE suivant un gradient de ~35%In/µm. De ce qui précède, la relaxation devrait être – dans ces conditions – déséquilibrée sur matériau III-As. Cette différence s'explique selon nous par le fait que l'$In_XGa_{1-X}P$ s'enrichit en InP lors de la rampe, l'InP présentant une différence de vitesse entre MDα et β inversée par rapport aux matériaux III-As.

Entre buffers graduels $In_XAl_{1-X}As$ et $In_XGa_{1-X}As$, il devrait exister une différence en début de rampe lorsque la composition est proche d'AlAs ou de GaAs – différence qui s'estompe logiquement puisque le matériau s'enrichit ensuite en InAs dans les deux cas. Chyi *et al.* relèvent effectivement une légère différence, lors de la seule comparaison directe du *niveau* de relaxation de buffers en paliers ou graduels identiques exceptés l'épitaxie dans ces deux matériaux. Ajoutons que ces auteurs supposent une nucléation plus aléatoire des dislocations pour les rampes en $In_XAl_{1-X}As$, et notent leur rugosité de surface irrégulière (cf. figures II.18) attribuée à la différence de mobilité entre les adatomes Al et In à T_C ~ 420°C en MBE – différence supérieure à celle entre Ga et In [Chyi96].

De là découle notre ***interprétation de l'effet du matériau sur buffer graduel***, interprétation que nous introduisons ici sous son aspect « dislocations » : si la croissance entraîne l'apparition d'une rugosité et/ou d'une décomposition à courte échelle de l'alliage du buffer, l'accumulation locale de contrainte qui en résulte en surface et/ou en volume (*i.e.* modulation de composition d'alliage) facilite la nucléation de nouvelles dislocations – mais perturbe leur élongation (*i.e.* plus de blocages TD/MD).

Les conséquences d'une forte hausse de nucléation par dégradation d'alliage sont *a priori* :

- *Faibles sur la relaxation* : elle peut en favoriser l'équilibre sans réduire le niveau car une même longueur cumulée de ligne de dislocation N.**L** peut résulter d'un nombre très élevé de MD très faiblement allongées, selon une évolution évoquant celle liée à une baisse de T_C – ici renforcée.
- *Défavorables sur la densité de TD dans les couches actives* : le taux élevé de blocages TD/MD obère le mécanisme de réduction de cette densité propre aux buffers graduels, *i.e.* les réactions TD/TD (fusion/annihilation) facilitées par le développement de demi-boucles TD/MD/TD à des interfaces superposées. Ceci survient justement à forte densité de TD bloquées, densité qui n'est réduite que par effet d'épaisseur – situation des couches simples et buffers uniformes (cf. II.F).

En modifiant le matériau du buffer d'InAlAs à InGaAlAs pour une introduction de contrainte identique à T_C ~ 400°C, nous avons observé des évolutions qui correspondent à une telle situation. Ces résultats expérimentaux sont présentés et expliqués au chapitre IV en abordant le versant « croissance » de notre interprétation : il s'agira de savoir si une rugosité et/ou une décomposition à courte échelle est envisageable, interprétation dont il était cohérent d'introduire ici le versant « dislocations ».

Précisons que des densités de TD rapportées par mesures TEM supportent notre proposition. Sur InAlAs à T_C ~ 400°C, Chauveau *et al.* mesurent une densité ~$3x10^7$ cm^{-2} sur des buffers graduels malgré une relaxation totale et équilibrée [Chauveau01], tandis que Wang *et al.* extrapolent ~$4x10^7$ cm^{-2} à partir de mobilités électroniques sur m-HEMT [Wang97]. Sur InGaAs à T_C ~ 400°C, Romanato *et al.* notent une densité inférieure à 10^5 cm^{-2} sur buffers graduels à relaxation équilibrée [Romanato99]. Il en est de même à gradient et T_C supérieurs pour Molina *et al.* [Molina94,Sacedon95,Kidd96]. Entre ces alliages aux propriétés perfectibles – l'InGaAs produit une faible isolation électrique ou une absorption optique malvenue sous les dispositifs [Zimmermann03] – notons une étude où l'alliage est un paramètre : celle de Lubyshev *et al.* qui, délaissant InAlAs pour In(Ga)AlAs, observent une hausse de ~10% en mobilité électronique dans des structures m-HEMT à même densité de porteurs. Cette hausse est cohérente avec ce qui précède car les TD piègent les porteurs (cf. IV.A.2) [Lubyshev01,Andre04].

En résumé, l'existence de MD α et β et d'interactions TD/MD nécessite que l'on étudie – en fin de buffers III-V cfc – la densité de TD, le niveau et (spécificité) l'équilibre de la relaxation. Sur ce sujet, la littérature sur InAlAs, InGaAs et InGaP[5] *en compression sur GaAs ou InP révèle une certaine dispersion et l'absence d'interprétation de résultat important (*i.e. *relaxation équilibrée) si l'on se limite à l'idée d'une plus grande efficacité des MDα en nucléation et en élongation par rapport aux MDβ.*

*Des arguments expérimentaux accréditent cependant une différence entre MDα et MDβ plus marquée pour l'élongation que pour la nucléation – indépendamment de T_C mais fonction du matériau. Des résultats précédents ressort par ailleurs la notion de gradient limite au-delà duquel la relaxation est déséquilibrée à matériau et T_C donnés. Nous avons proposé un cadre où s'intègre l'ensemble des résultats trouvés sur ce sujet, résultats qui illustrent l'effet des paramètres introduction de contrainte (*i.e. *gradient), T_C et matériau – dernier point sur lequel nous apportons notre contribution.*

Nous constatons en effet que – bien que la relaxation par réseau de dislocations soit étudiée depuis plus d'une quinzaine d'années[5] *– rares sont les travaux abordant le rôle du matériau, à autres paramètres directement comparables [Abrahams72,Chyi96,D'Hondt97,Cordier98,Lubyshev01,Hudait03,Hudait04].*

Sur la base d'études menées à l'IEMN et au LSPES sur le gradient de buffers graduels en $In_XAl_{1-X}As$ épitaxiés à T_C ~ 400°C, nous avons étudié l'effet d'une substitution d'InGaAlAs à InAlAs. Nos résultats (chapitre IV), ceux antérieurs [Chauveau01], ceux de Chyi et al. *et Lubyshev* et al. *nous amènent à proposer l'hypothèse d'une dégradation du matériau du buffer en surface et/ou en volume (*i.e. *rugosité et/ou modulation de composition à courte échelle) qui facilite la nucléation des MD mais accentue d'autant les blocages TD/MD.* A priori *– ceci demande confirmation – l'équilibre de relaxation serait favorisé, son niveau peu modifié mais avec une densité accrue de TD dans les couches actives. Le versant « dislocations » de cette interprétation a été logiquement présenté ici, celui « croissance » sera abordé au chapitre IV. Dans l'immédiat, considérons un autre effet des dislocations : le tilt.*

II.B.6 – Réseau de dislocations et tilt entre la couche et le substrat

La relaxation par réseau de dislocations <110> des couches simples et des buffers graduels III-V cfc présente trois caractéristiques : un possible déséquilibre <110> en relaxation, un possible tilt couche-substrat et le « cross-hatch », morphologie de surface particulière et systématique.

Seul le déséquilibre en relaxation est propre aux matériaux III-V cfc – tilt et cross-hatch sont aussi présents sur les buffers épitaxiés dans le système SiGe/Si. Le cross-hatch dépendant plus de la présence des dislocations que de leurs propriétés, nous le traitons ultérieurement en II.E. Ce n'est pas le cas du tilt abordé dès à présent. Nous traitons de son origine par la décomposition du vecteur de Burgers ***b*** *pour les systèmes de glissement a/2 <110> {111} de dislocations à 60°, puis d'observations rapportées dans la littérature et notamment sur substrat désorienté. Ceci illustre une approche purement « dislocations » du tilt, ses limites et introduit sur ce point notre contribution « croissance ».*

[5] Nous avons exclu les études sur buffers graduels InGaP/GaP contemporaines de celles ici présentées, qui confirment notamment le décalage en température vu sur InGaP/GaAs [Abrahams72,Chang93,Chin93,AKim99,AKim00].

Décomposition des vecteurs de Burgers et origine du tilt couche-substrat

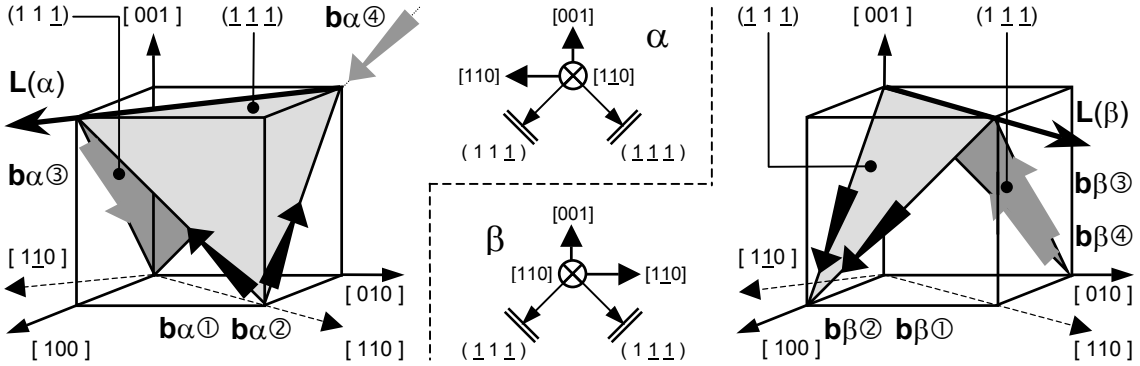
Le terme « tilt » désigne un basculement de l'axe de croissance [001] de la couche par rapport à celui du substrat : les plans de croissance (001) supérieurs ne sont plus parallèles à celui initial. Le tilt couche-substrat est lié au vecteur de Burgers **b** des dislocations à 60°, somme de :

- Une *composante de relaxation* $\mathbf{b_R}$ située dans le plan de croissance et de direction orthogonale à celle de la ligne de dislocation – donc apte à relaxer la contrainte liée au désaccord $\Delta a/a$.
- Une *composante de tilt* $\mathbf{b_T}$ orthogonale au plan de croissance qui produit une rotation de la couche par rapport au substrat – responsable du tilt dans ce modèle de Olsen et Smith [Olsen75].
- Une *composante vis* $\mathbf{b_V}$ par définition colinéaire à la ligne de dislocation et qui n'engendre qu'une torsion locale de la couche sur le substrat.

La décomposition $\mathbf{b} = \mathbf{b_R} + \mathbf{b_T} + \mathbf{b_V}$ est unique pour chaque vecteur **b**. Elle est détaillée et illustrée au tableau II.a et figures II.12 ci-dessous, pour les huit systèmes de glissement a/2 <110> {111} des dislocations mixtes à 60° α et β, en compression et en mode glide (cf. annexe B).

*Tableau II.a et figures II.12 : Systèmes de glissement pour les MD à 60° α et β sous une surface (001) pour une couche en compression et en mode glide : le trièdre (**L**,**b**,**n**) est direct (cf. annexe B)*

	Ligne de Dislocation (**L**)	Plan de Glissement (**n**)		Vecteur de Burgers **b**	Composante $\mathbf{b_R}$ (relaxation)	Composante $\mathbf{b_T}$ (tilt)	Composante $\mathbf{b_V}$ (vis)
Dislocation α ou V(g)	[1$\underline{1}$0]	($\underline{1}$ $\underline{1}$ $\underline{1}$)	α1	a/2 [0 $\underline{1}$ 1]	a/4 [$\underline{1}$ $\underline{1}$ 0]	a/2 [0 0 1]	a/4 [1 $\underline{1}$ 0]
			α2	a/2 [$\underline{1}$ 0 1]			a/4 [$\underline{1}$ 1 0]
		(1 1 $\underline{1}$)	α3	a/2 [$\underline{1}$ 0 $\underline{1}$]		a/2 [0 0 $\underline{1}$]	
			α4	a/2 [0 $\underline{1}$ 1]			a/4 [1 $\underline{1}$ 0]
Dislocation β ou III(g)	[110]	($\underline{1}$ 1 $\underline{1}$)	β1	a/2 [0 $\underline{1}$ $\underline{1}$]	a/4 [1 $\underline{1}$ 0]	a/2 [0 0 $\underline{1}$]	a/4 [$\underline{1}$ $\underline{1}$ 0]
			β2	a/2 [1 0 $\underline{1}$]			a/4 [1 1 0]
		(1 $\underline{1}$ $\underline{1}$)	β3	a/2 [1 0 1]		a/2 [0 0 1]	
			β4	a/2 [0 $\underline{1}$ 1]			a/4 [$\underline{1}$ 1 0]



Pour chacune des 2 familles de dislocations à 60° α et β, il existe 4 vecteurs de Burgers **b** envisageables et autant de systèmes de glissement a/2 <110 > {111}. Considérons une dislocation α. En compression et en mode glide, sa ligne de dislocation **L** est alignée selon la direction [1$\underline{1}$0]. Nous constatons que quel que soit le vecteur de Burgers **b**, la composante de relaxation $\mathbf{b_R}$ vaut a/4 [$\underline{1}$ $\underline{1}$ 0].

En revanche des composantes de tilt $\mathbf{b_T}$ s'opposent selon le plan de glissement retenu parmi deux possibilités. Ce dernier point est important : si les 4 systèmes a/2 [1$\underline{1}$0] {111} des MDα ont une égale efficacité, les composantes $\mathbf{b_T}$ opposées se compensent deux à deux et le tilt α est nul – ce qui n'est plus le cas si un ou des systèmes sont perturbés. Ceci est indépendant du caractère α ou β : le tilt existe pour SiGe/Si et les III-V cfc [Olsen75,Fitzgerald88x,Kavanagh92,LeGoues92b,LeGoues93,Mooney94].

Un autre point important concerne en revanche spécifiquement les buffers III-V cfc, où il faut bien distinguer les notions de tilt et de déséquilibre de la relaxation :

- Le *déséquilibre de la relaxation* entre directions <110> est un *déséquilibre entre les deux familles* de MD orthogonales α et β – indépendamment des systèmes de glissement actifs pour chacune.
- Le *tilt couche-substrat* est la somme d'une composante de tilt α sur [110] dû aux MDα (*i.e.* rotation de la couche dans la direction [110] autour de la ligne de dislocation **L** selon l'axe [1$\underline{1}$0]) et d'une composante de tilt β sur [1$\underline{1}$0] dû aux MDβ (respectivement). Le tilt global résulte donc de déséquilibres propres à chaque famille α et β, entre leurs systèmes de glissement respectifs. Notons en particulier qu'il n'y a pas compensation entre, par exemple, les systèmes α1 et β1 : les composantes $\mathbf{b_T}$ sont opposées mais pour des lignes de dislocation **L** différentes.

Il n'y a donc *a priori* aucun lien direct entre un déséquilibre en relaxation et un tilt couche-substrat. Toutes les configurations apparaissent envisageables – fonction des longueurs de ligne de dislocation **L** développées selon [1$\underline{1}$0] et selon [110], et des systèmes qui participent à ces longueurs **L** pour les MDα et pour les MDβ. Le seul lien évident est que, pour une MD donnée, l'effet des composantes de relaxation $\mathbf{b_R}$ et de tilt $\mathbf{b_T}$ est tributaire de la longueur de ligne de dislocation **L** développée. L'origine du tilt est en fait la question sous-jacente, avec deux hypothèses envisageables :

- L'une suppose la *nucléation égale* des MD des 4 systèmes de chaque famille, puis l'inactivation de certains par *réactions préférentielles* TD/MD ou MD/MD (cf. II.C). Elle semble peu probable : en considérant par exemple les réactions entre MD à lignes de dislocation **L** parallèles, il y a soit répulsion et *statu quo* sur le tilt, soit attraction et « disparition » de 2 composantes $\mathbf{b_T}$ opposées.
- L'autre suppose une différenciation par *nucléation préférentielle* de MD dans certains systèmes au sein d'une ou des deux familles : nous sommes de nouveau face à une question d'équilibre de nucléation, non plus entre MDα et β mais entre MD α(i) et α(j) d'une part, β(m) et β(n) d'autre part. Cette hypothèse est privilégiée : les cartographies d'espace réciproque en diffraction des rayons X sur l'épaisseur de buffers en paliers ou graduels (cf. III.C.1) montrent un tilt progressif, cumulatif et concomitant à l'introduction de contrainte et à la nucléation des MD, et qui n'évolue plus ensuite. Notons que si la direction et le signe du tilt restent constants en un point du substrat, ils peuvent évoluer sur le substrat [Kang95,Kidd96,Olsen96,Chauveau01,Lubyshev01,Chauveau03a][Natali00b,Chauveau01].

De là une dernière question : peut-on nucléer autant de MDβ (par exemple) en « passant » par tout ou partie des systèmes β(m) ? La réponse est visiblement oui, ne serait ce que par la comparaison des systèmes SiGe/Si et III-V cfc : il existe pour chacun des exemples où le tilt est important, mais nous n'avons trouvé aucune publication sur un déséquilibre en relaxation selon les directions <110> sur SiGe.

Dans les III-V cfc sur GaAs(001), tilt et relaxation (en niveau et en équilibre) apparaissent dissociés [Chauveau01]. Le problème principal est de relaxer la contrainte par nucléation de MD α et β sans déséquilibre. Le tilt n'est qu'une conséquence de la relaxation par MD, qui n'y contribue pas [Riesz95].

Le tilt couche-substrat dans la littérature

Le tilt est caractérisé par sa direction, son signe et son amplitude, mesurés en général en diffraction des rayons X selon les directions <110> : ceci donne accès au tilt sur la structure finale (notre démarche – cf. III.C.1 et IV.C) ou à son évolution sur l'épaisseur du buffer par cartographie de l'espace réciproque ([Kidd96,Olsen96,Goldman98,Cordier00,Chauveau01,Lubyshev01,Chauveau03b] – cf. III.C.1).

Sur *substrat (001)*, les résultats obtenus sur des buffers graduels $In_XAl_{1-X}As/GaAs$ (T_C ~ 400°C en MBE) de Chauveau *et al.* accréditent un tilt aléatoire en direction, signe et amplitude [Chauveau01]. Kidd *et al.* concluent de même sur buffers graduel GaAs → $In_{0.30}GaAs$ (T_C ~ 500°C en MBE) [Kidd96]. D'autres études en amplitude vont dans ce sens, sur buffers en paliers ou graduels GaAs → $In_{0.30}AlAs$ ou GaAs → $In_{0.30}GaAs$ (T_C ~ 420 et 520°C en MBE) [Chyi96] et InP → $In_{0.81}GaAs$ ou InP → $InAs_{0.61}P$ (T_C ~ 570 à 660°C en MOVPE) [D'Hondt97]. Trois études mentionnent toutefois un tilt orienté – toujours selon [110] (*i.e.* tilt α). Kidd *et al.* le constatent sans l'expliquer sur buffers en paliers $In_XGaAs/GaAs$ à T_C ~ 400°C en Atomic Layer MBE [Kidd96]. Olsen *et al.* attribuent le tilt α positif de buffers graduels $In_XAl_{1-X}As/GaAs$ à relaxation équilibrée (T_C ~ 470/520/550°C en MBE) aux TD du substrat [Olsen96]. Natali *et al.* interprètent l'évolution du tilt α en surface de buffers $In_XGaAs/GaAs$ (T_C ~ 500°C en MBE) par le glissement dévié des TD [Natali00b]. Au final, le tilt apparaît imprévisible sur substrat (001) [Li95b].

Sur *substrat désorienté*, l'introduction volontaire d'un tilt de substrat – l'offcut – permet de contrôler le tilt du buffer : sa direction est celle d'offcut, son signe est tel qu'il s'y oppose et le corrige.

Ce comportement du tilt est prédit via une approche « dislocations », basée sur la contrainte de cisaillement résolue (CCR) s'appliquant sur les différents systèmes de glissement a/2 <110> {111}. Sur substrat (001), elle est identique pour les huit systèmes de glissement de dislocations (MDα et β). Sur substrat avec offcut, la contrainte bi-axiale introduite dans le plan de croissance mène à une CCR différente pour chaque système : il y a nucléation et élongation préférentielles de certaines MDα et β.

Sur buffers SiGe/Si, la pertinence de l'interprétation par la CCR est prouvée par LeGoues, Mooney, Tersoff *et al.* via un modèle géométrique 1D [Nagaï74,Ayers91][LeGoues92b,LeGoues93,Mooney94].

Sur buffers III-V cfc, plusieurs équipes se sont intéressées au sujet – dont Kavanagh *et al.* [Chang92,Kavanagh92,Goldman94,Goldman95,Goldman96]. La CCR est évaluée simultanément sur les MDα et β via un modèle tensoriel [Olsen74,Fox90a]. L'approche « dislocations » est pertinente [Werner93]... sauf pour l'inédite inversion de signe du tilt β – offcut selon [1$\underline{1}$0] amplifié ! – sur buffer InGaAs/GaAs(2°off) (T_C ~ 350°C en MBE) : la rugosité de surface modifierait la CCR des systèmes de MD [Goldman98].

Nous proposons en IV.C une approche « croissance » du tilt, observé depuis des années et à notre connaissance toujours interprété selon des approches « dislocations » [Lind88,Riesz96,Natali00b].

II.B.7 – Ce qu'il faut retenir sur le réseau de dislocations ($\Delta a / a < 2\%$)

Les dislocations qui relaxent la contrainte sur III-V cfc en compression et mode glide sont :

- des MD à 60° α ou V(g) alignées sur [1$\underline{1}$0], à cœur de dislocation en éléments V et responsables de la relaxation et du tilt selon [110] (tilt $\alpha > 0$ pour une rotation vers [110] autour de l'axe [1$\underline{1}$0]),
- des MD à 60° β ou III(g) alignées sur [110], à cœur de dislocation en éléments III et responsables de la relaxation et du tilt selon [1$\underline{1}$0] (tilt $\beta > 0$ pour une rotation vers [1$\underline{1}$0] autour de l'axe [110]).

Elles sont réparties sur des plans d'introduction de contrainte, cause de leur nucléation et élongation. Il faut donc distinguer les couches simples des buffers graduels : le réseau de MD est respectivement « quasi-2D » ou « tridimensionnel », d'où relaxation limitée en glissement à l'interface couche-substrat ou limitée en nucléation par l'introduction progressive de la contrainte sur des plans superposés.

Cette distinction explique les différences en relaxation (niveau et équilibre) et densité de TD. L'étude de l'équilibre de la relaxation a illustré les effets des paramètres à considérer – introduction de contrainte (gradient), température T_C et matériau – sur les blocages TD/MD et les différences entre MDα et β en nucléation et élongation. L'approche est ici celle « dislocations » majoritairement retenue sur ce sujet déjà bien étudié, où le paramètre matériau apparaît délaissé. Notre contribution se situe à ce niveau, selon une approche « croissance » dont nous avons introduit les pré-requis « dislocations » nécessaires à son exposé au chapitre IV – à propos de la densité de TD et du tilt couche-substrat.

*Ces éléments généraux sur la relaxation par réseau de dislocations ayant été présentés, intéressons nous aux mécanismes qui y interviennent – notamment ceux de nucléation de MD jusqu'à présent traités conceptuellement (*i.e. *paramètres en entrée et résultat final) – tout d'abord à une seule interface dans le cas des couches simples (II.C) puis, surtout, sur la rampe des buffers graduels (II.D).*

II.C – Processus de relaxation dans les couches simples ($\Delta a/a < 2\%$)

Ce processus de relaxation a été, nous l'avons vu, majoritairement étudié sur couche simple InGaAs/GaAs(001) épitaxiée en MBE à T_C ~ 500°C. La relaxation se déroule en quatre étapes :

- *Croissance pseudomorphique par déformation élastique sous une première épaisseur critique h_{C1} définie comme l'épaisseur à laquelle apparaissent les premières dislocations de relaxation MD.*
- *Relaxation plastique à partir de la première épaisseur critique h_{C1} via l'élongation de MD à l'interface couche-substrat grâce à la courbure et au glissement des TD répliquées du substrat.*
- *Relaxation à partir d'une seconde épaisseur critique h_{C2} en « régime de croisière » où les MD résultent d'un mécanisme « renouvelable » – et plus du substrat, source limitée et épuisée de TD.*
- *Saturation de la relaxation par un durcissement ou « work-hardening » de la couche, résultat de l'accumulation de dislocations à l'unique interface couche-substrat pour ce type de buffer.*

Cette chronologie est établie à partir de nombreuses études sur la relaxation des couches simples : [Marée87,Fitzgerald88b,Dixon90,Fitzgerald91,Dunstan91c,Beanland92,Mazzer93,Dunstan94,Beanland95,Goodhew99].

Nous allons présenter les modèles développés pour prédire l'épaisseur critique h_C, puis les mécanismes les plus probables lors de ces quatre stades de la relaxation dans les couches simples.

II.C.1 – Les différents modèles d'épaisseur critique h_C

L'étude de l'amorce de la relaxation plastique est indissociable de celle de l'épaisseur critique, épaisseur initialement supposée unique. Les travaux théoriques ont été nombreux dans le cadre de la croissance métamorphique, mais aussi dans un objectif plus pratique qui est celle de composants. Déterminer h_C permet en effet de prévenir l'apparition néfaste de dislocations (cf. IV.A.2) dans la base graduelle en $In_XGa_{1-X}As$ de TBH sur GaAs [Ashizawa88+Fitzgerald88c] ou le canal pseudomorphique en $In_XGa_{1-X}As$ de p-HEMT sur GaAs ou sur InP [Harmand89b,Thobel90,Chin91,Drouot95,Bougrioua96,Drouot96].

Parmi les nombreux modèles d'épaisseur critique on distingue [Herbeaux90,Fitzgerald91,Trudel97] :

- Des *modèles statiques* où les dislocations préexistent à l'interface – sans la prise en compte de leur nucléation, multiplication ou glissement. Deux énergies sont définies : celle de désadaptation de la couche (Ed) et celle des dislocations à l'interface (Ei). Ces modèles se distinguent par le critère fixant h_C (comparaison Ed *vs* Ei ou minimisation de l'énergie totale Ed+Ei) et la complexité de l'expression du terme Ei selon le type de dislocations, leur organisation et leurs interactions. Ces modèles sont ceux de : Frank et Van der Merwe [Frank49] (notion d'épaisseur critique), Van der Merwe [Merwe63] (réseau 1D de dislocations), Jesser et Kühlmann-Wilsdorf [Jesser67] et Matthews [Matthews75] (réseau 2D de dislocations coin), Van der Merwe [Merwe72] et Kasper et Herzog [Kasper77] (extension à des couches simples d'épaisseur supérieure à quelques monocouches, avec formulation simple de Ei). Plus récemment, People et Bean ont étudié h_C en fonction du désaccord $\Delta a/a$ en différenciant les types de dislocations qui en résultent [People85], Van der Merwe et Jesser ont reconsidéré le cas des couches uniformes d'épaisseur quelconque avec une formulation exacte mais complexe de l'énergie Ei [Merwe88], tandis que Stiffler *et al.* ont pris en compte les interactions MD-MD et MD-TD dans le réseau de dislocations [Stiffler92].

Ces modèles sous-estiment la valeur de h_C par rapport à celles de l'expérience [Marée87,Beanland92]. Ces différences sont attribuées au fait que des barrières énergétiques s'opposant à la nucléation des dislocations, à leur multiplication et à leur déplacement n'ont pas été prises en compte. De ce constat découlent des propositions de modèles plus évolués parmi lesquels on distingue :

- Des *modèles dynamiques* où l'on évalue le seuil de contrainte requis pour le *glissement de TD* répliquées depuis le substrat – ce qui exclut la nucléation ou la multiplication des dislocations MD. Ce modèle est dû à Matthews [Matthews70,Matthews74] (cf. figures II.13 ci-après). Si l'épaisseur est inférieure à h_C, les TD sont simplement répliquées. Au-delà de l'épaisseur critique, la relaxation a lieu par courbure de TD qui glissent en développant un segment MD à l'interface couche-substrat. La valeur de h_C est déterminée au point d'équilibre entre deux forces fonction de h : celle due à la contrainte et favorable au glissement (*i.e.* force de Peach-Kohler) et celle qui s'y oppose – *i.e.* la tension de ligne de la dislocation dans ce premier modèle de Matthews. Fox et Jesser notent que ce modèle omet la force de rappel due au réseau qui freine les TD lors de leur glissement, d'où leur proposition de soustraire une contrainte de Peierls à la contrainte appliquée [Fox90b].

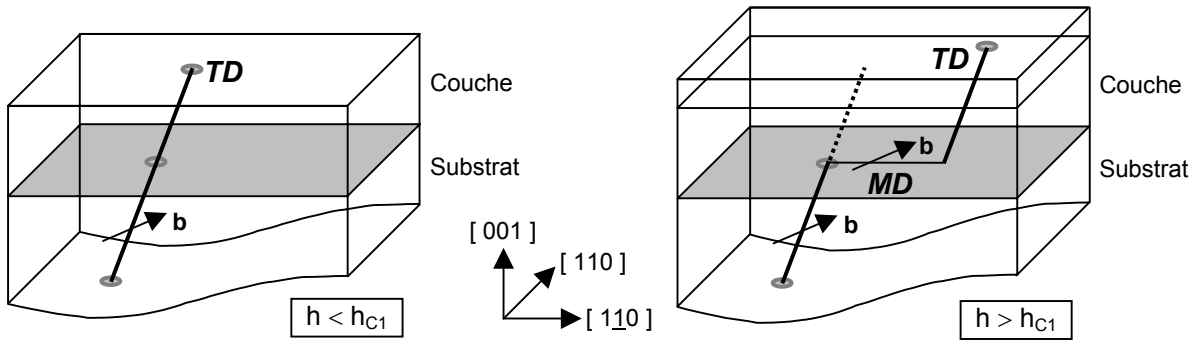
- Des *modèles dynamiques* où l'on évalue le seuil de contrainte requis pour le développement de *demi-boucles de dislocation émises depuis la surface* – ce qui inclut la nucléation, le glissement mais pas la multiplication des MD. La valeur de h_C correspond à l'énergie minimale requise pour que la demi-boucle soit stable et se développe sous l'effet de la contrainte. Les modèles se différencient par les termes de l'énergie totale [Matthews76,Leur88,Shintani95], celui de Marée *et al.* étant dédié aux matériaux III-V (dislocations à 60°, couche en tension/compresssion...) [Marée87].

- Des *modèles phénoménologiques* où aucun mécanisme particulier n'est proposé, mais où les équations d'évolution du système intègrent des termes de nucléation et/ou multiplication et/ou glissement des dislocations. Le modèle de Dodson et Tsao est basé sur celui de courbure de TD de Matthews. Les auteurs introduisent la notion de contrainte d'excès et considèrent ainsi la température, la multiplication et le glissement des MD – mais pas leur nucléation [Tsao87,Dodson87]. Sur la même base, Hull *et al.* intègrent des termes de nucléation, de multiplication, de glissement des MD, ainsi que de blocages TD/MD [Hull89]. Enfin, constatant la métastabilité de couches SiGe/Si après recuit, Houghton propose un modèle où la nucléation et le glissement des MD contrôlent la relaxation – sans considérer de multiplication [Houghton90,Houghton91].

En dépit de ces évolutions, les valeurs théoriques de h_C sous-estiment toujours les valeurs mesurées. La sensibilité des techniques expérimentales a été incriminée : le modèle dynamique de Matthews par courbure de TD serait ainsi correct, mais les premières MD non détectées [Fritz87,Gai87,Gourley88]. Dans notre cas de buffers épais dont nous sommes sûrs qu'ils vont rapidement excéder l'épaisseur critique, ces modèles sont avant tout intéressants pour les mécanismes de nucléation proposés.

II.C.2 – Première étape : MD nucléées par courbure/glissement de TD ($h_{C1} < h < h_{C2}$)

Comme annoncé en II.B.4, la relaxation plastique s'amorce en h_{C1} et jusque h_{C2} par une étape transitoire de relaxation sans nucléation de MD – MD obtenues par courbure et glissement des TD répliquées depuis le substrat (densité de TD ~10^2 à 10^4 cm^{-2}) [Radzimski88] (figure II.13 ci-dessous).



Figures II.13 : Courbure et glissement de TD avec élongation de MD à l'interface couche-substrat

La réplication de TD est une source de MD à 60° n'exigeant aucune énergie de nucléation particulière. L'élongation des MD dépend du type α ou β de la TD, comme exposé ci avant dans une demi-boucle.

II.C.3 – Seconde étape : mécanismes de nucléation massive de MD ($h > h_{C2}$)

Le processus précédent est avéré mais ne génère qu'un nombre limité de MD sur substrats III-V [Marée87,Hull89]. Pour expliquer les niveaux de relaxation observés, d'autres sources de MD sont à l'évidence activées à partir d'une seconde épaisseur critique h_{C2} – selon des mécanismes toujours sujets à discussion [Dixon90,Dunstan91c,Beanland92,Beanland95,Goodhew99]. Les hypothèses sont :

- La *nucléation de MD sur des défauts massifs* : Elle est fort peu probable dans les matériaux semiconducteurs III-V du fait de leur qualité, par rapport aux métaux par exemple [Marée87].

- La *nucléation en surface de demi-boucles de dislocation TD/MD/TD* : C'est le mécanisme proposé en II.B.3 pour illustrer le développement du réseau de dislocations. En *nucléation homogène*, la contrainte nécessaire pour stabiliser et développer de telles demi-boucles est estimée à ~2% dans le système SiGe/Si [People85] et entre 2 et 6% pour InGaAs sur GaAs [Fitzgerald89] – soit un $\Delta a/a$ défavorable au processus de relaxation par réseau de dislocations et privilégiant une relaxation par évolution 2D → 3D → 2D de la surface [Snyder91]. Cette hypothèse est en revanche probable en *nucléation hétérogène* et plus encore sur buffer graduel, ce dont nous discutons en II.D.3.

- La *multiplication de MD par ancrage de TD* : Beanland propose l'ancrage d'une TD préexistante en un ou deux points de son plan de glissement : ceci active respectivement une source spirale ou de Frank-Read, qui génère des MD dans le plan du glissement de la TD [Beanland92,Beanland95]. Nous discutons également de la probabilité de ce mécanisme pour les buffers graduels en II.D.3. Sur SiGe/Si, des auteurs proposent l'ancrage d'une TD dans un plan de glissement – plan où une source de Frank-Read est activée et nuclée des MD [Tuppen90a,Washburn90,Capano92,Hohnisch95].

- La *multiplication de MD par interaction MD/MD entre MD orthogonales*[6] : Il s'agit de l'activation d'une source de MD à partir de la réaction d'annihilation qui se produit entre deux MD à lignes de dislocation orthogonales et à vecteurs de Burgers **b** identiques – cette réaction étant caractérisée par la formation d'un « coin V » au point d'intersection des plans de glissement {111} des MD. L'interprétation initiale est celle de Hagen et Strunk sur Ge/GaAs : le coin V à l'interface est dirigé côté couche et s'ouvre transitoirement en deux TD grâce à la force image de la surface, ce qui provoque le glissement dévié des deux MD d'origine et la nucléation d'une nouvelle MD [Hagen78]. Plusieurs auteurs réfutent ce mécanisme, improbable lorsque l'épaisseur croît (*i.e.* baisse de la force image qui ouvre le coin) [Fitzgerald89,Beanland92] et inadapté quand le coin est côté substrat. Pour ce dernier cas qui est observé sur SiGe et sur III-V cfc [Rajan87,Uchida93], deux mécanismes plus convaincants ont été avancés – sur InGaAs/GaAs [Herbeaux89,Lefebvre91,Ulhaq-Bouillet93] et sur SiGe/Si [LeGoues92a,LeGoues92b]. Nous en discutons en II.D.3 pour le cas des buffers graduels.

---

[6] Deux autres *interactions MD/MD entre MD orthogonales* sont possibles [Fitzgerald88c,Herbeaux90] :

- L'interaction MD/MD entre MD orthogonales à vecteur de Burgers **b** à 90° est *sans effet* [Chang89].
- L'interaction MD/MD entre MD orthogonales à vecteur de Burgers **b** à 120° résulte en une *jonction locale* énergétiquement favorable selon – par exemple – a/2 [0$\underline{1}$1] + a/2 [10$\underline{1}$] → a/2 [1$\underline{1}$0] (tableau II.a : $\alpha 1+\beta 2$).

II.C.4 – Arrêt de la relaxation : interactions entre MD parallèles et durcissement

Les couches simples n'ayant qu'une interface d'introduction de la contrainte où se localisent toutes les MD, la relaxation demeure limitée par, nous l'avons vu, des interactions TD/MD mais aussi entre MD : on parle de *durcissement* ou « *work-hardening* » [Goodhew99,Romanato99].

Expérimentalement, les taux de relaxation vont de 70 à 85% pour InGaAs sur GaAs [Maigné97]. L'évolution du taux de relaxation à épaisseur normalisée (h/h_C) est intéressante car elle présente le même comportement dans trois références : entre h_C et $30h_C$ la relaxation est rapide et correspond à la seconde étape précédente, avant de saturer au-delà de $30h_C$ [Dunstan91c,Krishnamoorthy92b,Maigné94]. Ces courbes explorent des épaisseurs allant jusqu'à ~$400h_C$ sans amélioration en relaxation, épaississement qui n'est cependant sans doute pas inutile pour réduire la densité de TD (cf. II.F).

Différents modèles ont été proposés pour prévoir la déformation résiduelle de la couche. [Dodson88,Willis90,Stiffler92,Gonzalez97,Gonzalez99,Lim99,Putero99,Wang01]. La plupart d'entre eux explique le ralentissement en relaxation par des interactions de MD parallèles, relaxation qui ne peut logiquement être totale car la contrainte résiduelle est sous la limite élastique → plastique [Dunstan91b,Dunstan91c].

Les *interactions MD/MD entre MD orthogonales* ont été abordées ci-dessus, il reste à considérer les *interactions MD/MD entre MD parallèles*, étudiées dans des demi-boucles TD/MD/TD situées dans le même plan ou des plans de glissement parallèles [Shintani95,Schwarz99] – ou pour la configuration qui nous intéresse, *i.e.* en réseau de MD à l'interface couche-substrat [Stiffler92,Putero99] :

- Si les MD parallèles ont des plans de glissement {111} parallèles, l'interaction est *répulsive* : elle tend à écarter les MD ce qui, à partir d'une certaine densité, empêche les réarrangements de MD à l'interface et donc l'introduction de nouvelles MD, d'où *in fine* limitation de la relaxation.
- Si les MD parallèles ont des plans de glissement {111} sécants – par exemple selon la ligne de dislocation **L** [1$\underline{1}$0] des MDα pour ($\underline{1}$ $\underline{1}$ $\underline{1}$) et (1 1 $\underline{1}$) – l'interaction est *attractive* : la fusion des deux MD à 60° glissiles résulte en une dislocation coin sessile de même ligne de dislocation **L** – par exemple selon [110] pour les MD β4 et β2 (cf. tableau II.a) avec : a/2 [0$\underline{1}$1] + a/2 [10$\underline{1}$] → a/2 [1$\underline{1}$0] Ceci est observé en pvTEM [Marée87,Fitzgerald88a,Chang89,Herbeaux89,Ulhaq-Bouillet93,MacPherson97], la 90° n'étant plus à l'interface : la fusion provoque sa montée dans la couche [Chang89,Samavedam97], d'où blocages de TD plus efficaces que ceux à l'interface [MacPherson96,MacPherson97] (cf. II.B.4).

Au final, le durcissement dans les couches simples provient des interactions TD/MD (cf. II.B.4) et de l'ensemble des interactions MD/MD – parallèles ou orthogonales (*i.e.* nucléation malvenue...).

En résumé, le cas des couches simples permet de présenter à une interface les étapes de la relaxation et d'en introduire les mécanismes – en fonction de deux épaisseurs critiques h_{C1} et h_{C2} : déformation pseudomorphique sous h_{C1}, élongation de TD répliquées du substrat entre h_{C1} et h_{C2}, nucléation massive de MD au-delà de h_{C2} et enfin durcissement à partir de ~$30h_{C2}$. En efficacité pure, les couches simples ($\Delta a/a < 2\%$) ne méritent pas le qualificatif métamorphique puisque la relaxation est limitée entre 70 et 85% : les couches actives restent contraintes. Pour cette raison ont été développés les buffers en paliers et surtout les buffers graduels que nous abordons à présent.

II.D – Processus de relaxation dans les buffers graduels

La relaxation dans les buffers graduels a déjà été abordée de manière conceptuelle – via les blocages TD/MD (II.B.4) et l'équilibre de la relaxation (II.B.5). Il s'agit ici de préciser cette approche en développant les questions laissées en suspens : nous devons justifier l'existence d'une épaisseur exempte de dislocations dans la partie supérieure de la rampe graduelle (visible figure II.3), aborder l'étude du niveau de la relaxation et proposer des mécanismes de nucléation de MD.

Nous considérons la relaxation dans les buffers en paliers – étape intermédiaire entre couche simple et buffer graduel – puis dans les buffers graduels, tout d'abord sur rampe linéaire « simple », ensuite avec des évolutions permettant d'atteindre un état réellement métamorphique. Nous étudions les mécanismes possibles de nucléation de MD dans les buffers graduels sous une double approche « dislocations » et « croissance » avant de conclure par une synthèse sur ce type de buffers.

II.D.1 – Les buffers en paliers : des couches simples aux buffers graduels

Les buffers en paliers semblent n'être de prime abord qu'un empilement de couches simples. La situation est cependant plus complexe, et présente un intérêt théorique pour la compréhension de la relaxation dans les buffers graduels. Le concept des buffers en paliers est d'introduire la contrainte à plusieurs interfaces pour s'affranchir des limites des couches simples en relaxation, ce qui permet par ailleurs de dépasser au final la limite d'un désaccord de 2%. Les paramètres à chaque palier sont le saut de composition (*i.e.* contrainte introduite) et l'épaisseur, en théorie fixée sous ~$30h_C$ par cette introduction de contrainte puisque l'on cherche à éviter le durcissement pour le palier considéré.

C'est là que réside la difficulté de ce type de buffer : le « substrat » de chaque palier a une « histoire en relaxation » – avec notamment une contrainte résiduelle et un taux de TD bloquées fonction du (des?) précédent palier. Seuls Dunstan *et al.* ont proposé un modèle géométrique sur l'épaisseur critique et la relaxation plastique dans les structures multicouches [Dunstan91b,Dunstan94] :

- Dans un premier temps, la croissance est pseudomorphique jusqu'à l'épaisseur critique – même si plusieurs paliers de composition différente sont concernés par cette situation.
- Dans un second temps, lorsque l'épaisseur critique de cet ensemble est atteinte, des dislocations MD se localisent à l'interface la plus profonde et la relaxent – aucune relaxation n'ayant lieu à une interface supérieure tant que cette première d'entre elles n'est pas totalement relaxée.
- Dans un troisième temps, lorsque le premier palier déposé sur le substrat est théoriquement relaxé, la croissance est à nouveau pseudomorphique pour le reste de la structure.
- Dans un quatrième temps, lorsque l'épaisseur critique est atteinte pour la structure hors matériaux non contraints (substrat + premier palier), des dislocations MD se localisent à l'interface non relaxée la plus profonde – *i.e.* entre le premier et le second palier – aucune relaxation n'ayant lieu à une interface supérieure tant que second palier n'est pas totalement relaxé.

Ceci se répète jusqu'à ce que la contrainte résiduelle soit inférieure au seuil de relaxation plastique, laissant le ou des paliers en surface sous contrainte élastique par rapport aux paliers sous-jacents.

Expérimentalement nous avons déjà annoncé la primauté des interfaces les plus profondes en terme de relaxation en abordant la question de la localisation du réseau de dislocations. Ceci est aussi valable pour les buffers en paliers [Beam91,Kavanagh92]. Leur structure peut être complexe : sauts de composition variables pour tenir compte de l'état de relaxation antérieur, température T_C adaptée par exemple au taux d'In dans l'$In_XGa_{1-X}As$, etc... [Krishnamoorthy91,Krishnamoorthy92a,Mooney95,Hudait04]. Nous notons que de faibles densités de TD sont rapportées (10^4-10^6 cm^{-2}) [Krishnamoorthy92a,Hudait03], pour des taux de relaxation qui restent compris entre 66 et 91% [Kavanagh92,Dunstan94,Hudait04].

A l'heure actuelle, des buffers en paliers sont utilisés dans deux domaines. Ils sont employés lorsque le buffer est en matériaux $(III)_X(V)_1(V)_2$ pour lesquels le contrôle de composition est moins aisé que sur les alliages à un seul anion : c'est le cas de buffers As-Sb principalement en GaAlAsSb/GaAs [Gill96,Contrata99,Lubyshev00,Lubyshev01,Xin03,Balakrishnan04,Webster04] ou de buffers As-P InP → $InAs_{0.4}P_{0.6}$ pour atteindre $In_{0.7}Al_{0.3}As$ avec une surface plus douce à T_C ~ 500°C que via InAlAs [Hudait03,Hudait04]. Les buffers en paliers sont également employés en MOCVD/MOVPE [Fetzer04] : de par son principe (cf. III.A.1), cette méthode de croissance requiert des valeurs de T_C supérieures de ~100/150°C à celles typiquement utilisées en MBE. L'épitaxie de buffers graduels en MOCVD/MOVPE est donc rares, avec trois cas à notre connaissance [Cao89,D'Hondt97,Bulsara98]. L'épitaxie de buffers graduels est en revanche la norme en MBE, à T_C ~ 350/400°C pour réduire la rugosité en surface et permettre une relaxation équilibré à gradient économiquement viable – MBE où les buffers en paliers InAlAs ou InGaAs sont quasiment abandonnés [Chang90,Ribas90,Coutts99,Hwang99,Hudait03,Kwon03]. Le problème des buffers en paliers vient du fait que le concept d'introduction de contrainte et de répartition des dislocations sur plusieurs interfaces n'y est que timidement appliqué : si des durcissements prolongés sont évités à chaque interface (*i.e.* faible densité de TD), la relaxation demeure partielle.

II.D.2 – Relaxation et niveau de relaxation dans les buffers graduels

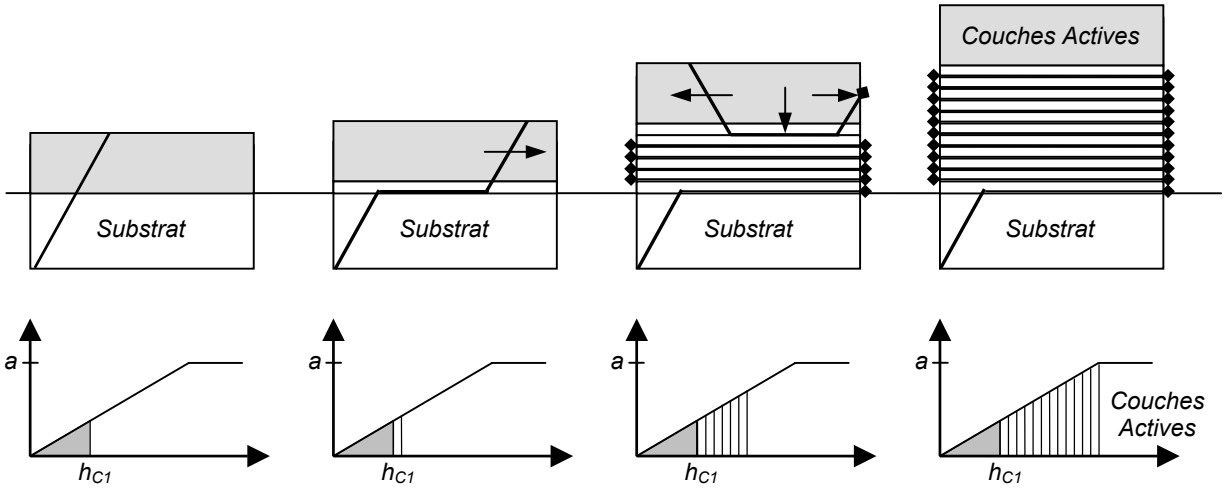
Les buffers graduels sont en fait les seuls buffers permettant d'atteindre une relaxation totale. Sur ce type de buffers qui est l'aboutissement des deux précédents, nous avons déjà vu que :

- La contrainte est introduite progressivement par variation du paramètre de maille, depuis la valeur du substrat jusqu'à celle du matériau souhaité. On parle de rampe graduelle de contrainte, de paramètre de maille ou de composition, rampe caractérisée en première approximation par un gradient de contrainte par µm ou de taux d'indium par µm – pour $In_XAl_{1-X}As$ par exemple.
- Les dislocations se localisent donc sur un grand nombre de plans superposés. En optimisant le gradient et la température de croissance à matériau III-V cfc fixé, il est possible de s'affranchir de la différence entre MD α et β en nucléation et élongation, et d'atteindre l'*équilibre en relaxation*. Nous faisons l'hypothèse d'un rôle du matériau qui, s'il facilite la nucléation des MD, accentue les blocages TD/MD : cela favorise l'équilibre mais accroît la *densité de TD* – en limitant l'élongation des nombreuses MD mais aussi les réactions TD/TD. Qu'advient-il enfin du *niveau de relaxation* ?

Nous présentons ici les étapes de la relaxation dans les buffers graduels en intégrant ces notions, celles vues sur couches simples et buffers en paliers, et en étudiant le *niveau de la relaxation*.

Processus de relaxation dans les buffers graduels d'après le modèle de Tersoff

Le modèle de Tersoff est une extension du modèle de Dunstan aux buffers graduels linéaires, *i.e.* pour un grand nombre de paliers dont l'épaisseur tend vers la monocouche [Tersoff93]. Le réseau de MD est réparti sur un grand nombre de plans selon le processus schématisé figures II.14, toujours dans le cas simple de la nucléation hétérogène en surface de demi-boucles TD/MD/TD.



Figures II.14 : Relaxation dans les buffers graduels d'après le modèle de Tersoff [Tersoff93] avec évolution du paramètre de maille (bas) et répartition des dislocations dans la structure (haut) selon l'épaisseur. La partie grisée correspond à des matériaux pseudomorphiques.

- La première étape est la croissance pseudomorphique, sous l'épaisseur critique h_{C1}.
- La deuxième étape commence à partir de l'épaisseur critique h_{C1} : elle correspond au début de la relaxation plastique par courbure et glissement de TD répliquées depuis le substrat. La contrainte relaxée est celle entre le dernier palier ajouté en surface (*i.e.* celui qui a permis de franchir h_{C1}) et les matériaux sous contrainte élastique en déformation pseudomorphique (en gris ci-dessus) – via un réseau de dislocations qui se localise à la dernière interface relaxée : la surface du substrat. Pour un triplet gradient / T_C / matériau optimisé, la contrainte ne provoque l'élongation que d'un petit nombre de MD à cette interface : la probabilité d'interaction TD/MD est faible, l'élongation des MD aisée et l'évacuation des TD en bord de substrat favorisée d'où relaxation totale du palier. Le palier suivant ne subit que sa propre contrainte, relaxée par élongation de MD à la dernière interface relaxée de la structure, à présent située à l'épaisseur d'un palier au-dessus du substrat. Notons que l'épaisseur sous contrainte élastique « remonte » en surface au fur et à mesure.
- La troisième étape est celle « stable » de la relaxation, avec nucléation de MD puis élongation à l'interface non contrainte la plus profonde. Elle s'amorce dès l'épuisement des TD et correspond aux problématiques de blocages TD/MD et d'équilibre de la relaxation selon <110> (cf. II.B.4 et 5).
- Ce processus de relaxation cesse avec l'arrêt d'introduction de la contrainte, quand le paramètre de maille visée est atteint. Comme pour les buffers précédents, il demeure en surface une contrainte résiduelle élastique – ici minimale puisque réduite à sa valeur initiale sous h_C.

Ce processus inspiré du modèle de Tersoff[7] explique le cliché xTEM de la figure II.3, où l'on distingue un empilement de MD réparties et confinées dans l'épaisseur du buffer graduel, avec en surface une « épaisseur libre de MD » mais pseudomorphique et sous contrainte élastique. Ce type d'observations caractérise les buffers graduels et constitue une vérification directe des modèles de Dunstan *et al.* et de Tersoff, à l'image de nombreux autres travaux dont [Molina94,Li95b,Sacedon95,Romanato99,Chauveau03a].

Expérimentalement, les premiers buffers graduels sont mentionnés à la fin des années 1980, sur SiGe [LeGoues92a] et III-V cfc : Harmand *et al.* épitaxient par MBE des buffers GaAs → InP en $In_XGa_{1-X}As$, avec déjà les indications majeures sur l'épaisseur (~1µm) et la température (T_C ~ 400°C), tandis que Cao *et al.* réalisent un des rares buffers graduels en MOVPE (T_C ~ 700°C élevée), qui plus est en $GaAs_YP_{1-Y}$/GaAs et avec des innovations notables sur la rampe [Cao89,Harmand89a]. A l'heure actuelle, les buffers graduels sont les plus employés (cf. IV.A.1).

Au final, des éléments rapportés dans la littérature sur couches simples, buffers en paliers et buffers graduels [Maigné97][Mooney93,Mooney94][Fitzgerald92,Haupt96,Kidd96,Haupt97,Romanato99], on retient :

- Une <u>*couche simple*</u> présente un taux de relaxation limité par le durcissement entre 70 et 85%. Nous n'avons pas trouvé de données sur la densité de TD. Nous pouvons juste dire qu'elle décroît avec l'épaisseur, évolution constatée de manière générale et liée aux réactions TD/TD (cf. II.F).
- Un <u>*buffer en paliers*</u> présente un taux de relaxation légèrement plus élevé de 66 à 91%, mais permet sans doute de réduire la densité de TD – rapportée aux alentours de 10^6 cm^{-2}, avec à nouveau un effet d'épaisseur qui doit être considéré dans une telle comparaison directe [Hudait04].
- Un <u>*buffer graduel*</u> à rampe simple présente généralement des taux de relaxation d'environ 90% (jusqu'à 96% [Radhakrishnan02]). La densité de TD est inférieure à 10^5-10^6 cm^{-2} (sur buffers InGaAs) via la mobilité accrue des TD lors de l'élongation des MD sur des plans superposés [Fitzgerald92], situation qui réduit les blocages TD/MD et favorise les réactions TD/TD.

Deux points doivent être complétés sur les buffers graduels. L'un concerne la densité de TD : nous avons vu en II.B.5 qu'elle est de l'ordre de 10^7 cm^{-2} sur buffers graduels InAlAs malgré une relaxation totale et équilibrée selon <110> [Chauveau01] – d'où notre hypothèse d'un effet du matériau développée au chapitre IV. L'autre porte sur la relaxation, et est traité ci-dessous : comment peut-elle être totale ?

Relaxation totale dans les buffers graduels par améliorations d'une rampe simple

La relaxation dans les buffers graduels ne peut pas – par principe – être totale puisqu'il existe comme dans tout buffer une contrainte résiduelle élastique inférieure au seuil de relaxation plastique, contrainte responsable de la forme pseudomorphique des couches supérieures (*i.e.* couches actives). A cela s'ajoute un durcissement dans la rampe graduelle [Dodson88], plus probable à contrainte totale élevée [Samavedam97], auquel on peut associer un déséquilibre selon les directions <110> [Romanato99] ou l'observation de 20 à 40% de dislocations coin par fusion de MD à 60° [Molina94,Sacedon95,Valtueña97].

[7] Le modèle d'équilibre de Tersoff inclut un terme de nucléation de MD sans préciser de mécanisme afférant.

Des améliorations peuvent toutefois être apportées à une rampe graduelle linéaire, forme la plus simple jusqu'ici considérée entre le paramètre de maille du substrat et celui du matériau souhaité. C'est ce que nous illustrons figure II.15 ci-dessous pour un buffer GaAs → InP à rampe graduelle en $In_XAl_{1-X}As$, cas d'école où l'on introduit la contrainte par variation du taux d'indium de l'alliage ternaire :

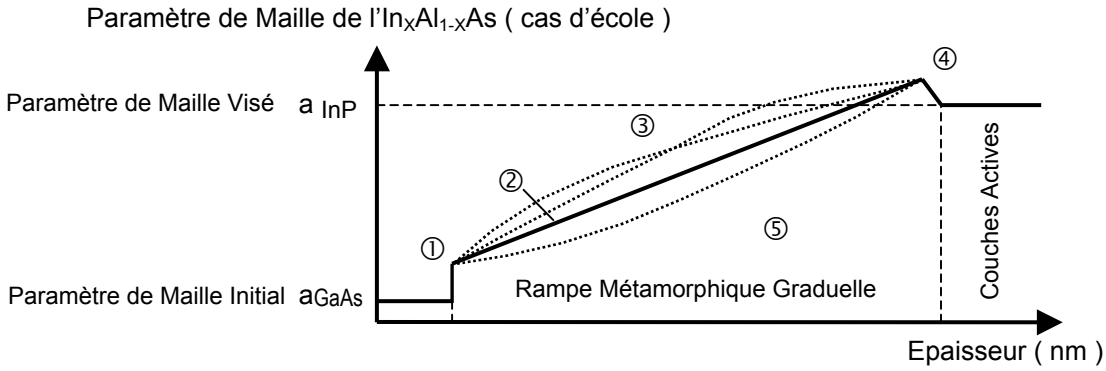


Figure II.15 : Paramètres sur une rampe graduelle GaAs → InP d'un point de vue « dislocations » avec : ① « step initial » / ② gradient / ③ forme / ④ « step inverse » / ⑤ matériau de la rampe

① *Composition de départ ou « step initial »* : En début de rampe, la déformation est élastique par croissance pseudomorphique : la contrainte peut être introduite plus rapidement, par exemple par une composition initiale en $In_{0.10}Al_{0.90}As$ au lieu de $In_{0.01}Al_{0.99}As$. Au-delà d'une économie en temps d'épitaxie, le « step initial » permet un certain rééquilibrage sur les MD α et β : sur buffer $In_XGa_{1-X}As/GaAs$ une composition initiale $In_{0.18}Ga_{0.82}As$ permet de réduire le tilt [Häusler95], tandis que la relaxation est plus symétrique selon <110> sur buffer $In_XAl_{1-X}As/GaAs$ pour $In_{0.10}Al_{0.90}As$ [Chauveau01] – en accord avec les observations de Dixon *et al.* qui constatent une différence de mobilité accrue entre dislocations α et β à faible $\Delta a/a$ [Dixon90]. L'explication semble être toujours la même : la contrainte initiale étant renforcée, on provoque l'élongation de plus de MD α et β à partir de TD et/ou par nucléation de MD (*i.e.* étape stable de relaxation plus rapidement atteinte), ce qui favorise l'équilibre via une hausse du taux de blocages TD/MD à l'interface buffer/substrat. Dans une certaine limite, ces TD bloquées ne sont pas un problème car leur probabilité de réagir avec une autre TD lors de l'épitaxie du buffer est importante. L'inconvénient d'un « step initial » apparaît surtout dans une approche « croissance » avec le risque de développer – définitivement cette fois – un passage 3D de la surface selon T_C, les éléments III et V... (cf. II.F et IV).

② *Gradient de la rampe* : L'effet de ce paramètre a été étudié d'un point de vue « dislocations » via les blocages TD/MD et l'équilibre de la relaxation en II.B.4 et 5. Comme résumé en introduction, la température de croissance T_C et le matériau du buffer doivent être également considérés. Selon le point de vue « croissance » précédent, le gradient doit – pour préserver la rugosité à autres paramètres fixés – être assez faible pour éviter une relaxation par la surface, et assez élevé pour réduire l'épaisseur du buffer (qui tend à accentuer la rugosité) [Hsu92,Li95b,Valtueña97,Alvarez98]. En pratique, le gradient doit également être élevé pour minimiser l'épaisseur et le coût du buffer. Pour tous ces objectifs, diminuer T_C à matériau donné permet d'accroître le gradient.

③ *Forme de la rampe* : Il est possible de modifier la forme de la rampe en utilisant par exemple des variations sous- ou sur-linéaire du paramètre de maille pour moduler l'introduction de la contrainte en fonction du stade de la relaxation. Cao *et al.* ont comparé dès 1989 de telles rampes à celle linéaire, finalement plus intéressante en photoluminescence et densité de TD (facteurs 10) [Cao89]. L'étude de Romanato *et al.* montre que les rampes linéaires et paraboliques sont les meilleurs choix en terme de relaxation, équilibre entre directions <110> et rugosité de surface [Romanato99].

④ *Décrochement ou « step inverse »* : Ce paramètre permet la relaxation totale de la contrainte. L'idée est d'annuler la contrainte résiduelle due à la relaxation élastique initiale en dépassant le paramètre de maille visé pour atteindre a_{MAX}, en sachant que le paramètre de maille effectif dans le plan de croissance sera inférieur à cette valeur a_{MAX} – mais qu'il peut être égal à celui visé. Cette solution n'est en fait que partiellement satisfaisante puisque les matériaux restent contraints. La solution consiste à optimiser a_{MAX} pour qu'en plus – lors du décrochement de composition pour revenir au paramètre de maille visé dans les couches actives – une contrainte extensive respectivement au paramètre effectif pour a_{MAX} équilibre la déformation pseudomorphique initiale. L'idée est proposée par Cao *et al.* qui prouvent expérimentalement l'intérêt d'un tel décrochement pour améliorer la relaxation [Cao89]. Elle est ensuite formalisée théoriquement par Dunstan *et al.* et Tersoff [Dunstan91a,Tersoff93,Dunstan94], à nouveau vérifiée expérimentalement [Molina94,Sacedon95], puis poussée à l'extrême dans un buffer en paliers avec plusieurs décrochements [Araùjo95].

Ces paramètres ont été étudiés lors de travaux antérieurs menés à l'IEMN et au LSPES (cf. IV.B.1) sur buffers graduels $In_XAl_{1-X}As/GaAs$ épitaxiés en MBE à T_C ~ 400°C [Cordier99,Cordier00,Chauveau01]. Sur le *niveau de la relaxation*, l'ajout d'un décrochement permet d'atteindre une relaxation de 100% alors qu'elle n'est que de ~90% avant le « step inverse » – valeur classique en fin de rampe simple. Plus précisément, il apparaît que c'est le couple gradient-décrochement qui doit être optimisé, et qu'il vaut mieux un décrochement insuffisant plutôt qu'excessif : une contrainte compressive résiduelle est préférable à une mise en tension des couches actives sur le buffer, situation où les TD sont dissociées avec faute d'empilement (cf. II.B.2, figures II.15 et III.10). Sur l'*équilibre de la relaxation*, outre l'effet du « step initial », les résultats de la thèse de J.-M. Chauveau montrent que le décrochement réduit le éséquilibre selon <110> : le ratio des taux de relaxation selon [110] (MDα) et [1$\underline{1}$0] (MDβ) passe de ~1,2-1,4 avant le « step inverse » à ~1,0-1,2 – ou reste inchangé si l'équilibre est auparavant atteint. Reste la *densité de TD*, élevée sur InAlAs : selon notre hypothèse elle est due au matériau du buffer, le paramètre ⑤ de la rampe graduelle que nous avons étudié. L'effet du matériau passe par la nucléation des MD, nucléation dont nous allons à présent étudier les mécanismes les plus probables.

II.D.3 – Les possibles mécanismes de nucléation de MD dans les buffers graduels

Nous avons vu sur couches simples que des sources de MD sont activées pour relayer les TD répliquées du substrat, mais que les mécanismes de nucléation de MD sont sujets à discussion [Dixon90,Dunstan91c,Beanland92,Beanland95,Goodhew99]. Sur buffers graduels, nous en retenons deux – les plus probables selon nous dans des approches à la fois « dislocations » et « croissance ».

Multiplication de MD par le mécanisme Modifié de Frank-Read (MFR)

Ce mécanisme a été proposé à partir de nombreuses observations en xTEM sur systèmes SiGe/Si et InGaAs/GaAs [LeGoues92a,LeGoues92b]. La multiplication de MD s'amorce par l'annihilation de deux MD à lignes de dislocation orthogonales[8] et à vecteurs de Burgers **b** identiques, réaction qui forme un « coin V » dirigé vers le substrat à l'intersection des plans de glissement {111} des MD. L'ancrage du « coin V » sur deux autres MD permet l'activation d'un mécanisme de Frank-Read qui nuclée une dizaine de MD sur les plans supérieurs à celui d'annihilation (cf. figures II.16 ci-dessous).

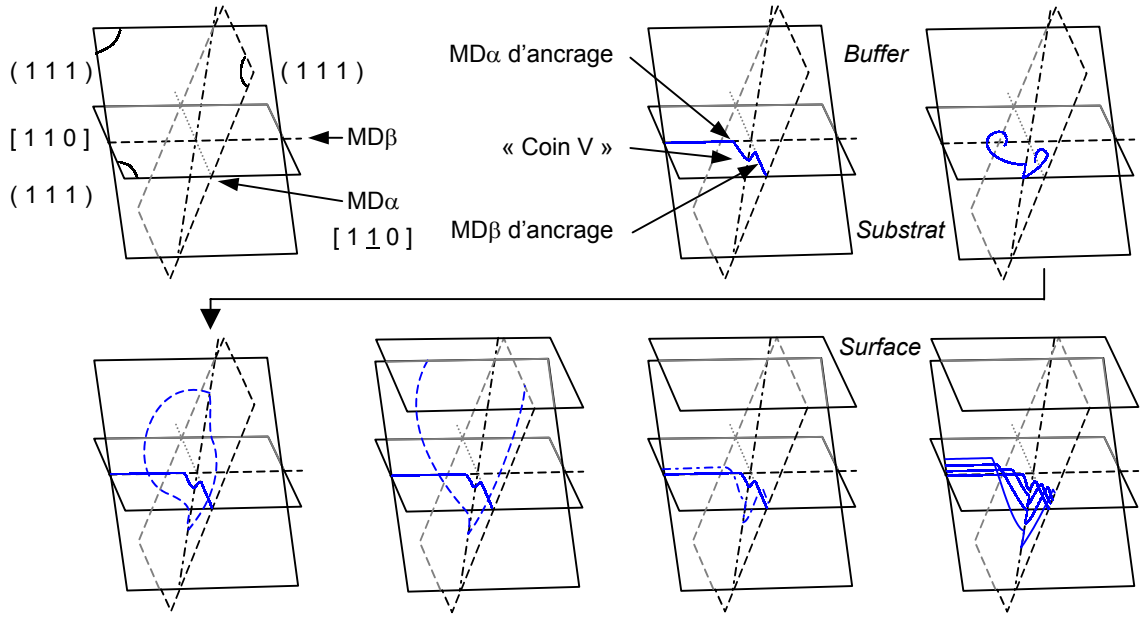


Figure II.16 : Multiplication de MD par le mécanisme modifié de Frank-Read (d'après [LeGoues92])

Les auteurs précisent qu'une distance minimale – de l'ordre de la centaine de nm – est requise entre points d'ancrage pour permettre l'activation du mécanisme. Ceci suppose une faible densité de MD sur le plan[15] d'annihilation. Ce mécanisme MFR est donc favorisé sur buffer graduel, mais n'opère pas si le gradient est trop élevé ou – sur le plan « croissance » – si la qualité du matériau est dégradée et favorise des ancrages trop proches. Notons que ce mécanisme explique l'injection de dislocations dans le substrat, observation fréquente en xTEM [Valtueña97,Romanato99,Hoke01,Chauveau03a][Hohnisch95].

Notons que le LSPES a proposé un peu auparavant un mécanisme proche sur InGaAs/GaAs, mais qui ne produit que des MDβ par l'annihilation MDα/MDβ, et qui ne s'active que pour un $\Delta a/a$ initial ~1% (*i.e.* $In_{0.15}GaAs/GaAs$) : ce mécanisme peut contribuer au rééquilibrage selon <110> lié à un step initial, mais ne convient pas sur l'ensemble de la rampe [Herbeaux89,Lefebvre91,Ulhaq-Bouillet93].

Notons enfin que nous ne retenons pas la multiplication de MD par ancrage de TD proposée par Beanland [Beanland92,Beanland95] : sur un buffer graduel, l'ancrage et la multiplication ont lieu dans l'« épaisseur libre de MD », la possibilité du premier excluant dès lors les mouvements de la seconde.

[8] Le plan des intersections MD/MD d'annihilation ou d'ancrage correspond à une dizaine de plans atomiques. Ces intersections MD/MD résultent *a priori* de blocages/déblocages TD/MD ou de la « descente » par l'un des mécanismes ici exposés d'une MD sur une MD orthogonale préexistante sur un plan inférieur.

Nucléation hétérogène de MD par demi-boucle TD/MD/TD en surface (DBS)

Ce mécanisme a été présenté avec l'élongation des MD et le développement de leur réseau (cf. figure II.7). La génération de demi-boucles depuis la surface est simple dans son principe, mais pose problème quant à sa probabilité : il est énergétiquement coûteux de générer *ab nihilo* des MD.

La *nucléation homogène* est ainsi exclue : elle requiert une contrainte supérieure à $\Delta a/a$ ~ 2%, plus favorable à la relaxation par évolution 2D → 3D → 2D de la surface [People85,Fitzgerald89,Snyder91].

La *nucléation hétérogène* est en revanche considérée comme probable [Fitzgerald92], notamment si la morphologie de surface abaisse localement l'énergie de nucléation [Dong98], et sur buffer graduel où la distance surface/interface relaxée vaut ~200-600nm [Zou96,Romanato99,Chauveau01]. La littérature indique trois hypothèses sur la morphologie de surface comme source de dislocations :

- Des *défauts* de taille comparable aux cœurs de MD (~1nm) sont envisagés – à l'image de [Jain95].
- Les *marches ou « steps » en surface* favoriseraient la génération de dislocations [Wegscheider93]. C'est ce qui ressort de mesures d'épaisseur critique en RHEED (cf. III.A.3) de Gendry *et al.* sur couches simples $In_{0.65}Ga_{0.35}As/InP$ ($\Delta a/a$ ~ 0,8% – T_C ~ 525°C en MBE) : en réduisant la densité de marches à la surface d'un buffer intermédiaire en $In_{0.52}Al_{0.48}As$ – état de surface caractérisé en RHEED – les auteurs observent une hausse de h_C de ~50 à ~60nm sur surface lisse [Gendry95a]. Des modèles généraux confortent cette hypothèse [Brochard00,Brochard01,Godet02,Xu03] (cf. IV.C.3).
- Le *cross-hatch* – morphologie caractéristique d'une relaxation par réseau de dislocations <110> (cf.II.E) – est souvent évoqué. En compression, les dépressions sont des zones d'accumulation de contrainte favorables à la nucléation, mais les échelles sont rarement précisées [Albrecht95].

En fait, on perçoit dans la littérature une certaine réticence à accepter ce mécanisme de nucléation. Peut-être est-ce lié – dans une approche « dislocations » – à l'absence (l'impossibilité ? [Fitzgerald88c]) d'observation directe en microscopie TEM de ce mécanisme « en cours de fonctionnement » :

- Des blocages TD/MD sont certes observés (cf. II.B.4) – mais sur des « demies demi-boucles » : ils peuvent donc également correspondre aux mécanismes évoqués ci-dessus (MFR, ancrage...).
- Des successions de demi-boucles TD/MD/TD sont certes imagées – mais dans le substrat, depuis l'interface couche-substrat : celles-ci sont interprétées par les mécanismes MFR ou du LSPES.
- Des dislocations sont certes imagées sous des dépressions – mais à niveaux de contrainte proches d'une relaxation par la surface, par exemple $Si_{0.5}Ge_{0.5}/Si$ où $\Delta a/a$ ~ 1% (cf. II.F) [Jesson93]. Il en est de même pour certaines observations en bord de marche [Tsai87,Lo88,Tsai89,Rouhani02].

Finalement, seule une publication semble illustrer réellement une nucléation de MD en surface à faible contrainte : celle de Valtueña *et al.* qui observent en TEM des empilements de demi-boucles à l'aplomb de dépressions du cross-hatch de buffers graduels GaAs → $In_{0.6}GaAs$ (T_C ~ 500°C en MBE). Les auteurs constatent que ces dislocations sont principalement de nature coin, raison pour laquelle ils semblent exclure une nucléation en surface... Soulignons que le cross-hatch est très marqué dans ces conditions d'épitaxie, *i.e.* hauteurs pic-vallée supérieures à 80nm (cf. figure II.17) [Valtueña97]. Citons également [Radzimski88,Gibbings89,Hohnisch95] – mais avec des observations moins évidentes.

II.D.4 – Ce qu'il faut retenir pour l'épitaxie de buffers graduels (GaAs → InP)

Le buffer graduel est la forme la plus performante de relaxation par réseau de dislocations. Celle-ci peut être totale et équilibrée selon <110> avec une densité minimale de TD : les défauts introduits pour relaxer la contrainte (*i.e.* dislocations) sont confinés dans le buffer qui joue son rôle. L'introduction de la contrainte et des MD sur des plans superposés limite les interactions TD/MD et favorise à la fois l'élongation des MD, l'évacuation des TD en bord de substrat ou les réactions TD/TD.

Pour un buffer (ici GaAs → InP), il faut considérer la relaxation – en niveau et en équilibre – et la densité de TD. A cela s'ajoutent la rugosité de surface, l'isolation électrique et le coût du buffer. L'ensemble de ces éléments fixe la température d'épitaxie T_C, le gradient de la rampe et le matériau :

- La *température* est fixée à T_C ~ 350/400°C – avant tout pour minimiser la rugosité de surface. Ceci exclue la croissance en MOCVD/MOVPE et le matériau InGaP, pour lequel la rugosité du buffer est élevée à la température optimale d'épitaxie en MBE de ~480°C [Zheng00,Radhakrishnan02].
- Le *gradient et le décrochement* doivent alors être optimisés pour atteindre une relaxation totale et équilibrée selon <110>. A basse T_C, le gradient peut être élevé pour réduire le coût du buffer et la rugosité (*i.e.* faible épaisseur) [Li95b] sans accroître le blocage de MDβ : ceci préserve l'équilibre avec de possibles effets de décrochement ou de « step-initial » [Chauveau01], et la densité de TD.
- Le *matériau* du buffer ne peut pas être l'InGaAs, médiocre isolant électrique. L'InAlAs est donc généralement employé, visiblement au prix d'une densité de TD ~ 10-100 fois plus élevée que sur InGaAs. Une étude sur m-HEMT a montré l'intérêt de lui substituer In(Ga)AlAs [Lubyshev01].

A partir d'un buffer InAlAs optimisé en gradient à T_C ~ 400°C, nous avons étudié – dans une approche « croissance » et un objectif m-TBH – la substitution InAlAs → InGaAlAs, bénéfique sur m-HEMT.

II.E – Le cross-hatch et la relaxation par réseau de dislocations

Le cross-hatch est une morphologie de surface typique des couches contraintes à relaxation par réseau de dislocations <110>, et donc absente sur buffers uniformes (cf. II.F). Il est observé sur de nombreux matériaux lorsque se développe ce réseau au-delà de l'épaisseur critique de relaxation plastique – sur couche simple et buffer graduel en : AlAs/GaAs [Mollot04] et AlGaAs/GaAs [Booyens81], SiGe/Si [Hsu92,Samavedam97], InGaP/GaAs [Olsen78], InGaAs/GaAs [Beanland95,Valtueña97,Romanato99], InAlAs/GaAs et InGaAlAs/GaAs ([Chauveau03a] et IV). Son origine demeure cependant controversée.

« To crosshatch » est un terme usité en dessin signifiant littéralement hachurer en croisillons. Le cross-hatch peut être conforme à cette définition, avec un alignement selon les directions <110>. Ce n'est cependant pas toujours le cas... Il dépend en effet de nombreux paramètres [Lubyshev01] : influence de l'épitaxie sur la surface, influence des dislocations <110> sous la surface, effet d'échelle en microscopie. Nous allons hiérarchiser les paramètres « croissance » à partir d'observations en fin de buffer rapportées dans la littérature, puis étudier le rôle des dislocations via des études sur l'amorce du cross-hatch en début de buffer, afin de préciser notre compréhension de ce phénomène.

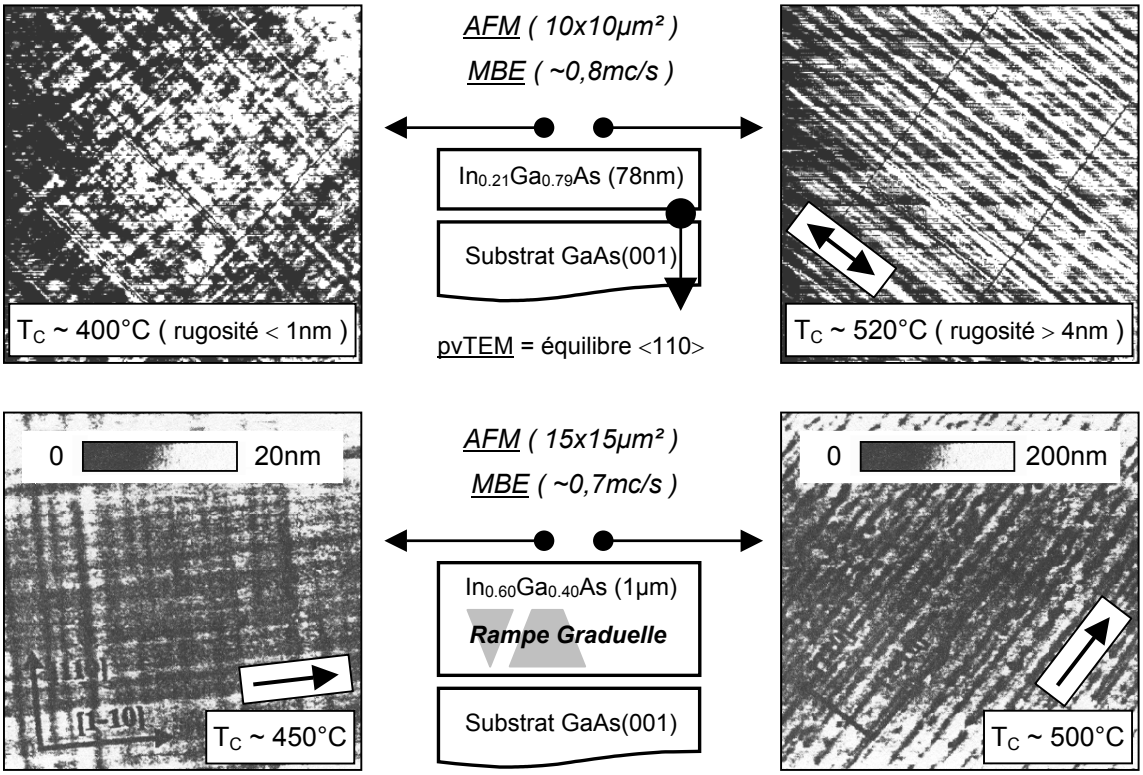
II.E.1 – Le cross-hatch en fonction des paramètres « croissance »

Effet de la température de croissance T_C

La température T_C est un paramètre « croissance » important pour ce qui est du cross-hatch. Indépendamment de l' apparence de celui-ci, la valeur de T_C influence la rugosité à échelle atomique (« rugosité RMS », cf. III.C.2), rugosité qui peut diminuer d'un facteur 2 à 10 au sein d'une même étude par la baisse de T_C [Harmand89a,Haupt96,Valtueña97,Alvarez98,Romanato99,Lubyshev01]. La limite pour préserver le matériau est ~350°C (via des mesures électriques sur m-HEMT) [Masato91,Ouchi02,Wang97].

L'autre évolution frappante avec la température T_C concerne l'apparence du cross-hatch – fait illustré par les figures II.17 ci-dessous. A structure identique (schématisée au centre), nous constatons sur couche simple (haut [Alvarez98]) ou buffer graduel (bas [Valtueña97]) que le cross-hatch est :

- équilibré et aligné selon <110> à basse température T_C ~ 400-450°C (*i.e.* « vrai » cross-hatch),
- déséquilibré et aligné selon la direction [1$\underline{1}$0] à haute température T_C ~ 500-520°C.

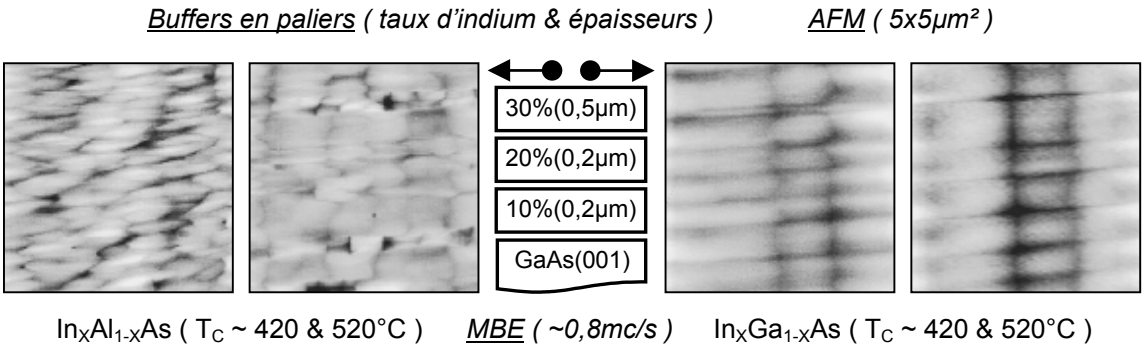


Figures II.17 : Clichés AFM sur les hétérostructures du centre – Flèche : [1$\underline{1}$0] ([Alvarez98][Valtueña97])

Effet de la nature et du flux des éléments III

La *nature des éléments III* est un autre paramètre « croissance » important sur le cross-hatch. Ceci ressort de deux (rares) études où le matériau du buffer est modifié, paramètre en général fixé, comme signalé en II.B.5 sur l'équilibre de la relaxation. Les propriétés des adatomes III Al, Ga et In sont considérées indépendamment en III.A.2 – avec les mécanismes de croissance en MBE.

Ainsi, Cordier *et al.* mesurent (sans l'illustrer) une hausse de 50-80% de la rugosité RMS en AFM (5x5µm²) entre buffers GaAs → $In_{0.30}AlAs$ et GaAs → $In_{0.30}GaAs$ (T_C ~ 400°C en MBE) [Cordier98]. A l'inverse, Chyi *et al.* imagent (sans la quantifier) l'évolution du cross-hatch sur des buffers en paliers en passant d'InAlAs à InGaAs sur GaAs (T_C ~ 420 ou 520°C en MBE) : des clichés AFM disponibles à ces deux températures sont repris figures II.18 ci-dessous. Les auteurs expliquent la morphologie plus irrégulière d'InAlAs (gauche) par la différence de mobilité supérieure entre adatomes Al et In [Chyi96].



Figures II.18 : Clichés AFM sur l'hétérostructure centrale (taux d'In et épaisseur des paliers) [Chyi96]

Le *flux d'éléments III* impose la vitesse de croissance du buffer (cf. III.A.2). Exceptés Gonzalez *et al.* cités ci-après, seuls Alvarez *et al.* ont étudié son effet en MBE sur couches simples $In_{0.20}Ga_{0.80}As$/GaAs (90nm). La rugosité RMS en AFM (10x10µm²) diminue d'un facteur ~2 entre 0,2 et 1,5µm/h à T_C ~ 400°C – gain identique à une « classique » baisse de 520 à 400°C sur T_C [Alvarez98]. Ces vitesses étant éloignées des ~1µm/h standard en MBE, ce paramètre nous semble secondaire.

Effet de la nature et du flux d'élément V

La *nature des éléments V* est un paramètre dont l'effet n'a été étudié, à notre connaissance, qu'en accord de maille – résultats que nous évoquons avec les mécanismes de croissance en III.A.2. Une comparaison As-P (InGaAs-InGaP ou InAlAs-InAlP) devrait donner, d'après l'étude de NTU sur buffers $In_{0.49}GaP$ → InP [Radhakrishnan02,Yuan02], des résultats similaires mais à plus haute T_C sous P. Une comparaison III-As avec différentes sources d'As est aussi possible, à l'image des épitaxies sous AsH_3 craquée ou sous As_4 de buffers graduels In(Ga)AlAs identiques présentées au chapitre IV.

Un effet du *flux d'élément V* – plus précisément du ratio V/III à T_C donnée (cf. III.A.4) – a en revanche été récemment mis en évidence sur buffer graduel. Lubyshev *et al.* ont constaté qu'épitaxier le buffer graduel In(Ga)AlAs de m-HEMT à ratio V/III « *élevé* » au lieu de « *faible* » augmente la rugosité RMS (20x20µm²) de ~35% tout en réduisant la mobilité électronique de ~5% [Lubyshev01]. Cordier *et al.* confirment ce résultat : épitaxier le buffer graduel InAlAs de m-HEMT en doublant le flux d'As_4 augmente la rugosité RMS (10x10µm²) de ~50% en réduisant la mobilité électronique de ~25%. Une dégradation du matériau dans la rampe est également observée en xTEM [Cordier03].

En résumé, les principaux paramètres « croissance » qui influencent le cross-hatch sont la température de croissance T_C et le matériau (nature des éléments III) – tandis que les flux d'éléments III (vitesse de croissance), d'éléments V (ratio V/III) et la nature des éléments V sont secondaires.

II.E.2 – Amorce du cross-hatch : effet des dislocations sur la surface

Nous venons de voir différents aspects du cross-hatch selon les paramètres « croissance », avec en particulier un ordre selon <110> ou [1$\underline{1}$0] à « grande » échelle d'observation (cf. figures II.17). Considérons à présent comment les dislocations influencent le front de croissance. Cette question a tout d'abord été étudiée dans le système SiGe/Si, où deux grandes hypothèses ont été avancées :

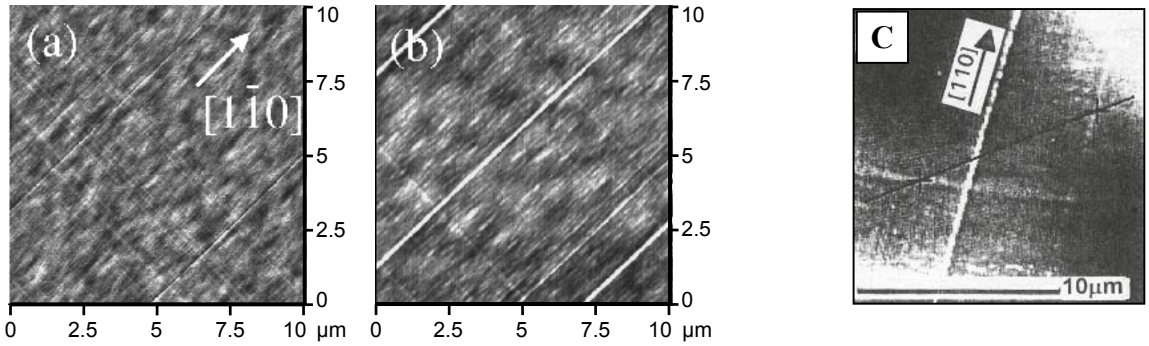
- L'une correspond à une approche « dislocations » : chacune d'elles provoque l'apparition d'une marche de hauteur |**b**| en surface à l'extrémité de son plan de glissement [Shiryaev94] – proposition reprise par LeGoues, Mooney *et al.* pour associer le cross-hatch à une accumulation de marches sur un même plan de glissement, suite à une multiplication de MD par le mécanisme MFR [Lutz95].
- L'autre correspond à une approche « croissance » : pour l'équipe de Fitzgerald *et al.*, le champ de contrainte en surface est inhomogène avec – à l'aplomb des dislocations – des zones relaxées favorables à l'incorporation des adatomes et responsables du développement du cross-hatch. Ceci suppose des adatomes sensibles à ces zones avec une longueur de diffusion suffisante pour les atteindre, et des MD proches sous la surface [Fitzgerald92,Hsu92,Albrecht95,Samavedam97].

Après quelques années de controverse [Shiryaev94,Lutz95,Samavedam97], l'hypothèse « croissance » est privilégiée. C'est ce qui ressort par exemple de la modélisation de Andrews *et al.* qui, en se basant sur l'approche « dislocations », concluent à un nécessaire transport de matière : il mène au cross-hatch par élimination des marches en surface à l'extrémité des plans de glissement [Andrews00,Andrews02]. Ceci revient aussi à considérer des zones favorables à l'incorporation des adatomes, non pas sur des zones relaxées à l'aplomb des MD, mais aux marches à l'extrémité des plans de glissement {111}.

L'hypothèse « croissance » est surtout confirmée via des résultats expérimentaux sur l'amorce du cross-hatch, car ils illustrent une particularité de l'épitaxie des III-V cfc : la diffusion préférentielle des adatomes III selon [1$\underline{1}$0]. Leur longueur de diffusion est plus élevée d'un facteur 4 à 8 par rapport à [110] (cf. III.A), ce qui explique les motifs des figures II.18 et les observations des figures II.19 ci-après :

- Les clichés a et b correspondent à des couches simples $In_{0.20}Ga_{0.80}As/GaAs$ (T_C ~ 500°C en MBE) à des épaisseurs proches (~50nm) mais à des vitesses de croissance variant d'un facteur > 2 (0,5 et 0,2mc/s, *i.e.* monocouche par seconde). Des arêtes ou « ridges » sont visibles dans les deux cas, selon les deux directions – mais plus marquées selon [1$\underline{1}$0]. A vitesse élevée (a) leur hauteur est de 2,8Å et 11Å selon [110] et [1$\underline{1}$0]. Elle augmente à 7Å et 18Å à faible vitesse (b) [Gonzalez01].
- Le cliché c correspond à une couche simple $In_{0.82}Ga_{0.18}As/InP$ (T_C ~ 450°C en MBE) de 8nm et épitaxiée à ~0,5mc/s. La densité de MDα mesurée selon [1$\underline{1}$0] en pvTEM est « classiquement » supérieure à celle des MDβ – respectivement ~10^4 et ~10^3 cm^{-2} – mais la hauteur des arêtes est supérieure selon [110] : 25Å, contre quelques angströms selon [1$\underline{1}$0] (*i.e.* inverse des clichés a, b). Ceci correspond à un taux de croissance accru de 30% sur une largeur de ~480nm [Gendry95b].

L'existence des arêtes est interprétée par Gendry *et al.* via une hausse du taux de croissance due au champ de contrainte réduit par la relaxation des MD à 60° : il y a incorporation sur ces zones relaxées car l'énergie de contrainte élastique du matériau y est réduite, d'où une minimisation de l'énergie totale.



Figures II.19 : Clichés AFM sur couches simples $In_{0.20}Ga_{0.80}As/GaAs$ ($\Delta a/a$ ~ 1,4%) (a et b) et $In_{0.82}Ga_{0.18}As/InP$ ($\Delta a/a$ ~ 1,95%) (c) – Voir texte ci-dessus (d'après [Gonzalez01] et [Gendry95b])

La baisse d'énergie de contrainte élastique est en effet supérieure à la hausse d'énergie due à la faible surface (rugosité) développée. Ceci est confirmé par l'effet de vitesse observé par Gonzalez *et al.* : à faible vitesse (b) les adatomes sont plus sensibles aux zones relaxées, qu'ils ont le temps d'atteindre avant incorporation par les adatomes de la monocouche suivante, délai insuffisant à vitesse élevée (a).

La hauteur des arêtes est également intéressante : supérieure selon [1$\underline{1}$0] à T_C ~ 500°C, selon [110] à $T_C \leq$ 450°C. Les observations à 500°C pourraient s'expliquer par un développement déséquilibré du réseau de MD de ces couches simples, puisque les MDα se développent plus rapidement que les β. Ceci est aussi valable à 450°C, ce qu'attestent les densités de MD notées par Gendry *et al.* : les arêtes devraient donc être plus marquées selon [1$\underline{1}$0], contrairement aux faits qui infirment cette hypothèse. Ces observations s'interprètent cependant en considérant [Fitzgerald92,Hsu92,Gendry95b,Samavedam97] :

① La <u>*possibilité pour l'adatome III d'atteindre la zone relaxée d'incorporation préférentielle*</u> résultant d'une MD, fonction de sa longueur de diffusion définie par : $\lambda = (2D\tau)^{1/2}$ avec : $D = D_0 \exp(-E / kT_C)$ le coefficient de diffusion en surface thermiquement activée, lié à la nature de l'adatome III par D_0 (constante définie selon <110>) – tandis que τ est le temps de résidence moyen en surface avant incorporation, proportionnel à l'inverse de la vitesse de croissance aux valeurs de T_C considérées [Grandjean94b,Gendry95b]. Nous retrouvons des effets de : T_C, direction de diffusion, matériau, vitesse. Les valeurs de λ à T_C ~ 500°C – de 200nm à 8µm pour Ga (cf. III.A.2) – sont cohérentes avec la largeur d'arête (~480nm) mesurée par Gendry *et al.* à T_C ~ 450°C pour $In_{0.82}Ga_{0.18}As/InP$.

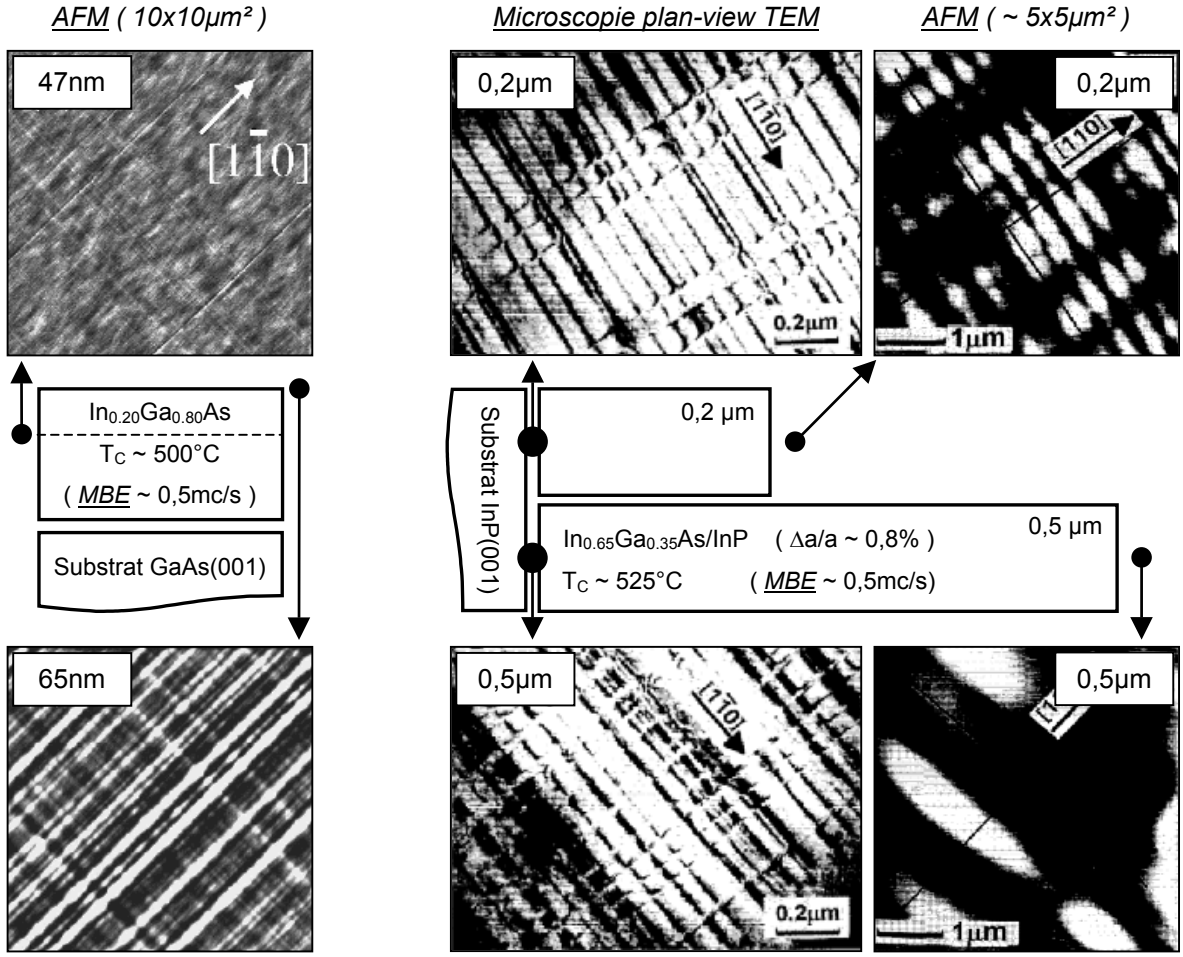
② La <u>*sensibilité de l'adatome III à la zone relaxée d'incorporation préférentielle*</u> résultant d'une MD. En croissance en MBE (cf. III.A.2), les adatomes III accommodent leur surplus d'énergie pendant une période d'adsorption durant laquelle ils se déplacent entre les possibles sites d'incorporation. Il semble dès lors concevable qu'un adatome puisse « passer au-dessus » d'une zone relaxée sans y être incorporé si son énergie – proportionnelle à kT – est encore trop élevée.

Ainsi, à T_C ~ 450°C, la diffusion préférentielle des adatomes III selon [1$\underline{1}$0] fait qu'ils ont une probabilité d'atteindre les zones selon [110] supérieure à celle pour les zones selon [1$\underline{1}$0], en y étant sensibles dans les deux cas via accommodation suffisante de leur énergie, initialement faible à cette température. A T_C ~ 500°C, ils atteignent les zones selon [1$\underline{1}$0] et [110]. Une accommodation d'énergie insuffisante lors de la diffusion selon [1$\underline{1}$0] (il y a alors incorporation aléatoire par les adatomes suivants) et/ou le développement plus rapide des MDα peu(ven)t alors expliquer les arêtes plus marquées selon [1$\underline{1}$0].

II.E.3 – Evolution du cross-hatch : effet de dislocations ou de surface ?

La question est de savoir comment évolue le cross-hatch quand l'épaisseur augmente, jusqu'à obtenir les surfaces présentées en II.E.1. A cela deux hypothèses : l'incorporation des adatomes III demeure influencée par les dislocations, ou est influencée par les arêtes initialement développées.

Nous n'avons pas trouvé d'étude de suivi du cross-hatch sur couche simple ou buffer graduel de forte épaisseur (~1µm) pour répondre à cette question [Yoon93]. Nous pouvons toutefois associer les clichés obtenus sur couches simples InGaAs/GaAs à ~20% d'In (T_C ~ 500°C en MBE à ~0,65mc/s) des figures II.20 ci-dessous [Gonzalez01] et figures II.17 ci-avant [Alvarez98] : ils soutiennent la seconde hypothèse. Elle est d'autant plus probable lorsque l'on considère les densités de MD mesurées en TEM à l'interface couche-substrat par Alvarez *et al.* : l'écart est inférieur à 10% entre directions <110> à T_C ~ 400°C mais aussi à 520°C – donc sans lien avec le cross-hatch aligné selon [1$\underline{1}$0] à 520°C.



Figures II.20 : Clichés AFM [Gonzalez01] et (pvTEM + AFM) [Gendry95b] sur l'hétérostructure centrale

L'étude de Gendry *et al.* soutient également la seconde hypothèse (cf. figures II.20 droite) [Gendry95b]. Cette fois les couches simples sont en $In_{0.65}GaAs/InP$ en MBE à T_C ~ 525°C, d'où une morphologie en AFM alignée selon [1$\underline{1}$0] et en accord avec l'interprétation proposée en II.E.2. En imageant l'interface couche-substrat en TEM, les auteurs notent que le déséquilibre du réseau de MD <110> se résorbe et que sa densité augmente avec l'épaisseur – tandis que l'apparence du cross-hatch s'en dissocie.

L'interprétation est que l'influence du réseau de MD localisé à l'interface couche-substrat, au départ forte puisqu'elle provoque l'amorce du cross-hatch, diminue : la distance surface-réseau augmente et, surtout, les zones d'incorporation préférentielle s'annihilent par recouvrement [Fitzgerald92,Gendry95b].

Ceci semble valable sur buffer graduel, où la répartition du réseau de MD diffère par principe. Ainsi, un cross-hatch aligné selon [1$\underline{1}$0] à T_C ~ 500°C (cf. figures II.17 [Valtueña97]) ne peut s'expliquer par l'influence des MD : il faudrait que les MDα alignées selon [1$\underline{1}$0] soient proches de la surface et donc en « retard de relaxation » sur les MDβ – en contradiction avec tous les autres résultats (cf. II.B.5). Pour cette même raison d'efficacité en relaxation, l'alignement selon [1$\underline{1}$0] ne résulte pas d'une contrainte compressive résiduelle plus élevée selon [110] (*i.e.* relaxation liée aux MDα) – au contraire. Enfin, notons que l' « épaisseur libre de dislocations » (*i.e.* distance surface-réseau) de ~200-600nm sur buffer graduel [Romanato99,Chauveau01] est supérieure à celle des couches simples ici présentées.

II.E.4 – Ce qu'il faut retenir sur le cross-hatch

La littérature sur le cross-hatch est de prime abord déroutante, en raison des différents stades et échelles d'observation de cet état de surface lié à la relaxation par réseau de dislocations <110>. Nous avons illustré ceci afin d'exposer notre compréhension[9] du cross-hatch. Il résulte selon nous :

① d'une *étape d'amorce du cross-hatch* où interviennent des effets de croissance et de dislocations. Les premiers impliquent la diffusion selon <110> et l'accommodation d'énergie des adatomes III. Les seconds impliquent les dislocations alignées selon <110> et dont le champ de contrainte, lorsqu'elles sont isolées et à proximité sous la surface, résulte en des zones relaxées favorables à l'incorporation des adatomes III en front de croissance. L'association de ces effets mène à une rugosité marquée par les directions <110> d'élongation des MD et de diffusion des adatomes III.

② d'une *étape de développement du cross-hatch* où n'interviennent que des effets de croissance. L'influence des dislocations diminue avec la hausse d'épaisseur, par éloignement surface-réseau et surtout par recouvrement des champs de contrainte de chaque dislocation (*i.e.* niveau moyen sans effet en surface). Malgré des réseaux de MD différents, la distinction entre couche simple et buffer graduel ne semble pas significative par rapport aux paramètres « croissance ». Accroître l'épaisseur de la couche ne lisse pas le cross-hatch – au contraire : il s'amplifie horizontalement en périodicité et verticalement en rugosité. Ceci est dû au déplacement des adatomes III selon <110> sur une surface également marquée selon <110> – en partie pour cette même raison (①).

En pratique, le cross-hatch est aligné selon <110> pour $T_C \leq 450$°C et aligné selon [1$\underline{1}$0] à T_C ~ 500°C. Pour l'étude du cross-hatch en microscopie, il nous semble souhaitable de juxtaposer deux échelles d'observation distinctes d'un facteur environ 10-20 [Lefebvre03,Fastenau04,Hudait04].

[9] Notre proposition – basée sur des buffers III-As épitaxiés en MBE – semble perfectible en CBE sur couches simples InGaAs/GaAs [Beanland95,MacPherson97] et MOVPE sur InGaAs ou InAsP/InP [Tsuchiya94,Hudait04,Newman04] (décalage sur T_C,...). Sans doute est-ce le résultat des différences sur les mécanismes de croissance (cf. III.A.1). Le cross-hatch des buffers SiGe/Si peut être très prononcé, mais est toujours équilibré selon <110> [Hsu92].

II.F – Processus de relaxation dans les buffers uniformes ($\Delta a/a > 2\%$)

Dans les buffers uniformes, la contrainte est relaxée par une évolution 2D → 3D → 2D de la surface dont les étapes sont illustrées figures II.4 : il y a croissance d'îlots puis coalescence d'îlots avec génération de dislocations, retour à une surface 2D, et enfin baisse de la densité de dislocations. Nous nous intéressons ici aux buffers uniformes selon une approche « dislocations » – en génération, localisation, interaction et densité – l'approche « croissance » étant développée au chapitre IV.

II.F.1 – Formation des îlots et nucléation des dislocations

Revenons tout d'abord sur le désaccord de paramètres de maille $\Delta a/a \sim 2\%$, retenu en II.A.2 comme seuil[10] entre relaxation par réseau de MD <110> et par évolution 2D → 3D → 2D en surface.

Pour ce processus, on définit une épaisseur critique h_{C3D} de transition 2D-3D à laquelle le mode de croissance cesse d'être bidimensionnel et devient tridimensionnel [Berger88,Snyder91,Tersoff94], évolution signalant la fin de la *première étape* de relaxation où la croissance était pseudomorphique.

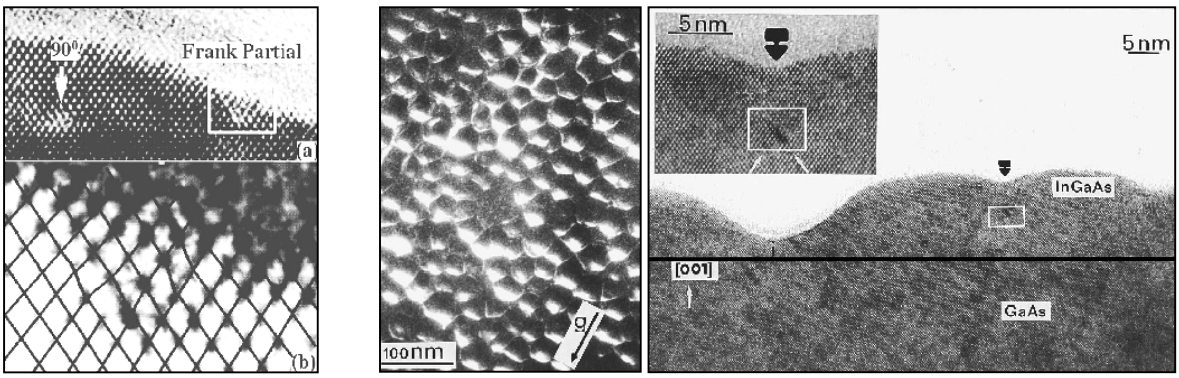
L'épaisseur critique h_{C3D} décroît lorsque la valeur du $\Delta a/a$ initial augmente – mais aussi en fonction des paramètres « croissance » à considérer pour l'épitaxie de buffers uniformes. Leurs effets sont illustrés par les études visant à retarder la transition 2D-3D en croissance métamorphique [Chang89,Krishnamoorthy91,Fitzgerald92,Tamura92,SChang93,Westwood93] ou de p-HEMT (cf. II.C.1) et par celles sur les îlots quantiques – les « Quantum Boxes, Dots, Dashs, Sticks... » [Grandjean97,Brault98,Gendry04]. Le paramètre principal est, comme sur buffer graduel, la température : réduire T_C permet d'augmenter h_{C3D} en réduisant la longueur de diffusion λ des adatomes III (cf. II.E.2). On peut de même augmenter la vitesse de croissance [Grandjean94b,Grandjean96]. Il est aussi possible d'annuler la transition 2D-3D en modifiant l'énergie de surface par baisse du ratio V/III jusqu'à réaliser l'épitaxie en « stabilisation III »[11] [Kitabayashi95,Tournié95,Trampert95,Gendry97][Chokshi02] ou avec un surfactant [Massies92,Tournié95].

La transition 2D-3D – étudiée en RHEED, TEM, AFM, STM (Scanning Tunneling Microscopy) ou sprectroscopie Raman [Groenen97,Pizani98] – étant le critère retenu pour fixer le $\Delta a/a$ de seuil, il n'est pas étonnant d'observer une fluctuation autour des 2% [Kavanagh92,Grandjean94b,Androussi95,Valtueña97], d'autant que cette transition est progressive [Berger88,Gendry92,Westwood93,Gendry97]. Cette valeur la plus fréquemment rapportée[10] correspond à 27-28% d'In pour InAlAs-InGaAs sur GaAs et 82-83% sur InP.

Considérons à présent la *relaxation de contrainte au niveau d'un îlot*. Nous avons représenté figures II.21 ci-dessous à gauche des clichés en xTEM sur un îlot formé lors de l'épitaxie à $T_C \sim 480°C$ en MBE de ~5mc d'InAs sur GaAs [Chen96]. Nous constatons que la « couche » relaxe l'importante énergie de contrainte à la fois par une surface développée plus importante qu'en croissance 2D, mais aussi par la génération de dislocations MD parallèles à l'interface îlot-substrat en bord d'îlot et sous l'îlot : il existe donc – point important – des dislocations autres que des TD dans les buffers uniformes.

[10] Le seuil du système SiGe/Si apparaît être $\Delta a/a \sim 1\%$ ($Si_{0.75}Ge_{0.25}$/Si) [Fitzgerald92,LeGoues92a,Jesson93,Mooney93].

[11] La reconstruction de surface en est la cause : développer une surface « riche As » est peu coûteux énergétiquement, ce qui facilite la transition 2D-3D [Gendry97] – résultat récemment discuté par [Chokshi02].



Figures II.21 : Dislocations au niveau d'un îlot [Chen96] et de la coalescence d'îlots [Androussi95]

Des observations comparables sont rapportées sur $In_{0.6}Ga_{0.4}As/GaAs$ [Tillmann95], InAs/GaAs [Tournié95,Trampert95] et GaSb/GaAs [Qian97]. Chen *et al.* signalent que le type des dislocations évolue avec la contrainte : ils identifient une majorité de dislocations mixtes à 60° à l'interface à $\Delta a/a$ ~ 1,4% (*i.e.* $In_{0.2}GaAs/GaAs$), signalent l'apparition de MD coin à 90° pour $\Delta a/a$ ~ 2,1% (*i.e.* $In_{0.3}GaAs/GaAs$), dislocations coin qui deviennent majoritaires à $\Delta a/a$ ~ 2,8% (*i.e.* $In_{0.4}GaAs/GaAs$) [Chang89,Chen96].

Du II.B, rappelons que les MD coin alignées selon <110> relaxent deux fois plus que les 60°, mais qu'elles sont sessiles et énergétiquement plus coûteuses à nucléer [Marée87]. Si la contrainte est ici suffisante, le mécanisme n'est visiblement pas encore identifié [Chang89,Trampert95] : la réaction attractive de MD à 60° semble possible (cf. II.C.4), tandis que Chen *et al.* proposent la réaction entre une partielle de Schockley et une partielle de Frank nucléée en bord d'îlots (cf. figures II.21 gauche).

Au final, le matériau de l'îlot est relaxé. Il présente toutefois, typiquement sur ces buffers uniformes ternaires épitaxiés à plutôt haute T_C, un gradient de composition et donc de contrainte avec enrichissement en indium du sommet de l'îlot [Androussi94,Benabbas96,Grandjean96,Benabbas99,Kret99].

La *troisième étape* du processus de relaxation 2D → 3D → 2D est la *coalescence des îlots*. L'amorce du retour à un front de croissance quasi-2D est illustrée figures II.21 ci-dessus à droite, par des clichés TEM réalisés par Androussi *et al.* sur de l'$In_{0.30}Ga_{0.70}As$ (35mc) épitaxié à T_C ~ 510°C en MOMBE/CBE sur GaAs(001) [Androussi95]. Cette observation en xTEM du LSPES est la première confirmation expérimentale d'une nucléation de MD par renforcement de contrainte dans une dépression en surface d'un buffer – prévue théoriquement [Jesson93], et confirmée trois mois après par une autre étude [Cullis95]. La MD est une dislocation coin à vecteur de Burgers **b** = ½ [110] comme à l'interface îlot-substrat. La distance moyenne entre MD est de 50 ± 10nm, densité fixée par le diamètre moyen des îlots, diamètre contrôlé par la croissance. Ces dislocations s'arrangent en un réseau quasi-hexagonal de segments MD dans le plan (001) [Cullis96], à ligne de dislocation **L** parallèle aux directions <110> ou <100> et vecteur **b** = ½ <110> – réseau visible en pvTEM figures II.21 au centre.

Cet arrangement hexagonal explique selon nous le retour à un front de croissance ~2D sur les buffers uniformes, fait surprenant par rapport au cross-hatch qui perdure (s'amplifie) avec l'épaisseur. Cette différence est constatée [Fitzgerald92,Samavedam97], mais à notre connaissance non interprétée. Selon nous, la croissance sur les zones relaxées dues aux MD comble les dépressions mais sans plus, le réseau de MD n'étant pas ici aligné sur les directions <110> de déplacement des adatomes III.

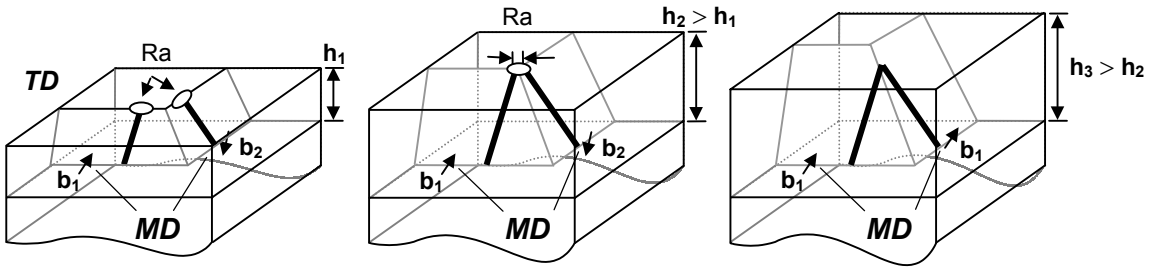
II.F.2 – Interactions TD/TD et réduction de leur densité par effet d'épaisseur

La *quatrième et dernière étape* débute lorsque le front de croissance est redevenu quasiment bidimensionnel : il s'agit, comme illustré figures II.4, de la *réduction de la densité de dislocations TD* avec l'épaisseur du buffer uniforme. L'inconvénient majeur et bien connu des buffers uniformes est en effet la forte densité de TD répliquées jusque dans les couches actives (cf. [Harmand89a,Häusler95] et IV.A.2) – densité [TD] dont l'origine est évidente d'après ce qui précède : la nucléation d'un très grand nombre de demi-boucles TD/MD/TD est une situation qui ne peut conduire qu'à un taux maximal de blocage de TD. Pour la majorité de ces demi-boucles, le segment MD est de plus sessile et, pour une part d'entre elles, situé hors du plan d'interface îlot-substrat (cf. II.B.3 et [Trampert95,MacPherson97]).

En pratique, des auteurs mentionnent ainsi des densités de TD de l'ordre de 10^{11}-10^{12} cm^{-2} sur buffer uniforme $Si_{1-X}Ge_X$/Si de ~0,5µm lorsque x excède ~25% ($\Delta a/a > 1\%$) [LeGoues92a,Mooney93].

De nombreuses études attestent toutefois d'une diminution de cette densité [TD] de plusieurs ordres de grandeur avec la hausse d'épaisseur : Chu *et al.* constatent une réduction de [TD] de $2x10^{10}$ à $5x10^7$ cm^{-2} après ~2µm sur buffer uniforme InP/GaAs [Chu89], Fitzgerald *et al.* rapportent des valeurs de [TD] ~ 10^7-10^9 cm^{-2} sur buffer uniforme $Si_{1-X}Ge_X$/Si où $\Delta a/a > 1$-1,5% [Fitzgerald92], et Olego *et al.* imagent l'évolution des figures II.4 et mesurent une densité [TD] ~ $5x10^7$ cm^{-2} après ~6µm [Olego92].

Ces évolutions sont rendues possibles par des *interactions TD/TD liées à un effet d'épaisseur*. Les bras émergents sont certes immobilisés, mais leur réplication monocouche après monocouche combinée à leur alignement selon <011> [Natali00b] assure statistiquement le rapprochement des TD, jusqu'à permettre des réactions TD/TD dont le résultat dépend des vecteurs de Burgers **b** respectifs. Les huit réactions possibles ont été étudiées par [Speck96,Romanov99], puis dans la thèse de M. Putero [Putero99]. L'une est sans effet, deux sont néfastes (*i.e.* TD immobilisées sur buffer graduel, mais ici sans effet) mais cinq sont bénéfiques : trois d'entre elles permettent une fusion (2 TD → 1 TD), les deux autres une annihilation (2TD → 0TD) – comme illustrée figures II.22 ci-dessous.

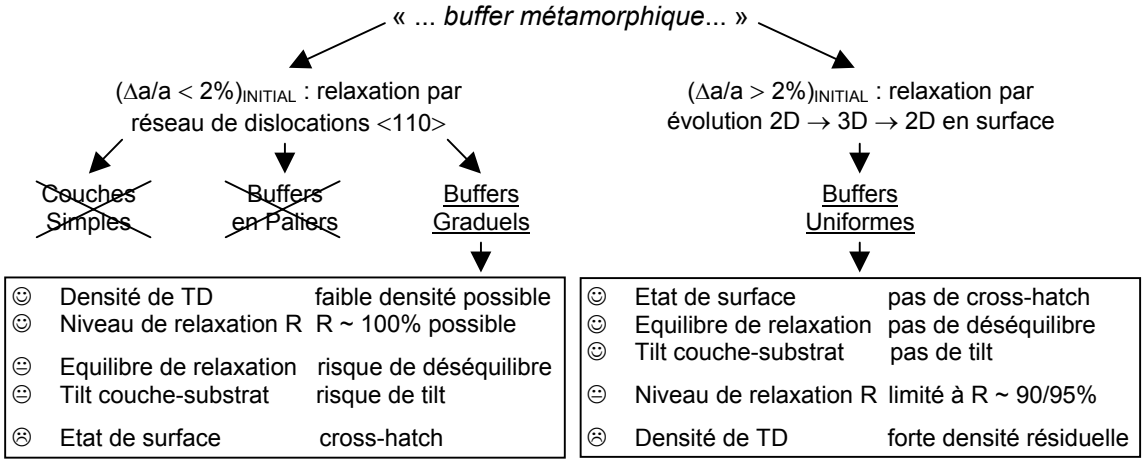


*Figures II.22 : Réaction de 2 TD à vecteurs **b** opposés et plan de glissement {111} sécants [Romanov99]*

Au final, un buffer uniforme présente un front de croissance quasi-2D sans cross-hatch, mais aussi une forte densité de TD immobilisées. Celle-ci est réduite par effet d'épaisseur, processus dont l'efficacité diminue progressivement en laissant ~10^7-10^8 TD par cm^2. En pratique, un buffer uniforme de 1-2µm est un bon compromis coût-efficacité en densité résiduelle de TD [Speck96] et en relaxation, de ~95% et équilibrée selon <110> en raison des blocages TD/MD [Olego92,Mooney93,Häusler95].

Résumé pratique sur la croissance métamorphique...

Sur un plan pratique, ce chapitre II peut être résumé par le schéma suivant[12] :



Les autres caractéristiques à considérer sont : le coût d'épitaxie, l'isolation électrique et la conductivité thermique (cf. IV.D.1). Les buffers graduels nécessitent la mise au point d'une rampe d'introduction de contrainte (*i.e.* « step initial », gradient, décrochement). Les principaux paramètres sont donc : le type de buffer, la température de croissance T_C et le matériau. Ceux secondaires – flux III (vitesse), flux V (ratio V/III) et nature des éléments V – peuvent prendre de l'importance par cumul sur l'épaisseur d'un buffer (~1µm). D'autres éléments peuvent intervenir : méthode d'épitaxie (MBE, MOMBE/CBE, MOCVD/MOVPE)[4], substrat désorienté... Il convient d'adopter une double approche « dislocations » et « croissance » où la direction [1$\underline{1}$0] est privilégiée (*i.e.* en élongation des MDα et en diffusion des adatomes III), en particulier sur buffers graduels – en cross-hatch, équilibre de la relaxation et tilt.

Addenda : relaxation de contrainte en tension

Ce chapitre porte sur la relaxation de couches contraintes en compression. En tension, la situation diffère : il faut ajouter et non retirer un plan atomique à la couche, et une transition 2D → 3D résulte de la formation de trous et/ou sillons, et non d'îlots. Pour InGaAs/InP, les motifs en surface restent alignés selon [1$\underline{1}$0] malgré l'absence de reconstruction en RHEED [Gendry97,Krapf97,Guyer00,Gendry03]. A $\Delta a/a$ croissant, notons : une relaxation anisotrope avec des MD à 60° parfaites alignées selon [1$\underline{1}$0], puis des MD à 60° dissociées avec fautes d'empilement et micro-macles (« micro-twins »), l'apparition de rainures en surface (« grooves ») selon [1$\underline{1}$0] puis [110] et – à $\Delta a/a > 1\%$ – de fissures (« cracks ») selon [110] [Nagaï76,Marée87,Yang93,Tsuchiya94,Gendry95b,Ponchet95,Maigné96,Diéguez97,Salviati02,Natali00a]. Les épaisseurs critiques h_C augmentent [Groenen97,Pizani98]. Ce qui précède vaut pour InAlSb/InSb (h_C) [Maigné95] et InGaP/InP [Cléton96] – mais est discuté pour SiGe/Ge (h_C) [Wegscheider93] et InGaP/GaAs (h_C et orientation des motifs selon le taux d'indium) [Matragrano96b][Schuler99,Wallart00,Wallart01].

[12] Nous avons exclu les *buffers en super-réseaux* : présents sous les premiers FET et TBH « InP sur GaAs » [Wang88,Won88], ils sont utilisés à l'heure actuelle en MOVPE InAsP/InP [D'Hondt97] ou en MBE AlAsSb/GaAsSb [Kim02a], ainsi que sous une forme évoluée dite « digital alloy » pour In(Ga)AlSb [Fritz95,Pease03,Plis03]. Signalons trois alternatives « plus technologiques » : le *paramorphisme* [Damlencourt99], le *report par collage moléculaire* [Kostrzewa03a] et les *substrats dits « compliants »* [Kostrzewa03b].

Chapitre III – Epitaxie par Jets Moléculaires et méthodes expérimentales pour l'étude de m-TBH InP/$In_{0.53}Ga_{0.47}As$ sur GaAs

Ce chapitre traite des méthodes de croissance et de caractérisations physiques employées pour notre étude de TBH InP/$In_{0.53}Ga_{0.47}As$. Ceux-ci ont été épitaxiés tout d'abord en accord de maille sur substrat InP, puis sur substrat GaAs après optimisation de buffers métamorphiques GaAs → InP.

*Ces méthodes n'ont fait l'objet d'aucun développement spécifique et ont été mises en œuvre de façon classique, mais dans un contexte parfois particulier (*i.e. *cas des buffers graduels).*

Nous présentons tout d'abord la méthode d'Epitaxie[1] *par Jets Moléculaires en rappelant son principe, ses avantages et inconvénients, sa principale alternative et ses évolutions. Nous abordons le mécanisme de croissance et la technique de caractérisation* in situ *RHEED. Nous décrivons les bâtis de MBE interconnectés, puis la préparation et le déroulement d'une épitaxie type.*

Nous présentons ensuite les méthodes de caractérisation utilisées pour l'optimisation en épitaxie de structures TBH ou de buffers métamorphiques – à savoir : mesure électrique par effet Hall, mesure optique par photoluminescence et mesure électrique de type I(V) sur diode np émetteur-base.

Nous présentons enfin les méthodes de caractérisation surtout employées pour l'étude des buffers GaAs → InP via la démarche dédiée au m-TBH proposée en IV.A. Outre le recours ici aussi à la photoluminescence et à des diodes épitaxiées sur buffers métamorphiques, nous avons fait appel à des mesures de Double Diffraction des rayons X (DDX), de microscopie optique et de microscopie à force atomique (AFM, pour Atomic Force Microscopy). La mise en œuvre de la DDX est détaillée car elle mène, sur buffer graduel, à des spectres de diffraction surprenants, à la lecture complexe mais riche en informations. Concernant les microscopies optiques et AFM, nous devons préciser des facteurs d'échelle et illustrer les effets de traitement logiciel des données brutes.

III.A – L'Epitaxie par Jets Moléculaires – ou Molecular Beam Epitaxy (MBE) :

III.A.1 – Historique, principe, caractéristiques et alternatives à la MBE

L'***Epitaxie par Jets Moléculaires*** (ou MBE pour Molecular Beam Epitaxy) est une méthode de croissance sous ultravide de couches minces, par réaction de flux atomiques ou moléculaires sur un substrat monocristallin porté à une température adéquate.

Le principe de la MBE est observé par Günther en 1958 sur InAs et InSb. Dans une enceinte sous vide poussé, celui-ci constate qu'il y a épitaxie d'un film III-V sur un substrat polycristallin placé à la température T_S sous les flux de deux creusets – l'un à T_{III} pour l'élément III (In), l'autre à T_V et maintenant une pression partielle suffisante en élément V (As ou Sb) – si l'on respecte la [Günther58] :

Règle des 3 températures : $T_V < T_S < T_{III}$ *(sous excès d'éléments V, avec des flux suffisants)*

Cette expérience a ensuite été reproduite sur substrat GaAs polycristallin [Davey68][HermanP014].

[1] Le mot épitaxie signifie mise en ordre selon son étymologie grecque : « epi » = par dessus et « taxis » = ordre.

Le développement et l'essor de la MBE sont ensuite liés aux travaux de J. Arthur et A. Cho des laboratoires AT&T (ex Bell) [Arthur68,Arthur69,Cho70,Cho71,Cho95,PanishP002]. Les progrès en ultravide (panneaux cryogéniques, pompage...) et des substrats (monocristallins) ont permis l'homoépitaxie de GaAs monocristallin, sous un vide poussé à 10^{-10} torr et des flux atomique (Ga) ou moléculaire (As_2 ou As_4) émanant de sources solides. Ces auteurs ont démontré un « second principe » de la MBE :

Le coefficient de collage des atomes III (Ga) est proche de l'unité, tandis que le coefficient de collage des atomes V (As) est négligeable – sauf en présence d'atomes III (Ga).

Un atome V (As) s'incorpore alors pour chaque atome III (Ga) disponible, chacun à sa place sur son sous-réseau respectif – ordre atteint lorsque les conditions de croissance en épitaxie sont adaptées.

Les ***avantages et inconvénients de la MBE*** sont illustrés dès ces travaux pionniers puisque sont introduites trois notions : l'ultravide, la vitesse de croissance et les sources III et V.

L'*ultravide* permet des flux atomiques ou moléculaires. La pression $P < 10^{-4}$ torr en croissance ($P < 10^{-10}$ torr hors croissance) autorise en effet un libre parcours moyen des éléments III et V supérieur à la distance source-substrat, la pression équivalente typique des flux étant ~ 10^{-9}-10^{-7} torr. Ceci requiert des technologies lourdes (*i.e.* pompage, matériaux spéciaux...). Côté positif, l'ultravide autorise des techniques de caractérisation *in situ* parmi lesquelles figure le RHEED, moyen d'étude de la surface en croissance et atout spécifique à la MBE (cf. III.A.3) [Alexandre95,Cho95,Cho99,HermanP010].

La *vitesse de croissance* est contrôlée par les flux d'éléments III une fois la supériorité des flux d'éléments V assurée. Dans les conditions usuelles, la vitesse en MBE est de ~1µm/h – soit ~1mc/s (*i.e.* monocouche atomique par seconde). La croissance peut être bidimensionnelle, en perpétuant l'ordre cristallin du substrat couche atomique après couche atomique. Signalons que si des vitesses de ~2µm/h sont possibles [Haupt96,Haupt97], l'épitaxie de fortes épaisseurs est l'apanage de la LPE[2], la VPE (pour Vapor Phase Epitaxy) ou de la MOCVD/MOVPE évoquée ci-après. Le point fort de la MBE est plutôt la précision des épaisseurs, des compositions et des dopages (notamment en gradualité), avec si besoin est la possibilité de réduire la vitesse par exemple à ~0,2µm/h [Alvarez98], voire moins.

En pratique, ce sont les *sources d'éléments III* qui permettent cette précision de la MBE. D'une part, elles assurent la stabilité des flux, *i.e.* le contrôle en composition, épaisseur et vitesse. D'autre part, elles permettent l'interruption ou la stabilisation rapide des flux, autre point fort de la MBE qui autorise des profils de composition et de dopage très abrupts. Au final, l'atout global de la MBE est qu'elle concrétise une véritable ingénierie des bandes avec des alliages III-V élaborés à partir de combinaisons d'éléments III (Al-Ga-In) et V (P-As-Sb), alliages que l'on peut juxtaposer en hétérostructures complexes : laser cascade quantique, diode tunnel résonnante... [Cho95,Lampin97a].

Il existe différentes variantes de MBE selon la technologie des sources d'éléments III et V. Ces sources ont été le frein le plus sensible à l'essor de la MBE, principalement pour les éléments V. C'est ce qu'illustrent les bâtis que nous avons utilisés : l'un de Solid Source MBE à *sources solides* (cellules d'effusion As_4), l'autre de Gas Source MBE à *sources gazeuses* (craqueur mixte AsH_3/PH_3).

[2] En Liquid Phase Epitaxy, le substrat est placé au contact d'une solution III-V sursaturée. Avantages : épitaxie rapide, alliage très pur. Inconvénients : épaisseurs/interfaces imprécises. Application : optoélectronique [Abedin04]

En ***MBE à Sources Solides (*** *SSMBE* ***)***, on distingue deux « époques » selon les sources V. Les *sources d'éléments III* n'ont pas posé de problème majeur : ce sont des cellules d'effusion où l'aluminium, le gallium ou l'indium sont fondus puis évaporés en un flux atomique. Ce flux est contrôlé par la régulation en température du creuset et peut être interrompu mécaniquement par un cache.

Les *sources d'éléments V* étaient dans un premier temps des cellules d'effusion simples, dorénavant remplacées par des cellules à crackers et vanne. L'autonomie et l'étanchéité des cellules d'effusion sont en effet insuffisantes pour les éléments V, fait illustré ici pour l'arsenic et le phosphore :

- L'autonomie est insuffisante : les flux V doivent être supérieurs aux flux III, voire élevés selon le coefficient d'incorporation de l'espèce – coefficient plus faible pour les molécules tétramères V_4 que dimères V_2 (cf. III.A.2), pour P *vs* As [Foxon80,Benchimol91,PanishP010,PanishP038,Baillargeon96,André02]. L'obtention de flux d'As_2 par sublimation de GaAs [Arthur69,PanishP037] ou de P_2 à partir de GaP ou InP [Arthur69,Mondry85,PanishP037,Ratana.01,Joe03,Sexton03][Lambert83] a été abandonnée : les creusets se vidaient trop rapidement, rendant les flux instables. L'obtention de flux d'As_4 par sublimation d'As solide pur – cas de notre bâti de SSMBE – a en partie résolu ce problème, ce qui n'a pas été le cas des flux de P_4 à partir de *phosphore rouge* (« phosphore allotropique »).
- L'étanchéité des cellules est insuffisante : un cache mécanique suffit aux faibles flux d'éléments III et de dopants mais est inadapté aux flux élevés d'éléments V qui, de plus, ne se condensent pas sur son métal trop chaud. Le résiduel élevé en éléments V se condense sur les parties froides du bâti : c'est problématique pour l'As_4 (*i.e.* hublots métallisés), dangereux pour le P_4 qui se dépose en *phosphore blanc* spontanément inflammable à l'air (le P_2 mène au *phosphore rouge*). Ceci obère surtout l'épitaxie d'alliages AsP et d'interfaces As/P [Claxton87,Johnson93,Baillargeon94]. Ce problème majeur exclut les hétérostructures TBH $In_{0.49}Ga_{0.51}P$/GaAs ou InP/$In_{0.53}Ga_{0.47}As$, et les alliages $In_{0.71}Ga_{0.29}As_{0.61}P_{0.39}$ et $In_{0.59}Ga_{0.41}As_{0.88}P_{0.12}$ sur InP. Or ceux-ci sont cruciaux en optoélectronique pour les lasers et photodétecteurs aux longueurs d'onde 1,3/1,55µm, pour lesquelles la dispersion et l'absorption sont (respectivement) minimales dans les fibres optiques [PanishP009,PanishP037].

Les cellules à crackers et vanne pour As et P [Garcia87,Wicks91,PanishP009,Baillargeon94,Mowbray94,Nagao99] ont résolu ces problèmes. Elles comportent typiquement deux étages : l'un sublime l'élément V en molécules tétramères V_4 à ~300-400°C, que le second décompose en dimères V_2 à ~800-1000°C. Une vanne étanche régule le flux [Mattord93,HermanP064], d'où la reproductibilité des alliages InGaAsP [Baillargeon94,Baillargeon96] et des interfaces As/P [Johnson93,Chin96,Chin99]. L'incorporation accrue des V_2 réduit les flux, la consommation et la contamination [PanishP010], tout en augmentant l'autonomie. Ces améliorations – similaires pour l'antimoine Sb [Sakaki77,Tuttle89,Tuttle90,Matine00,Kroemer04] – résultent de trois décennies de R&D durant lesquelles une alternative s'est développée : la MOCVD/MOVPE.

L'***épitaxie en phase vapeur aux organométalliques*** est connue sous les initiales : ***MOVPE*** (MetalOrganic Vapor Phase Epitaxy) et surtout ***MOCVD*** (MetalOrganic Chemical Vapor Deposition). Elle diffère de la MBE dans son principe : des flux de gaz organométalliques (III) en régime visqueux se décomposent sur le substrat après diffusion à travers une couche limite. Ceci produit les éléments III et V, l'épitaxie étant contrôlée par l'étape de diffusion [PanishP005,HermanP078]. La MOCVD/MOVPE s'est développée depuis les années 1970, aidée en cela par l'absence d'enceinte ultravide et la

disponibilité longtemps exclusive de phosphore (*i.e.* hydrure PH_3 ou composés organométalliques, moins toxiques) [Tsang85,PanishP005,Alexandre95,HermanP078]. La MOCVD/MOVPE oblige à retraiter d'importants volumes de gaz, les lignes et les pompes étant adaptées pour éviter leur condensation. Les progrès en contrôle, pré-mélange et répartition des flux ayant réduit les problèmes de gradients en composition/dopage (épaisseurs, interfaces...) [PanishP004,Alexandre95], la MOCVD/MOVPE et sa version Low Pressure sont dorénavant proches de la MBE pour épitaxier par exemple des TBH à couches fines (~20nm) ou graduelles [Dvorak01,Ida01,Ida02,Jin04]. La température du substrat supérieure de ~100-150°C à celle en MBE exclut toutefois certaines épitaxies (*i.e.* buffers graduels – cf. II.D.1), tandis que le gaz porteur H_2 passive le carbone en dopage p (cf. V.A.4). La MOCVD/MOVPE est appréciée en industrie pour le rechargement externe des réactifs.

Depuis 1980 sont apparues des techniques intermédiaires utilisant des sources d'éléments V ou III-V gazeuses dans une enceinte ultravide MBE. Le régime demeure moléculaire ($P < 10^{-4}$ torr).

La ***MBE à Sources Gazeuses (GSMBE)*** est la première version de MBE à source de phosphore viable [Morris74,Panish80,Calawa81,PanishP000]. Le craquage dans un injecteur mixte ou des injecteurs séparés d'arsine AsH_3 et de phosphine PH_3 donne des flux moléculaires As_2 et P_2, selon la réaction : $2\ V\text{-}H_3 \rightarrow V_2 + 3\ H_2$. Ces flux d'éléments V sont contrôlés par débitmètres massiques en entrée d'injecteur. La GSMBE nécessite un pompage adapté à la quantité de H_2 coproduit et une installation pour retraiter les hydrures extrêmement toxiques. Un effet mémoire des craqueurs peut dégrader les interfaces As/P [Jackson93]. Ce sujet est traité dans la thèse de O. Schuler où est décrit l'injecteur mixte AsH_3/PH_3 installé sur notre bâti, son utilisation et l'épitaxie d'AlGaInP [Schuler98].

En ***MBE à Sources Organométalliques (MOMBE)*** – aussi appelée ***CBE*** pour Chemical Beam Epitaxy – les cellules d'effusion d'éléments III sont elles aussi remplacées par des injecteurs de composés organométalliques non craqués [Veuhoff81,Vogjdani82,Tsang84]. Les éléments V proviennent d'injecteurs d'organométalliques sous gaz porteur neutre (H_2) ou du craquage d'hydrures [HermanP078]. La MOMBE/CBE profite d'un rechargement externe en réactifs, mais n'est pas une MOCVD/MOVPE ultravide : la pyrolyse des organométalliques a lieu en surface sans « couche limite » [PanishP006].

En conclusion, les caractéristiques de ces méthodes sont résumées au tableau III.a ci-après. A l'heure actuelle la MBE est utilisée en industrie comme la MOCVD/MOVPE, sous ses différentes formes [Blayac02,Lelarge03,Kahn04]. C'est notamment la cas en SSMBE après adaptation des cellules d'effusion (*i.e.* inertie thermique des charges réduite par refroidissement et chauffage double étage) et de celles à crackers et vanne – Sb excepté [Lubyshev00,Lubyshev01][Stanchina01,IET,RIBER,TRW-NG,VEECO]. Précisons enfin que la MBE permet l'épitaxie, outre des III-V cfc qui nous intéressent, d'alliages et hétérostructures IV-IV (SiGe/Si), III-N et III-V-N (nitrures), II-VI et de métaux [HermanP013].

Tableau III.a : Principales caractéristiques des méthodes de croissance [PanishP006,Alexandre95]

	SSMBE	*GSMBE*	*MOMBE/CBE*	*LP-MOCVD/MOVPE*	*MOCVD/MOVPE*
	$P < 10^{-4}$ torr			$P > 10^{-4}$ torr	$P > 760$ torr
III	Solides		Composés Organométalliques		
V	Solides	Hydrures	Hydrures ou Composés Organométalliques		
	Régime moléculaire			*Régime visqueux*	

III.A.2 – Mécanismes et paramètres de croissance en MBE

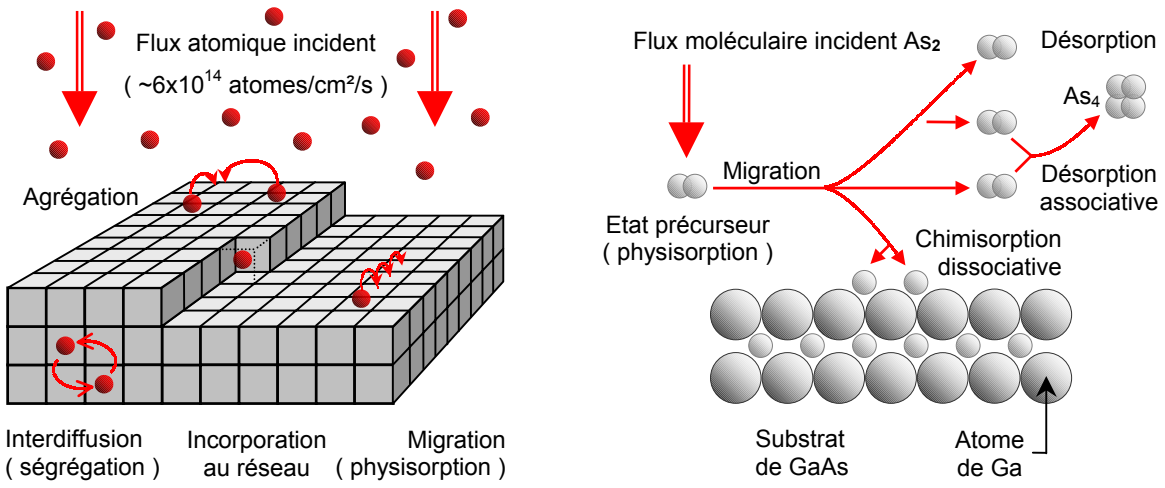
Incorporation des éléments III et V en MBE et modes de croissance

Le principe de base qui régit l'épitaxie des composés III-V en MBE a été énoncé comme suit : le coefficient de collage des atomes III est proche de l'unité et celui des atomes V est négligeable, sauf en présence d'atomes III où un atome V s'incorpore pour chaque atome III [Arthur68,Arthur69].

L'*incorporation des éléments III et V* a été étudiée par C.T. Foxon et B.A. Joyce à partir de 1975, par spectrométrie de masse sur GaAs sous un flux modulé d'As_4 puis d'As_2 [Foxon75,Foxon77]. Ces éléments s'incorporent après l'accommodation thermique de leur excès d'énergie par échange avec les atomes du substrat, jusqu'à l'équilibre thermodynamique du système [HermanP010,HermanP247]. L'épitaxie a donc lieu en régime de *quasi-équilibre thermodynamique*. Le mécanisme d'incorporation proposé par ces auteurs, actuellement toujours admis en SSMBE et en GSMBE, est le suivant :

- Pour les flux atomiques (III), il y a adsorption chimique et/ou physique des atomes au substrat. Ces atomes III adsorbés en front de croissance – nous parlerons d'adatomes – migrent en surface sur une longueur de diffusion λ et ségrégent sur les 2-3 premières monocouches par échanges atomiques, avant d'être finalement incorporés au réseau. Ils peuvent aussi s'évaporer sur un substrat trop chaud par exemple, mais en aucun cas diffuser dans le volume du matériau.
- Pour les flux moléculaires (V), il y a physisorption des molécules sans échange d'électrons, par une force de type Van der Waals inférieure à celle de chimisorption. Dans cet état précurseur les molécules migrent en surface, jusqu'à leur chimisorption dissociative en atomes s'incorporant au réseau. Toutes les molécules ne sont pas dissociées, le taux de désorption n'est pas négligeable. Ceci implique que le flux d'éléments V ne doit pas simplement être égal mais supérieur au flux d'éléments III pour compenser les pertes, ce que caractérise le ratio V/III (cf. III.A.4).

Ces étapes sont schématisées figures III.1 avec incorporation d'un flux moléculaire As_2 (et désorption sous forme As_2 ou As_4). Un flux d'As_4 nécessite de plus la dissociation $As_4 \rightarrow As_2$ évoquée ci-après.



Figures III.1 : Différentes étapes d'incorporation des flux atomiques d'éléments III (gauche) et des flux moléculaires d'éléments V (dimères d'As_2 – droite) [HermanP010,Schuler98]

Trois *modes de croissance* sont admis en épitaxie, selon la minimisation de l'énergie du front de croissance [HermanP012]. En *mode Frank-van der Merwe*, le système minimise son énergie par recouvrement total de la surface : les atomes sont plus fortement liés avec le substrat qu'entre eux. Ce mode est celui recherché : il réplique de façon bidimensionnelle le réseau atomique du substrat. Les monocouches se forment par coalescence « d'îlots 2D » (cf. figures III.4 ci-après) ou par avancée de marches (« step-flow »), croissance 2D qui peut aussi être obtenue sur surface vicinale[3] [Zangwill96], avec un risque de régime intermédiaire où des marches se regroupent en amas qui dégradent les rugosités de surface et d'interface (*i.e.* « step-bunching » ou « step-meandering ») [Bécourt97,Martini01]. En *mode Volmer-Weber*, l'énergie est à l'inverse minimisée par groupement des adatomes en îlots 3D croissant en hauteur pour réduire la surface couverte, *i.e.* atomes plus liés entre eux qu'au substrat. Le *mode Stranski-Krastanov* est intermédiaire, avec îlots 3D sur un « film de mouillage 2D » [Guyer00].

Influence des paramètres de croissance en MBE

La *température de croissance* T_C (*i.e.* celle du substrat) est le principal paramètre [Günther58]. La valeur de T_C doit être « suffisante » : elle influence en effet la mobilité des adatomes III, et doit leur permettre d'atteindre les sites préférentiels d'incorporation – bord d'îlots 2D ou de marches – ce qui favorise la qualité du matériau (*i.e.* faible densité de lacunes, d'interstitiels...) et de la surface (2D). Réduire T_C et la mobilité des adatomes peut être bénéfique en présence de contrainte, par exemple sur multi-puits quantiques ou HEMT pseudomorphiques InGaAs/GaAs [Dehaese95,Disseix97,Alvarez98].

La valeur de T_C doit par ailleurs être limitée pour éviter une désorption excessive d'éléments V. Chaque binaire III-V est ainsi caractérisé par sa *température de sublimation non congruente* T_{CS} sous laquelle il est stable en arrêt de croissance. Un flux V est en effet nécessaire quand $T_C > T_{CS}$ pour, même hors croissance, compenser leur désorption, préserver la stœchiométrie et éviter la formation d'agrégats métalliques d'éléments III. La température T_{CS} d'un alliage binaire étant liée à l'énergie de liaison des atomes III-V, la hiérarchie est la suivante (avec valeur approximative de T_{CS} en °C) :

InAs(330) < InP(365) < GaAs(620) < GaP(670) < AlAs < AlP [PanishP022,PanishP113,Toyoshima93].

Pour un composé ternaire, quaternaire... la stabilité est fixée par le binaire à T_{CS} la plus faible.

La *nature de l'élément III* influence sa mobilité, terme englobant ses propriétés de ségrégation (*i.e.* échange vertical) et de diffusion en front de croissance (*i.e.* mobilité horizontale).

Sur la ségrégation, il est connu en conditions standard d'épitaxie que l'élément de plus faible énergie de liaison est repoussé vers le front de croissance : l'In ségrégue sur Ga, Ga ségrégue sur Al. Dans l'idée, l'adatome de plus grosse taille « remonte » [Massies87,Moison89,Jusserand90,Grandjean96].

Sur la diffusion, nous disposons de valeurs de longueur de diffusion λ d'adatomes de Ga sur GaAs(001) – étudiée en TEM par variations d'épaisseur [Nilsson89,Liu93,Jian98], en RHEED micro-sonde (*i.e.* variations de vitesse de croissance) [Hata90,Shen93,Lopez95,Nishinaga96] et par simulation numérique considérant les paramètres et les directions cristallographiques : T_C, ratio As/Ga, <110> [Kangawa02].

[3] Une surface GaAs(001) vicinale comporte des marches en densité et direction contrôlées, par désorientation d'une surface GaAs(001) d'un angle de clivage dit d'offcut [Shitara92,Toyoshima93,Zangwill96,Bell99b] (cf. annexe A).

Un *déséquilibre en diffusion des adatomes III selon les directions <110>* existe sur le front de croissance des III-V cfc : les longueurs de diffusion λ sont supérieures d'un facteur 4 à 8 selon [1$\underline{1}$0] par rapport à [110] [Hata90,Kangawa02]. Ceci est dû à l'anisotropie de l'énergie d'absorption en bord de marche, énergie plus importante selon [1$\underline{1}$0] [Grandjean94a]. Ceci est observé sur la plupart des III-V cfc sur substrat (001) [Pashley89,Shiraishi92,Qian97], pour des alliages en compression ou en tension [Gendry95,Diéguez97,Gendry97,Guyer00][Schuler99,Wallart00,Wallart01] et sous « stabilisation V » [Chokshi02].

- Pour le gallium, nous excluons les valeurs de λ des études pionnières basées sur la perte d'oscillations RHEED sur GaAs(001) vicinal (*i.e.* longueur de marches connue) car elles sont par principe sous-estimées [Neave85,VanHove87,Ohta89][Hata90,Kangawa02]. Nous vérifions la dépendance de la longueur de diffusion aux paramètres T_C et ratio V/III [Liu93,Nishinaga96,Yamashiki99]. Les valeurs mesurées sont dans les intervalles 200nm-2µm selon [110] et 700nm-8µm selon [1$\underline{1}$0].
- Pour l'aluminium, les valeurs sont (très) faibles. Liu *et al.* obtiennent λ ~ 8nm selon [010] (à comparer à 400nm pour Ga en conditions similaires [Liu93]). Jian *et al.* provoquent et mesurent en TEM des variations d'épaisseur, nulles sur AlAs, inférieures sur AlGaAs à celles sur GaAs [Jian98].
- A l'opposé l'indium est plus mobile que le gallium. C'est ce que montrent des mesures en RHEED sur InAs épitaxié sur une surface InAs(001) vicinale [Toyoshima93]. Ceci est confirmé par la modulation de composition latérale observée en TEM sur super-réseaux (InAs)(AlAs) épitaxiés en MBE à T_C ~ 530°C sur InP(001) et expliquée par déplacement d'indium [Millunchick97,SAhrenkiel98].

D'après ces résultats expérimentaux obtenus sur des matériaux épitaxiés en MBE à des températures standards, la probabilité de présence en front de croissance par ségrégation et la mobilité latérale des adatomes III (4 à 8 fois supérieure selon [1$\underline{1}$0]) suivent la hiérarchie : indium > gallium >> aluminium.

Le *flux d'éléments III* (*i.e.* la vitesse de croissance) peut réduire la longueur de diffusion des adatomes III, ce que nous avons vu en II.E.2 à propos du cross-hatch. Par hausse de vitesse, une monocouche est plus rapidement enterrée par la suivante. Ceci réduit le temps τ de résidence moyen en surface avant incorporation, et donc λ définie par : $\lambda = (2D\tau)^{1/2}$ avec : D coefficient de diffusion. Ceci peut parfois se révéler utile : voir ci avant sur T_C et [Grandjean94b,Grandjean96,Disseix97,Alvarez98].

La *nature des éléments V* peut également influencer la longueur de diffusion λ via la durée τ du fait de la différence des mécanismes d'incorporation entre molécules dimères V_2 et tétramères V_4. Ces dernières doivent en effet se décomposer en deux dimères – l'un actif et incorporé, l'autre désorbé : ceci mène, par exemple pour As, à un rapport ½ entre les coefficients de collage d'As_2 et As_4 [Foxon75,Foxon77,Tok97,Ogura00]. Le temps τ des adatomes III est donc supérieur en épitaxie sous As_4.

Le *flux d'éléments V* peut enfin réduire λ par un simple blocage cinétique des adatomes III en front de croissance : ce flux doit donc être « suffisant » pour assurer l'excès d'éléments V et l'épitaxie, tout en restant « limité » pour ne pas altérer la mobilité des adatomes III et le matériau [Yoon97,Yoon98].

Au final, retenons que nous devons considérer les effets de ces différents paramètres en épitaxie en accord de maille ainsi que ceux – en épitaxie de buffers métamorphiques – de la contrainte (désaccord $\Delta a/a$ initial), de la rugosité [Priester00], des dislocations (cross-hatch)... (cf. chapitre II et IV).

III.A.3 – Caractérisation in situ *de l'épitaxie en MBE : le RHEED*

La *diffraction d'électrons rasants de haute énergie ou RHEED* (pour Reflection High Energy Electron Diffraction) est une technique de caractérisation *in situ* de la surface qui, atout de l'ultravide en MBE, est utilisée lors de l'épitaxie pour adapter certains paramètres de croissance en temps réel.

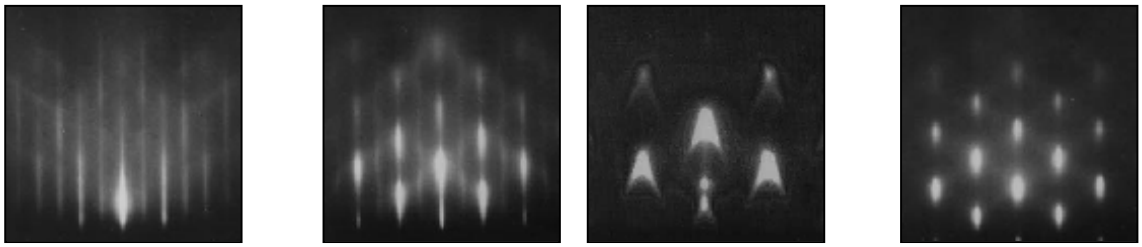
Techniquement, un canon à électrons produit un faisceau d'électrons monoénergétiques dirigé sur l'échantillon sous incidence rasante. L'angle est typiquement de 1 à 3° et l'énergie comprise entre 5 et 40keV. Les électrons ont donc une longueur d'onde de De Broglie comprise entre 0,17 et 0,06Å, avec une profondeur de pénétration est limitée à quelques angströms : l'information obtenue est relative à la surface de l'échantillon, pas à son volume [HermanP136,Schuler98]. L'information apparaît sous la forme d'un diagramme de diffraction – nous dirons simplement « un RHEED » – sur un écran placé en regard du canon à électrons.

Théoriquement, un diagramme RHEED correspond à la projection sur le plan de l'écran de l'image de l'intersection du réseau réciproque de la surface et de la sphère d'Ewald de rayon $2\pi/\lambda$, *i.e.* à la diffraction en surface des électrons selon la *loi de Bragg* : $2\,(d_{hkl}/n)\sin\theta = \lambda$ avec : d_{hkl} distance interréticulaire, n ordre de diffraction, θ angle de diffraction de Bragg et λ longueur de De Broglie. Cette loi traduit la conservation de la quantité de mouvement des électrons, *i.e.* de leur vecteur d'onde.

Le RHEED fournit des informations sur la *rugosité du front de croissance*. Il peut ainsi signaler une dégradation 2D $\rightarrow$ 3D des couches contraintes due à une valeur de T_C trop élevée, un flux V insuffisant... En pratique, à propos de l'épitaxie des buffers métamorphiques, nous parlerons de :

- Un « RHEED 2D » lorsque le front de croissance est 2D ou quasi 2D : le diagramme consiste en un réseau de lignes parallèles (lignes principales du diagramme figures III.2 ci-dessous à gauche).
- Un « RHEED 3D » lorsque le front de croissance est 3D : le diagramme consiste en un réseau de points (tâches oblongues de taille réduite du diagramme figures III.2 à droite).
- Un « RHEED Spotty » lorsque le front de croissance devient 3D : le diagramme est intermédiaire, et évolue en lignes « pointillées » ou en points « alignés et allongés » (cf. figures III.2 centre gauche), ou présente des « chevrons » ou des « pattes d'oies » (cf. figures III.2 au centre droit).

On estime que le RHEED caractérise une rugosité du front de croissance à une échelle de 0,1-2nm.



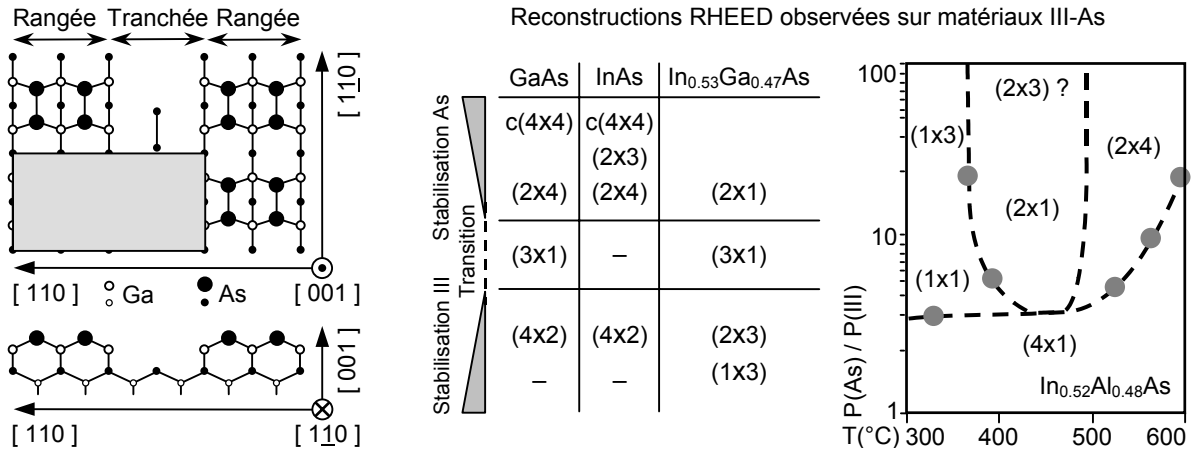
« RHEED 2D rugueux » « RHEED Spotty [110] » « Chevrons [1$\underline{1}$0] » « RHEED 3D [110] »

Figures III.2 : Aspect du RHEED selon la rugosité de surface à l'échelle de la diffraction électronique. Observations selon l'azimut [110] en homoépitaxie de GaAs [PanishP111,Cho99] excepté pour les « chevrons » : observations selon l'azimut [1$\underline{1}$0] en hétéroépitaxie d'InAs sur GaAs [Pashley01]

Pour un front de croissance 2D, nous devrions théoriquement observer un « collier de perles » (visible par exemple figures IV.4 ②) dû à l'intersection entre le réseau réciproque de la surface (*i.e.* lignes parallèles, perpendiculaires à la surface et formant un « alignement de colonnes ») et la sphère d'Ewald, en considérant la surface comme plan équatorial. En pratique, l'épaississement des colonnes (*i.e.* imperfections de la surface : marches, terrasses, domaines de reconstruction...) et celui de la sphère d'Ewald (*i.e.* divergence et dispersion en énergie du faisceau d'électrons) mènent à des lignes caractéristiques d'une surface 2D réelle [HermanP145]. Un RHEED Spotty résulte d'une diffraction par transmission dans des aspérités de surface. Un RHEED 3D résulte d'une diffraction par transmission en sommet d'îlots, les « chevrons » d'une diffraction sur les facettes de ces îlots [Pashley01,Chokshi02].

L'autre information fournie par la diffraction RHEED concerne les <u>*reconstructions de surface*</u>. La rupture de la structure cristalline en surface entraîne la présence de liaisons « pendantes », non impliquées dans des liaisons covalentes III-V. Elles tentent donc de s'apparier entre elles pour minimiser l'énergie de la surface et en assurer la neutralité électrique, ce qui conduit à des motifs périodiques. Sur des surfaces (001)[4], il y a formation de dimères III-III ou V-V, qui s'alignent respectivement selon [110] ou [1$\underline{1}$0] et qui s'organisent périodiquement sur cette surface.

En RHEED, les reconstructions induisent des lignes de diffraction dites secondaires, visibles par exemple figures III.2 (« RHEED 2D rugueux ») [HermanP150]. L'information n'est plus limitée à la connaissance d'une évolution 2D → 3D : le RHEED permet d'adapter finement le ratio V/III via T_C ou les flux III et V. Ainsi, sur GaAs(001), le RHEED est (4x2) en stabilisation Ga (évitée) et (2x4) en stabilisation As (souhaitée) (cf. figures III.3 ci-dessous et IV.4 ②) [Itoh98,LaBella99]. Une surface reconstruite (nxm) possède une maille (de surface) (nxm) fois plus grande que la maille de volume selon [110] et [1$\underline{1}$0], une reconstruction c(nxm) étant centrée sur la maille élémentaire.

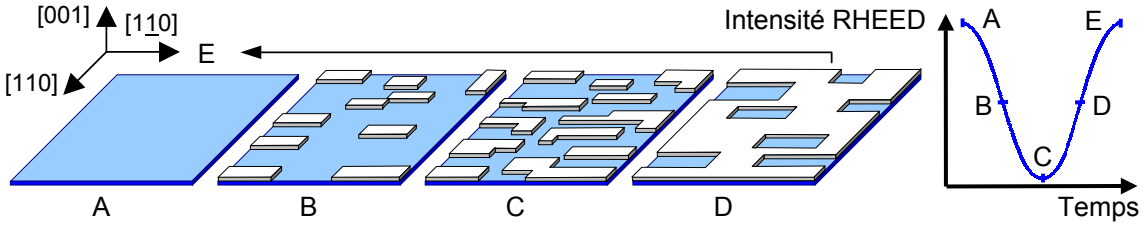


<u>Figures III.3</u> : Reconstruction de surface β2(2x4) du GaAs(001) stabilisée As avec cellule (2x4) grisée [Itoh98] (gauche) et RHEED (stabilisation III, transition et stabilisation As) <u>pour</u> : GaAs (cf. [Schuler98]), InAs [Toyoshima93], $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ [Zakharov93] (centre) et pour $In_{0.52}Al_{0.48}As$ [Oustric96] (droite)

[4] La surface GaAs(110) non polaire (*i.e.* autant de Ga que d'As) n'est pas reconstruite [HermanP237,Holmes95].

Le *paramètre de maille a dans le plan des couches* est une troisième information directement accessible sur les diagrammes RHEED. Il est défini par : $a = d\,\lambda / \varepsilon$ avec d distance échantillon-écran, λ longueur d'onde de De Broglie des électrons et ε l'écart entre les lignes.

Enfin, la *méthode des oscillations RHEED* consiste à étudier les variations d'intensité de la tâche spéculaire, due à la réflexion directe du faisceau d'électrons sur la surface et visible figures III.2. Son intensité présente un comportement oscillatoire en croissance bidimensionnelle par coalescence « d'îlots 2D » (cf. figures III.4 ci-dessous) [Neave83,VanHove83] – mais pas par avancée de marches, la perte des oscillations caractérisant justement le passage en croissance 2D « step-flow » [Neave85,VanHove87,Ohta89]. Les oscillations sont directement liées à la formation d'une monocouche : ceci permet de calibrer les flux des cellules Al, Ga et In par épitaxie de binaires. Le flux V et T_C sont réduits pour réduire l'amortissement des oscillations, plus (InP) ou moins (AlAs) marqué [HermanP157].



Figures III.4 : Principe des oscillations RHEED : le comportement oscillatoire de l'intensité de la tâche spéculaire indique le taux de couverture et de croissance de la monocouche en formation [PanishP115].

III.A.4 – Epitaxie sur les bâtis de SSMBE (Riber 2300) et de GSMBE (Riber 32P)

Description rapide des bâtis d'Epitaxie par Jets Moléculaires

Nous avons utilisé deux bâtis Riber : l'un de SSMBE à cellules d'effusion d'As_4, l'autre de GSMBE à injecteur commun AsH_3/PH_3. Ces bâtis sont couplés entre eux et au bâti de mesures ESCA (Electron Spectroscopy for Chemical Analysis) par des modules Riber Modutrac à pompage ionique. Ils permettent le transfert et le stockage d'échantillons sous ultravide. Le bâti de GSMBE, utilisé systématiquement (*i.e.* couches InP de la structure PL – cf. IV.A.2), est schématisé figure III.5 ci-après. Le bâti de SSMBE en est proche, le 32P étant une évolution du 3200. Tous deux ont en commun :

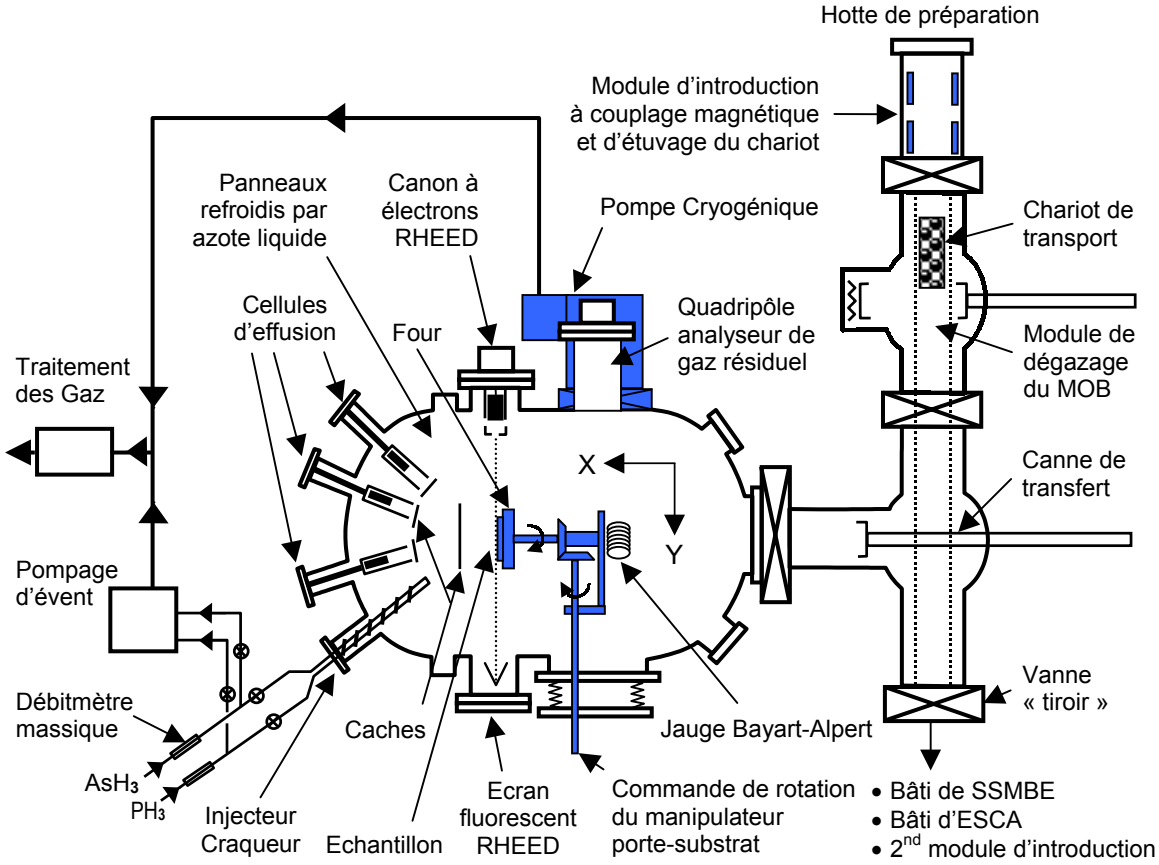
- Un *pompage* assuré via une pompe cryogénique à circulation d'hélium (*i.e.* tête froide à 10K), un cryopiégeage sur panneaux froids à circulation d'azote liquide (77K), une pompe ionique et des sublimateurs de titane – d'où une pression $P < \sim 10^{-10}$ torr hors croissance (*i.e.* cellules en pause). En croissance, la pression vaut $P \sim 10^{-8}$ torr en SSMBE, mais $P \sim 10^{-5}$ torr en GSMBE du fait du craquage des hydrures (*i.e.* coproduction de H_2). Ceci nous contraint à isoler la pompe ionique : seule la pompe cryogénique est active en croissance, d'où sa fréquente « régénération » en l'isolant du bâti pour chauffer la tête froide et désorber les espèces qui y sont condensées.
- Des *matériaux dégazant peu* : enceinte en acier inoxydable, éléments chauffants en molybdène, pièces conductrices en tantale, isolants en nitrure de bore pyrolytique PBN (creusets)…

- Un *manipulateur porte-substrat* assurant des rotations sur deux axes. Sur l'axe Y, il permet de transférer et de placer le substrat face aux cellules, position qu'occupe une jauge Bayart-Alpert en mesure de pression équivalente de flux BEP (pour Beam Equivalent Pressure). Sur l'axe X, il homogénéise la croissance par rotation du substrat face aux cellules, à typiquement 45 tours/mn. Enfin, le four du manipulateur sur lequel est l'échantillon maintient la température T_S de celui-ci.

Les deux bâtis se différencient au niveau des sources d'éléments V bien sûr, mais aussi au niveau des sources d'éléments III et de dopants, comme indiqué au tableau III.b ci-dessous :

Tableau III.b : Sources III-V et de dopants des bâtis de recherche en MBE III-V utilisés

	***SSMBE** (Riber 3200 [5])*	***GSMBE** (Riber 32P)*	
Eléments III	Al (1) Ga (1) In (1)	Al (1) Ga (1) In (2)	-
Eléments V	As_4 (2)	-	As_2 P_2
Dopants	Si (n)	Si (n) Be (p)	-
	Cellules d'effusion (6)	*Cellules d'effusion (6)*	*Craqueur mixte AsH_3/PH_3*



Figures III.5 : Bâti de GSMBE (Riber 32P) et une partie des modules Modutrac (d'après [Schuler98]).

[5] Fin 2004, un bâti de SSMBE Riber C21 avec 5 cellules d'effusion (Al/Ga/In et dopants Si/Te), un injecteur CBr_4 (dopant C) et 3 cellules craquées à vanne ($As_2/P_2/Sb_2$) a remplacé ce bâti – installé en 1984 et rénové en 1995.

Les flux d'éléments III et leur calibrage par oscillations RHEED

Lors de nos travaux seuls des alliages à un anion unique ont été épitaxiés, InP ou In(Ga)AlAs. Ainsi, seuls les flux d'éléments III contrôlent la composition des matériaux et la vitesse de croissance.

Le *flux d'une cellule d'effusion* est régulé par la température de consigne de chauffage de son creuset. L'expression du flux ϕ (T) (en atome/cm²/s) en fonction de cette consigne T est obtenue en considérant les cellules d'effusion comme des cellules dites de Knudsen – en première approximation. Une cellule d'effusion contient une phase condensée en équilibre avec sa vapeur, mais son ouverture est large pour une épitaxie homogène sur une surface exploitable. Ceci diffère du modèle théorique, où l'orifice d'effusion est d'un diamètre inférieur au libre parcours moyen des atomes dans la cellule. La formule de Knudsen est toutefois admise et sert de base à l'expression : $\phi(T) = \phi_0 \exp(-E_{III} / kT)$ avec : E_{III} énergie de vaporisation de l'élément III considéré, ϕ_0 constante propre à la cellule intégrant sa position par rapport à l'échantillon, la taille de son ouverture et la vitesse des atomes III effusifs.

Dans les faits, nous ne raisonnons pas en flux ϕ en at/cm²/s mais en vitesse de croissance v en monocouche par seconde. Le lien est : $v = \phi (2a^2)$ où a est le paramètre de maille du matériau. Nous utilisons alors l'expression de la vitesse v en fonction de la consigne T : $\ln v = A + B/T$ où A et B sont deux constantes propres à la cellule. Celles-ci sont déterminées après chaque intervention sur une cellule par la mesure de plusieurs couples {v,T}, la position du thermocouple sur le creuset ayant été modifiée. Le rapport entre la vitesse d'Al, de Ga ou d'In et la vitesse totale fixe alors simplement la composition en Al, Ga et In – respectivement. Encore faut-il déterminer les températures de consigne.

Cette étape est appelée le *calibrage des cellules*, des flux ou des vitesses – indifféremment. Par expérience, la valeur de consigne T_R qu'il faut appliquer sur une cellule pour obtenir un flux donné est approximativement connue. On mesure alors réellement la vitesse v_R pour cette température T_R, ce couple de référence $\{v_R,T_R\}$ permettant ensuite de calculer par la formule ci-dessus la température de consigne T_D à appliquer pour obtenir la vitesse v_D désirée. Cette démarche n'est valable que sur un intervalle centré sur T_R, démarche dont nous considérons la limite de validité atteinte si la correction $\Delta T = |T_D - T_R|$ à apporter dépasse ~10°C. Nous devons alors mesurer un autre couple de référence. En pratique, il est possible de calibrer les vitesses en mesurant l'épaisseur obtenue par homoépitaxie de couches d'AlAs, GaAs, InP ou InAs – avec insertion d'une « couche d'arrêt » pour utiliser la sélectivité des gravures chimiques (cf. III.B.3). Il est également possible d'épitaxier puis d'étudier en diffraction des rayons X des super-réseaux (par exemple $In_{0.10}GaAs/GaAs$). Enfin, il est possible d'utiliser la méthode des oscillations RHEED décrites ci-avant, démarche que nous avons utilisée. Nous obtenons ainsi des couples $\{v_R,T_R\}$ de façon précise, fiable et rapide – avec v_R en mc/s.

Notons que nous mesurons simultanément la pression BEP du flux de la cellule. Cette donnée est inadaptée pour assurer les compositions car elle est tributaire de la nature du flux d'élément III mesuré par la jauge de flux. En revanche, elle est utile pour suivre l'évolution dans le temps d'une cellule et indiquer la nécessité d'un calibrage : son creuset se vidant, la répartition de sa charge et sa réponse en terme de flux à une même consigne T_R évoluent croissance après croissance.

Cas pratique : programmation des rampes des buffers métamorphiques graduels

Nous avons vu au chapitre II que les buffers métamorphiques graduels représentent le choix le plus performant pour relaxer la contrainte par réseau de dislocations <110>, via l'introduction progressive de cette contrainte par une rampe graduelle sur le paramètre de maille (cf. figure II.15).

Nous signalons au chapitre IV que des HEMT métamorphiques sont réalisés à l'IEMN depuis le début des années 90 sur de tels buffers en $In_XAl_{1-X}As$, où la variation du taux d'In contrôle celle du paramètre de maille. Sur la base de ces études, nous avons épitaxié trois types de rampes (cf. IV.B) :

- Des rampes linéaires graduelles $In_{0.10}Al_{0.90}As \rightarrow In_{0.59}Al_{0.41}As$ épitaxiées sur GaAs : le flux ϕ_{In} varie et assure la hausse du paramètre de maille, tandis que le flux ϕ_{Al} reste constant. La vitesse de croissance augmente donc simultanément d'un facteur > 2 entre le début et la fin de la rampe, depuis ~0,44µm/h ($In_{0.10}Al_{0.90}As$) à ~0,83µm/h ($In_{0.52}Al_{0.48}As$) et enfin ~1,07µm/h ($In_{0.59}Al_{0.41}As$).
- Leur évolution $In_{0.10}(Ga_YAl_{1-Y})_{0.90}As \rightarrow (In_{0.52}Ga_{0.02}Al_{0.46}As \sim In_{0.52}Al_{0.48}As) \rightarrow In_{0.59}Al_{0.41}As$: les variations de ϕ_{In} sont inchangées, tandis que celles de ϕ_{Al} et ϕ_{Ga} ne modifient ni l'introduction de la contrainte, ni la hausse de la vitesse – vu la proximité des paramètres de maille de GaAs et AlAs.
- L'évolution de ces rampes en $In_X(Ga_YAl_{1-Y})_{1-X}As$: la vitesse devient constante et égale à celle d'$In_{0.52}Al_{0.48}As$ entre le départ sur GaAs et cette composition, par variations des flux des cellules Al, Ga et In. Nous ne modifions pas les compositions précédentes, *i.e.* l'introduction de contrainte.

L'épitaxie de telles rampes graduelles linéaires en MBE pose des difficultés de différents ordres :

① Il faut mesurer plusieurs couples de référence $\{v_R,T_R\}$ pour la cellule d'In puisque, pour les rampes à vitesse croissante par exemple, sa température de consigne évolue de plus de 100°C entre $In_{0.10}Al_{0.90}As$ et $In_{0.59}Al_{0.41}As$. Il peut en être de même pour Ga et Al selon les compositions.

② Il faut programmer la rampe en température de consigne T de chaque cellule de telle sorte que les variations de leur flux ϕ (T) = ϕ_0 exp ($-E_{III}$ / kT) soient linéaires. Nous sommes alors tributaires du logiciel[6] de pilotage du bâti, fait illustré en GSMBE où nous ne pouvons programmer que des variations de consigne linéaires en fonction du temps. Or une variation linéaire de T(t) ne mène à un flux ϕ(t) linéaire que sur des excursions en température ΔT limitées. Dans l'exemple précédent, passer d'$In_{0.10}Al_{0.90}As$ à $In_{0.59}Al_{0.41}As$ représente une hausse sur la vitesse de la cellule d'In d'un facteur > 10. Pour cette raison, nous avons du subdiviser la rampe en température de consigne en introduisant des valeurs intermédiaires. Ceci peut aussi se révéler utile pour Ga et Al, bien que nous considérions les écarts à la linéarité des flux ϕ_{Al} et ϕ_{Ga} comme moins critiques, vu la proximité des paramètres de maille de GaAs et AlAs. Ils sont négligeables à partir du moment où le problème est résolu sur ϕ_{In} par subdivision en plusieurs sous-rampes linéaires.

[6] Il nous est impossible de réutiliser la programmation des études antérieures menées sur le bâti de SSMBE. Son logiciel de contrôle – plus évolué – permet de « linéariser » les variations X_{In}(t) du taux d'In dans le temps sur une seule rampe, via une consigne sur la cellule d'In en : $T(t) = T_{INITIALE} + (T_{FINALE} - T_{INITIALE}) \times (t / \text{durée rampe})^{1/2}$ Par simplicité, nous avons étendu cette subdivision de la rampe aux buffers $In_X(Ga_YAl_{1-Y})_{1-X}As$ en SSMBE.

③ Supposant des variations de $\phi_{In}(t)$ linéaires, il nous faut ensuite contrôler le paramètre de maille de l'alliage – *i.e.* les évolutions du taux d'In X_{In} : $X_{In} = \phi_{In} / (\phi_{In} + \phi_{Al})$ ou : $X_{In} = \phi_{In} / (\phi_{In} + \phi_{Ga} + \phi_{Al})$ selon le type ou la partie de rampe considérée, en fonction du temps et surtout de l'épaisseur.

Nous avons donc étudié les variations du flux $\phi_{In}(t)$ et du taux d'In $X_{In}(t)$ en fonction du temps, puis celles de X_{In} et surtout celles du paramètre de maille en fonction de l'épaisseur, but final recherché. Nous avons pris en compte la hausse du paramètre de maille lors de la rampe et celle de la vitesse de croissance le cas échéant. Nous avons en revanche négligé la déformation tétragonale de la maille selon l'axe de croissance, car la relaxation atteint déjà ~90% au sommet d'un buffer graduel simple.

En pratique, le comportement des cellules – notamment aux faible flux – dicte la subdivision résumée au tableau III.c ci-dessous sur des rampes en In(Ga)AlAs à vitesse croissante ou constante.

Tableau III.c : Subdivision des rampes graduelles en $In_XAl_{1-X}As$ ou $In_X(Ga_YAl_{1-Y})_{1-X}As$

			V_{TOTALE} Croissante	***V_{TOTALE} Constante***
	Epaisseur (nm)	Compositions en Début → Fin de la sous-rampe	V_{TOTALE} (mc/s/GaAs)	V_{TOTALE} (mc/s/GaAs)
R1	105	$In_{0.10}(GaAl)_{0.90}As \rightarrow In_{0.15}(GaAl)_{0.85}As$	0,422 → 0,447	0,792
R2	210	$In_{0.15}(GaAl)_{0.85}As \rightarrow In_{0.23}(GaAl)_{0.77}As$	0,447 → 0,494	
R3	315	$In_{0.23}(GaAl)_{0.77}As \rightarrow In_{0.37}(GaAl)_{0.63}As$	0,494 → 0,603	
R4a	450	$In_{0.37}(GaAl)_{0.63}As \rightarrow In_{0.52}Ga_{0.02}Al_{0.46}As$	0,603 → 0,792	
R4b	170	$In_{0.52}Al_{0.48}As \rightarrow In_{0.59}Al_{0.41}As$	0,792 → 0,927	0,792 → 0,927
D	50	$In_{0.59}Al_{0.41}As \rightarrow In_{0.52}Al_{0.48}As$	0,927 → 0,792	0,927 → 0,792
Durée d'épitaxie de la rampe graduelle (~ 1300nm)			**~ 128 minutes**	**~ 95 minutes**

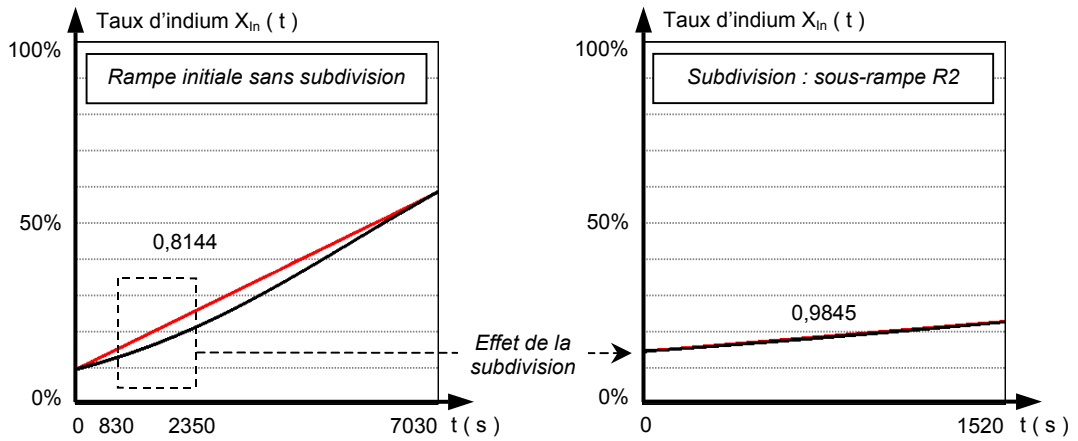
Le gradient de la rampe linéaire (~38%In/µm) et les compositions initiale, finale et au « passage par l'accord de maille » où nous visons 2% de Ga avant fermeture du cache de la cellule (cf. IV.B) déterminent les compositions intermédiaires. Pour déterminer V_{InAs}, V_{GaAs} et V_{AlAs}, la référence est :

- V_{AlAs} ~ 0,38 mc/s/GaAs (V_{AlAs} d'$In_{0.52}Al_{0.48}As$) pour les rampes à vitesse totale V_{TOTALE} croissante,
- V_{TOTALE} ~ 0,792 mc/s/GaAs (V_{TOTALE} d'$In_{0.52}Al_{0.48}As$) pour celles à vitesse totale V_{TOTALE} constante.

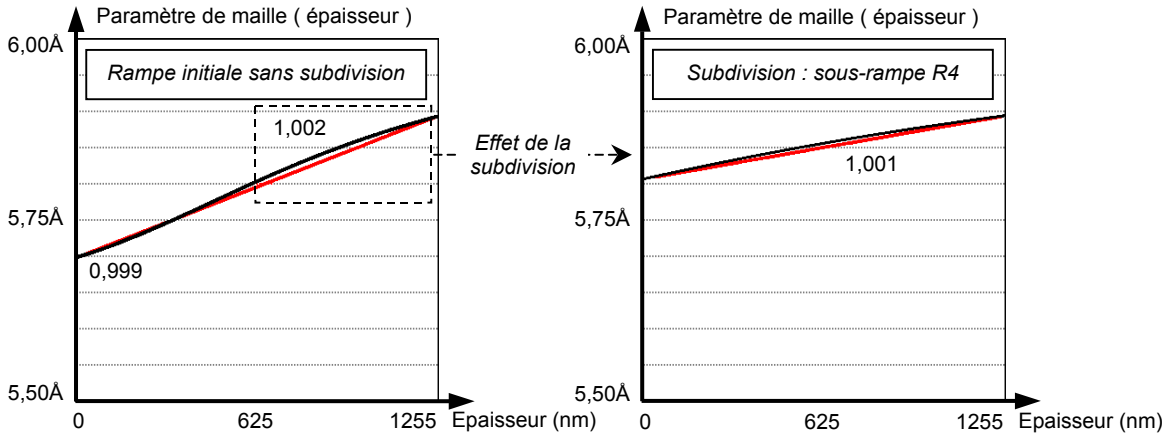
Cette subdivision résout le problème du comportement des cellules pour des variations linéaires de T(t) : les variations de $X_{In}(t)$ représentées aux figures III.6 ci-après sont bien linéaires. Nous évitons notamment l'évolution sous-linéaire de $X_{In}(t)$ pour une rampe unique sur T(t) (à gauche), l'écart à la linéarité devenant inférieure à 2% – sur la sous-rampe R2 la plus critique (à droite).

Les variations du paramètre de maille avec l'épaisseur sont elles aussi linéaires. Par rapport à $X_{In}(t)$ et du fait des hausses de vitesse et de paramètre de maille, nous notons un écart à la linéarité décalé et apparemment plus faible, à rapporter au $\Delta a/a$ ~ 3,8% entre GaAs → InP (cf. figures III.7).

Ces courbes sont obtenues via un algorithme dichotomique que nous avons programmé en langage C. Il détermine la durée d'une (sous-)rampe, puis trace les courbes X_{In} en fonction de cette durée ou de l'épaisseur réellement épitaxiée, en intégrant les hausses de vitesse et de paramètre de maille. Les entrées sont l'épaisseur visée et les couples {v,T} initial et final des cellules In et Al.



Figures III.6 : Taux d'indium $X_{In}(t)$ en fonction du temps sans (gauche) et avec subdivision (zoom sur la sous-rampe R2 la plus perfectible – droite) (écart maximal à la linéarité)



Figures III.7 : Paramètre de maille en fonction de l'épaisseur sans (gauche) et avec subdivision (zoom sur la sous-rampe R4 la plus perfectible – droite) (écart maximal à la linéarité)

Ces évolutions de X_{In} avec l'épaisseur sont réelles car les limites en réponse aux consignes des cellules et de leur charge ne sont pas atteintes. Un premier problème peut porter sur les températures maximales, lorsqu'une seule cellule participe à la majorité du flux total : l'épitaxie la plus exigeante a nécessité T ~ 1100°C pour le flux ϕ_{Al} – sans ébullition de l'Al et sous la limite de chauffage des creusets fixée à 1200-1250°C par la décomposition du nitrure de bore. Le second problème peut concerner les variations ΔT : inférieures à 2°C/min en montée et à 3°C/min en descente, elles ne posent ici aucun problème de stabilisation des flux. Il en est de même pour les faibles flux, pour ϕ_{In} initial à 10% d'In (*i.e.* T_{In} ~ 680-720°C) ou ϕ_{Ga} à 2% de Ga en fin de R4a (*i.e.* descente à T_{Ga} ~ 750°C).

Au final, nous estimons linéaires les évolutions du paramètre de maille sur l'épaisseur de la rampe quel que soit le matériau du buffer graduel – InAlAs ou InGaAlAs – et sa vitesse de croissance. Ce dernier paramètre permet de diminuer de ~25% la durée d'épitaxie et d'utilisation d'un bâti MBE : ceci renforce la viabilité économique de l'approche métamorphique par buffer graduel, sous réserve de faisabilité technologique et d'absence d'effet sur les matériaux (cf. IV.C.4). Nous avons ainsi pu épitaxié deux structures métamorphiques par jour de « mise en froid » (*i.e.* circulation d'azote liquide).

Les flux d'éléments V, leur calibrage et le ratio V/III en GSMBE et SSMBE

En SSMBE, le flux d'As_4 provient d'une cellule d'effusion dont il faut déterminer la consigne T. Il existe toutefois deux différences majeures par rapport aux flux d'éléments III. D'une part, cette température demeure constante lors de la croissance vu la durée de stabilisation du flux V. D'autre part, nous n'utilisons pas les oscillations RHEED – difficiles à obtenir pour un flux V [Garcia89,Webb92]. La démarche « classique » consiste alors à mesurer à la jauge de flux une pression BEP, dont la valeur n'est que relative à l'expérience. Nous définissons ainsi, avec les pressions BEP des flux III, un « ratio V/III BEP » – donnée « indicative » fréquemment rapportée dans la littérature.

En GSMBE, le flux d'As_2 « réagit » rapidement à une modification au débitmètre massique de la consigne en AsH_3 envoyée dans le craqueur, craqueur dont la température est fixée. Le flux d'As_2 est donc adapté en épitaxie grâce au RHEED ou par expérience, sachant qu'une consigne en AsH_3 donne toujours le même flux – à la différence d'une consigne sur cellule d'As_4 dont la charge diminue. Un problème se pose toutefois si l'on veut déterminer le ratio V/III, donnée rarement mentionnée dans la littérature, puisque la jauge Bayart-Alpert mesure le flux d'As_2 mais aussi de H_2 coproduit. L'équivalence débit-flux a été évaluée en homoépitaxie de GaAs sous la T_{CS} à 1mc/s/GaAs [Schuler98]. L'inversion (2x4)-(4x2) du RHEED (*i.e.* ratio Ga/As ~ 1) survient pour 0,65sccm. Dans l'hypothèse d'une dissociation totale des molécules As_2, nous obtenons un flux de $9{,}6 \times 10^{14}$ at/cm²/s pour 1sccm.

Quelques précisions sur nos croissances sur GaAs ou InP...

Les croissances proprement dites sont réalisées sur GaAs ou InP non intentionnellement dopé (nid) en orientation (001). Nous utilisons des substrats de 2 pouces ou des quarts de substrat collé à l'indium sur un substrat hôte en silicium de 2 pouces. Le substrat de 2 pouces est fixé par sa périphérie sur un support en molybdène « Molybloc » (dit « MOB ») évidé en son centre, de telle sorte que 95% de la face arrière du substrat soit directement face au four du manipulateur porte-substrat.

Les MOBs sont placés sur un chariot de transport, l'ensemble étant mis sous vide puis étuvé pendant ~12h pour assurer ensuite le transfert entre les trois bâtis interconnectés (cf. figures III.5). Ceci nous permet en particulier d'épitaxier des buffers métamorphiques graduels en SSMBE, puis d'ajouter une hétérostructure épitaxiée en GSMBE car nécessitant de l'InP (structure PL : cf. IV.A.2). Avant d'entrer dans un bâti, le MOB séjourne à 250-300°C sur le four d'un module de dégazage.

Sur l'épitaxie, nous devons encore préciser un problème spécifique à nos croissances : l'absence de moyen de contrôle direct de la température T_C de l'échantillon. En temps normal, celle-ci est mesurée à l'aide d'un pyromètre optique – en fait deux selon que le substrat soit « collé In » ou « In-free », mais dans les deux cas inefficaces sous les ~450°C. Or nous visons des valeurs de T_C inférieures pour nombre d'épitaxies, entre 300 et 400°C : diode/TBH à base $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ fortement dopée au béryllium, ensemble des buffers métamorphiques graduels et majorité de ceux uniformes... La solution a consisté à mesurer dans le domaine de validité des pyromètres la réponse du substrat à un ΔT donné. Nous en déduisons le ΔT nécessaire pour atteindre la température T_C désirée, à partir de points de référence réellement mesurés dans les hétérostructures (*i.e.* buffer de lissage en GaAs épitaxié à T_C ~ 580°C avant les buffers métamorphiques, couche d'InP à T_C ~ 500°C avant la base...).

A défaut de garantie sur les valeurs réelles de T_C, cette démarche nous a toujours permis d'obtenir un RHEED en croissance puis des résultats (*i.e.* mesures électriques sur diodes et TBH, caractérisation matériaux sur les buffers : cf. chapitre IV et V) reproductibles et cohérents avec les évolutions de T_C. Hormis cela, nous avons considéré les paramètres influençant T_C à consigne égale et dont doit tenir compte un épitaxieur : le substrat (*i.e.* nid ou dopé, « collé In » ou « In-free », face arrière (dé)polie), les matériaux épitaxiés (*i.e.* échauffement en « In-free » aux forts dopages ou à petit gap, avec par exemple ΔT ~ 40°C pour ~300nm d'$In_{0.53}Ga_{0.47}As$), le « passé » du MOB (*i.e.* dépôts antérieurs de matériaux) et, dans notre situation, le bâti utilisé (*i.e.* réponse différente du thermocouple de four).

J'ai pris plus ou moins intégralement part à l'épitaxie de ~116 échantillons (~90% en GSMBE), formé et encadré par F. Mollot ainsi que J.-L. Codron et C. Coinon – responsable technique des bâtis de SSMBE et GSMBE et à qui je dois la quasi-totalité des calibrages. J'ai aussi profité de l'expérience de Y. Cordier et X. Wallart, et participé à des interventions techniques : ouverture du bâti de GSMBE...

III.B – Caractérisation pour les hétérostructures TBH :

Pour les TBH, nous avons tout d'abord étudié la qualité et le dopage de la base en $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ par des mesures électrique en effet Hall et optique en photoluminescence. Nous avons ensuite optimiser sa structure à l'hétérojonction émetteur-base en réalisant des diodes émetteur-base étudiées via des caractéristiques I(V). Ces méthodes, le contexte de leur application et l'interprétation de leurs résultats étant « classiques », nous ne les présentons que très succinctement.

III.B.1 – Mesures électriques par effet Hall

Il s'agit d'une part de *mesures de résistivité de la couche* (exprimée en ohms par carré Ω/□), et d'autre part de *mesures par effet Hall* donnant accès – connaissant la résistivité – à la concentration et à la mobilité de porteurs. Ces mesures sont réalisées par la méthode Van der Pauw [VanDerPauw58]. Nous nous approchons des conditions théoriques difficilement réalisables (*i.e.* contacts ohmiques périphériques et ponctuels) en gravant un motif en trèfle dans le matériau. Ses 4 feuilles (1,5x1,5mm²) sont les zones de contact où l'on fait diffuser à ~400°C des billes d'In sous gaz neutre (Ar hydrogéné). Son centre (1,3x1,3mm²) est la zone sondée où sont canalisées les lignes de champ (cf. [Schuler98]). Nous utilisons un banc Biorad HL 5500 PC à aimant mobile et champ B constant de 0,32 tesla.

- La *résistance du matériau* est tout d'abord déduite de la tension entre deux contacts adjacents lorsque l'on applique un courant sur les deux autres contacts – huit mesures étant réalisées automatiquement dans les quatre configurations possibles, avec inversion du sens du courant.
- La *concentration et la mobilité des porteurs* sont alors déduites de la résistivité et de la tension de Hall mesurée entre contacts opposés [HermanP183,Schuler98]. Cette tension résulte de la déviation par le champ magnétique B du courant de porteurs imposé entre les deux autres contacts. Huit valeurs sont automatiquement mesurées en jouant sur les configurations et le sens du champ B.

Après formation par J.-L. Codron et C. Coinon, j'ai réalisé la totalité des trèfles et mesures de Hall.

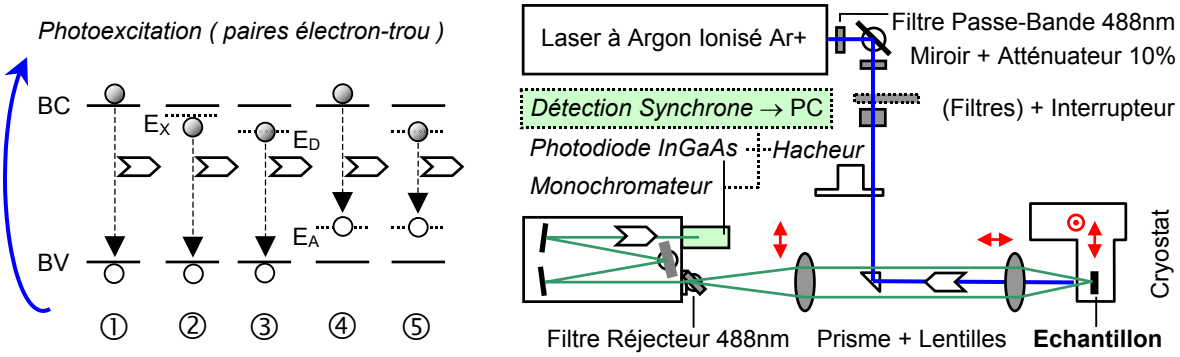
III.B.2 – Mesure optique par photoluminescence (PL)

La photoluminescence est une technique de caractérisation simple à mettre en œuvre, rapide, non destructive et très sensible à la qualité du matériau ou des interfaces : décomposition d'alliage à très courte échelle [Schubert86], rugosité d'interface dans des puits quantiques [Mircea81,Herman91]...

La PL est la collection des photons émis dans un semi-conducteur lors des recombinaisons radiatives de paires électron-trou. Ces paires électron-trou sont créées par irradiation lumineuse via l'absorption de photons d'énergies supérieures à la bande interdite : elle donne naissance à des porteurs libres aux bandes de conduction BdC et de valence BdV ou à des excitons, électron tournant avec un trou par attraction coulombienne due à leurs charges opposées.

Une *recombinaison radiative* est *intrinsèque* (① bande à bande, ② excitonique – cf. figure III.8 gauche) ou *extrinsèque* si une impureté dopante est impliquée. On distingue alors les recombinaisons bande-impureté neutre D_0h/A_0e (③ donneur neutre-trou de BdV/④ électron de BdC-accepteur neutre), et donneur neutre-accepteur neutre (⑤). Des recombinaisons (non représentées) d'*excitons liés* à des impuretés neutres ou ionisées peuvent être observées à basse température dans les matériaux les plus purs, sous forme de raies D_0X / D^+X / A_0X / A^-X – plus étroites encore que celle de l'*exciton libre*. Entre bande et impureté ionisée, l'émission phononique est plus probable que la photonique [Mircea81].

Une *recombinaison non radiative* peut aussi survenir sur un centre recombinant (*i.e.* défauts d'alliage, dislocations) ou par un processus physique particulier (*i.e.* processus Auger – cf. V.A.6). Nous utilisons la PL par ce biais : nous évaluons la qualité de matériaux épitaxiés à fort dopage, basse T_C ou sur buffers métamorphiques via la perte d'intensité PL par rapport à une référence. Cette approche quantitative n'est toutefois valable que sur une structure spécifique isolant une cause de baisse, telle celle décrite en IV.A.2 (*i.e.* surface/interface sans effet par rapport au matériau massif).



Figures III.8 : Schémas de recombinaisons radiatives en PL et de la configuration expérimentale

Le banc de PL ci-dessus à droite comporte un laser à argon ionisé Ar+ Spectra Physics 2017 ($351 \leq \lambda \leq 514$nm) réglé à 488nm au flux d'énergie ~ 500W/cm², un cryostat CTI 10-300K à circulation d'He et chauffage, un monochromateur Jobin-Yvon HR320 (réseau 600 traits/mm) et une photodiode *pin* InGaAs ($1 \leq \lambda \leq 1{,}7$µm) au signal amplifié, avec synchronisation sur le laser (haché) [Lampin97b].

Après formation par D. Vignaud et F. Mollot, j'ai réalisé la totalité des acquisitions de spectres PL. Pour l'étude du fort dopage d'$In_{0.53}Ga_{0.47}As$ au béryllium, des mesures de durée de vie électronique ont également été réalisées par D. Vignaud et J.-F. Lampin, assistés de L. Desplanque [Vignaud02].

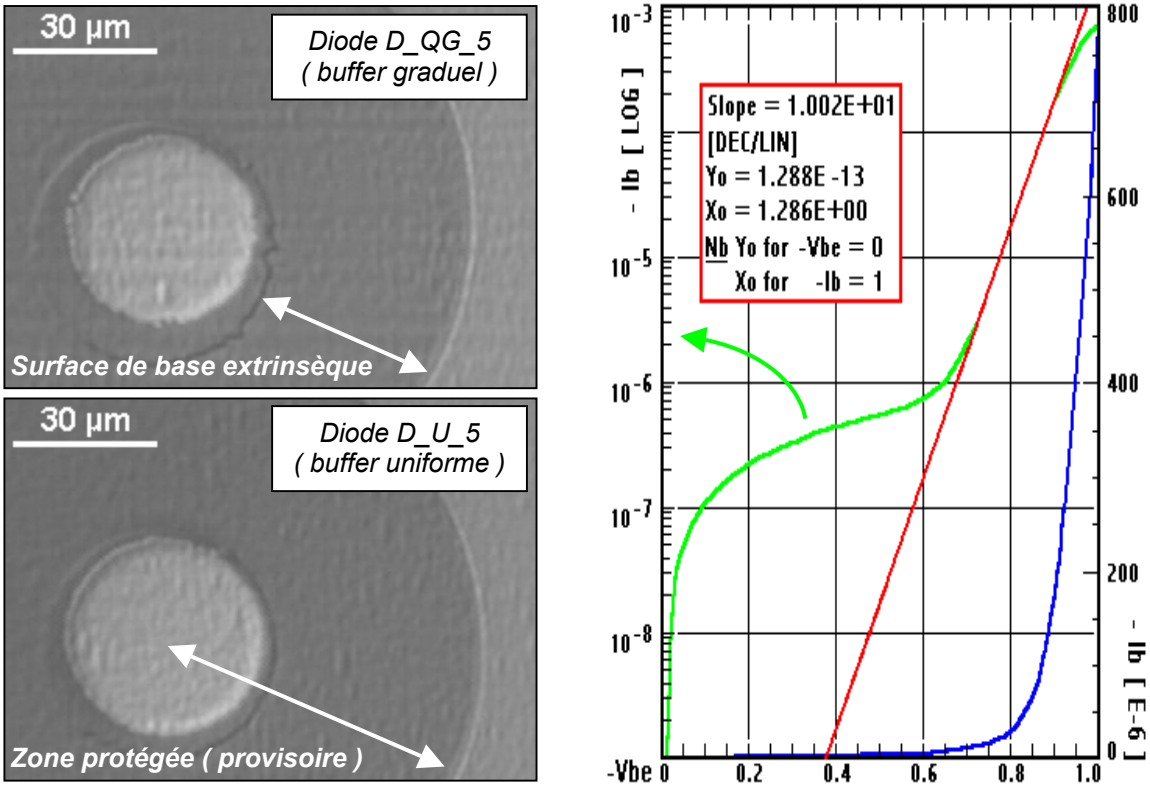
III.B.3 – Caractérisation I(V) sur diodes émetteur-base InP/$In_{0.53}Ga_{0.47}As$

L'objectif des diodes émetteur-base (EB) InP/$In_{0.53}Ga_{0.47}As$ était de déterminer des doublets de valeurs sur les paramètres T_C et épaisseur d'espaceur (cf. I.B.1 – $I_{rec\ zce\ EB}$) afin d'éviter la diffusion du béryllium dans l'émetteur, pour des dopages compris entre 4,4 et $12x10^{19}$ cm^{-3}. Cette démarche a été menée en accord de maille sur InP (cf. V.A), puis sur buffers métamorphiques GaAs → InP graduel et uniforme à $9,2x10^{19}$ cm^{-3} (cf. IV.A.2 et IV.E). Nous ne traitons ici que la structure horizontale des diodes, leur structure verticale et leur épitaxie étant présentées en V.A.7.

Le process technologique se devait d'être simple, rapide et efficace – ce qui a exclu une jonction de taille « TBH hautes fréquences ». Des masques de lithographie optique[7] préexistants ont permis de réaliser des diodes circulaires (∅ ~ 50µm) à jonction EB de surface ~2000µm² en 8 étapes : casquette (procédé Novolak), dépôt et lift-off du contact d'émetteur, masquage/gravure des couches de contact d'émetteur et d'émetteur, casquette (procédé Novolak), dépôt et lift-off du contact de base. Les contacts sont en Ti/Pt/Au (20/30/250nm). La gravure « humide » – par opposition aux gravures « sèches » par plasmas – utilise les solutions chimiques suivantes (valables pour les trèfles Hall) :

- *Attaque III-As* (sélectivité P) $H_3PO_4 : H_2O_2 : H_2O$ en (5:1:40) $In_{0.53}GaAs(Si)$ 100nm / 120s
- *Attaque III-P* (sélectivité As) HCl : H_3PO_4 en (1:4) InP(Si) 110nm / 90s
- *Attaque III-AsP* [Zaknoune98a] HCl : $HIO_3 : H_2O$ en (1:1:100) interface As/P 15s maximum

Des diodes métamorphiques en cours de réalisation sont présentées figures III.9 ci-dessous (gauche).



Figures III.9 : Diodes métamorphiques en microscopie optique et exemple de caractéristique I(V)

[7] « Note IEMN » : Série 220, couche 41 (contact supérieur), 44 (mésa supérieur) et 42 (2nde métallisation).

Ces clichés de microscopie sont pris avant le dépôt du contact de base. Partant du centre on distingue l'or en surface du contact ohmique, entouré du mesa d'émetteur plus large et gravé ensuite par gravure sélective avec arrêt sur le matériau de base. La surface de base proche de l'émetteur et celui-ci sont protégés par de la résine, protection qui s'interrompt par un surplomb que l'on devine en transparence (*i.e.* bord dédoublé). Cette « casquette » et le dénivelé permettent la rupture locale des métaux du contact. Il en est de même sur la seconde casquette qui entoure en regard celle ici visible. Nous définirons ainsi – en enlevant la résine de protection par « lift-off » avec les métaux supportés (*i.e.* dépôt intégral « pleine plaque ») – l'anneau du contact de base sur la surface dont on devine l'amorce à droite. Ce contact est séparé de l'émetteur par la surface de base extrinsèque de largeur ~50µm (flèche). Cette zone est une des limites de ce process technologique simple. Elle correspond à une surface exposée de ~15700µm², d'où un ratio (base extrinsèque : jonction EB) ~ (1:8). Cette situation, proche de celle d'un TBH en technologie non auto-alignée, favorise le courant de recombinaison en surface de base extrinsèque. L'autre limite est la surface de jonction EB de ~2000µm², élevée dans l'objectif TBH submicronique mais intéressante pour l'étude m-TBH (cf. IV.E).

Une <u>*caractéristique I(V)*</u> de diode, obtenue sur banc HP4142, est reprise figures III.9 à droite. Le logiciel ICCAP en extrait la hauteur de barrière effective ϕ_B et le coefficient d'idéalité n_B, paramètres intervenant dans l'expression de la densité de courant : $J = -A^* T^2 \exp (-e V / n_B kT)$ avec : $\phi_B = V_0 / n_B$. Le coefficient d'idéalité n_B est déduit de la pente *p* de la courbe logarithmique : $n_B = e / (kT \ln 10 \times p)$. La valeur de ϕ_B est obtenue via : $V_0 = (kT/e) \log (A^* T^2 S / Y_0)$ en extrapolant cette pente à $V_{BE} = 0V$. Les paramètres sont la température de mesure T (kT/e ~ 0,02587 à 300K) et la surface de jonction S.

Notons que le logiciel est défini pour des diodes Schottky métal/semiconducteur [Zaknoune99], pas pour des hétérojonctions pn entre semiconducteurs : la « constante » de Richardson A* doit être adaptée [MathieuP102]. Ceci est toutefois sans importance pour nous sur ϕ_B dont nous ne considérons que les évolutions. Ceci n'a surtout aucune incidence sur l'extrapolation de n_B qui nous permettent d'identifier les courants de recombinaison et d'optimiser l'épaisseur d'espaceur à la jonction EB. Rappelons que cette identification via n_B suppose un régime de faible injection, ce qui est ici le cas vu les ~2000µm² de jonction : au maximum de I = 1mA, la densité de courant J est inférieure à 50A/cm².

Les diodes InP ont été réalisées par M. Zaknoune. Après formation par ses soins, j'ai réalisé sept des neuf diodes métamorphiques sur GaAs. Les contacts ohmiques ont été déposés par A. Fattorini et A. Leroy (CVD – Salle Blanche III-V) et les caractéristiques I(V) mesurées par E. Delos (Caractérisation). La surface de base extrinsèque a été étudiée en <u>spectroscopie XPS</u> [8] par X. Wallart (cf. V.A.7).

III.C – Caractérisation des buffers métamorphiques GaAs → InP :

Pour les buffers GaAs → InP, nous proposons en IV.A.2 une démarche dédiée au m-TBH associant PL sur structure spécifique (point évoqué ci avant), diffraction des rayons X et microscopie à force atomique – deux méthodes appelant une présentation spécifique au contexte métamorphique.

[8] Sur le bâti ESCA et la XPS (Spectroscopie de Photoélectrons induits par rayons X) : voir [Dehaese97,Schuler98].

III.C.1 – Double Diffraction des rayons X sur buffer métamorphique (DDX)

*Nous présentons les données qu'il est nécessaire de mesurer en diffraction des rayons X pour évaluer l'état de relaxation atteint par un buffer métamorphique, ainsi que les difficultés spécifiques aux buffers graduels. Nous rappelons la démarche classique et efficace en temps normal, et montrons par quel processus nous obtenons des pics élargis et décalés. Nous nous assurons du sens physique de ces observations en nous référant aux publications sur l'étude de rampes graduelles par des méthodes plus évoluées (*i.e. *cartographies de l'espace réciproque), avant de conclure par la « lecture » d'une série de spectres représentative de celles présentées au chapitre IV.*

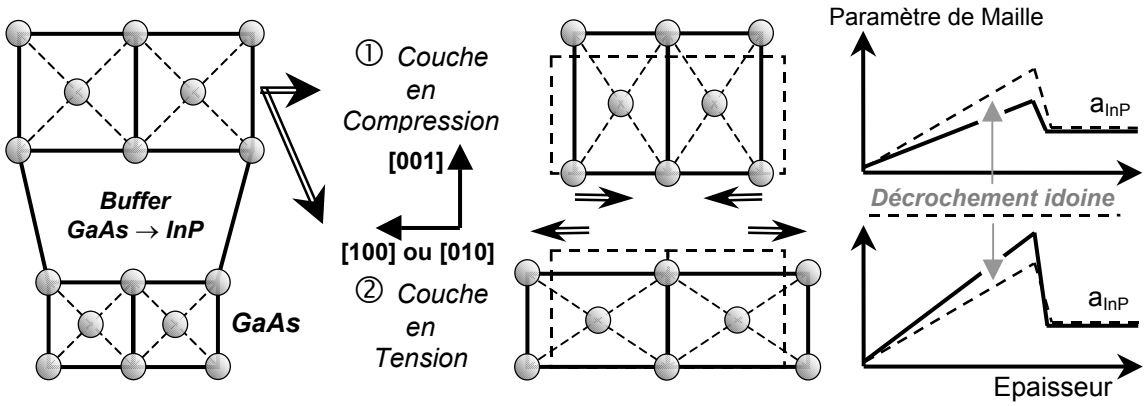
Quelles données mesurer pour caractériser l'état de relaxation des couches actives ?

Evaluer l'état de relaxation de couches contraintes nécessite de mesurer trois paramètres de maille : $a_{\perp (001)}$ selon l'axe de croissance [001] ainsi que $a_{// [110]}$ et $a_{// [1\underline{1}0]}$ dans le plan de croissance – et non $a_{// [100]}$ et $a_{// [010]}$ qui ne correspondent pas directement à la relaxation par dislocations <110>.

Mesurer $a_{\perp (001)}$ permet d'évaluer le *niveau de la relaxation* – en première approximation. Nous avons en effet vu au chapitre II sur les processus de relaxation qu'une déformation tétragonale de la maille sur l'axe de croissance [001] peut persister en fin de buffer. Les couches actives peuvent :

- rester en compression sur buffer uniforme, tout comme sur buffer graduel si le décrochement est nul ou insuffisant (cf. cas ① figures III.10 ci-dessous),
- ou au contraire passer en tension si ce décrochement est trop important (cf. cas ② figures III.10).

Cet état de compression ① (respectivement : tension ②) en fin de buffer correspond à un paramètre de maille dans le plan de croissance $a_{//}$ inférieur (supérieur) à celui d'InP, d'où une valeur $a_{\perp (001)}$ sur l'axe de croissance supérieur (inférieur) à la valeur pour InP par déformation isochore de la maille. D'où aussi un taux de relaxation $R_{\perp (001)}$ (cf. annexe C) respectivement supérieur ou inférieur à 100%.



Figures III.10 : Schématisation d'une contrainte résiduelle compressive (buffer uniforme ou graduel) ou extensive (buffer graduel uniquement) – avec décrochement correspondant sur rampe graduelle

Dans ces conditions, il peut sembler suffisant de mesurer $a_{\perp (001)}$ par diffraction des rayons X pour en déduire les valeurs de $a_{// [100]}$ et $a_{// [010]}$ à partir du volume de la maille visée, InP dans notre cas.

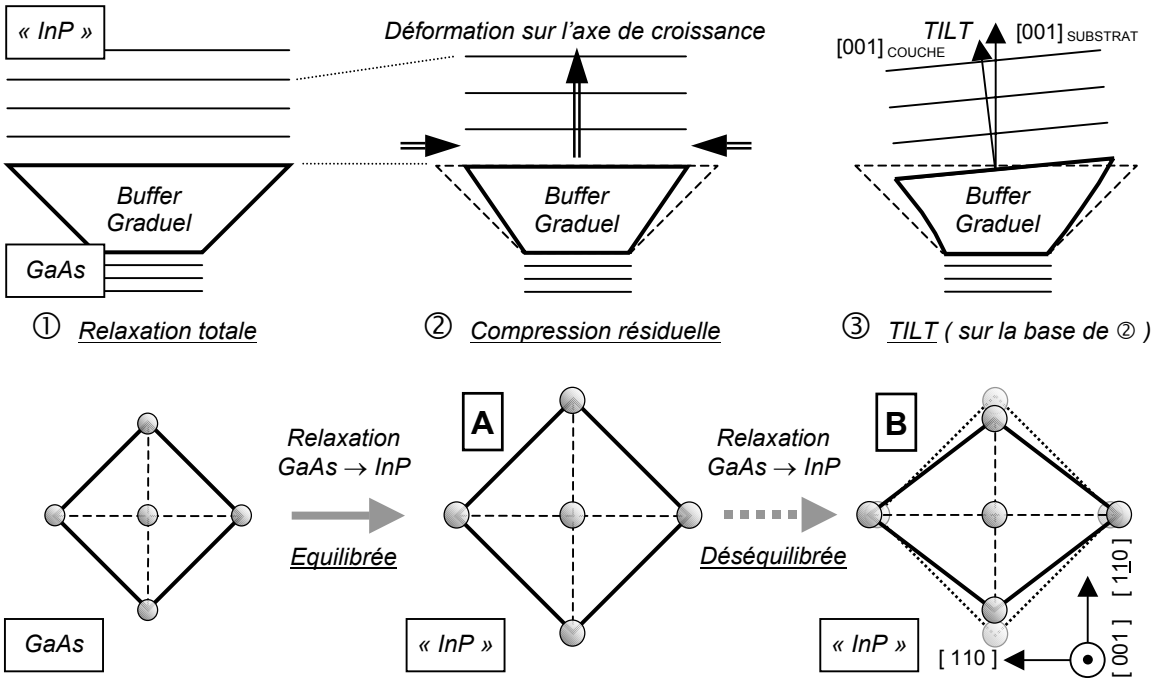
Cette démarche simple n'est pas toujours possible...

Il faut considérer l'*hétérostructure épitaxiée sur le buffer métamorphique*. Son rôle peut être illustré par un m-HEMT arsénié $In_{0.33}Al_{0.67}As/In_{0.34}Ga_{0.66}As$, où une déviation du flux d'In en épitaxie produirait un alliage en $In_{0.30}Al_{0.70}As$ en fin de buffer et une hétérojonction barrière/puits $In_{0.30}Al_{0.70}As/In_{0.31}Ga_{0.69}As$. Sur une telle structure, l'incertitude en composition réelle invalide la détermination de $a_{//\,[100]}$, $a_{//\,[010]}$ et l'évaluation précise du niveau de la relaxation via $a_{\perp\,(001)}$ – estimé en « première approximation » [Chauveau03b] : il peut être total et le HEMT performant, mais en alliages différents de ceux escomptés. Notre cas est plus simple, et plus exigeant par rapport à une déviation d'alliage III-As. Toute structure épitaxiée sur buffer métamorphique comporte en effet au moins 400nm d'InP. C'est le cas des diodes, des TBH et de la structure PL (cf. IV.A.2) : elle représente ~1µm de matériaux en accord de maille sur InP, dont 600nm d'InP. Cette fois, la démarche basée sur la seule mesure de $a_{\perp\,(001)}$ semble suffire...

Il faut alors considérer le *type de buffer métamorphique* : cette démarche n'est en fait valable que sur buffer uniforme. Sur buffer graduel, nous avons vu qu'interviennent – en compression et mode glide :

- des MD α – alignées selon [1$\underline{1}$0] – responsables de la relaxation et du tilt selon [110],
- et des MD β – alignées selon [110] – responsables de la relaxation et du tilt selon [1$\underline{1}$0].

Les MD α sont globalement plus efficaces que les β : on peut craindre un déséquilibre en relaxation en faveur de la direction [110], schématisé dans le plan de croissance figures III.11 ci-dessous (bas). La direction, le signe et l'amplitude du tilt (haut) sont en revanche imprévisibles sur substrat (001).



①A Relaxation totale et symétrique $a_{\perp\,(001)} = a_{InP}$ $a_{//\,[110]} = a_{//\,[1\underline{1}0]}$ ⇒ $a_{//\,[100]} = a_{//\,[010]} = a_{InP}$

②A Compression symétrique / <110> $a_{\perp\,(001)} > a_{InP}$ $a_{//\,[110]} = a_{//\,[1\underline{1}0]}$ ⇒ $a_{//\,[100]} = a_{//\,[010]} < a_{InP}$

②B Compression asymétrique / <110> $a_{\perp\,(001)} > a_{InP}$ $a_{//\,[110]} > a_{//\,[1\underline{1}0]}$ ⇒ $a_{//\,[100]} = ?$ $a_{//\,[010]} = ?$

Figures III.11 : Etats de relaxation possibles pour des couches « InP » épitaxiées sur buffer graduel

En conséquence, nous avons mesuré sur <u>*buffer graduel*</u> :

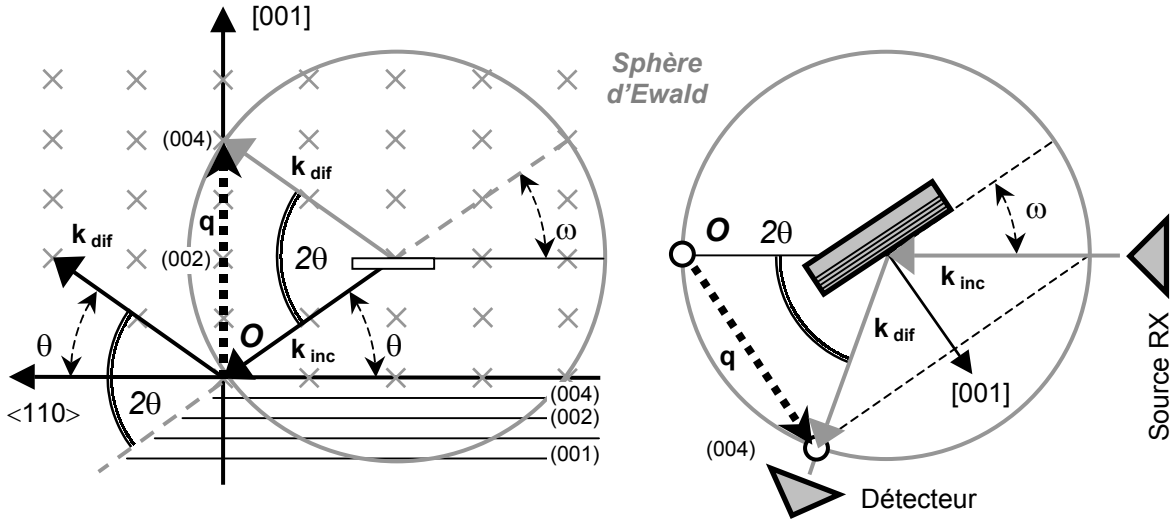
- le paramètre de maille $a_{\perp (001)}$ sur l'axe de croissance de la couche en réflexion symétrique (004),
- les paramètres $a_{// [110]}$ et $a_{// [1\underline{1}0]}$ dans le plan de croissance en réflexions asymétriques {224},
- en doublant les acquisitions sur les directions <110> selon des azimuts opposés afin d'éliminer le tilt par différenciation, *i.e.* par exemple une acquisition (004) selon [110] doublée selon - [110].

Sur <u>*buffer uniforme*</u>, nous nous sommes contentés de déterminer $a_{\perp (001)}$ et de vérifier l'absence de tilt.

Diffraction des Rayons X : généralités et application aux hétérostructures GaAs → InP

La diffraction d'une onde monochromatique de longueur d'onde λ par les plans (hkl) a lieu lorsque est satisfaite la condition de diffusion cohérente appelée <u>*loi de Bragg*</u> : $2\,(d_{hkl}/n)\,\sin\theta = \lambda_X$ avec : d_{hkl} distance interréticulaire, θ angle de Bragg, n ordre de diffraction et λ_X longueur d'onde X. Dans le réseau réciproque du volume sondé, cette loi s'exprime de manière équivalente comme la coïncidence du vecteur de diffusion $\mathbf{q} = \mathbf{k_{dif}} - \mathbf{k_{inc}}$ avec un vecteur **G** de ce réseau : $\boldsymbol{q} = \boldsymbol{k_{dif}} - \boldsymbol{k_{inc}} = \boldsymbol{G}$

Ces cas sont schématisés figures III.12 ci-dessous en réflexion symétrique (004) dorénavant étudiée – les réflexions asymétriques {224} étant évoquées en annexe C. Dans l'espace réciproque (gauche), nous sommes en conditions $\theta/2\theta$ de diffraction sur les plans (004) : le vecteur incident $\mathbf{k_{inc}}$ forme un angle θ avec les plans diffractants, 2θ avec le vecteur diffracté $\mathbf{k_{dif}}$ qui pointe le nœud (004). Rappelons que la sphère d'Ewald (de rayon la norme $1/\lambda_X$ des vecteurs incident et diffracté) permet de retrouver ces conditions : la loi de Bragg est ainsi satisfaite lorsque cette sphère centrée sur l'échantillon intercepte le centre ***O*** du réseau réciproque et le nœud (004) ainsi défini. Dans l'espace réel du diffractomètre (droite), nous retrouvons l'angle 2θ entre les faisceaux incident et diffracté, associé à un angle ω entre le faisceau incident et la surface de l'échantillon. Dans notre cas de réflexion symétrique, ω ne diffère de θ que des imprécisions de positionnement du wafer – situation qui est plus complexe en réflexions asymétriques (cf. par exemple réflexions {224} en annexe C).



<u>Figures III.12</u> : Conditions de diffraction (004) dans le réseau réciproque et sur le diffractomètre

La détermination des paramètres cristallins dans une hétérostructure épitaxiée est basée sur la loi de Bragg, dans le cadre de mesures relatives des positions du diffractomètre. Vu la profondeur sondée par les rayons X (entre 5 et 10µm), le pic du substrat demeure visible. Sa position théorique θ_{GaAs} étant connue, il sert de référence pour déterminer le paramètre de maille de couche, via l'écart $\Delta\omega$ entre la position expérimentale des pics de diffraction ($\Delta\omega = \Delta\theta = \omega_{GaAs} - \omega_{Couche}$), reporté ensuite en écart entre distance interréticulaire $\Delta d = a_{GaAs} - a_{Couche}$.

Nous utilisons deux types d'acquisition parmi les trois autorisés par le diffractomètre, dans ses limites d'exploration du réseau réciproque. Elles sont illustrées figure III.13 ci-après pour une réflexion asymétrique (115) plus clairement représentable, illustration transposable aux nœuds (004) et (224). L'« asymétrie » vient de l'existence de deux configurations de diffraction, en émergence rasante (115)e sur le nœud ici pointé, et en incidence rasante (115)i sur le nœud (115) indiqué en ***B*** (cf. annexe C).

Nous réglons tout d'abord le diffractomètre sur le pic GaAs(004) de référence. Le détecteur en ouverture large est positionné à $2\theta_{GaAs}$ ~ 66,052° (mouvement ①), puis un scan ω est réalisé autour de θ_{GaAs} ~ 33,026° à détecteur fixe (②) pour maximiser l'intensité diffractée par les plans GaAs (004) : le diffractomètre est alors en ω_{GaAs} – incluant θ_{GaAs} et les imprécisions expérimentales (*i.e.* placement de l'échantillon). Ce scan (②) est appelé « *rocking-curve* » : seul l'échantillon pivote dans l'espace réel, comme le bloc « échantillon-$\mathbf{k_{inc}}$-$\mathbf{k_{dif}}$-sphère d'Ewald » autour de (000) dans l'espace réciproque.

Nous pouvons dorénavant chercher la position angulaire ω_{Couche} du pic de couche à partir de cette valeur ω_{GaAs} de référence, afin d'en déduire de manière relative (via l'écart $\Delta\theta = \omega_{GaAs} - \omega_{Couche}$) le paramètre de maille de la couche (*i.e.* $a_{\perp\,(001)}$ dans le cas présent d'une réflexion symétrique (004)). Nous réalisons pour cela un scan $\omega/2\theta$ consistant – dans l'espace réel – en un mouvement (③) couplé échantillon-détecteur : le détecteur tourne d'un pas angulaire $\delta 2\theta$ double de celui $\delta\omega$ de l'échantillon. Ceci revient à un mouvement couplé des vecteurs incident $\mathbf{k_{inc}}$ et diffracté $\mathbf{k_{dif}}$: on sonde ainsi à partir de $\omega_{GaAs}/2\theta_{GaAs}$ une direction de l'espace réciproque, *i.e.* l'axe [001] du substrat en réflexion (004). Dans l'idéal, nous obtiendrions le pic de référence en ω_{GaAs} et un pic en ω_{Couche} ~ θ_{InP} = 31,667° car le détecteur s'est déplacé par rotation liée de $2\theta_{GaAs}$ jusqu'en $2\theta_{InP}$ – position de diffraction $\theta/2\theta$ pour InP.

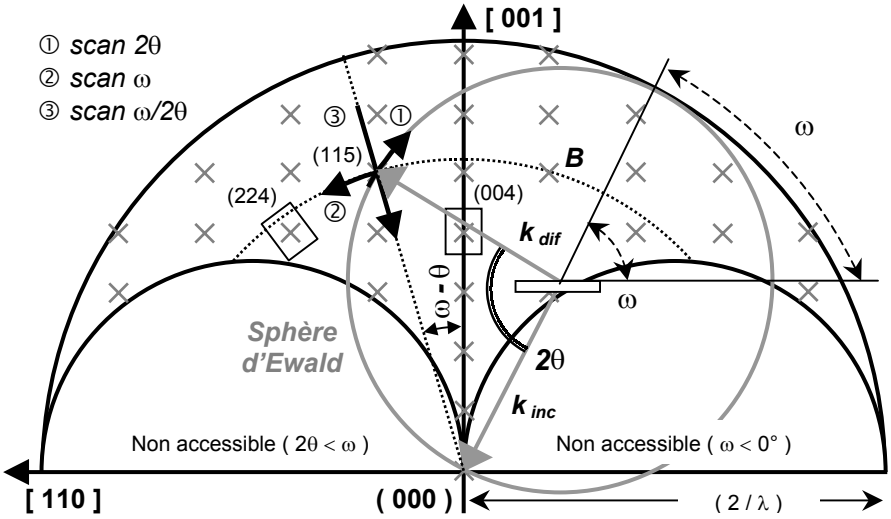
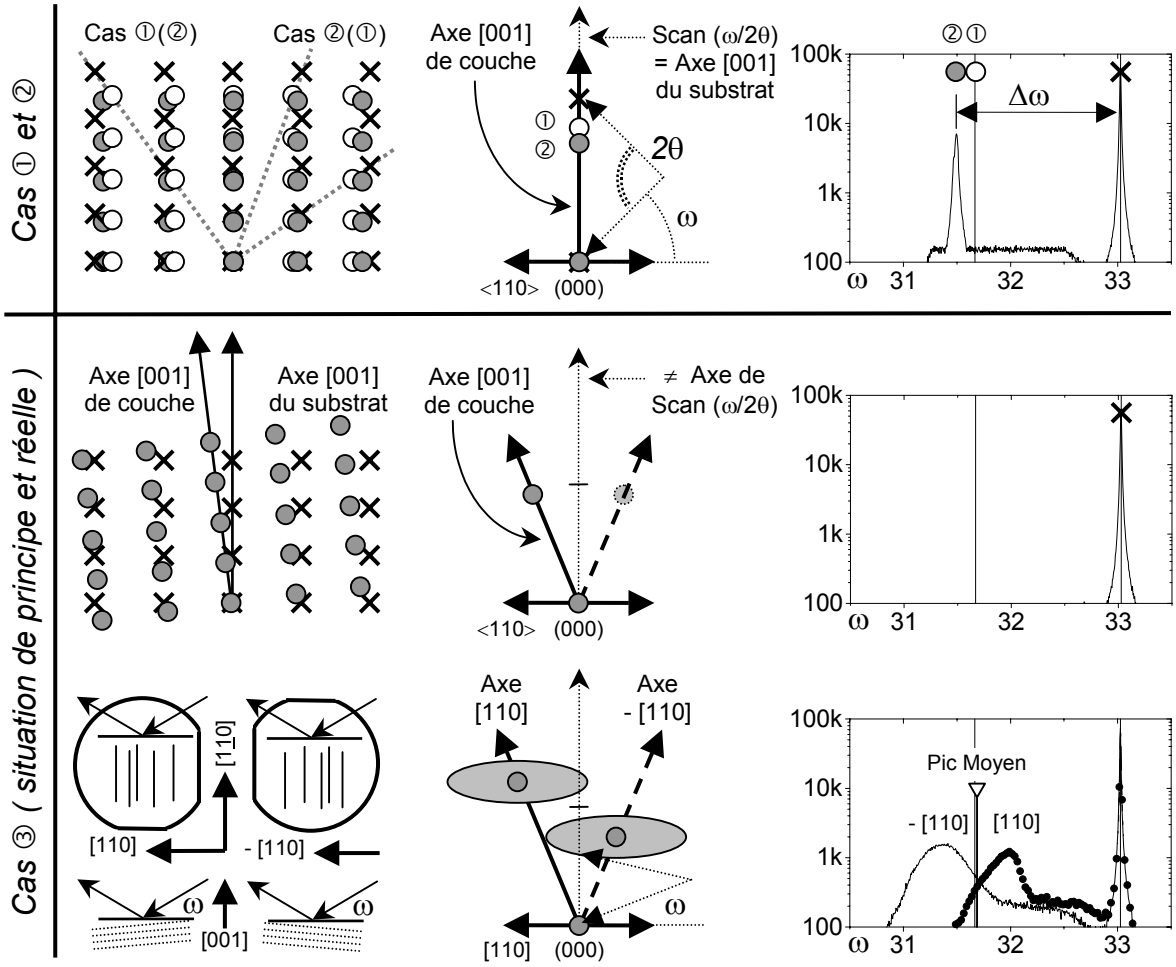


Figure III.13 : Acquisitions et réseau réciproque accessibles au diffractomètre (d'après [HermanP201])

Diffraction des Rayons X : application aux buffers graduels GaAs → InP

Appliquons cette démarche à un buffer graduel en considérant les états de relaxation possibles schématisés dans l'espace réel figures III.11 en haut. Ce sont ceux auxquels la diffraction des rayons X est sensible en réflexion symétrique (004) : il s'agit de la relaxation totale (cas ①), et d'une compression résiduelle sans (cas ②) et avec tilt couche-substrat (cas ③).

Les cas ① et ② sont représentés dans l'espace réciproque figures III.14 ci-dessous à gauche. Nous avons superposé les réseaux réciproques du substrat (croix), de la couche InP en relaxation totale (cercles ouverts) et en compression (cercles pleins). Ces réseaux sont de plus en plus compacts par hausse des paramètres de maille, notamment $a_{\perp\,(001)}$. L'angle ω de diffraction en scan $\omega/2\theta$ diminue, situation illustrée au centre en réflexion (004) sur une simplification de la figure III.13. Ceci se traduirait par des spectres semblables à celui schématisé à droite (cas ②) où $\Delta\omega$ augmente. Précisons que ce spectre n'est pas expérimental mais élaboré à dessein, et que ce traitement d'une déformation tétragonale selon l'axe de croissance n'est simple qu'en réflexion (00l) (cf. annexe C).



Figures III.14 : Réseaux réciproques, scans $\omega/2\theta$ et spectres de diffraction en réflexion (004) pour une relaxation totale (①) et une compression résiduelle sans (②) et avec tilt couche-substrat (③). Seuls les spectres en ③ sont expérimentaux. Les cas ①, ② et ③ sont ceux des figures III.11.

Introduisons à présent un tilt couche-substrat dans la situation du cas ② pour obtenir le cas ③. Nous avons vu en II.B.6 que le tilt correspond à un basculement de l'axe [001] de la couche par rapport à celui du substrat. Ceci revient à dire que les plans de croissance (001) supérieurs ne sont plus parallèles à celui initial du substrat – situation des plans InP(004) par rapport à ceux GaAs(004). L'existence d'un tilt couche-substrat pose alors différentes questions en diffraction des rayons X :

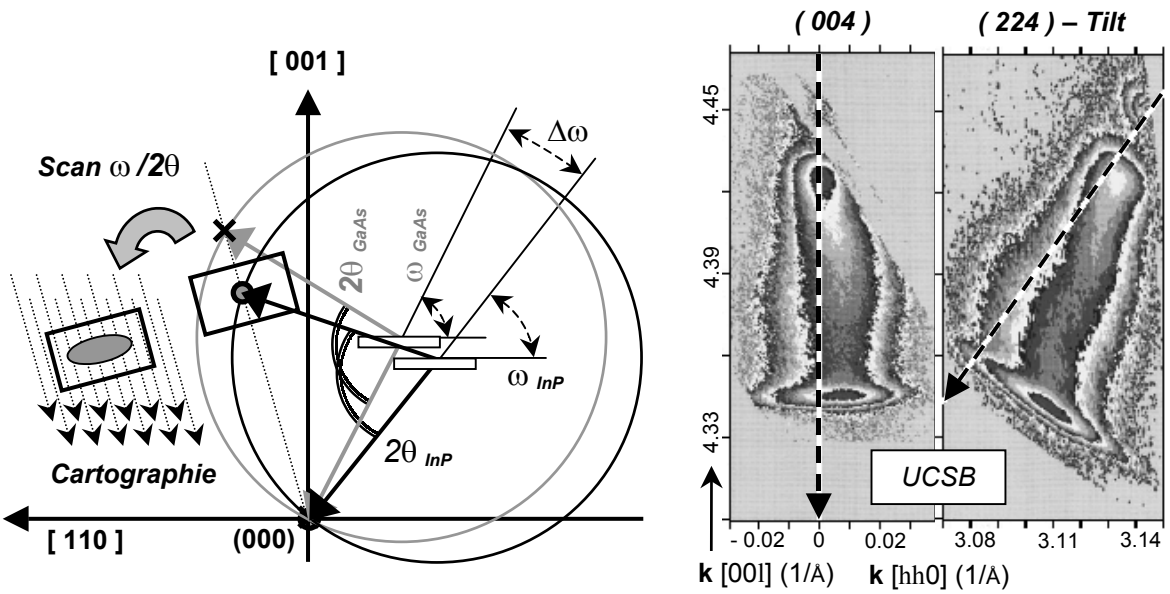
Pourquoi ne devrions nous pas observer – en principe – le signal de diffraction de la couche ? Le diffractomètre est réglé sur le pic GaAs(004) : un scan $\omega/2\theta$ débute par ce pic en $\omega = \omega_{GaAs}$ avec un détecteur en $2\theta_{GaAs}$ – puis explore l'espace réciproque selon l'axe [001] du substrat (*i.e.* cas ① et ②). En l'absence de tilt, cet axe de scan et l'axe de croissance [001] de la couche sont confondus : nous obtenons un signal de diffraction pour $\omega = \omega_{InP}$ avec un détecteur (ouverture large) « arrivé » en $2\theta_{InP}$. En présence d'un tilt, dont la valeur augmente au cours de la rampe graduelle (cf. II.B.6), l'axe [001] de croissance s'écarte progressivement de l'axe [001] du substrat – et donc de l'axe de scan $\omega/2\theta$. Pour les « couches actives », nous sommes de plus sensibles au tilt maximal atteint en fin de rampe. Dans l'espace réciproque, le scan $\omega/2\theta$ n'intercepte plus le nœud InP(004) (cf. figures III.14 centre) : l'observation d'un signal de diffraction de ces couches est en principe impossible en présence de tilt.

Pourquoi observons-nous néanmoins un signal de diffraction de la couche ? Dans les faits, nous obtenons un « pic » de couche – certes large et décalé – mais malgré tout présent (cf. IV.C). Pour expliquer l'origine de ce pic, le plus simple est de considérer des résultats de la littérature en *cartographie de l'espace réciproque*. Une cartographie est une juxtaposition de scans $\omega/2\theta$ obtenus pour différentes valeurs initiales de ω_{INI} autour de ω_{GaAs} – à détecteur initialement toujours en $2\theta_{GaAs}$.

Sur le diffractomètre, ce basculement des plans GaAs(004) place l'échantillon en position où le tilt des plans InP(004) « s'annule pour le faisceau incident » : la valeur ω_{INI} de scans $\omega/2\theta$ est telle que ces plans diffractent pour $\omega \sim \theta_{InP}$ quand le détecteur (ouverture large) arrive en $2\theta_{InP}$. A l'inverse, les plans GaAs(004), dorénavant « tiltés pour le faisceau incident », ne diffractent plus en $\omega_{INI}/2\theta_{GaAs}$.

Dans l'espace réciproque, les axes sondés par ces scans $\omega/2\theta$ sont quasiment parallèles car les variations sur ω_{INI} sont faibles – de l'ordre de grandeur du tilt (*i.e.* inférieur à 1°). Une cartographie est donc une exploration bidimensionnelle de l'espace réciproque à azimut fixé, +[110] par exemple. Ceci est illustré figures III.15 ci-après par un schéma de principe et des cartographies (004) et {224}. De telles cartographies permettent de déterminer précisément sur la rampe le taux de relaxation, l'évolution du tilt et sa valeur en fonction du paramètre de maille [Fewster93,Olsen96,Chauveau01].

Pour nous, elles permettent de comprendre nos observations sur nos scans $\omega/2\theta$ à partir de ω_{GaAs} – qui correspondent à un des axes sondés en cartographie, celui fléché figures III.15 (droite). Nous obtenons un signal de diffraction même en présence de tilt car les nœuds de diffraction du réseau réciproque ne sont plus ponctuels mais elliptiques. Cette ellipse, centrée sur la position réelle du nœud de diffraction, possède un grand axe perpendiculaire à la direction des scans $\omega/2\theta$: nous l'interceptons lorsque nous réalisons un unique scan $\omega/2\theta$ à partir de ω_{GaAs} – à condition que le tilt ne soit pas trop important et que cette déformation soit suffisamment marquée [Trudel97]. Cette situation est illustrée figures III.14 (en bas au centre) en diffraction (004) le long de l'axe [001] du substrat.



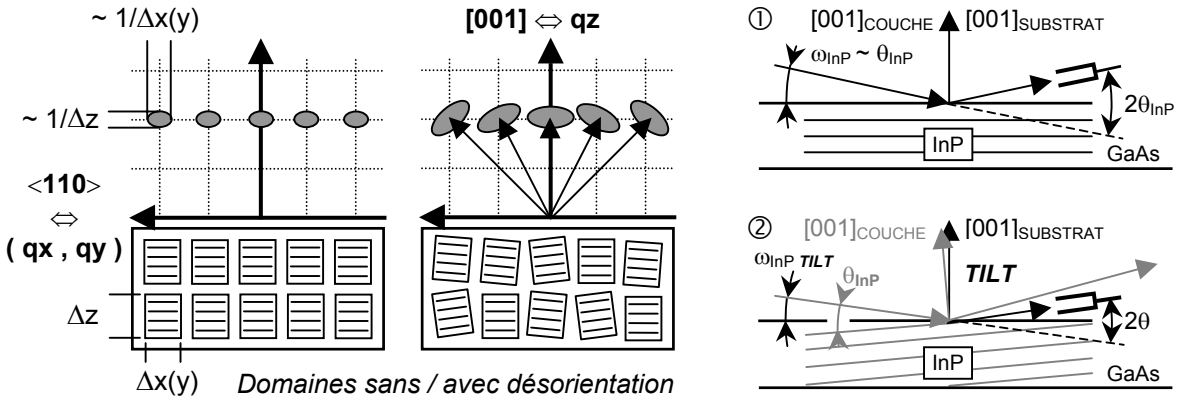
Figures III.15 : Schéma de principe et exemple de cartographies de l'espace réciproque [Olsen96]

Ces cartographies, reprises d'une étude menée à l'University of California at Santa-Barbara (UCSB), correspondent à une rampe graduelle $In_{0.05}AlAs \rightarrow In_{0.26}AlAs$ de 2,5µm surplombée d'un plateau en $In_{0.26}AlAs$ [Olsen96]. Le nœud elliptique est bien défini, alors que le plateau de 0,3µm ne représente que ~11% de l'épaisseur totale. Pour nos scans ω/2θ sur la structure PL, nous en concluons que le pic élargi correspond très majoritairement aux matériaux en accord de maille sur InP qui représentent ~40% de l'épaisseur totale, et peu à ceux de la rampe graduelle de compositions proches.

Quelles sont les causes de déformation des nœuds de diffraction dans l'espace réciproque ?
Cette déformation et l'élargissement du pic de couche sur les spectres de diffraction traduisent ce que l'on appelle communément la *mosaïcité* du matériau : son arrangement atomique est plus ou moins perturbé, désordonné et distordu par l'épitaxie sur buffer métamorphique – d'où un cristal qui est en fait une juxtaposition de domaines cristallins, situation schématisée figures III.16 ci-après (gauche).

Dans l'espace réciproque, la taille finie des domaines provoque une déformation des nœuds de diffraction, amplifiée par une dispersion en taille et par leur désorientation relative : un effet de « micro-tilt » entre leurs plans réticulaires élargit encore les nœuds de diffraction, dans la direction et perpendiculairement aux scan ω/2θ. En diffraction, la diffusion cohérente du cristal laisse place à une « diffraction diffuse » : les domaines diffusent de façon cohérente pris isolément mais pas dans leur ensemble, d'où un pic élargi sur les spectres [MRS90,HermanP198,Kidd96,Olsen96,Putero99,Radhakrishnan04].

La mosaïcité en Δz est liée à l'incertitude sur le paramètre de maille $a_{\perp (001)}$. En Δx(y), elle est associée aux dislocations MD dont le champ de contrainte étendu distord le réseau [Olsen96] – mais pas aux dislocations TD, ni à une courbure du substrat (*i.e.* le pic GaAs est fin) [Mooney93,Häusler95]. Des cartographies sur une rampe graduelle non tiltée montrent que la diffraction diffuse apparaît pour une densité de MD > 10^4 cm^{-2} [Putero99]. La déformation principale (*i.e.* perpendiculaire à l'axe de scan ω/2θ) observée selon une azimut <110> serait proportionnelle à la densité de MD alignées sur l'autre direction <110> [Matragrano96b,Stanford04]. La mosaïcité peut être observée sans tilt (cf. IV.C) [Wang97].



Figures III.16 : Mosaïcité et déformation des nœuds de diffraction du réseau réciproque (gauche) (d'après [HermanP198]) et effet de tilt δ sur les conditions de diffraction (droite)

Quels sont les effets du tilt ? A la différence de la mosaïcité, le tilt n'est pas systématique et son origine est clairement identifiée (cf. II.B.6). Il n'est en revanche pas évident de savoir s'il existe un lien entre ces deux phénomènes : il est tentant de supposer une mosaïcité renforcée (*i.e.* un pic plus large) avec le tilt couche-substrat, notamment via les « micro-tilts » entre domaines. Certains de nos spectres vont en ce sens, d'autres constituent des contre-exemples (cf. IV.C.1 et [Fewster93,Wang97]).

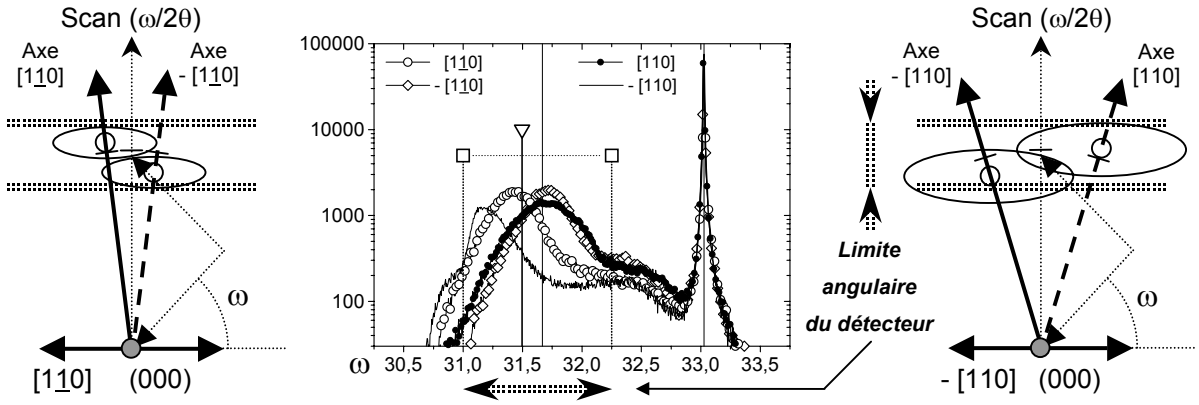
Sur le diffractomètre, les effets du tilt lors d'un scan $\omega/2\theta$ sont illustrés figures III.16 (droite). Sans tilt (①), les plans InP(004) diffractent en $\omega_{InP} \sim \theta_{InP}$ avec un détecteur (ouverture large) en $2\theta_{InP}$. Avec tilt (②), les plans InP(004) diffractent pour l'angle θ_{InP} par rapport au faisceau incident, mais pour un angle du diffractomètre $\omega_{InP\ TILT}$ plus faible entre ce faisceau et la surface. Le problème vient alors du faisceau diffracté par les plans InP(004) : le détecteur est situé à l'angle 2θ qui correspond à l'angle $\omega_{InP\ TILT}$ et non θ_{InP} dans la rotation couplée échantillon-détecteur d'un scan $\omega/2\theta$ à partir de ω_{GaAs}. Nous ne devrions donc pas observer – en principe – le signal de la couche de nouveau à cause du tilt, malgré la déformation des nœuds de diffraction. C'est cependant le cas, pour une raison technique cette fois : nous utilisons le détecteur en configuration ouverte (*i.e.* « ouverture large »), pour laquelle presque tous les photons X émanant de l'échantillon sont collectés [Trudel97,Radhakrishnan02].

Sur le spectre correspondant à la situation (②) figures III.16 ci-dessus, le pic de couche est en $\omega_{InP\ TILT} < \omega_{InP} \sim \theta_{InP}$ (*i.e.* décalé aux petits angles par rapport à la position attendue), tandis qu'une rotation de 180° de l'échantillon inverse la situation par rapport au faisceau incident, et donc le décalage sur le spectre (cf. figures III.14 en bas à gauche et droite). Doubler les acquisitions selon des azimuts opposés permet ainsi d'éliminer le tilt δ par différenciation : la demi-somme des écarts expérimentaux $\Delta\omega_{(+TILT)} = \omega_{GaAs} - (\omega_{Couche} + \delta)$ et $\Delta\omega_{(-TILT)} = \omega_{GaAs} - (\omega_{Couche} - \delta)$ mène à l'écart moyen $\Delta\omega = \omega_{GaAs} - \omega_{Couche}$ selon la direction <110> d'acquisition, leur demi-différence à l'amplitude $|\delta|$ du tilt.

Dans l'espace réciproque, le tilt provoque la situation schématisée en ③ figures III.14 en bas : le centre des nœuds de diffraction est certes sur l'axe [001] de la couche, mais rapproché ou éloigné du centre de l'espace réciproque en fonction de l'azimut d'observation, ici ± [110].

Conclusion : lecture d'une série de spectres en Double Diffraction des rayons X

Un échantillon sera toujours caractérisé par une série de 4 spectres DDX quelle que soit la réflexion, *i.e.* réflexions (004), (224)e en émergence rasante ou (224)i en incidence rasante. Il faut disposer des spectres selon les directions <110> et sous leurs deux azimuts (*i.e.* ± [110] et ± [1$\underline{1}$0]) pour juger du tilt global (*i.e.* somme des tilts α selon [110] et β selon [1$\underline{1}$0]) et de la validité de la « position moyenne » du pic de « couche InP ». C'est ce qu'illustre l'exemple figures III.17 ci-dessous.



Figures III.17 : Lecture d'une série complète de quatre spectres de diffraction en réflexion (004)

Sur la direction [1$\underline{1}$0] (*i.e.* symboles ouverts), nous observons un faible tilt associé à des pics « InP » aux maxima bien définis, superposables et moins larges que sur l'autre direction : leur obtention s'interprète par l'interception en scan ω/2θ d'un nœud de diffraction peu déformé (gauche).

Sur la direction [110], nous observons un tilt plus important avec des pics dissemblables, dont l'un est asymétrique et à maximum imprécis. L'obtention de ces pics ± [110] s'interprète aussi par l'interception en scan ω/2θ d'un nœud de diffraction elliptique, mais suppose en plus la conjonction :

- d'une déformation accentuée des nœuds de diffraction, visible selon [110], tronquée selon -[110],
- et d'un effet de coupure du détecteur qui n'affecte que le scan ω/2θ selon -[110].

Sa configuration ouverte ne peut en effet palier indéfiniment à son mauvais positionnement en 2θ. Visiblement, la limite est atteinte pour ω ~ 31° aux faibles angles et ω ~ 32,25° aux grands angles. Cette coupure est plus nettement visible sur l'ensemble de séries de spectres des figures IV.7.

En pratique, le fait que le pic selon -[110] soit tronqué – alors qu'il serait sans cela aussi large et superposable à celui selon [110] – rend imprécise la position du pic « InP » selon la direction [110].

Plus gênant, la valeur du paramètre de maille $a_{\perp (001)}$ selon l'axe de croissance diffère ici selon la direction <110> – cas non interprété de 3 échantillons sur 25 – alors qu'en réflexion (004), nous devrions obtenir des valeurs de $a_{\perp (001)}$ identiques selon <110> (après correction du tilt le cas échéant).

Rappelons que ces acquisitions en réflexion (004) ne permettent pas de remonter aux paramètres de maille dans le plan de croissance – $a_{// [110]}$ et $a_{// [110]}$ – pour lesquels il est certes possible d'obtenir des valeurs différentes, mais via des acquisitions en réflexions asymétriques {224} en émergence et incidence rasante selon les azimuts ± [110] et ± [1$\underline{1}$0] (cf. annexe C).

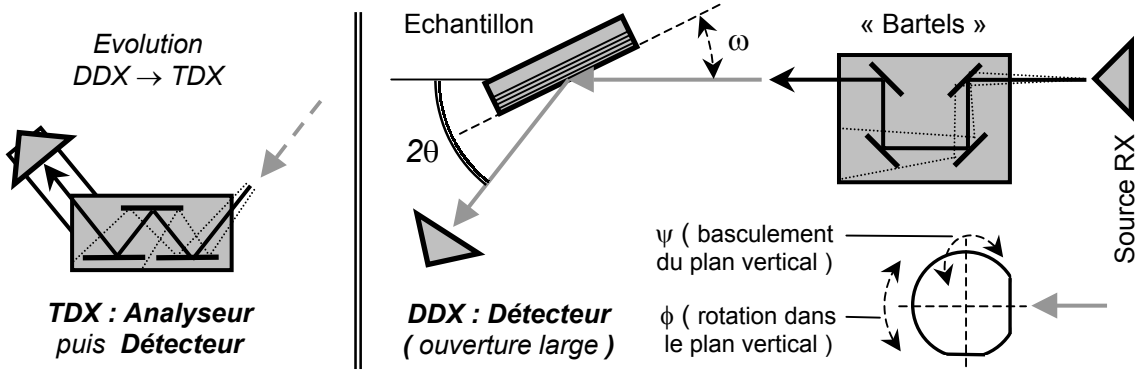
Dispositif expérimental de Double Diffraction des Rayons X utilisé

Notre étude de diffraction des rayons X a été réalisée sur l'ancien diffractomètre de l'Institut, un modèle Philips MRD-HR (Materials Research Diffractometer-High Resolution). Côté cinématique, il s'agit d'un banc 4 cercles – 4 réglages angulaires ω, 2θ, ϕ et ψ – à déplacement tridimensionnel x-y-z. Ce banc est schématisé figures III.18 ci-dessous à droite (*i.e.* configuration DDX, sans analyseur).

La source consiste en une anticathode de cuivre associée à un monochromateur/collimateur « Bartels » visant à diminuer les divergences spectrale et angulaire du faisceau de rayons X incident. La simple différenciation de la loi de Bragg $(\Delta d/d) = (\Delta\lambda/\lambda) - (\Delta\theta/\tan\theta)$ montre en effet qu'elle dépend de $\Delta\lambda$ (*i.e.* divergence spectrale) et de $\Delta\theta$ (*i.e.* divergence angulaire et pas de rotation du goniomètre). Le montage « Bartels » est constitué de 4 monocristaux de Ge, assurant ici en réflexion (220) une divergence spectrale $\Delta\lambda$ inférieure à la largeur de radiation utilisée (cuivre kα1 : $\lambda_{Cu\ k\alpha 1}$ = 1,54056Å), et une divergence angulaire de 12''(0,0033°), pour 0.36''(0,00001°) au goniomètre sur ω (et 2θ) [Putero99]. Dans la mesure où le « Bartels » constitue *globalement* une première étape de diffraction avant celle sur l'échantillon étudié, on parle de <u>*Double Diffraction des rayons X*</u>.

Le détecteur utilisé peut compter jusqu'à 500.000 coups par seconde. Dans la configuration ouverte utilisée, l'angle de collection du signal diffracté atteint 1°. Cette résolution angulaire peut être améliorée en installant une fente d'entrée, possibilité dont nous discutons ci-après.

Une évolution plus performante en terme de précision consiste à insérer un analyseur entre l'échantillon et le détecteur, possibilité illustrée figures III.18 (gauche) et dont nous ne disposions pas. Cet analyseur est typiquement constitué de 3 monocristaux Ge (022) qui ne laissent passer vers le détecteur que les faisceaux diffractés par l'échantillon avec une divergence angulaire inférieure à 12'' [Putero99]. De par cet étage de diffraction supplémentaire, on parle de <u>*Triple Diffraction des rayons X*</u>.



<u>Figures III.18</u> : Diffractomètre en configuration de Double Diffraction des rayons X (droite) et de Triple Diffraction des rayons X en substituant au (Détecteur) le bloc (Analyseur + Détecteur) (gauche)

Au lieu de simples scans $\omega/2\theta$ en configuration ouverte, nous aurions pu :

- Réaliser des scans $\omega/2\theta$ avec une fente au détecteur, mais c'est une « fausse bonne idée » : cela anticipe seulement sa coupure, et l'amélioration en résolution angulaire est illusoire [Trudel97].

- Cet ajout n'est en fait envisageable qu'associé à la cartographie de l'espace réciproque en DDX, démarche que nous n'avons pas adoptée. Elle aurait permis de visualiser le pic de la couche InP lorsque les nœuds de diffraction ne sont pas interceptés lors des scans $\omega/2\theta$ à partir de ω_{GaAs}, mais sans gain en résolution en calcul des coefficients de relaxation : ils sont dans ces conditions déterminés à $\pm$ 4-5% [Chauveau01], dispersion également relevée par nos soins (cf. IV.C.1). L'investissement en temps d'utilisation diffractomètre et de traitement n'est donc pas justifié, notre procédure – 12 spectres $\omega/2\theta$ en réflexions (004) et {224} – nécessitant déjà 10h d'acquisition.

Seule la cartographie de l'espace réciproque en TDX est en fait adaptée à l'étude précise de la relaxation sur rampes graduelles, avec des coefficients de relaxation déterminés à $\pm$ 2% [Chauveau01]. Nous ne disposions cependant ni de l'analyseur, ni du temps nécessaire à une telle démarche. L'acquisition d'une cartographie peut exiger une semaine, sans compter le traitement des données numériques : les temps de pause doivent être augmentés pour compenser la perte d'intensité dans l'analyseur pour toutes les valeurs d'angle ω – y compris celles à compositions intermédiaires dans la rampe graduelle qu'il est techniquement impossible de « survoler » rapidement. De telles acquisitions sont en fait souvent couplées à de la microscopie TEM et parfois AFM, lors d'études approfondies des mécanismes de relaxation constituant le sujet de thèses complètes [Trudel97,Putero99,Chauveau01].

En résumé, évaluer la relaxation sur une rampe graduelle GaAs → InP nécessite de mesurer $a_{\perp\,(001)}$ selon l'axe de croissance (001) en réflexion symétrique (004) – et $a_{//\,[110]}$ et $a_{//\,[1\bar{1}0]}$ dans le plan de croissance en réflexions asymétriques {224} selon les directions <110> de relaxation des MDα et β. Par la démarche classique utilisée en DDX, nous obtenons des spectres surprenants : le pic qui correspondrait à la couche InP est décalé, plus ou moins bien défini, tronqué voire même absent.

Nous avons expliqué ces observations inhérentes aux buffers métamorphiques graduels et montré que ce pic peut être très majoritairement attribué à la couche InP et peu à la rampe graduelle. Ceci résulte de la conjugaison d'un effet d'épaisseur des matériaux attendus en accord de maille sur InP – environ 40% du volume diffractant – et d'acquisitions en scans $\omega/2\theta$ avec un détecteur ouvert.

Nous verrons au chapitre IV qu'appliquer cette démarche en DDX de manière systématique permet de mettre en évidence des tendances fortes et reproductibles en relaxation – à défaut de coefficients de relaxation précis, dont la détermination requiert des cartographies en TDX [Chauveau01].

Après formation par Y. Cordier, j'ai réalisé la totalité des acquisitions de spectres DDX (004) et {224}.

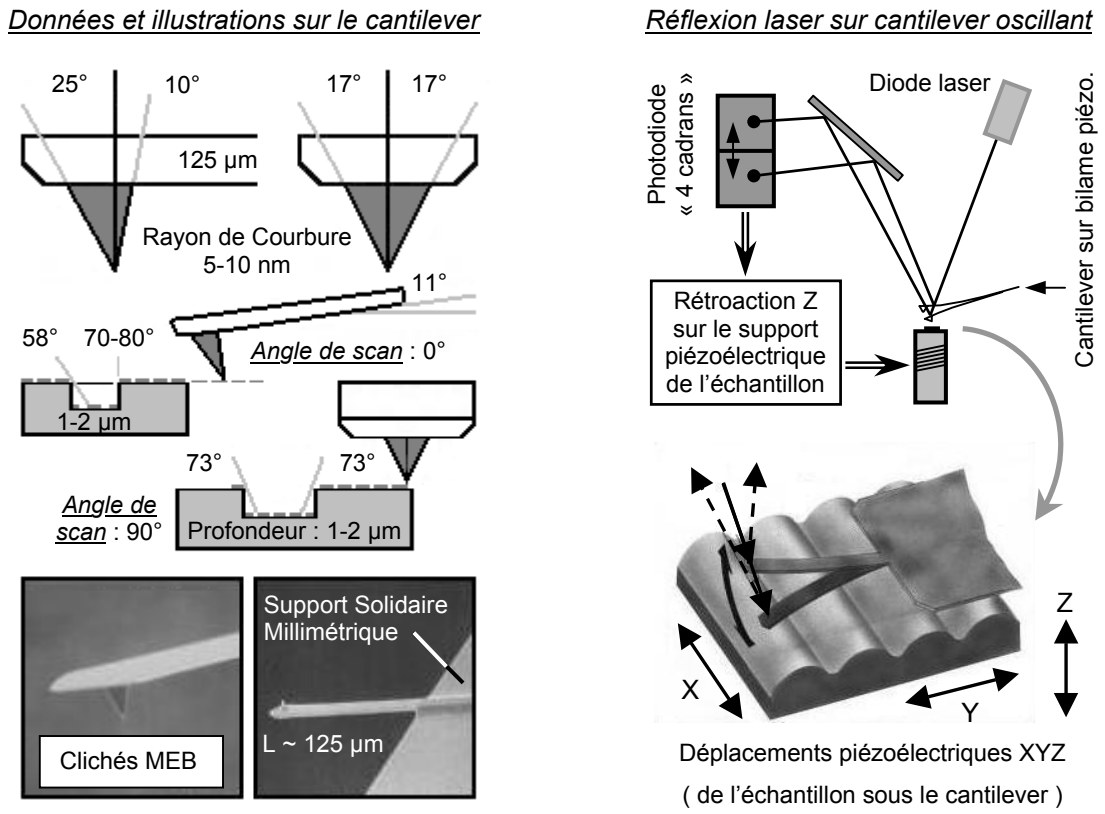
III.C.2 – Microscopie Optique et Microscopie à Force Atomique (AFM)

Toutes les couches épitaxiées sont systématiquement observées en microscopie optique. C'est aussi le cas de la majorité des buffers métamorphiques en Microscopie à Force Atomique (AFM, pour Atomic Force Microscopy). Il en a été de même pour certaines épitaxies sur substrat InP, par exemple des couches $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ dopées au béryllium. Notre utilisation de l'AFM en mode Tapping est des plus classiques et ne nécessite pas de développement particulier, si ce n'est de préciser les limites de cette méthode, séduisante par l'image et la quantification numérique de la rugosité.

Eléments sur la Microscopie à Force Atomique

La Microscopie à Force Atomique fait partie d'un type de microscopie plus général dit de microscopie à champ proche ou à sonde locale. Elle consiste à déplacer une pointe fine à la surface de l'échantillon, avec une consigne d'interaction pointe-surface que l'on cherche à garder constante. Ce sont les écarts à cette consigne qui permettent d'imager la surface. Historiquement, les premiers développements ont porté sur la Microscopie à Effet Tunnel (STM, Scanning Tunneling Microscopy). La mesure du courant tunnel entre une surface et une pointe conductrices permet alors d'atteindre une résolution atomique [Digital98]. La microscopie AFM fait appel à une pointe fixée à l'extrémité d'un levier élastique. Ses déplacements sont détectés par réflexion d'un faisceau laser focalisé à l'extrémité de la pointe sur un groupe de plusieurs photodiodes. Le fonctionnement peut être statique (mode contact) ou dynamique : il est alors basé sur un oscillateur harmonique qui résonne à la fréquence propre du levier (mode non-contact).

Nous utilisons l'AFM selon un troisième mode dit « Tapping AFM » qui tire parti des avantages des deux précédents. Ce contact est intermittent car la pointe « tapote » la surface. Ceci limite son usure, renforce sa stabilité lors des scans et résulte *in fine* en une plus grande efficacité générale. Nous utilisons des leviers en silicium qui résonne à ~300kHz. Leurs caractéristiques sont résumées figures III.19 ci-dessous. La structure du microscope est dite à pointe fixe : c'est l'échantillon qui se déplace au-dessous en (x,y,z), grâce aux mouvements de la colonne piézoélectrique qui le supporte.



Figures III.19 : Données et illustrations sur les cantilevers en silicium Nanoprobe utilisés et illustration de principe de l'imagerie en AFM mode Tapping (microscope à pointe fixe)

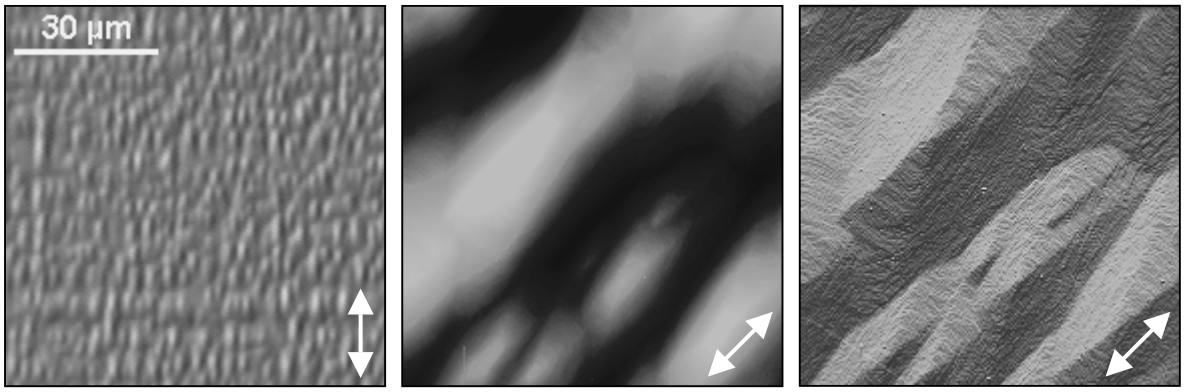
Microscopies optique et AFM : effet d'échelle et effet de contraste

Les *clichés de microscopie optique* ont été obtenus sur un microscope Leica POLYVAR SC équipé d'un dispositif Nomarski. Celui-ci permet d'obtenir un contraste en interférence différentielle. Les différences de parcours optique dues au relief en surface entraînent des changements de phase de la lumière réfléchie sur l'échantillon. Ceux-ci sont convertis en changements d'amplitude donnant l'apparence d'un relief tridimensionnel [Nomarski04]. L'échelle[9] des clichés est de l'ordre de 30-200µm.

Les clichés de microscopie AFM obtenus sur un microscope Digital Instrument NanoScope III prennent ensuite le relais à plus petite échelle. Deux types d'image sont ici intéressants :

- Une *image topographique* (dite image « en hauteur ») est obtenue à partir de la tension appliquée sur le piézoélectrique d'axe z par un asservissement de hauteur, dont la consigne est de maintenir constante l'amplitude d'oscillation du levier (cf. figures III.19). Ces variations d'amplitude sont détectées sur les photodiodes après « amplification » par le parcours optique de 2-3cm.
- Une *image en signal d'erreur* peut simultanément être obtenue. Elle correspond à une évaluation de la qualité d'asservissement qui est normalement constante. On note alors un effet de dérivée : l'image contrastée amplifie les détails de part et d'autre de la marche qui n'est plus qu'un pic de « Dirac ». Ceci guide l'utilisateur pour explorer des zones plus précises en image topographique.

Les figures III.20 ci-dessous illustrent les différences entre la microscopie optique et AFM d'une part, et entre les images topographique et en signal d'erreur d'autre part. Pour la suite du manuscrit, nous retenons les images topographiques, dites « en vraie hauteur ». On notera la différence de contraste marquée entre ces dernières et l'image de microscopie optique.



Microscopie Optique | AFM – Image topographique | AFM – Image en signal d'erreur

Figures III.20 : Surface de structure PL sur buffer graduel InGaAlAs Q_Al50 (cf. chapitre IV)

(AFM : zones 5,5x5,5µm² extraites d'un scan 15x15µm²)
Jauge de l'échelle de hauteur présentée dans ce manuscrit

[9] « Note IEMN » : Le logiciel du microscope permet d'*afficher* la jauge d'échelle avec les clichés, mais pas de l'*enregistrer*... Via des copies d'écran de clichés avec jauge et motifs particuliers, nous avons établi puis suivi une procédure permettant de les ajouter sans risque d'erreur (mêmes taille, logiciel...) (voir par exemple figures III.9).

En pratique, les échantillons sont des carrés de 7-8mm de côté clivés au centre du quart de wafer (ou du wafer). Nous réalisons une série de scans 15x15µm², 5x5µm² et 1x1µm². La surface des échantillons s'est avérée homogène à de rares exceptions près. La résolution des images est de 512x512 points. Nous utilisons dans tous les cas une fréquence de scan de 1Hz, préconisation du constructeur en mode Tapping AFM : la pointe image donc chacune des 512 lignes d'un cliché en 1s (aller et retour), soit une vitesse de balayage de quelques dizaines de µm/s. Ces lignes forment un angle de 45° par rapport aux directions <110> de l'échantillon. Le but est d'éviter la perte de sensibilité et d'information qui résulterait du suivi d'un relief aligné selon l'une de ces directions, lors du traitement des « offsets » pendant ou après l'acquisition (*i.e.* correction de la pente de l'échantillon…).

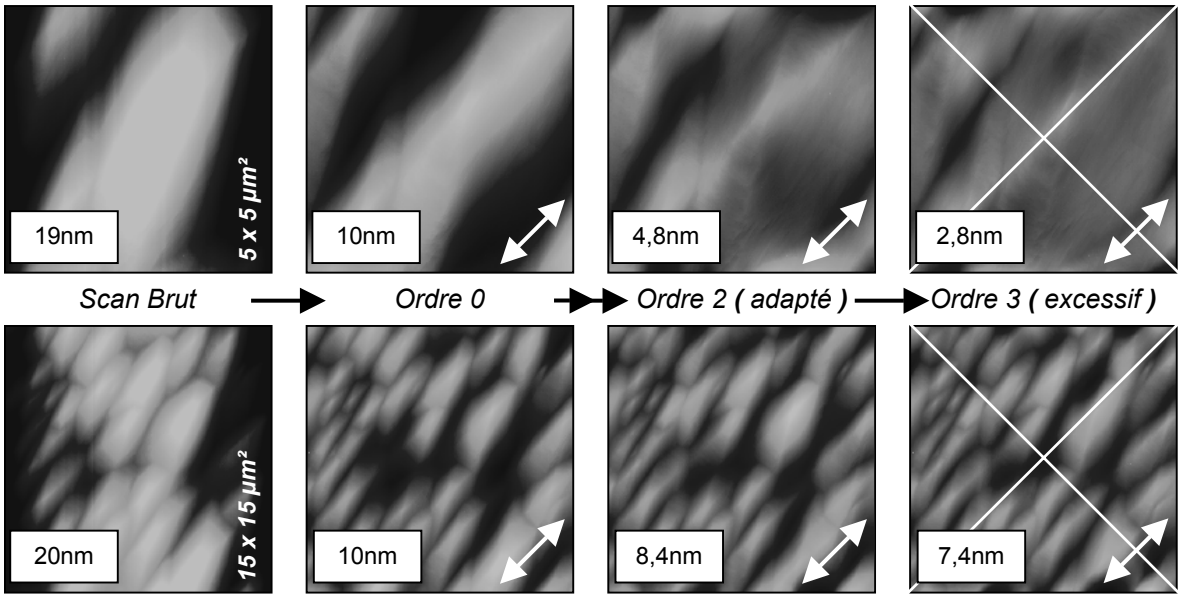
Les clichés de microscopies optique et AFM des figures III.20 précédentes sont représentatifs de la morphologie observée en surface d'hétérostructures métamorphiques : surface en InP de la structure PL (cf. IV.A.2), surface en $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ des diodes métamorphiques (cf. III.B.3 et IV.E). Cette morphologie se caractérise par la présence d'un relief aligné selon [1$\underline{1}$0], avec des motifs résultant du déplacement préférentiel des adatomes III dans cette direction, signalé en III.A ci avant. Dans ce manuscrit, une double flèche signale la direction [1$\underline{1}$0] sur tous les clichés de microscopie. Nous ne pouvons en revanche garantir le sens ±[1$\underline{1}$0] (*i.e.* possibles rotations des caméras vidéo...).

Microscopie AFM : effet du traitement logiciel et « rugosité RMS »

Après avoir précisé nos conditions d'acquisition et notre choix des images topographiques, nous devons encore aborder le rôle du traitement logiciel en AFM. Les scans sont en effet enregistrés sous forme de valeurs z(x,y) indépendantes les unes des autres. Il faut, pour reconstituer l'image observée en temps réel et éliminer les défauts dus au couplage en x-y-z du support piézoélectrique, traiter les scans par un ajustement polynomial d'ordre 0 à 3. Cet ajustement tend à aplanir le relief. Nous avons donc jugé utile d'illustrer figures III.21 ci-après cet effet sur des images en 15x15µm² et 5x5µm², afin de déterminer « jusqu'où ne pas aller trop loin » lors de cet ajustement :

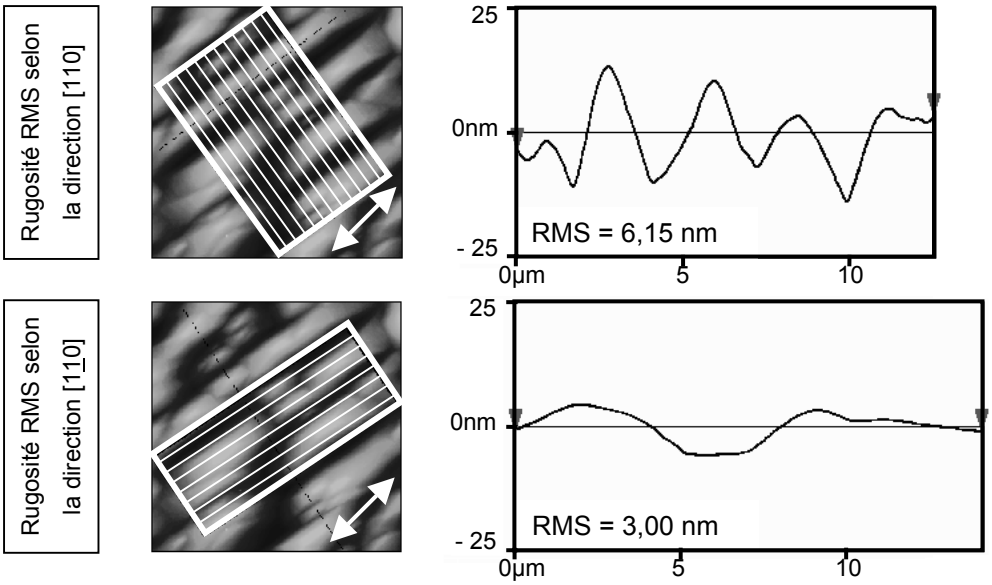
- L'ordre 0 soustrait en tout point le plan moyen (*i.e.* valeur moyenne z_m) de l'ensemble du cliché.
- L'ordre 1 – non représenté – corrige en plus la pente due à l'inclinaison de l'échantillon.
- L'ordre 2 corrige en plus la courbure en arc due au couplage x-y-z du support piézoélectrique.
- L'ordre 3 corrige en plus la courbure en S de l'échantillon : c'est cette fois un effet lié à la surface elle-même, et donc une modification de l'information sur l'échantillon par le traitement logiciel.

Nous avons retenu l'ordre 2 pour des scans 15x15µm² : nous sommes en effet alors proches des limites de déplacement sur x et sur y du support piézoélectrique (15,2x15,2µm²). L'effet d'arc est ici important avec une conséquence nette sur les scans bruts, la surface ayant une apparence convexe. Cette surface 15x15µm² est de plus adaptée pour observer l'évolution des motifs alignés selon [1$\underline{1}$0], alors qu'une surface 5x5µm² est à l'inverse plus tributaire de la zone de scan par rapport aux motifs.



Figures III.21 : Effets de la correction logicielle sur des scans 5x5µm² (haut) et 15x15µm² (bas) réalisés sur une autre zone du buffer Q_Al50 (cf. chapitre IV) – avec indication de la rugosité RMS.

Abordons enfin la « *rugosité RMS* » (pour Root Mean Square) définie par : $[\sum (z_i - z_m)^2]^{1/2} / N$ avec : N nombre de côtes z_i et z_m côte moyenne de la surface. De telles valeurs, souvent rapportées dans la littérature, sont difficilement exploitables vu les effets de taille d'acquisition, de logiciel, etc... Seule une comparaison à processus expérimental fixé est possible. Autre limite de la rugosité RMS : elle n'intègre pas l'orientation du relief. Une solution consiste à définir des zones ~ (6-8)x(12-15)µm² alignées selon <110> (cf. figures III.22 ci-dessous) et sur lesquelles on juxtapose des coupes axiales. En moyennant leurs valeurs de rugosité RMS, nous obtenons celle de la zone. Les profils donnent les hauteurs pics-vallée. Signalons enfin que la rugosité RMS est dissociée de la périodicité du relief.

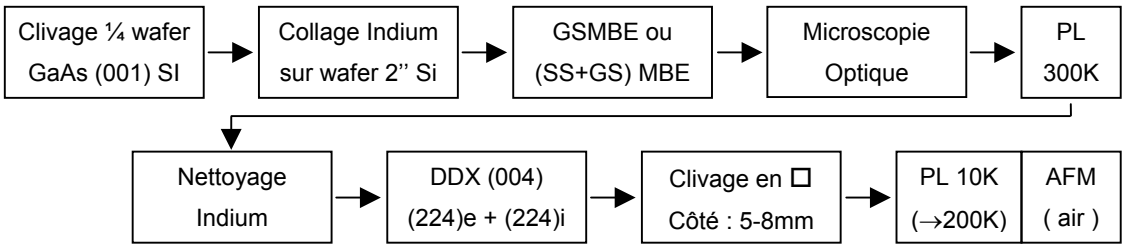


Figures III.22 : Principe d'obtention de valeurs de « rugosité RMS selon <110> » (buffer Q_Al50)

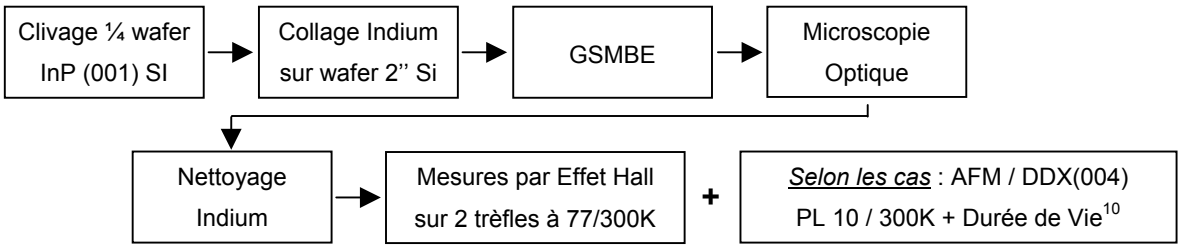
Après formation par D. Deresmes, j'ai réalisé la totalité des acquisitions et exploitations en AFM.

Résumé : protocoles expérimentaux en épitaxie et en caractérisations

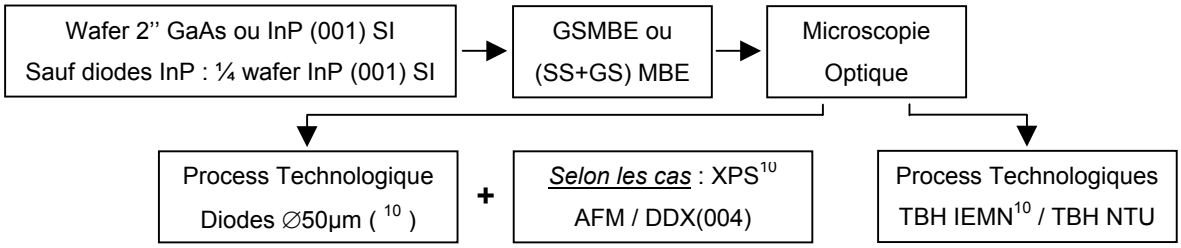
Pour l'étude des buffers métamorphiques GaAs → InP graduels et uniformes (structure PL)



Pour l'étude[10] du fort dopage de l'$In_{0.53}Ga_{0.47}As$ au béryllium (sur substrat InP)



Pour l'étude[10] des diodes et TBH InP/$In_{0.53}Ga_{0.47}As$ (épitaxie sur substrat InP ou buffer GaAs → InP)



- *Notons que tout clivage exige un repérage précis des directions <110> vu leur importance en AFM et DDX. Précisons que le clivage avant épitaxie projette des fragments de semiconducteur sur la surface du quart de wafer, projection certaine bien qu'invisible à l'œil. Ses effets ont été évalués : la seule conséquence tangible est une diminution d'un facteur ~4 en intensité du signal PL à 300K entre buffers graduels $In_XAl_{1-X}As$ identiques épitaxiés sur quart de wafer et wafer 2 pouces GaAs.*
- *Le collage indium est une solution classique basée sur la tension d'interface d'un film d'In étalé à T ~ 250°C sur substrat 2 pouces en Si non poli. Aucun dopage résiduel par le Si n'a été constaté. L'indium en face arrière des échantillons – sans conséquence en PL, gênant en AFM et process technologiques, perturbant en DDX (*i.e. *contrainte) – est nettoyé sous ultrasons dans une solution chlorure mercurique (Hg_2Cl_2) + diméthylformamide ($(CH_3)_2NOCH$), suivi d'un rinçage au méthanol.*
- *La surface sondée en photoluminescence est d'environ 2000µm² (*i.e. *spot de diamètre la largeur à mi-hauteur du signal gaussien ~50µm) (mesures et calculs par D. Vignaud).*

[10] Mesures de durée de vie réalisées par D. Vignaud, J.-F. Lampin et L. Desplanque. Mesures de XPS réalisées par X. Wallart. Réalisation technologique des diodes sur InP, sur GaAs (2/9) et des TBH IEMN par M. Zaknoune.

Chapitre IV – Optimisation en Epitaxie par Jets Moléculaires de buffers métamorphiques GaAs → InP pour TBH InP/$In_{0.53}Ga_{0.47}As$

Ce chapitre porte sur l'épitaxie de buffers métamorphiques GaAs → InP. Nous présentons les résultats des études « matériaux » et « électrique » menées à l'IEMN, ceux sur les m-TBH réalisés en collaboration avec la Nanyang Technological University de Singapour étant rapportés au chapitre V.

Nous proposons en IV.A une démarche expérimentale dédiée au m-TBH, consistant à étudier dans un premier temps tous les buffers par des caractérisations « matériaux » sur une structure spécifique, puis à en sélectionner certains pour une étude « électrique » sur diodes métamorphiques.

Nous nous intéressons tout d'abord aux résultats « matériaux » obtenus sur buffers graduels, après avoir précisé en IV.B les éléments relatifs à leur épitaxie. Leur optimisation pour m-TBH nous a permis de mettre en avant un aspect « fondamental » du processus de relaxation dans les rampes graduelles : la cinétique des adatomes III en front de croissance modifie non seulement le taux de nucléation des dislocations (IV.C.1 et 2), mais peut aussi provoquer leur nucléation sélective (IV.C.3). Nous revenons ensuite en IV.C.4 et 5 à une approche plus « pratique », en présentant des résultats qui nous mènent au buffer graduel considéré comme optimisé – et repris pour l'étude « électrique ». En IV.C.6, nous proposons deux voies d'approfondissement et résumons les apports de notre étude.

L'étude « matériaux » sur buffers uniformes est présentée de manière comparable en IV.D.

La dernière partie IV.E est commune aux deux types de buffers puisqu'elle concerne l'étude « électrique » sur diodes métamorphiques, diodes épitaxiées sur des buffers graduels et uniformes.

IV.A – Caractérisation de buffers métamorphiques pour TBH :

IV.A.1 – Les différentes réalisations de TBH III-V métamorphiques

La première démonstration de m-TBH date, à notre connaissance, de 1988. C'est également la première démonstration de « TBH InP sur GaAs ». Elle est due à une équipe de l'University of Illinois at Urbana (UIU), qui épitaxie en MBE des m-TBH $In_{0.52}Al_{0.48}As/In_{0.53}Ga_{0.47}As$ sur substrat GaAs via un buffer en super-réseau $In_{0.52}AlAs/AlAs$ d'épaisseur ~1,5µm [Won88].

Trois ans plus tard, une équipe de NTT compare pour la première fois des m-dTBH $InP/In_{0.53}Ga_{0.47}As$ réalisés sur substrat GaAs à leur référence sur substrat InP : le coefficient d'idéalité à l'hétérojonction émetteur-base augmente de n_B ~ 1,1 à n_B ~ 1,4, la tension de claquage BV_{CE0} chute de plus de 40% (*i.e.* de 10,5 à 6V), tandis que le gain β diminue d'un facteur ~10 en régime de faible injection – à valeur de pic β_{MAX} inchangée. Toutes les structures actives sont épitaxiées en MOCVD, de même que le buffer uniforme InP (~0,5µm) [Makimoto91].

C'est aussi à cette époque qu'est démontrée la faisabilité de « TBH InAs sur GaAs » à l'University of California at Santa-Barbara (UCSB), via un m-TBH pnp AlSb/InAs/AlSb épitaxié en MBE sur un buffer uniforme GaSb (~1,1µm) destiné à palier aux limites des substrats InAs [Pekarik92].

Les années 90 voient se multiplier les études sur la croissance métamorphique dans des laboratoires industriels ou académiques, dont l'IEMN. L'objectif n'est cependant pas le TBH mais exclusivement le HEMT : réaliser des HEMT métamorphiques permet en effet, via la discontinuité de gap espaceur/canal InAlAs/InGaAs, de spécialiser le transistor à effet de champ III-V soit pour des applications puissance au-delà de la limite pseudomorphique sur GaAs (x_0 = 33, 42%), soit pour des applications hautes fréquences/faible bruit à coût réduit, *i.e.* sans substrat InP (x_0 = 53, 65 ou 80%). Le paramètre de maille visé est celui du canal $In_{X0}Ga_{1-X0}As$ [Bollaert98,Bolllaert00,Whelan00,Hoke03].

Le retour au TBH métamorphique n'a lieu qu'au seuil du 21ème siècle avec les publications de deux laboratoires académiques en Asie. Des chercheurs de la National Central University de Taiwan rapportent ainsi en 1999 la réalisation de m-sTBH en $In_{0.32}Al_{0.68}As/In_{0.33}Ga_{0.67}As$, composition inspirée des m-HEMT de puissance et demeurée inédite pour m-TBH. La démarche d'optimisation de l'épitaxie du buffer en MBE (de ~0,7µm en 3 paliers $In_XGa_{1-X}As$) n'est pas précisée [Hwang99].

Le retour au « TBH InP sur GaAs » survient l'année suivante, via l'étude innovante de nos collaborateurs de la Nanyang Technological University (NTU) de Singapour. Ils utilisent d'une part, pour des m-dTBH InP/$In_{0.53}Ga_{0.47}As$/InP, un buffer graduel en $In_XGa_{1-X}P$ de ~1,5µm épitaxié par MBE à source solide de phosphore. Ils présentent d'autre part des caractéristiques statique et fréquentielle du m-TBH et de sa référence sur substrat InP, afin d'identifier les causes des dégradations dues à la croissance métamorphique : la baisse du gain β apparaît ainsi principalement liée aux recombinaisons en volume, en ZCE de l'hétérojonction émetteur-base ou dans la base (dopée Be à 2 x 10^{19} cm^{-3}).

Signalons que tout ceci fait de cette étude la comparaison directe « m-TBH *vs* référence InP » actuellement toujours la plus avancée, vu la faible surface de jonction EB (5x5µm²) [Wang00,Wang01]. Des caractérisations « matériaux » sont par ailleurs cette fois rapportées avec : étude de surface par microscopies optique, AFM et SEM (*i.e.* Scanning Electron Microscopy), étude du confinement des dislocations dans l'épaisseur du buffer par xTEM, évaluation directe de la qualité des couches actives par photoluminescence (PL) sur des puits quantiques InP/$In_{0.53}Ga_{0.47}As$(4nm)/InP et estimation de la relaxation par double/triple diffraction des rayons X (DDX/TDX) [Zheng00,Yuan01,Radhakrishnan02,Yuan02].

A la suite à ces travaux, on assiste à partir de 2001 à la publication de nombreux résultats de collaborations entre laboratoires académiques et industriels – majoritairement américains.

Le groupe industriel Raytheon et l'UIU comparent ainsi des m-dTBH InP/InGaAs/InP à une référence sur InP pour une jonction émetteur-base 40x80µm² : le gain β, considéré insensible au courant de recombinaison en surface de base extrinsèque pour une telle surface de jonction EB, évalue alors indirectement la qualité des couches actives, ici élevée avec β ~ 80% de la valeur InP. L'absence de diffusion du dopant p (béryllium) en croissance métamorphique est attestée en SIMS (Secondary Ion Mass Spectrometry) [Hoke01]. Soulignons que le buffer graduel InGaAlAs utilisé, de ~1,5µm et épitaxié en MBE, a été optimisé sur m-HEMT par des caractérisations « composants » (mesures 2DEG[1] par effet Hall puis réalisation de transistors) et « matériaux » (AFM, xTEM et TDX).

[1] Nous désignons par « mesures 2DEG » des mesures par effet Hall de densité Ns et de mobilité µ des porteurs dans le canal du HEMT, porteurs constitutifs d'un gaz bidimensionnel d'électrons (d'où 2DEG : 2D Electron Gas).

Le process épitaxial de ce buffer InGaAlAs, initialement développé par Raytheon [Hoke99], est le fruit d'une collaboration entre : Raytheon, le fondeur IQE et de laboratoires de l'University of California at Berkeley, at Los Angeles, de l'University of Michigan at Ann Arbor et de l'US Army [Lubyshev01].

Toujours en 2001, IQE et UCSB comparent de même – en 110x110µm² – les performances statiques de m-sTBH InP/InGaAs et de m-dTBH InAlAs/InGaAs/InP à des références sur InP [Liu01]. Carbone et béryllium sont utilisés en dopant p, sans « diffusion métamorphique » dans le second cas. Le buffer graduel InGaAlAs retenu (~1,1µm en MBE) est préféré à des buffers graduels $In_XAl_{1-X}P$ ou en paliers en AlGaAsSb via des études « composants » (mesures 2DEG, m-HEMT) et « matériaux » (AFM, PL et DDX), dans le cadre d'une autre mais tout aussi large collaboration [Lubyshev00].

En 2002 IQE présente d'autres m-TBH, cette fois avec NTU et l'University of Bethlehem (USA). Ce sont des m-sTBH InP/InGaAs et des m-dTBH InP/InGaAs/InP, épitaxiés en MBE sur un buffer graduel InAlAs développé pour m-HEMT. Ils sont directement comparés à leur équivalent sur substrat InP, en fonctionnement statique (110x110µm²) ou hyperfréquence (5x10µm²) [Wu02]. Ces petits composants sont alors les m-TBH les plus rapides jusqu'alors rapportés avec des fréquences de coupure F_T/F_{MAX} = 75/45 GHz, valeurs identiques à celles de la référence sur substrat InP.

Ce record est toutefois rapidement caduque car l'équipe du Pr. M. Rodwell (UCSB) atteint la même année les 200GHz sur m-dTBH en technologie mésa. Cette étude débute par la comparaison de buffers GaAs → InP (~1,5µm) : graduel InAlAs, super-réseau AlAsSb/GaAsSb et uniforme InP. Tous sont épitaxiés en MBE à T_C ~ 490°C, évalués en AFM, conductivité thermique et performances statiques de m-sTBH InAlAs/InGaAs (jonction EB 60x60µm²) [Kim02a]. Le buffer uniforme InP se révèle globalement le plus performant : il est employé sous des m-dTBH InP/InGaAs/InP dont la structure horizontale dédiée aux hautes fréquences permet d'atteindre progressivement F_T/F_{MAX} = 200/200GHz (jonctions EB/BC : 0,4x7,5 / 1,2x11µm²) à β ~ 27 et BV_{CE0} ~ 6V [Kim02b,Kim02c,Kim02d]. L'emploi d'une rampe graduelle en $In_XAl_{1-X}P$ (T_C ~ 400°C en MBE) n'a apporté aucune amélioration [Kim03a], alors que l'évolution du m-dTBH en structure verticale et process technologique a permis d'obtenir 216/284GHz à β ~ 21 et $BV_{CE0} > 5V$ (0,6x8 / 2,7x11µm²) [Kim04] puis – actuel état de l'art fréquentiel – 268/339GHz à β ~ 35 et BV_{CE0} ~ 6V (0,5x7 / 1,5x10µm² [Griffith04b]. De plus, la densité de courant de fuite BC J_{CB0} n'est plus accrue que d'un facteur ~2 au lieu de ~20 par rapport à un équivalent InP [Griffith04b,Kim04].

IQE et UCSB ont toutefois montré, sur une structure dédiée à la puissance en 110x110µm², que la dégradation par rapport à une référence InP – nulle pour β et ~10% pour BV_{CE0} sur buffer graduel $In_XAl_{1-X}As$ – est accrue sur buffer uniforme InP avec ~50-70% des valeurs initiales [Fastenau04].

IV.A.2 – <u>Proposition d'une procédure d'optimisation dédiée au TBH</u>

Nous tirons les enseignements du résumé bibliographique précédent : nous considérons les dégradations les plus à craindre pour un TBH en croissance métamorphique, puis nous comparons HEMT et TBH dans ce contexte spécifique – vu l'importance des travaux menés antérieurement sur le dispositif à effet de champ. Les spécificités du transistor bipolaire nous amènent cependant à privilégier et à proposer une démarche d'évaluation de buffer GaAs → InP dédiée au m-TBH.

Quelques enseignements des publications sur le TBH métamorphique...

Du point de vue « croissance », la prédominance de la MBE sur la MOCVD est frappante. Elle était attendue pour les buffers graduels, où le processus de relaxation nécessite des variations lentes et continues du paramètre de maille, et de faibles températures d'épitaxie (T_C ~ 400°C) pour préserver la rugosité de surface et l'équilibre de la relaxation à gradient économiquement viable (cf. chapitre II).

Elle est en revanche plus surprenante pour les buffers en paliers et plus encore pour les buffers uniformes, où l'obtention rapide de fortes épaisseurs est *a priori* un atout. Notons d'ailleurs que l'état de l'art fréquentiel est obtenu sur ce type de buffer, épitaxié à T_C ~ 470°C... en MBE [Griffith04b].

Concernant l'optimisation de buffer métamorphique pour TBH, nous pouvons clairement qualifier les processus de développement de « lourds ».

L'optimisation du buffer par la seule réalisation de composants apparaît inenvisageable : la réalisation d'un TBH implique de nombreuses étapes technologiques, le process étant deux à trois fois plus long que pour un HEMT de même niveau technologique. Ceci est valable dès les transistors de grande taille, et sans garantie quant à la pérennité des résultats lors du passage à de petits m-TBH.

Les caractérisations « matériaux » sont également exigeantes en moyens et en temps : l'étude précise de la relaxation requiert des cartographies de l'espace réciproque en TDX (cf. III.C.1) celle de la rugosité de la microscopie AFM, tandis qu'étudier la nature, la localisation et la densité des dislocations (*i.e.* Misfit Dislocations ou Threading Dislocations) nécessite de la microscopie TEM. Citons aussi la photoluminescence (PL) pour évaluer la qualité des matériaux, le SIMS pour vérifier l'absence de « diffusion métamorphique » du béryllium hors de la base ou la composition de l'alliage dans les rampes graduelles [Sacedon95,Romanato99], des mesures de conductivité thermique...

Au final, si la MBE est visiblement adaptée à la croissance de m-TBH, il nous faut absolument définir une procédure de caractérisation de buffers métamorphiques à la fois proche du composant et relativement simple. Nous disposons pour cela de plusieurs bancs d'étude « matériaux » (PL 10-300K, microscopies optique et AFM, DDX) et des moyens technologiques des salles blanches de l'IEMN.

Quels paramètres considérer pour un TBH métamorphique ?

Le bon fonctionnement d'un TBH dépend de la qualité des couches actives et de leurs interfaces (cf. chapitre I). Sur buffer métamorphique, il est à craindre qu'il soit altéré par :

- une <u>*dégradation des matériaux*</u> due aux dislocations. Les effets les plus significatifs devraient se manifester dans le collecteur peu dopé par une baisse de la tension BV_{CE0} [Makimoto91,Lubyshev03], sans doute dû à des phénomènes locaux de « claquage anticipé » par conduction préférentielle autour des TD, conduction associée au potentiel du cœur des dislocations [Chatterjee95,Bougrioua96]. Dans la base, la dégradation due aux dislocations doit en revanche être négligeable par rapport à celle liée au dopage p++ : le dopage entraîne une réduction du temps de vie des porteurs et donc du gain β *a priori* plus importante, d'après les travaux de Ito *et al.* [Ito92] et nos résultats de mesure de durée de vie électronique (*i.e.* effet Auger pour [Be] $> 4x10^{19}$ cm^{-3} – cf. V.A.6).

- une *dégradation des jonctions*, de nouveau à cause des dislocations qui peuvent faciliter les recombinaisons électron-trou par piégeage des porteurs en régime de faible injection et accroître les courants de fuite [Pearton87,Ashizawa88+Fitzgerald88c,Makimoto91,Ito92,Uchida93,Chatterjee95,David95], mais aussi par une altération due à la rugosité de l'hétérojonction émetteur-base [Wang00,Wang01]. Nous pouvons également envisager un phénomène de « pipe-diffusion » du béryllium le long des dislocations émergentes, diffusion liée à la conduction préférentielle [Booyens78].

Nous retrouvons certains critères énoncés au chapitre II : le processus de relaxation doit minimiser la densité de TD dans les couches actives et la rugosité en surface. Le rôle de la relaxation en niveau et équilibre selon <110> est moins évident. Des écarts allant jusque 40% ont été notés sur les propriétés électriques de m-HEMT entre les directions <110> [Chang92,Kavanagh92,Goldman94,Goldman96,Gozu01], mais le rôle du cross-hatch est aussi évoqué. Enfin, la conductivité électrique du buffer doit être faible pour éviter la conduction parasite entre composants, et sa conductivité thermique élevée.

Au final, les caractérisations « matériaux » de nos buffers GaAs → InP doivent rendre compte de la densité de MD et/ou TD dans la structure active, de la rugosité – en particulier à la jonction émetteur-base – et enfin de la contrainte résiduelle. Côté caractérisations « composant », nous avons exclu la réalisation de m-TBH. Est-il opportun d'adopter une démarche d'optimisation pour m-HEMT ?

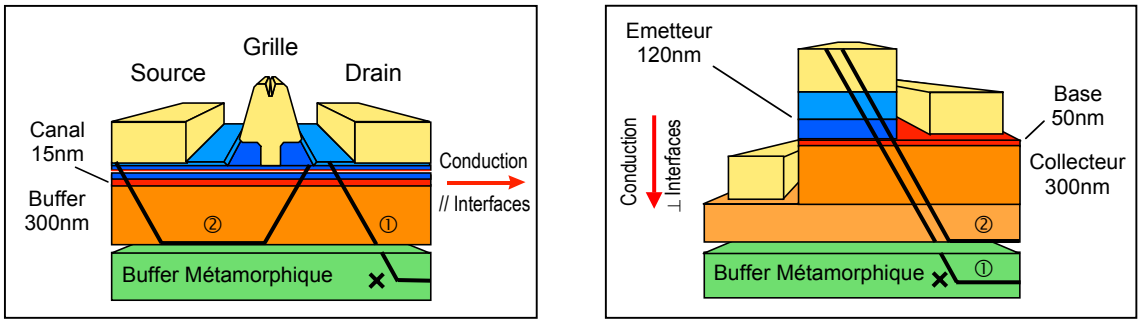
Un buffer métamorphique optimisé pour un m-HEMT l'est-il pour un m-TBH ?

S'il est naturel de réutiliser pour des m-TBH un process épitaxial optimisé pour des m-HEMT, il n'est pas dit qu'il ne puisse être amélioré du fait des différences entre ces transistors. Des auteurs précédemment cités jugent à ce propos la croissance de m-TBH « *plus exigeante* » [Hoke01,Liu01].

Les différences significatives entre HEMT et TBH, illustrées figures IV.1 ci-après, concernent :

- le *déplacement des porteurs* : Parallèle aux interfaces dans un HEMT, il est perpendiculaire dans un TBH, avec des effets probablement différents des dislocations sur la conduction [Bougrioua96], de la rugosité aux hétérojonctions et de la contrainte résiduelle dans le transistor. On peut estimer le TBH plus sensible aux dislocations que le HEMT : les interactions électron-dislocation sont favorisées avec les TD en conduction verticale dans toutes les couches d'un TBH, alors que les MD néfastes en conduction horizontale sont peu probables dans le canal peu épais d'un HEMT. Le caractère bipolaire est surtout pénalisant sur un plan pratique : il n'existe pas d'équivalent sur m-TBH aux mesures 2DEG, qui sont le moyen d'optimisation pour m-HEMT. Ces mesures par effet Hall sont en effet rapides à mettre en œuvre et réalisables directement sur la structure du composant – donnant ainsi un aperçu pertinent des potentialités du futur transistor.

- l'*épaisseur des couches actives* : Elle augmente de ~400nm pour un HEMT (en intégrant le buffer d'isolation sous le canal) à ~800nm pour un TBH : il est plus sensible à une éventuelle contrainte résiduelle en fin de buffer, avec un risque accru d'atteindre l'épaisseur critique dans le composant.



Figures IV.1 : m-HEMT (gauche) et m-TBH (droite) avec TD bloquée et répliquée depuis le buffer (①) et demi-boucle de dislocations TD/MD/TD générée dans la structure active (②)

Au final, du fait des différences entre transistors à effet de champ et bipolaire, un buffer optimisé pour m-HEMT ne l'est pas automatiquement pour m-TBH. Les mesures 2DEG n'étant par ailleurs plus adaptées, nous avons opté pour une autre procédure d'évaluation de buffers GaAs → InP dédiée au m-TBH, relativement rapide si l'on se réfère à la réalisation complète de composants.

Notre procédure d'évaluation de buffers GaAs → InP pour m-TBH

Notre démarche comporte deux étapes, la première étant une *caractérisation « matériaux »*. Elle consiste à ajouter sur chaque buffer une structure InP/$In_{0.53}Ga_{0.47}As$/InP épitaxiée à T_C ~ 500°C pour des épaisseurs de 300nm/100nm/300nm, donc semblable à un dTBH non dopé. Cette structure a été épitaxiée sur substrat InP : cet échantillon constitue notre « référence InP » pour l'optimisation des buffers métamorphiques GaAs → InP et pour l'étude sur le dopage béryllium (cf. V.A.6).

Notre premier objectif est d'évaluer la densité de dislocations dans les couches actives via leur effet sur la photoluminescence. Nous recueillons le signal PL émis par la couche d'$In_{0.53}Ga_{0.47}As$, par la suite notée base. L'hétérostructure renforce ce signal par confinement des paires électron-trou photogénérées et par « passivation InP » de la surface, tandis que l'épaisseur de base (100nm) annule les effets d'interface ou de puits. Notre approche diffère de mesures PL sur puits quantiques $In_{0.52}Al_{0.48}As/In_{0.53}Ga_{0.47}As$ de 1-20nm [Haupt96,Haupt97] ou InP/$In_{0.53}Ga_{0.47}As$ de 4nm [Radhakrishnan02], démarche *a priori* plus adaptée aux m-HEMT pour les niveaux électroniques du canal, ou directement sur le matériau [Valtueña97]. Nous considérons ainsi le signal PL comme étant uniquement sensible à la qualité de l'$In_{0.53}Ga_{0.47}As$ de base, pour une « épaisseur TBH » (700nm) : une baisse d'intensité par rapport à la référence InP traduit la présence de TD générées lors de la relaxation et émergeant du buffer et/ou liées à des MD générées dans la structure active. Le signal PL peut aussi être sensible à des effets d'alliage [Schubert86]. Ces situations sont schématisées figures IV.1 ci avant et IV.2 ci-après.

La « structure PL » nous sert aussi à évaluer la rugosité à l'hétérojonction émetteur-base, par étude en microscopies optique et AFM de sa surface InP, proche de celle de l'émetteur d'un m-dTBH. Notons que ces conditions sont plus défavorables que celles fréquemment rapportées en fin de buffer sans composant ou sur HEMT moins épais, mais plus réalistes puisque intégrant un TBH de ~700nm.

Il en est de même pour l'évaluation de la relaxation en DDX. L'important volume diffractant de matériaux attendus en accord de maille sur InP (buffer d'isolation électrique $In_{0.52}Al_{0.48}As$ + structure PL ~ 1µm) permet certes de mieux discerner le pic des couches actives sur les spectres de diffraction. Il représente aussi un test exigeant puisque, si la relaxation est perfectible en niveau et/ou en équilibre (*i.e.* la direction restée la plus contrainte est le facteur limitant), une relaxation plastique peut survenir par dépassement d'épaisseur critique lors de l'épitaxie de ce micron de matériaux.

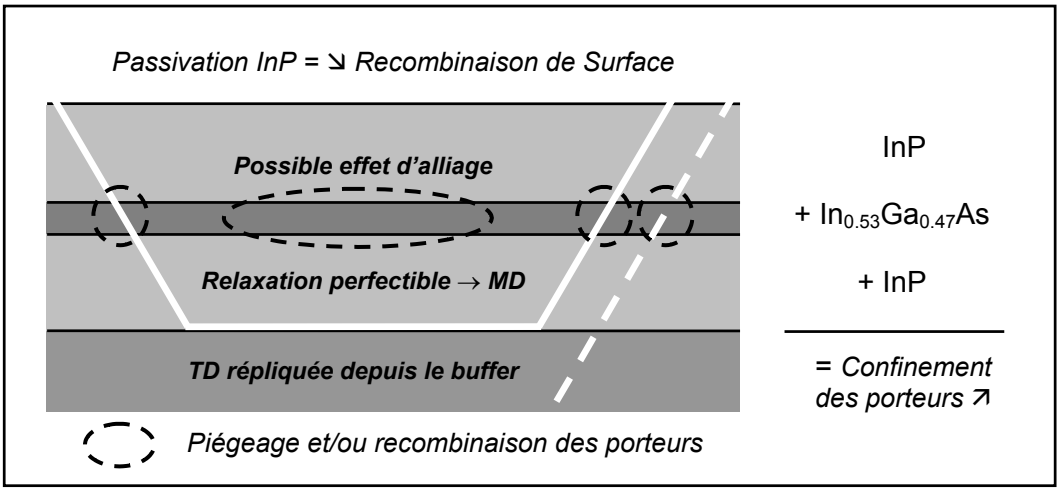


Figure IV.2 : Illustration des causes d'évolution du signal de photoluminescence émis depuis la base en $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ de cette « structure PL » (TD et/ou effet d'alliage)

La seconde étape de notre démarche consiste en une *caractérisation « électrique »* par la réalisation de diodes métamorphiques sur certains buffers sélectionnés via les résultats « matériaux ». Nous employons la structure diode définie pour l'étude sur le dopage béryllium (cf. V.A.7), semblable à l'hétérojonction émetteur-base InP/$In_{0.53}Ga_{0.47}As$ d'un TBH. Rappelons que leur process n'implique que le dépôt du contact ohmique d'émetteur, la gravure de son mésa (∅ ~ 50µm), entouré enfin d'un contact de base en anneau (technologie détaillée en III.B.3). Des caractéristiques I(V) permettent une évaluation fonctionnelle des effets des dislocations et/ou de la rugosité sur la jonction. Le dopage p retenu est élevé (h_{HALL} = 9,2 x 10^{19} cm^{-3}) pour tester une possible « diffusion métamorphique » du Be.

Il nous reste à estimer les limites de notre démarche – via les apports d'autres méthodes de caractérisation souvent employées sur m-TBH. Côté « matériaux », des clichés xTEM permettraient d'imager et de localiser les dislocations (confinement dans le buffer ? génération en structure PL ?), ceux de pvTEM de les dénombrer (cf. note en II.B.3). En diffraction des rayons X, des cartographies de l'espace réciproque en TDX sont souhaitables, afin de déterminer précisément l'état de relaxation des structures en lieu et place des approximations en DDX. Pour la rugosité, les microscopies optique et AFM semblent suffisantes pour notre étude « m-TBH » – sauf à vouloir imager très précisément l'hétérojonction EB grâce à la microscopie TEM en haute résolution (HR-TEM). Côté « composants », nous n'envisageons que l'étape ultime du développement avec la réalisation de m-TBH : des diodes à petite jonction EB sont sans intérêt au regard des exigences technologiques.

IV.B – Présentation des buffers métamorphiques GaAs → InP graduels :

IV.B.1 – Les buffers métamorphiques graduels ternaires en $In_XAl_{1-X}As$

L'épitaxie de buffers métamorphiques graduels pour m-HEMT sur GaAs est étudiée à l'IEMN depuis le début des années 90 [Win92] par, successivement, Y. Druelle, J.-L. Lorriaux et P. Win, puis Y. Cordier et J.-L. Codron. Epitaxiés dans le bâti MBE à source solide d'As_4, ces buffers étaient initialement en InGaAs, avant d'être réalisés en InAlAs pour améliorer l'isolation électrique [Cordier98]. Leur qualité est évaluée via le transport électronique en effet Hall, la commande de charge par mesures C(V) [Win93] et les performances de m-HEMT réalisés par nombre d'intervenants de l'Institut.

En parallèle, une collaboration a très tôt été mise en place avec le Laboratoire de Structure et Propriétés de l'Etat Solide (LSPES) de l'Université des Sciences et Technologies de Lille 1, afin de disposer de caractérisations « matériaux » par des moyens plus lourds : microscopies TEM et AFM, diffraction des rayons X en DDX puis surtout TDX. Les résultats obtenus par J. Dipersio, Y. Androussi et D. Ferre, ainsi que C. Herbeaux, C. Ulhaq-Bouillet, S. Trudel et enfin J.-M. Chauveau, ont permis d'améliorer le processus de relaxation du buffer et la qualité générale des couches actives.

Signalons que le LSPES a interrompu toute activité sur ce sujet.

L'ensemble de ces travaux a permis la réalisation de composants à l'état de l'art sur GaAs : m-HEMT de puissance (canal $In_{0.33}Ga_{0.67}As$) [Zaknoune98b,Zaknoune03], m-HEMT à hautes performances fréquentielles (canal $In_{0.53}Ga_{0.47}As$) [Bollaert02] ou m-HEMT à composition intermédiaire, pour obtenir un bon compromis entre tenue en puissance et montée en fréquences (canal $In_{0.42}Ga_{0.58}As$) [Bollaert99].

La maîtrise de la croissance métamorphique a également permis de réaliser – en une seule épitaxie sur un même substrat GaAs – une hétérostructure constituée d'un m-HEMT « puissance » (*i.e.* 33% d'indium dans le canal InGaAs) sur lequel est superposé un m-HEMT « hautes fréquences » (52%), sans perturbation du fonctionnement de l'un ou l'autre des composants [Cordier01].

Ces résultats nous ont naturellement amenés à réutiliser pour nos m-TBH la plus récente évolution du process épitaxial de buffer GaAs → InP développé pour m-HEMT à canal $In_{0.53}Ga_{0.47}As$. Notre base de travail est donc un buffer graduel $In_XAl_{1-X}As$ où (cf. figure IV.3 ci-après et II.D.2) :

- Le départ sur GaAs est en $In_{0.10}Al_{0.90}As$ (« step-initial » ①) pour forcer la génération des MDβ et favoriser l'équilibre de relaxation selon <110>, tout en réduisant l'épaisseur pseudomorphique.
- La rampe graduelle de contrainte entre ① et ② – on parle indifféremment de rampe de contrainte, de composition ou ici de taux d'indium – est linéaire, avec un gradient exprimé en première approximation en taux d'indium par micron de ~38%In/µm. Cette rampe permet l'introduction lente et continue de la contrainte liée au désaccord de paramètres de maille GaAs/InP. Elle assure ainsi la relaxation plastique via le réseau de MD, tout en préservant une croissance 2D.
- La composition de décrochement est $In_{0.59}Al_{0.41}As$ (« step-inverse » ②) d'où, la composition des couches actives étant $In_{0.52}Al_{0.48}As$ (③), un décrochement ΔIn ~ 7% : il vise à accroître le niveau de relaxation tout en favorisant son équilibre, relaxation qui peut ainsi être totale – en principe.

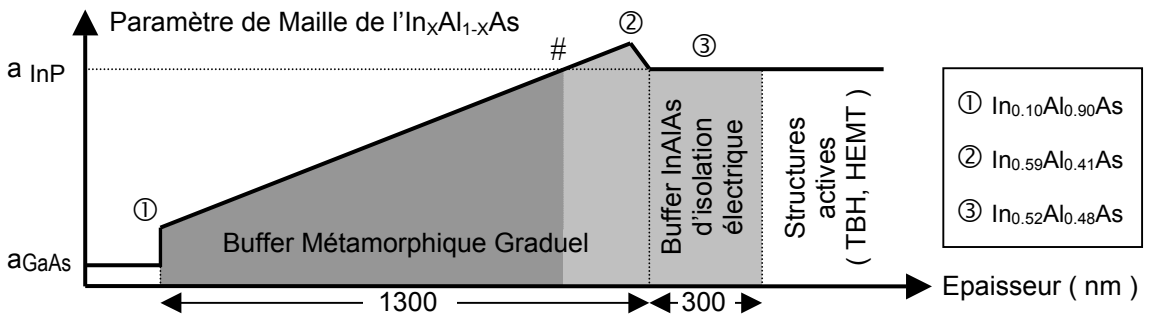


Figure IV.3 : Evolutions visées du paramètre de maille avec l'épaisseur dans nos buffers graduels

En pratique, le gradient et les compositions en ① et ② fixent l'épaisseur du buffer (~1250nm). Le paramètre de maille augmente avec le taux d'In par la seule modification du flux ϕ_{In}, le flux ϕ_{Al} étant constant à la valeur utilisée pour $In_{0.52}Al_{0.48}As$. La vitesse de croissance double donc à peu près entre le début et la fin de rampe, notion à intégrer lors de la réalisation expérimentale en épitaxie (cf. III.A.4).

Cette rampe de contrainte, choisie au début de nos travaux en octobre 2000, découle des résultats de Y. Cordier et du LSPES de 1996 à 2001, et notamment de la thèse de J.-M. Chauveau [Cordier99,Cordier00,Chauveau01]. Ces études étant couronnées par l'épitaxie des m-HEMT superposés et par un état de l'art fréquentiel (*i.e.* F_T/F_{MAX} = 260/490GHz, sur m-HEMT $In_{0.52}Al_{0.48}As/In_{0.53}Ga_{0.47}As$ sur GaAs [Bollaert01,Bollaert02]), nous étions confiants quant au passage au m-TBH. Nous avons toutefois du constater une forte baisse d'intensité en PL de l'$In_{0.53}Ga_{0.47}As$ de la structure PL par rapport à la référence InP, dégradation confirmée en octobre 2001 sur les premiers m-TBH réalisés à Singapour...

Nous avons décidé de conserver la rampe de contrainte : elle avait déjà été longuement et efficacement étudiée pour assurer une relaxation totale et équilibrée selon les directions <110>, étude menée de plus via des méthodes (TDX et TEM) plus adaptées que celles dont nous disposions (DDX).

Nous avons en fait considéré l'amélioration du buffer selon une approche « croissance », en modifiant en premier lieu son matériau en remplaçant le ternaire InAlAs par un quaternaire InGaAlAs.

IV.B.2 – Les buffers métamorphiques graduels quaternaires en $In_X(Ga_YAl_{1-Y})_{1-X}As$

L'évolution InAlAs → InGaAlAs a été motivée par des considérations relatives à l'épitaxie. Notre objectif était d'améliorer la qualité du matériau de rampe, dont la température de croissance T_C typique en MBE est basse, de l'ordre de 400°C (cf. II.B.5) : ceci modère la rugosité, améliore le transport électronique de m-HEMT [Harmand89,Haupt96,Haupt97,Wang97,Ouchi02] et autorise des gradients de contrainte élevés et économiquement plus intéressants, sans pour autant dégrader la relaxation.

Une température de ~400°C nous a en revanche semblé préjudiciable « côté matériau » car le début de rampe est en $In_{0.10}Al_{0.90}As$. Il s'agit presque d'AlAs pour lequel la bonne température d'épitaxie en MBE est typiquement 650-700°C, afin d'assurer une mobilité suffisante des adatomes d'Al en front de croissance. Nous avons épitaxié des buffers $In_XAl_{1-X}As$ au départ à ~425-450°C, avant un retour à 400°C. Modifier T_C à matériau constant n'ayant pas d'effet significatif, nous avons adopté l'approche inverse : conserver T_C ~ 400°C tout en réduisant la proportion d'Al, du moins au départ.

Les rampes graduelles en $In_X(Ga_YAl_{1-Y})_{1-X}As$ sont obtenues par substitution de gallium à une partie de l'aluminium : le taux d'Al dans la rampe $In_XAl_{1-X}As$ est remplacé par un taux égal d'(Al+Ga) dans les rampes quaternaires. Ceci introduit donc un nouveau paramètre : le ratio initial $(Al:Ga)_{INITIAL}$. Le ratio maximal (100:0) correspond à une rampe ternaire InAlAs, le ratio minimal (10:90) est fixé par notre choix de maintenir un gap[2] supérieur ou égal à celui de GaAs dans la partie $In_X(Ga_YAl_{1-Y})_{1-X}As$.

Les rampes ne sont en effet quaternaires qu'entre le départ sur GaAs (①) et le « passage par la composition en accord de maille sur InP » (notée # figure IV.3). Sur cette partie, nous modifions de manière linéaire mais opposée les taux de Ga et d'Al (*i.e.* le taux de Ga décroît tandis que celui d'Al augmente), depuis la composition initiale – par exemple $In_{0.10}Ga_{0.09}Al_{0.81}As$ à ratio (90:10) – jusqu'en # où l'on vise $In_{0.52}Al_{0.48}As$. La suite de la rampe est en $In_XAl_{1-X}As$, avec un taux d'In supérieur à 52%.

Insistons sur le fait que la rampe de contrainte est inchangée : les évolutions du paramètre de maille sont similaires dans les buffers graduels InAlAs et InGaAlAs, puisque les variations du taux d'In sont identiques et les paramètres de maille de GaAs et AlAs très proches (*i.e.* 5,6533Å et 5,6611Å).

Une question se pose néanmoins avec le changement d'alliage, puisque nous pouvons concevoir une modification plus ou moins prononcée en génération et/ou mobilité des MD α et/ou β. Conservons-nous dès lors sur InGaAlAs, malgré une introduction de contrainte identique, l'état de relaxation atteint avec InAlAs (*i.e.* équilibré entre directions <110> et à faible contrainte résiduelle) ?

C'est pour avoir un premier aperçu de cet effet sur la relaxation que nous avons conservé, après optimisation des paramètres « épitaxie » précisés ci-dessous à rampe de contrainte fixée, la partie quaternaire entre ① et #, mais modifié le décrochement sur la partie ternaire en fin de rampe.

Au final le principal paramètre est donc le *matériau du buffer*, via la valeur du ratio $(Al:Ga)_{INITIAL}$ qui fixe la nature des éléments III sur la rampe. Parallèlement, les autres paramètres sont :

- la *vitesse de croissance* (*i.e.* flux total d'éléments III) : La baisse du taux d'Al en début de rampe quaternaire permet une vitesse initiale accrue de ~0,44 à ~0,83µm/h, la valeur pour $In_{0.52}Al_{0.48}As$.
- la *température de croissance T_C* : Pour cette même raison, nous pouvons accentuer la baisse de la température d'épitaxie de ~400°C à ~350°C à ratio $(Al:Ga)_{INITIAL}$ favorable (*i.e.* faible ratio).
- la *source d'arsenic,* des rampes identiques étant épitaxiées sous AsH_3 craquée (As_2) ou As_4.
- le *ratio V/III* (*i.e.* flux d'élément V), uniquement sous AsH_3 craquée.
- et la *valeur de décrochement* : A la valeur standard ΔIn = 7%, nous avons ajouté ΔIn = 3 et 11% à ratio $(Al:Ga)_{INITIAL}$ favorable. L'effet est faible en vitesse maximale (~1,07 ± 0,01µm/h), un peu plus significatif en gap minimal et isolation électrique (de ~1,29 à ~1,19eV pour ΔIn de 7 à 11%).

Nous avons ainsi épitaxié trois types de rampes graduelles GaAs → InP : buffers $In_XAl_{1-X}As$ à vitesse croissante (ceux développés pour mHEMT), leur évolution en $In_X(Ga_YAl_{1-Y})_{1-X}As$ à vitesse croissante, et ces mêmes buffers $In_X(Ga_YAl_{1-Y})_{1-X}As$ à vitesse constante et élevée dès le départ à faible taux d'In.

[2] Les valeurs de gap rapportées dans ce manuscrit incluent l'effet des contraintes (par exemple ici : $In_{0.59}Al_{0.41}As$ sur InP). Elles sont obtenues via le logiciel « Puits Quantiques 5.2 » développé par O. Schuler durant sa thèse [Schuler98], basé sur un algorithme de F. Mollot et complété grâce aux travaux de thèse de J.-F. Lampin [Lampin97b].

IV.B.3 – Croissance type d'un buffer métamorphique graduel

Nos hétérostructures métamorphiques sont épitaxiées sur substrat GaAs Semi-Isolant (001). Les études « matériaux » (structure PL) sont réalisées sur ¼ de wafer GaAs « collés indium » sur wafer hôte de 2 pouces en silicium, celles « électriques » (diode et TBH) sur wafer GaAs de 2 pouces.

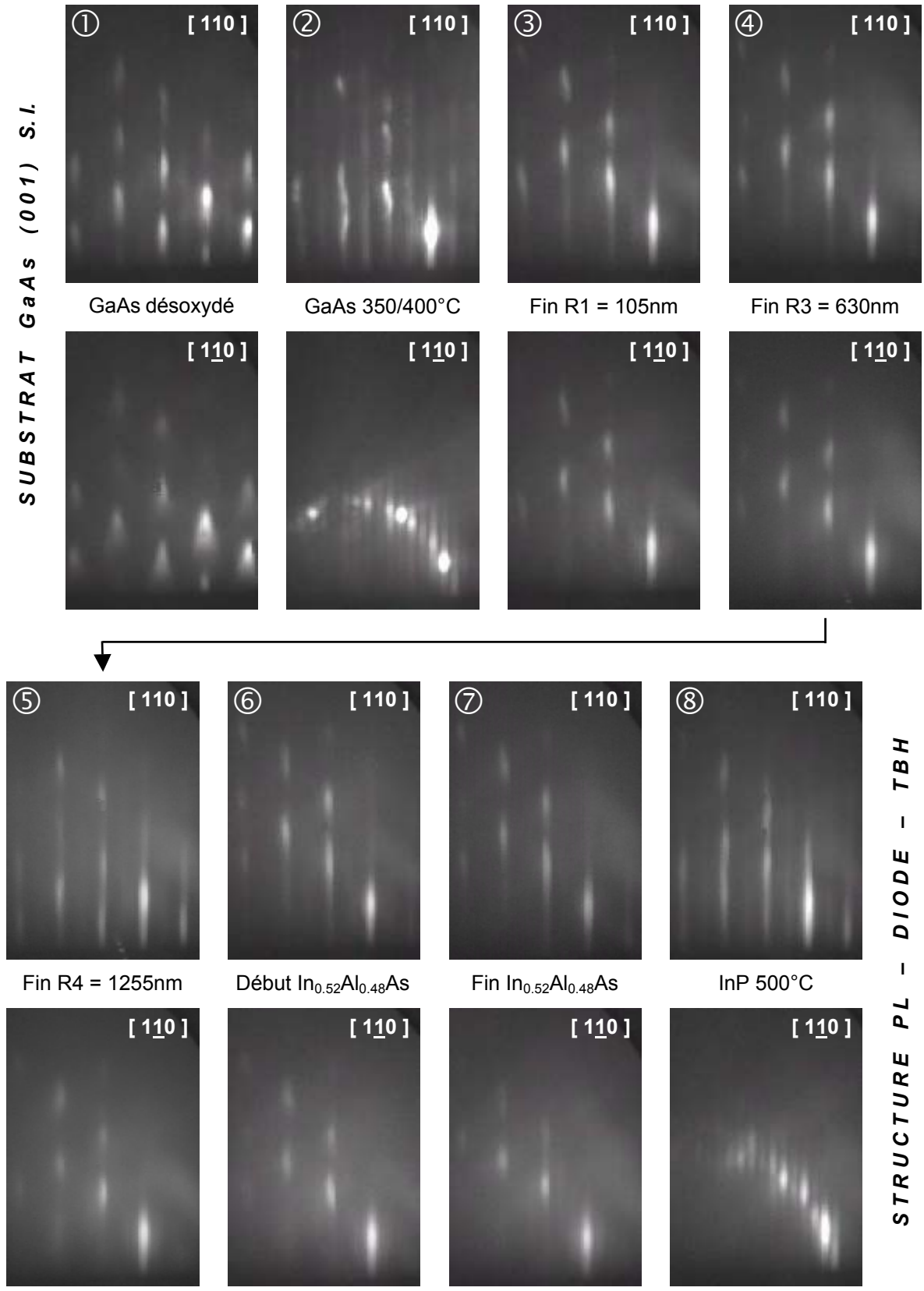
Nous présentons figures IV.4 des clichés RHEED obtenus durant l'épitaxie à T_C ~ 350°C d'une rampe (50:50) en croissance courte. Précisons qu'ils sont pris « à la volée » en filmant le diagramme RHEED durant l'épitaxie, car un arrêt de la rotation du substrat (vitesse ~45 tours/minute) de plus de 3-4 secondes dégrade le RHEED pendant 2-3 minutes (évolution 2D → spotty – cf. III.A.3). Mais ceci n'explique qu'en partie la faible qualité, due aussi à la croissance métamorphique.

Après désoxydation du substrat sous AsH_3 (cf. ① figures IV.4), nous lissons la surface GaAs (RHEED 2x4) en épitaxiant un buffer GaAs de ~200nm à T_C ~ 580°C, valeur lue au pyromètre optique. A partir de cette référence réelle, nous reportons un écart ΔT_C en consigne pour ramener T_C à ~400 ou ~350°C, valeurs inférieures à ~450°C où nous ne disposons plus d'un contrôle direct (cf. III.A.4). Cette descente en température est effectuée en arrêt de croissance pendant 5-7 minutes, avec coupure de l'arsine à T_C ~ 525°C (lecture au pyromètre) et stabilisation supplémentaire de 3 minutes. Ceci maintient la qualité de la surface GaAs, avec RHEED 2x4 à « collier de perles » selon [1$\underline{1}$0] (②).

Le départ du buffer graduel est signalé par un passage immédiat à un RHEED 1x1 très diffus mais sans évolution 3D. En 2 minutes, nous retrouvons un RHEED 2x1 plus net, 2D, semblable à celui observé en fin de sous-rampe R1 (voir tableau III.c, à 105nm de buffer en ③), puis globalement conservé jusqu'en milieu de rampe graduelle (630nm en ④). On note ensuite, à partir d'un taux ~ 35% d'In et indépendamment du type de rampe, une dégradation progressive jusqu'au plateau $In_{0.52}Al_{0.48}As$. Le diagramme de diffraction selon l'azimut [110] devient x1, et évolue de 2D à légèrement (parfois nettement) spotty. Celui selon [1$\underline{1}$0] devient diffus à très diffus, dans une configuration x1 qui a souvent évolué à T_C ~ 400°C en amorces de chevrons, difficilement discernables dans ces conditions (⑤). Ceci corrobore globalement l'observation RHEED sur buffer InGaAlAs de Lubyshev *et al.* [Lubyshev00]. Soulignons la disparition de ces amorces de chevrons avec la baisse de la température T_C de ~400°C à ~350°C, le RHEED demeurant néanmoins diffus et spotty.

Après le décrochement, on assiste à une amélioration du RHEED durant l'épitaxie du plateau $In_{0.52}Al_{0.48}As$ pour T_C ~ 350 ou ~400°C (⑥ → ⑦) : il devient plus net, 2D, 1x1 ou – parfois (ici) – 1x3. Nous procédons enfin à un arrêt de croissance afin d'amener T_C à ~500°C pour les couches actives, montée précédée d'un transfert sous ultravide à « T_C » < 200°C pour les buffers épitaxiés sous As_4.

Concluons par l'observation du RHEED sur l'InP épitaxié à T_C ~ 500°C juste après le buffer, InP qui permet notamment un calage sur T_C au pyromètre en début de structure active. Cette couche est toujours présente, que ce soit pour une structure PL, une diode (InP nid) ou un TBH (InP nid ou n). Nous obtenons systématiquement un RHEED InP 2x4 2D mais à « collier de perles » (x4) dégradé, « mosaïque » et allongé (⑧), signe d'une rugosité d'échelle supérieure à celle du RHEED.



Figures IV.4 : RHEED observé durant l'épitaxie d'un buffer $(Al:Ga)_{INITIAL}$ = (50:50) (Ri : cf. tableau III.c)
Selon [110] : RHEED x2 sauf entre le début du plateau $In_{0.52}Al_{0.48}As$ 400°C et InP 500°C (RHEED x1)
Selon [1̲10] : RHEED x1 évanescent dès la mi-rampe (630nm), évoluant x3 (fin $In_{0.52}Al_{0.48}As$ 400°C)

IV.B.4 – Liste des buffers graduels GaAs → InP à structure PL

Les données sur l'épitaxie des buffers graduels sont rapportées au tableau IV.a ci-dessous. La vitesse de croissance intègre l'augmentation du paramètre de maille : les valeurs précisées sont celles en début de rampe sur substrat GaAs, au niveau du décrochement (*i.e.* vitesse maximale) et pour le matériau en accord de maille sur substrat InP. Il en est de même pour le ratio As_2/III en épitaxie sous AsH_3 craquée, défini avec le ratio BEP As_4/III en épitaxie sous As_4 en III.A.4.

Tableau IV.a : Données sur l'épitaxie en MBE des buffers étudiés en caractérisations « matériaux »

	Dénomination de l'Echantillon	*Ratio Initial Al:Ga*	*Vitesse de Croissance (µm/h)*	*T_C visée (°C)*	*Ratio As / III (flux – cf. III.A.4)*
	Ternaire	100:0	0,44 → 1,07 → 0,90	400	1,25 → 0,8 → 0,95
	Ternaire _As+				1,95 → 0,8 → 0,95
Rampes Quaternaires – AsH_3	Q_Al90	90:10	0,44 → 1,07 → 0,90	400	1,25 → 0,8 → 0,95
	Q_Al90_CC		0,83 → 1,07 → 0,90		1,05 → 0,8 → 0,95
	Q_Al50	50:50	0,44 → 1,07 → 0,90	400	1,25 → 0,8 → 0,95
	Q_Al50_CC		0,83 → 1,07 → 0,90		1,05 → 0,8 → 0,95
	Q_Al50_CC350			350	
	Q_Al50_CC350_As+				1,05 → 1,15 → 1,40
	Q_Al50_CC350_3%	50:50	0,83 → 1,06 → 0,90	350	1,05 → 0,8 → 0,95
	Q_Al50_CC350_11%		0,83 → 1,08 → 0,90		
	Q_Al10	10:90	0,44 → 1,07 → 0,90	400	1,25 → 0,8 → 0,95

	Dénomination de l'Echantillon	*Ratio Initial Al:Ga*	*Vitesse de Croissance (µm/h)*	*T_C visée (°C)*	*Ratio As / III (BEP – cf. III.A.4)*
As_4	Ternaire_As4	100:0	0,44 → 1,07 → 0,90	420 ↘ 400	40 → 20 → 25
	Q_Al90_As4	90:10		400	
	Q_Al50_As4	50:50			

Nous avons cherché à « résumer » ces informations dans les noms des échantillons, certes un peu longs mais explicites, pour faciliter par la suite la lecture des résultats expérimentaux :

- Ternaire_... désigne un buffer graduel ternaire en $In_XAl_{1-X}As$,
- Q_Alxx_... désigne un buffer graduel quaternaire en $In_X(Ga_YAl_{1-Y})_{1-X}As$, avec précision du ratio $(Al:Ga)_{INITIAL}$ via le pourcentage initial d'Al (*i.e.* Alxx) dans la somme (Al+Ga),

- CC désigne les buffers $In_X(Ga_YAl_{1-Y})_{1-X}As$ à Croissance Courte (*i.e.* vitesse constante),
- 350 désigne les buffers épitaxiés à T_C ~ 350°C au lieu des 400°C « standards »,

- As+ désigne des conditions de croissance riches en arsenic,
- As4 désigne les buffers graduels $In_XAl_{1-X}As$ et $In_X(Ga_YAl_{1-Y})As$ épitaxiés sous As_4.

Enfin, les notations « 3% » et « 11% » correspondent aux essais sur le décrochement.

En résumé, notre développement de buffers GaAs → InP graduels pour m-TBH est basé sur celui des buffers graduels $In_XAl_{1-X}As$ optimisés pour m-HEMT – en particulier en TDX et en xTEM. Nous reprenons la rampe de contrainte – en composition initiale, décrochement et gradient – et donc les évolutions du paramètre de maille a avec l'épaisseur puisque $a_{AlAs} \sim a_{GaAs}$. Nous espérons ainsi conserver une hétérostructure active peu ou non contrainte à relaxation équilibrée selon <110>.

Nous pouvons dès lors nous consacrer à l'étude d'autres paramètres, notamment le matériau du buffer via l'épitaxie de rampes graduelles en $In_X(Ga_YAl_{1-Y})_{1-X}As$ à différents ratios (Al:Ga) initiaux. La vitesse de croissance a pu être augmentée et la température abaissée à $T_C \sim 350°C$. Nous avons également utilisée deux source d'As : AsH_3 craquée ou As_4. Après optimisation de ces paramètres, nous avons enfin modifié sommairement le décrochement pour évaluer l'évolution en relaxation due au matériau, sur le buffer le plus performant au vu des résultats que nous allons maintenant présenter.

IV.C – Optimisation des buffers métamorphiques GaAs → InP graduels :

Notre développement de buffers GaAs → InP graduels a été avant tout pragmatique, avec pour but premier la hausse des performances des m-TBH réalisés en collaboration avec Singapour. Ceci explique que nous ayons étudié les effets des paramètres d'épitaxie lors de la rampe graduelle non sur la rampe elle-même, mais sur la structure PL proche d'un dTBH. Ces résultats « matériaux » fonction de ces paramètres sur une rampe de contrainte fixée sont toutefois une source d'informations « indirectes » sur le processus de relaxation. Cette partie IV.C comporte donc deux ensembles :

- *Les paragraphes IV.C.1, IV.C.2 et IV.C.3 correspondent à une approche plutôt « fondamentale ». En IV.C.1, nous présentons des résultats expérimentaux en fonction du ratio $(Al:Ga)_{INITIAL}$ – sous AsH_3 craquée et sous As_4, afin de séparer les effets d'alliage du buffer et ceux de la relaxation sur la réduction de densité de TD dans la structure PL. De l'interprétation de ces résultats en IV.C.2, nous concluons que la cinétique des adatomes III en front de croissance modifie le taux de nucléation des dislocations, et partant le processus de relaxation. En IV.C.3 nous complétons les résultats obtenus sous As_4 afin d'interpréter les différences entre sources d'As : elles montrent que la cinétique des adatomes III peut aussi provoquer une nucléation sélective de dislocations.*

- *Les paragraphes IV.C.4 et 5 ont une connotation plus « pratique ». En IV.C.4, les résultats liés à la baisse de T_C et la hausse de la vitesse de croissance nous mènent au buffer graduel le plus performant au sortir de cette étude. Les éléments mentionnés en IV.C.5 attestent quant à eux d'un effet du ratio V/III : il doit demeurer faible lors de l'épitaxie du buffer, pour éviter la décomposition de l'$In_{0.53}Ga_{0.47}As$ des structures actives épitaxiées ensuite en conditions standard sur le buffer. En l'absence d'interprétation nous présentons cet effet sous l'angle « pratique », mais il est clair qu'il souligne de nouveau le rôle de la cinétique en front de croissance d'une rampe graduelle.*

Le paragraphe IV.C.6 conclue cette partie par la proposition de deux voies d'approfondissement à cette étude – avec notamment des résultats liés à la modification du décrochement – et par le résumé des enseignements et améliorations obtenus sur les buffers métamorphiques GaAs → InP graduels.

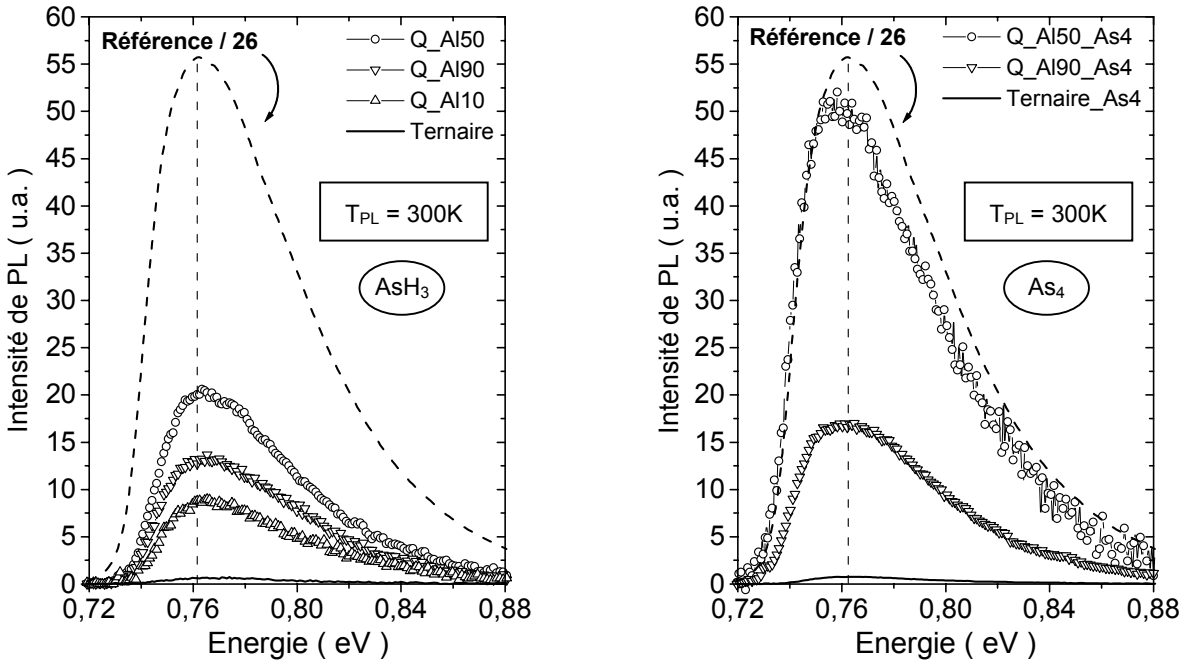
IV.C.1 – Résultats principaux : les apports du quaternaire InGaAlAs

Effet du passage au quaternaire sur les matériaux de couches actives en PL à 300K

Les courbes des figures IV.5 ci-dessous montrent l'effet de l'alliage du buffer pour une épitaxie à T_C ~ 400°C et vitesse croissante, sous AsH_3 craquée comme sous As_4. L'intensité[3] du signal PL avec le passage InAlAs → InGaAlAs augmente de 1 à 20 sous AsH_3, et atteint même 50 sous As_4. Notons toutefois que ces maxima, obtenus à ratio $(Al:Ga)_{INITIAL}$ = (50:50) sous AsH_3 comme sous As_4, demeurent de 26 à 75 fois inférieurs à la référence mesurée sur substrat InP (1500ua).

Les éléments de DDX qui suivent permettent d'attribuer ces évolutions à celles de la densité de TD répliquées depuis la rampe graduelle et traversant la base $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ de la structure PL.

Remarquons enfin que la largeur à mi-hauteur[3] des pics (FWHM) est constante à 58 ± 5meV et insensible au ratio $(Al:Ga)_{INITIAL}$. La position des pics (0,767 ± 0,003eV sous AsH_3) ou ses évolutions (de 0,758 à 0,765eV sous As_4) ne sont pas représentatives de l'efficacité du buffer en relaxation : une faible fluctuation en composition de l'$In_{0.53}Ga_{0.47}As$ peut avoir plus d'effet qu'une variation significative en contrainte résiduelle de la structure PL (cf. IV.C.5).



Figures IV.5 : Effet de l'alliage des buffers métamorphiques graduels $In_XAl_{1-X}As$ et $In_X(Ga_YAl_{1-Y})_{1-X}As$ sur le signal PL à T_{PL} = 300K (pour une épitaxie du buffer à T_C ~ 400°C et à vitesse croissante)

Cette hausse d'intensité du signal PL à 300K et donc l'amélioration de la qualité des couches actives du m-TBH s'accompagne t-elle d'une amélioration de l'état de surface, *i.e.* de ses jonctions ?

[3] Le spectre de référence sur InP (1500ua – 68meV) et la position de son maximum (0,762eV) sont ajoutés, avec précision du facteur de recadrage. La dispersion sur les FWHM porte sur l'ensemble d'échantillons étudié, sans intégrer la résolution ~4,5meV à 0,762eV (mesures à 300K – cf. III.B.2).

Effet du passage au quaternaire sur la morphologie de surface

La réponse est clairement non : l'InGaAlAs amplifie la rugosité et modifie la morphologie. C'est ce qui ressort des observations de microscopie optique et AFM sur la surface InP de la structure PL en fonction du ratio $(Al:Ga)_{INITIAL}$, illustrées figures IV.6 ci-dessous sur buffers épitaxiés sous AsH_3.

Les clichés de cross-hatch en microscopie optique (gauche) et de morphologie de surface en AFM (centre) sont directement comparables car les conditions d'acquisition, traitement et présentation sont uniformisées. Ils sont complétés par des valeurs de rugosité RMS mesurées en AFM (droite) sur des scans 15x15µm² ou sur des zones orientées selon <110> de surface ~ (70-120) µm² (cf. III.C.2).

En *microscopie optique* nous distinguons tout d'abord le cross-hatch associé à une relaxation par réseau de MD <110> dont la périodicité est ~5-10µm, puis un effet du ratio $(Al:Ga)_{INITIAL}$ sur la rugosité : elle est accentuée par la substitution Al ↔ Ga, en particulier aux ratios (50:50) et (10:90).

La *microscopie AFM* confirme cette évolution. La morphologie de surface présente des motifs alignés selon la direction [1$\underline{1}$0] de plus grande diffusion des adatomes III, ainsi qu'un effet de zoom entre Ternaire et Q_Al50 : la périodicité selon [110] double – de ~1,5 à ~3,0µm – pour une surface de motifs multipliée par ~2,5 à facteur de forme ~3 constant (de 1,2x3,5µm² à 1,8x6,0µm²).

Les valeurs de rugosité RMS complètent ces observations. C'est le cas des mesures sur scans 15x15µm², démarche qui – rappelons-le – est celle généralement adoptée mais qui ne permet pas de comparaison directe avec d'autres travaux, vu la forte sensibilité aux conditions d'acquisition et de traitement logiciel. Comparer nos buffers présente plus de sens : nous retrouvons la dégradation perçue à ratio (10:90) et surtout (50:50) où l'on atteint ~9nm, à comparer aux ~5nm pour $In_XAl_{1-X}As$.

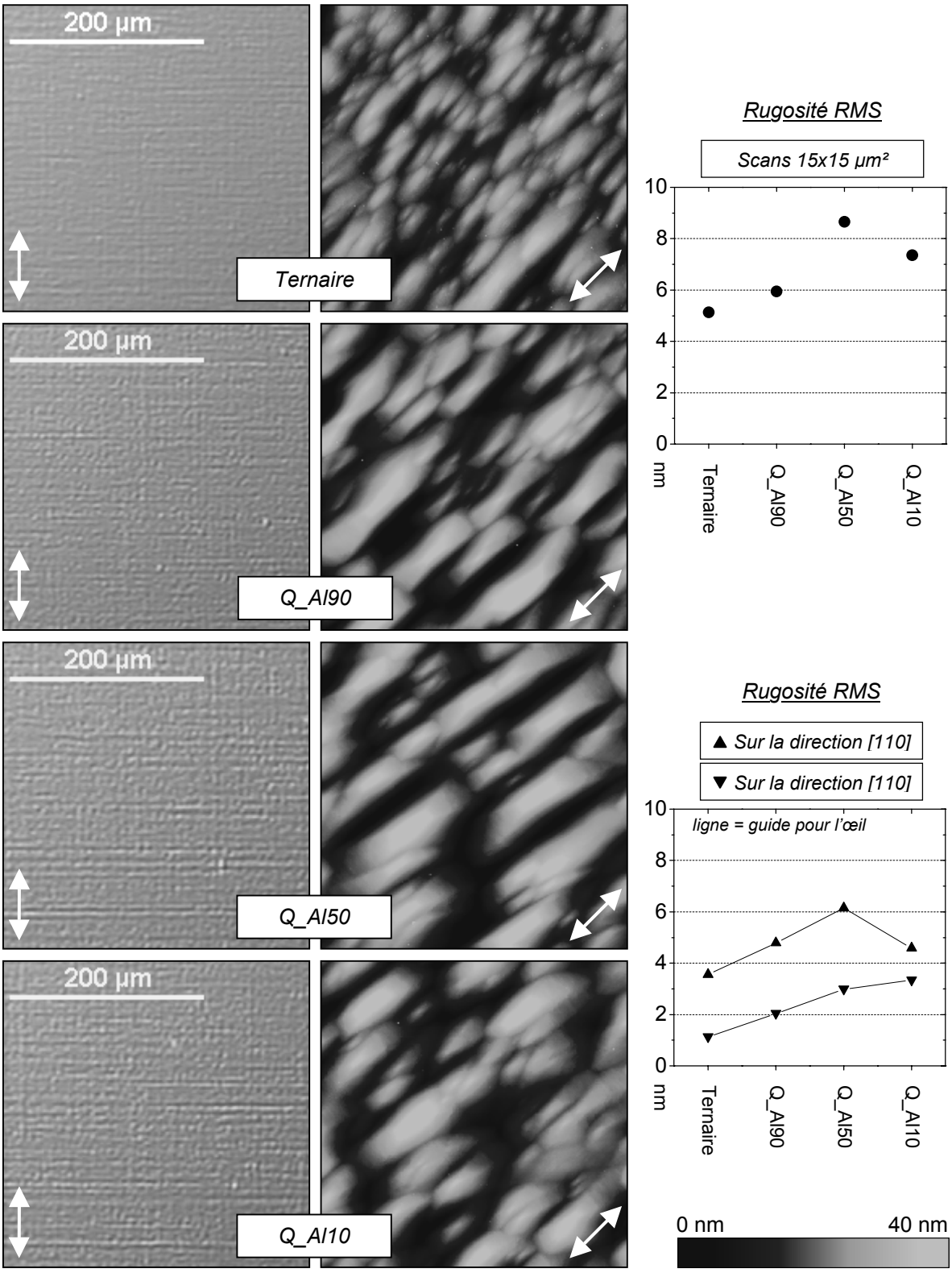
Les valeurs de rugosité RMS selon <110> constituent une amélioration de la démarche : nous retrouvons globalement la tendance précédente, l'alignement préférentiel des motifs expliquant la rugosité plus faible d'un facteur ~2 selon la direction [1$\underline{1}$0] par rapport à celle mesurée selon [110]. Les hauteurs pic/vallée sont comprises entre 10 et 15nm sur [1$\underline{1}$0] et entre 15 et 40nm sur [110].

En résumé, retenons que la rampe graduelle à ratio (50:50) – la plus efficace en qualité matériaux – se révèle être la plus rugueuse, avec le risque de dégrader les hétérojonctions du m-TBH. A cela s'ajoute l'effet inconnu sur le process technologique des motifs orientés selon [1$\underline{1}$0] observés en AFM, leur taille (ici ~1,8 x 6,0µm²) étant comparable à celle du doigt d'émetteur des transistors.

Tendances observées en DDX avec le passage au quaternaire

*Présenter les évolutions observées en DDX n'est pas aussi aisé qu'en PL ou en microscopies. Nous avons en effet vu en III.C.1 que les conditions de diffraction sont dégradées par les propriétés différentes des MD α et β orthogonales, qui induisent des phénomènes de tilt (*i.e. *basculement des plans atomiques supérieurs par rapport à ceux du substrat), de mosaïcité (*i.e. *diffraction par des domaines cristallins finis et légèrement désorientés) – voire de gradient de contrainte ou de génération de MD dans les couches actives si la relaxation est trop imparfaite en niveau ou équilibre selon <110>.*

Nous allons exploiter les spectres (004) rassemblés figures IV.7 ci-après étape par étape.



Figures IV.6 : Surface InP de structure PL sur buffers graduels $In_X(Ga_YAl_{1-Y})_{1-X}As$ épitaxiés sous AsH_3

Direction fléchée : [110] *Microscopie optique «Nomarski » (cf. III.C.2)*

Microscopie AFM en mode Tapping (scans 15x15µm² – échelle de hauteur normalisée à 40nm)

Rugosité RMS sur scans 15x15µm² (en haut) puis sur zones alignées selon <110> (cf. III.C.2)

La <u>*première étape*</u> consiste en un ***résumé de notre démarche en DDX***. Nous avons réalisé l'acquisition de séries de 4 spectres en réflexion symétrique (004) sur 25 échantillons, complétée par l'acquisition de séries de 8 spectres en réflexions asymétriques {224} pour les 15 les plus significatifs.

Le but initial était d'essayer de déterminer les taux de relaxation sur l'axe et dans le plan de croissance, respectivement $R_{\perp\ (001)}$, $R_{//\ [110]}$ et $R_{//\ [1\underline{1}0]}$. Des travaux antérieurs avaient certes montré l'imprécision de la DDX pour cela sur des m-HEMT épitaxiés sur buffers graduels [Trudel97,Chauveau01], mais nous pouvions espérer une amélioration sur nos échantillons grâce au µm de matériaux attendus en accord de maille sur InP, *i.e.* plateau $In_{0.52}Al_{0.58}As$ (300nm) et structure PL (700nm dont 600 d'InP).

Après caractérisation d'une quinzaine d'échantillons il s'est avéré que cela n'était pas le cas, puisque nous avons obtenu des valeurs toujours identiques et sans corrélation avec les conditions d'épitaxie : $R_{\perp\ (001)}$ ~ 97 ± 5% et $R_{//\ [110]}$ ~ $R_{//\ [1\underline{1}0]}$ ~ 100 ± 5% (cf. annexe C). Seuls les buffers Ternaire et Q_Al50_As4 se distinguent, mais pour des repérages problématiques du « pic moyen » de couche (figures IV.7 ci-dessous) : la DDX demeure insuffisante et des cartographies TDX sont ici nécessaires.

Nous avons toutefois poursuivi la caractérisation quasi-systématique de nos échantillons en diffraction (004), ce qui nous a permis de révéler grâce à la DDX des tendances fortes, nettes et reproductibles en fonction des paramètres d'épitaxie. Ces tendances concernent l'évolution globale du niveau de relaxation, du tilt et de la largeur du « pic moyen » selon les directions <110>.

Nous les illustrons aux figures IV.7 ci-dessous par des séries de spectres en réflexion (004). La colonne de gauche est celle des rampes épitaxiées sous AsH_3 craquée, celles de droite des rampes épitaxiées sous As_4. Chaque « ligne » correspond à un ratio $(Al{:}Ga)_{INITIAL}$.

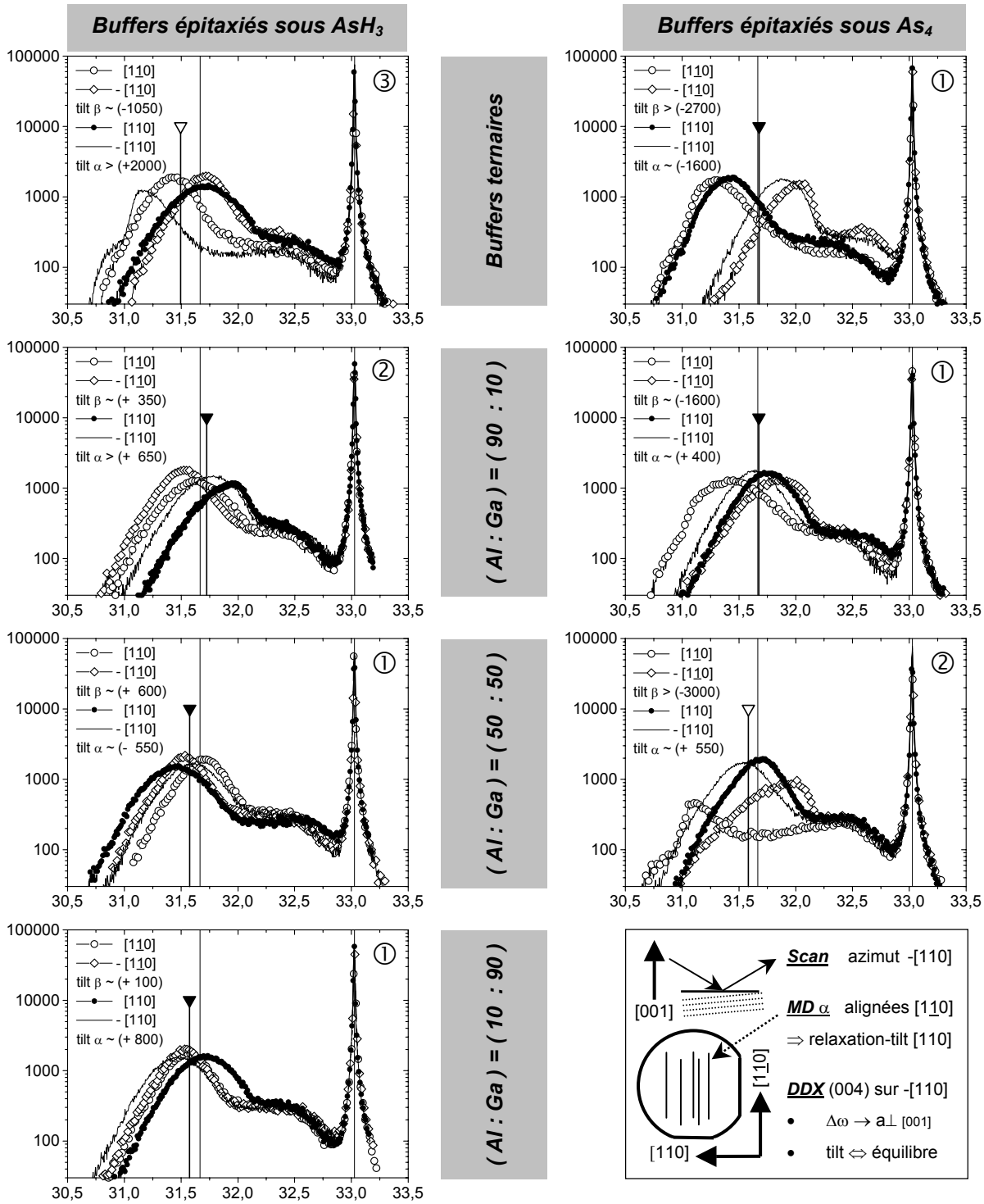
La <u>*seconde étape*</u> est la ***lecture d'un spectre*** $\omega/2\theta$. Le pic de référence est celui de diffraction des plans (004) du substrat GaAs(001) en $\omega \sim \theta_{GaAs}$ = 33,026°. En s'écartant de ce pic substrat vers les petits angles, nous distinguons le signal de la rampe graduelle avec départ en $In_{0.10}(GaAl)_{0.90}As$, puis le large « pic » de diffraction du micron de matériaux de la « couche InP » (voir ci-dessus).

Rappelons que l'observation de ce pic est théoriquement impossible par des acquisitions en DDX lorsqu'il existe un tilt entre la « couche InP » et le substrat GaAs. Elle est ici rendue possible par l'utilisation du détecteur en configuration ouverte, avec toutefois un effet de coupure bien visible sur l'ensemble des séries de spectres pour $\omega <$ ~31° et $\omega >$ ~32,25° (cf. III.C.1).

Rappelons également que pour un matériau en compression et en mode glide (g) [Olsen96] :

- les MD α ou V(g) sont alignées selon [1$\underline{1}$0], ont un cœur de dislocation d'éléments V et entraînent la relaxation (mesurée en {224}) et le tilt sur [110] (*i.e.* tilt autour de [1$\underline{1}$0], positif vers [110]),
- les MD β ou III(g) sont alignées selon [110], ont un cœur de dislocation d'éléments III et entraînent la relaxation (mesurée en {224}) et le tilt sur [1$\underline{1}$0] (*i.e.* tilt autour de [110], positif vers [1$\underline{1}$0]).

Ces éléments, schématisés figures IV.7 et en annexe A, impliquent de considérer les spectres par paire sur les deux azimuts d'acquisition pour chaque direction <110>, *i.e.* selon ± [1$\underline{1}$0] et ± [110].



Figures IV.7 : Spectres type de DDX : intensité en coups/s en fonction de l'angle ω (°) (tilt en arcsec)
Scans ω / 2θ en réflexion (004) pour différents ratios $(Al:Ga)_{INITIAL}$ à T_C = 400°C et vitesse croissante

Buffers sous AsH_3 craquée (gauche): Ternaire / Q_Al90 / Q_Al50 / Q_Al10
Buffers sous As_4 (droite) : Ternaire_As4 / Q_Al90_As4 / Q_Al50_As4 Et : « Exemple -[110] »

Positions : « pic moyen » de la couche / pic InP attendu (31,667°) / pic substrat GaAs (33,026°)
Valeur cerclée : reproductibilité en différence de largeur de pic [110] vs [110] et pic moyen

La *troisième étape* est l'***exploitation d'une série de spectres*** $\omega/2\theta$. Un seul spectre en réflexion symétrique (004) permet en temps normal de déterminer le paramètre de maille $a_{\perp[001]}$ de la couche à partir de l'écart angulaire $\Delta\omega$ couche-substrat. Sur buffer graduel, tilt et mosaïcité déforment le nœud de diffraction dans l'espace réciproque et invalident la démarche, en provoquant le décalage angulaire et l'élargissement du pic de couche. Ces perturbations des spectres sont cependant une source d'informations sur le processus de relaxation, informations dont on peut évaluer la validité :

- Si les spectres sont tronqués sur un ou deux azimuts selon <110> (voir Ternaire ou Q_Al50_As4), l'existence d'un tilt et d'une largeur de pic prononcés sont les seules informations exploitables.
- Si le tilt est modéré sur une direction <110>, nous observons deux pics bien définis et logiquement superposables d'où une position du « pic » relativement précise sur cette direction (cf. III.C.1).
- Si cette situation est avérée sur les deux directions <110> (voir Q_Al50, Q_Al10, Ternaire_As4 et Q_Al90_As4), la position moyenne du « pic de couche » est définie avec une relative précision.

Les significations de ces informations – position angulaire, amplitude du tilt et largeur de pics – sont :

- La *position angulaire* moyenne du pic InP, repérée figures IV.7 par une flèche inversée, permet de déterminer le paramètre de maille $a_{\perp[001]}$ de la couche et traduit – pour une position inférieure à la valeur théorique θ_{InP} = 31,667° – une déformation tétragonale de la maille avec $a_{\perp[001]} > a_{InP}$, c'est à dire une relaxation insuffisante liée à une contrainte compressive dans le plan de croissance.
- L'*amplitude du tilt* selon une direction <110> traduit un déséquilibre entre les quatre systèmes de glissement a/2 <110> {111} de la famille de MD alignées dans la direction <110> orthogonale.
- La *largeur du pic* de couche traduit l'extension du nœud de diffraction dans l'espace réciproque, *i.e.* la mosaïcité des couches. De la présentation des causes de la mosaïcité et de la lecture d'une série de spectres en III.C.1, retenons que nous observons principalement les effets des MD alignées selon la direction <110> orthogonale à celle du scan, ainsi que de dispersion sur $a_{\perp (001)}$.

En pratique, nous n'allons exploiter que la position angulaire moyenne du pic de couche et l'amplitude du tilt relevées sur ces séries de spectres obtenus en réflexion symétrique (004) : nous n'évaluons ainsi que le niveau de la relaxation procurée par le buffer graduel, pas son équilibre selon <110>.

Notons qu'il est tentant d'associer une différence de largeur de pics selon <110> à un tel déséquilibre : si la relaxation selon [1$\underline{1}$0] due aux MDβ est perturbée par leur blocage sur les MDα, nous pouvons nous attendre à ce que la contrainte résiduelle selon [1$\underline{1}$0] génère des MDβ par delà la fin de relaxation selon [110], achevée via les MDα non perturbées. Ceci se traduit en xTEM par une épaisseur libre de MD différente selon <110> en haut de la rampe graduelle (cf. II.D.2) [Chauveau03a]. En DDX, la largeur des pics de diffraction dans la direction orthogonale aux MD les plus proches de la surface devrait augmenter : si ce sont des MDβ alignées selon [110], les pics doivent être plus larges selon ± [1$\underline{1}$0] (*i.e.* symboles ouverts figures IV.7). C'est ce que l'on observe sous As_4, pas sous AsH_3 craquée, et toujours à tilt prononcé. La question du lien tilt-mosaïcité n'étant – en plus de ci-dessus sur la largeur de pic – pas clairement résolue (cf. III.C.1), nous n'exploitons pas cette information.

La *dernière étape* concerne les ***tendances sur l'ensemble des séries de spectres (004)***. Les séries rassemblées figures IV.7 sont représentatives de ces observations générales. Ainsi :

- La *position du « pic de couche »* est dans la majorité des cas dans un intervalle de valeurs $\Delta\omega$ centré sur θ_{InP} avec un repérage relativement précis : le niveau moyen de relaxation est correct. Seuls le pic des buffers Ternaire et Q_Al50_As4 est mal défini, mais il est assurément décalé vers les petits angles : le niveau de relaxation est inférieur à celui des autres rampes graduelles. Nous obtenons visiblement un tel niveau moyen de relaxation grâce à la réutilisation de la rampe en contrainte optimisée lors d'études antérieures sur m-HEMT, notamment via des cartographies TDX de l'espace réciproque [Chauveau01]. Cette optimisation a été menée sur rampes en $In_XAl_{1-X}As$ épitaxiées sous As_4 – ce qui se retrouve directement sur la série de spectres de Ternaire_As4. Plus généralement, on peut parler d'un « *domaine de tolérance* » sur l'état de relaxation final dont ne sortent que les cas extrêmes, sous AsH_3 craquée (Ternaire) comme sous As_4 (Q_Al50_As4).

- Le *processus de relaxation* évolue avec le ratio $(Al:Ga)_{INITIAL}$ indépendamment de la source d'As : le « sens » d'évolution est visiblement le même avec la substitution Al ↔ Ga – mais à partir de situations initiales (*i.e.* rampe graduelle ternaire) différentes selon la source d'arsenic. Sous AsH_3 les rampes en $In_XAl_{1-X}As$ (Ternaire) ont en effet mené aux séries de spectres les plus dégradées, alors que nous venons d'évoquer la bonne relaxation de son équivalent sous As_4 (Ternaire_As4). Sous AsH_3 la substitution Al ↔ Ga réduit le tilt sur les deux directions <110> et améliore le niveau moyen de relaxation en nous ramenant dans le domaine de tolérance (voir Ternaire → Q_Al50). Sous As_4 la même substitution réduit le tilt mais seulement selon [110] (tilt α) mais l'accroît selon [110] (tilt β), tout en dégradant le niveau moyen de relaxation (voir Ternaire_As4 → Q_Al50_As4).

- La *différence selon <110>* est la dernière tendance flagrante puisqu'il existe une direction <110> préférentielle sur le tilt – indépendamment du ratio $(Al:Ga)_{INITIAL}$ mais fonction de la source d'As :
  - → Sous AsH_3, le tilt α selon [110] est globalement (et légèrement) plus important – ce qui traduit un processus de relaxation où seuls les systèmes de glissement des MDα sont déséquilibrés.
  - → Sous As_4, le tilt β selon [1$\underline{1}$0] est globalement (et nettement) plus important – ce qui traduit un processus de relaxation où seuls les systèmes de glissement des MDβ sont déséquilibrés.

  Nous parlons de source d'As – gazeuse (AsH_3 craquée) ou solide As_4 (cellule d'effusion) – pour souligner l'utilisation de deux bâtis, alors que la différence porte en fait sur les molécules As_2 ou As_4 (cf. III.A) qui devraient dans l'idéal provenir d'un craqueur solide dans une seule enceinte.

En résumé, le passage d'un matériau ternaire InAlAs à un matériau quaternaire InGaAlAs pour épitaxier le buffer graduel améliore globalement la qualité des matériaux de la structure active puisque l'on constate en PL une baisse de la densité de TD, mais dégrade toutefois la morphologie et la rugosité en microscopies. En DDX, nous constatons simultanément aussi bien une amélioration qu'une dégradation par rapport aux buffers InAlAs : la relaxation n'explique donc pas les évolutions en PL et microscopies. Nous proposons ci après une interprétation où tous ces résultats sont cohérents.

IV.C.2 – Interprétation principale : cinétique des adatomes III et taux de génération des dislocations

Ces évolutions sur InGaAlAs nous amènent à considérer l'effet de la nature des adatomes III sur la relaxation des buffers graduels. Un tel effet implique le front de croissance. Nous en rappelons le possible rôle sur la relaxation d'après les éléments vus au chapitre II, versant « dislocations » de cette voie d'interprétation. Nous en présentons ensuite le versant « croissance » à partir d'éléments bibliographiques : ils nous permettent de définir l'état du front de croissance selon la cinétique des adatomes III à basses températures d'épitaxie. Nous synthétisons alors notre hypothèse sous la forme d'un tableau, tableau facilitant sa mise à l'épreuve sur les résultats expérimentaux précédents.

Le possible rôle du front de croissance sur la relaxation des buffers graduels

De la présentation du processus de relaxation dans les buffers graduels (chapitre II), retenons que l'on distingue des TD (Threading Dislocations) et des MD (Misfit Dislocations). Les MD sont les dislocations efficaces pour relaxer la contrainte : dans ces buffers, elles sont générées et développées progressivement sur des plans superposés et parallèles au front de croissance, grâce à la contrainte introduite de façon contrôlée via le gradient qui assure une hausse linéaire du paramètre de maille.

Les MD se développent initialement par la courbure et l'élongation sous l'effet de la contrainte de TD répliquées du substrat, TD en densité insuffisante pour expliquer celle de MD correspondant aux niveaux de relaxation observés. L'ensemble des auteurs s'accorde pour dire qu'à cette première phase de la relaxation succède rapidement une phase stable, durant laquelle les MD sont générées via un mécanisme pérenne. Le problème est que ce mécanisme n'est à l'heure actuelle toujours pas clairement identifié. Parmi les propositions les plus citées, nous en avons retenu deux (cf. II.D.3) :

- Celle d'une génération de MD par *multiplication de MD à partir de MD préexistantes* : il s'agit du mécanisme Modifié de Frank-Read (*i.e.* mécanisme MFR), bien « adapté » aux buffers graduels lorsque leur gradient n'est pas excessif et leur alliage de qualité, *i.e.* « *propre* » [LeGoues92a].
- Celle d'une génération de MD par la *nucléation hétérogène de demi-boucle TD/MD/TD en surface* (*i.e.* mécanisme DBS) : si une telle nucléation homogène est peu probable de par les énergies d'activation requises, la nucléation hétérogène est possible via accroissement local de contrainte par le cross-hatch ou des défauts – tous deux abaissant la barrière énergétique.

Quel que soit le mécanisme, les MD se localisent sur les plans non relaxés les plus profonds grâce à la contrainte qui les a générées, et sont liées à un ou deux bras émergents TD (cf. figures II.7 et II.14). C'est aussi la contrainte qui y allonge ensuite ces MD en évacuant les bras émergents en bord de substrat : les couches actives sont relaxées par les MD sans dégradation par les TD.

Notre hypothèse est que la nature et le comportement des adatomes III en front de croissance agissent sur la génération des dislocations, ce qui conduit non à un manque mais au contraire à une densité élevée de MD en modifiant indirectement – via les blocages TD/MD – le mouvement des TD, l'élongation des MD et *in fine* l'ensemble du processus de relaxation à l'œuvre dans un buffer graduel.

Le mécanisme DBS est celui par lequel le comportement des adatomes III en front de croissance peut modifier le taux de génération des MD : si les adatomes développent une rugosité à courte échelle (10-100nm), ils facilitent la nucléation hétérogène de demi-boucles TD/MD/TD en surface – à l'image d'une densité élevée et uniforme de défauts, sans doute via la présence de sites favorables à l'apparition de liaisons pendantes de cœur de dislocation. Nous associons cette rugosité à courte échelle à une morphologie désordonnée du front de croissance, mais nous la dissocions du cross-hatch que nous avons défini à une échelle plus importante (1-10µm) (cf. II.E) : elle s'y superpose. Nous discutons ci-après du rôle que peut jouer le cross-hatch par rapport au mécanisme DBS.

Les conséquences sur le processus de relaxation d'une génération renforcée de MD lors de la rampe graduelle sont *a priori* – à gradient de contrainte et température d'épitaxie T_C fixés (cf. II.B.5) :

- *Faibles sur le niveau de relaxation* : au lieu d'une longueur cumulée de ligne de dislocation N.**L** où intervient un nombre N restreint de MD dont la longueur moyenne de ligne de dislocation est **L**, la contrainte est relaxée par une longueur N.**L** équivalente via un nombre N plus important de MD de plus faible longueur **L** – leur élongation étant rapidement limitée par des blocages TD/MD.
- *Faibles ou favorables à l'équilibre de la relaxation* : la relaxation peut être déséquilibrée selon <110> dans les buffers III-V cfc, principalement à cause de la différence de vitesse entre les MD α et β – celle des MDα étant supérieure d'un facteur ~3 (InAs) à ~40 (GaAs) à celle des MDβ. L'élongation des MDα est donc favorisée par leur vitesse, celle des MDβ limitée par leur vitesse et par de possibles blocages TDβ/MDα, d'où le risque d'une relaxation préférentielle selon [110]. Une génération importante de MD favorise l'équilibre selon <110> puisque les blocages TD/MD des MD α et β sont aussi probables que rapides : la différence de vitesse ne peut « s'exprimer », avec pour conséquence l'équivalence et la faiblesse des longueurs de ligne de dislocation.
- *Néfastes sur la densité de TD* : un des avantages des buffers graduels est d'assurer la relaxation en laissant une faible densité résiduelle de TD dans les couches actives – pour deux raisons. D'une part la génération de MD est progressive par l'introduction lente de la contrainte, ce qui réduit le taux de blocage TD/MD et la densité de TD « à la source ». D'autre part la probabilité d'interactions TD/TD lors de la rampe est élevée, par l'effet d'épaisseur commun à tout buffer métamorphique (cf. II.F.2) et par le glissement de TD sur des plans superposés, spécificité des buffers graduels – cinq des huit interactions possibles provoquant l'annihilation ou la fusion de TD. Une génération importante de MD à chaque interface d'introduction de contrainte annule ces deux derniers avantages, l'effet d'épaisseur restant le seul permettant la réduction de densité de TD.

Des résultats de la littérature soutiennent notre hypothèse du rôle significatif de la nature du matériau sur la génération des MD. A T_C ~ 400°C en MBE, Chauveau *et al.* ont ainsi mesuré une forte densité de TD (~$3x10^7$ cm^{-2}) sur des buffers graduels InAlAs à relaxation totale et équilibrée [Chauveau01], densité inférieure (~10^5 cm^{-2}) sur des buffers graduels InGaAs à relaxation équilibrée mais incomplète [Romanato99]. Cette différence évoque la surface plus désordonnée observée sur InAlAs par rapport à InGaAs pour des buffers identiques exceptés ces matériaux (cf. figures II.18) [Chyi96], ainsi qu'au gain en mobilité électronique sur m-HEMT de ~10% mesuré par Lubyshev *et al.* en substituant In(Ga)AlAs à InAlAs [Lubyshev01]. Nous allons à présent développer cette hypothèse du point de vue de l'épitaxie.

Cinétique des adatomes III et front de croissance à basses températures d'épitaxie

Nous venons de voir qu'une rugosité à courte échelle en front de croissance peut accentuer la génération des MD via le mécanisme DBS : ceci favorise les blocages TD/MD, diminue l'élongation des MD et accroît la densité résiduelle de TD. Nous étudions ici la possibilité de développement d'une telle rugosité en fonction du comportement cinétique des adatomes III en front de croissance.

La cinétique concerne l'étape de chimisorption des adatomes III via deux mécanismes : la ségrégation (*i.e.* mobilité verticale par échanges atomiques entre les 2-3 premières monocouches) qui détermine – avec les flux incidents d'éléments III – la nature des adatomes III présents en front de croissance, et leur mobilité latérale qui détermine en partie leur longueur de diffusion.

En condition d'épitaxie standard proche de l'équilibre thermodynamique, les propriétés de ségrégation et de mobilité latérale suivent la hiérarchie : indium > gallium >> aluminium (cf. III.A.2). Nous désignons par la suite ces deux propriétés globalement en parlant de mobilité d'In, Ga ou Al.

Pour l'épitaxie de buffers graduels, la diminution typique de T_C en MBE de 500°C à 350-400°C modère la rugosité liée à la contrainte et autorise l'utilisation d'un gradient plus élevé sans pour autant compromettre l'équilibre de la relaxation (cf. II.B.5). Ceci modifie cependant aussi les conditions de croissance qui tendent vers un régime de blocage cinétique. La question est alors de savoir si les longueurs de diffusion des adatomes III sont suffisantes, et si la hiérarchie précédente demeure suffisamment marquée, pour influencer la morphologie du front de croissance. En l'absence de mesure directe de longueur de diffusion, nous avons étudié les publications sur l'épitaxie en MBE à basse température d'hétérostructures ou de buffers en $In_XAl_{1-X}As$, $In_XGa_{1-X}As$ ou $In_X(Ga_YAl_{1-Y})_{1-X}As$.

Considérons les rampes graduelles en $In_XAl_{1-X}As$, qui représentent le cas d'un alliage ternaire où sont impliqués <u>*un adatome III « fixe » et un adatome III mobile*</u> – respectivement Al et In.

Deux études nous renseignent sur l'état de surface. L'une est celle de Chyi *et al.*, déjà citée : sur buffer en paliers de ~0,9µm épitaxié en MBE sur GaAs à ~420°C, ils observent en AFM (5x5µm²) une morphologie irrégulière constituée de motifs d'environ 0,3x1,2µm² à la surface du dernier palier en $In_{0.30}Al_{0.70}As$ (cf. figures II.18). L'interprétation de ces auteurs est à la base de notre hypothèse : ils attribuent le front de croissance spécifique d'InAlAs à la différence de mobilité entre les adatomes Al et In – d'apparence plus irrégulière et plus rugueuse que celui sur le buffer équivalent en InGaAs. Cette rugosité provoque selon eux une nucléation plus aléatoire des dislocations : ils acceptent donc implicitement le mécanisme DBS – même sur InGaAs où le cross-hatch est plus « doux » [Chyi96].

L'autre étude est celle de Grenet *et al.* qui observent en TEM et STM à une échelle ~10 fois inférieure (0,25x0,30µm²) la surface de couches $In_{0.52}Al_{0.48}As$ (~2µm) épitaxiées en MBE à 400-450°C sur InP [Béarzi96,Oustric96,Grenet98]. Ces auteurs signalent des clusters de taille 2x(30-50)nm² x 20nm de hauteur, alignés selon [1$\underline{1}$0] qu'ils associent à une décomposition spinodale de surface. Elle dépend de la cinétique en front de croissance, et s'explique par la conjonction d'une rugosité à courte échelle (10nm) et de la différence de propriétés entre les adatomes d'Al et d'In. Cette décomposition est maximale entre 400-450°C, et disparaît quand T_C est supérieure à 475°C [Grenet98].

Les clichés de HR-xTEM de Chauveau *et al.* corroborent et complètent ces observations : une modulation de composition de périodicité ~25-65nm selon <110> est mise en évidence dans la partie libres de MD de buffers graduels $In_XAl_{1-X}As$ épitaxiés en MBE à ~400°C sur GaAs, visible figures II.3 sous forme de chevrons autour du décrochement ($In_{0.49}Al_{0.51}As$). Cette décomposition, entretenue mais non amplifiée par l'épaisseur ou la hausse du taux d'In, disparaît au-delà de 450°C [Chauveau03a].

Au final, ces éléments supportent l'hypothèse d'une rugosité à courte échelle (10-100nm) présente en front de croissance sur toute la rampe graduelle en $In_XAl_{1-X}As$ épitaxiée en MBE à 400°C. Au départ sur GaAs, elle est due à la faible mobilité d'Al dans un alliage qui est quasiment de l'AlAs. La hausse du taux d'In n'améliore pas ensuite la situation lors de la rampe. La conjonction de cette rugosité, de la contrainte résiduelle en surface (qui est celle d'un buffer graduel simple, *i.e.* relaxation de ~ 90% au mieux) et de la différence de mobilité entre les adatomes d'Al « fixes » et ceux mobiles d'In proroge la rugosité qui se double d'une modulation de composition – toutes deux à courte échelle, l'une entretenant sans doute l'autre, mais sans amplification d'échelle avec l'épaisseur ou le taux d'In. Ceci souligne l'importance de la cinétique lors de l'épitaxie d'InAlAs, problématique à basse T_C en accord de maille sur InP [Tournié91,Oustric96,Arbiol99] ou à T_C standard sous forte contrainte [Hudait04].

Considérons maintenant le cas d'un alliage ternaire à *deux adatomes III fixes*. Les conditions utilisées en MBE lors de certaines études nous rapprochent de cette situation : épitaxie sous fort flux d'As et/ou à très basses T_C, favorables au blocage cinétique des adatomes III en front de croissance.

Le premier cas est illustré par une étude de Cordier *et al.*, où l'épitaxie du buffer graduel à flux As_4 doublé entraîne une dégradation du matériau du buffer visible en HR-xTEM, ainsi qu'une hausse de rugosité RMS de ~50% en surface du HEMT épitaxié au-dessus à ~500°C (scans AFM 10x10µm²). L'amplification du cross-hatch, à niveau et équilibre de relaxation hors de cause, est surprenante car la mobilité des adatomes III diminue lors de l'épitaxie de la rampe graduelle (à ~400°C) [Cordier03].

Des tendances similaires sont rapportées sur m-HEMT à buffers $In_XAl_{1-X}As$ épitaxiés en MBE à très basses T_C. Sur buffers graduels GaAs → $In_{0.80}Al_{0.20}As$, Wang *et al.* ont observé une baisse de la rugosité en AFM lorsque T_C diminue de 480 à 350°C, puis une hausse entre 350 et 300°C [Wang97]. Des équipes d'Hitachi ont épitaxié des HEMT sur buffers graduels $In_XAl_{1-X}As$ à T_C constante, comprise entre 330 et 430°C : les performances s'améliorent de 350 à 400°C, et diminuent en deçà et au-delà [Masato91,Ouchi02]. Ces évolutions aux plus basses T_C sont assimilables à une dégradation générale du matériau, résultat d'un blocage cinétique accru semblable à celui lié à une hausse du flux d'As.

Au final, il apparaît logique de supposer le développement d'une rugosité à courte échelle par le blocage cinétique de tous les adatomes III – donc sans modulation de composition, mais entraînant une dégradation plus générale [Cordier03]. Nous pouvons exclure la formation de clusters d'As, celle-ci n'ayant été rapportée que sous les ~285-300°C en TEM/DDX [Claverie92,Metzger92b,Zakharov93].

Le dernier type d'alliage ternaire est celui à *deux adatomes III mobiles* – *i.e.* cas d'$In_XGa_{1-X}As$. La hiérarchie établie à 500°C entre adatomes Ga et In demeure valable à 400°C à l'image de celle entre Al et In, mais avec une mobilité et des propriétés du Ga suffisamment proches de celles d'In pour empêcher le développement de rugosité ou d'une modulation de composition à courte échelle.

C'est ce que l'on déduit de l'étude en AFM de Chyi *et al.* sur des buffers épitaxiés en MBE à ~420°C [Chyi96] et des travaux sur la ségrégation de Ga et d'In sur des couches simples $In_{X0}Ga_{1-X0}As$/GaAs épitaxiées en MBE à ~350-400°C (pour x_0 de 20 à 40%) [Grandjean94,Dehaese95,Grandjean96,Disseix97]

Les adatomes Ga et In ayant toutefois une « mobilité moyenne » supérieure à celle du couple Al et In, nous devons considérer le risque de dégradation du front de croissance lorsque l'on utilise un « step-initial » avec – sans aller jusqu'à évoquer une transition 2D-3D qui survient pour un désaccord initial $\Delta a/a > 2\%$ (*i.e.* ~28% d'In, cf. II.F.1) – un possible facettage, observable en RHEED (cf. III.A.3). D'après des résultats sur couches simples et sur buffers InGaAs/GaAs épitaxiés en MBE à ~400°C, un départ en $In_{0.10}Ga_{0.90}As$ n'aurait posé aucun problème si nous avions épitaxié un buffer $In_XGa_{1-X}As$ [Yoon93,Häusler95]. Parmi nos rampes, l'alliage initial le plus proche est $In_{0.10}Ga_{0.81}Al_{0.09}As$ (Q_Al10).

Enfin, si une dégradation initiale est évitée pour la valeur de $\Delta a/a$ utilisée, la hausse de rugosité à grande échelle est certaine, toujours par rapport à $In_XAl_{1-X}As$. C'est ce qui ressort de la seule comparaison chiffrée en AFM (5x5µm²) entre buffers $In_XGa_{1-X}As$ et $In_XAl_{1-X}As$ équivalents épitaxiés en MBE à ~400°C [Cordier98]. Diminuer T_C de ~500 à ~400°C s'étant révélé efficace lors de comparaisons entre des buffers $In_XGa_{1-X}As$ [Harmand89a,Valtuena97,Alvarez98], la hausse de rugosité de 50-80% ne peut s'expliquer que par les mobilités plus élevées de Ga et In – malgré les ordres de grandeur différents entre longueurs de diffusion des adatomes III à ~400°C et cross-hatch (1-10µm).

Au final, utiliser deux adatomes à mobilité proche et « suffisante » doit permettre d'éviter la survenue d'une rugosité et d'une modulation de composition à courte échelle. En contrepartie, il devient possible de relaxer la contrainte par une modulation de composition plus progressive que celle du « type InAlAs », avec pour possible conséquence une hausse de la rugosité.

Concluons cette étude bibliographique avec les <u>*buffers* $In_X(Ga_YAl_{1-Y})_{1-X}As$</u>. Les références sont ici moins nombreuses et l'alliage de la rampe n'est l'objet que d'étude peu détaillée.

Haupt *et al.* rapportent la première réalisation de rampe graduelle en InGaAlAs, mais sans comparaison à une référence en InAlAs ou en InGaAs, et pour une seule gradualité de composition : d'$Al_{0.51}Ga_{0.49}As$ à $In_{0.52}Al_{0.48}As$, à vitesse élevée en MBE (~2µm/h) et à différentes T_C [Haupt96,Haupt97].

Une équipe de l'industriel Raytheon évoque l'épitaxie de deux buffers $In_X(Ga_YAl_{1-Y})_{1-X}As$ – l'un proche de nos (50:50), l'autre de nos (10:90) – mais sans différencier leurs performances [Hoke99].

Seuls Lubyshev *et al.* précisent des tentatives à composition initiale à 3% d'In et de 3 à 12% de Ga, et mentionnent un « *dilute In(Ga)AlAs buffer* » où le taux de Ga semble maintenu à 3% sur toute la rampe pour « *réduire l'oxydation d'Al et lisser la surface* ». Il s'agit de leur buffer optimisé, assurant un gain de ~10% en mobilité électronique sur m-HEMT par rapport à l'équivalent sur InAlAs. La possibilité d'une décomposition d'alliage sur buffer quaternaire est évoquée [Lubyshev00,Lubyshev01].

Employer trois adatomes III dont deux « mobiles » revient en effet à accroître la probabilité d'accommoder la contrainte par modulation de composition. Ceci peut survenir lorsque l'alliage est « réellement quaternaire » – situation que nous définissons en fixant le critère d'un taux supérieur à 20% sur chaque adatome III – avec pour possible conséquence une nouvelle hausse de la rugosité. Un désordre entropique peut également intervenir, à l'image des dégradations maximales à x_0 ~ 50% lors d'études sur couches simples $In_{X0}Ga_{1-X0}As$/GaAs ($0 < x_0 < 100\%$) [SChang93,Westwood93].

Hypothèse sur le rôle de la cinétique des adatomes III en épitaxie de buffers graduels

Ces éléments nous permettent de conclure que la hiérarchie sur la mobilité des adatomes III en front de croissance évolue peu de 500 à 400°C, et de dresser le tableau IV.b ci-dessous.

Tableau IV.b : Tableau synthétisant sur les plans « croissance » (gauche) et « dislocations » (droite) notre hypothèse sur le rôle de la cinétique des adatomes III en front de croissance lors de l'épitaxie en MBE de buffers graduels ternaires et quaternaires – à rampe de contrainte fixée et T_C ~ 400°C

		Rugosité courte échelle ↔	*Modulation de composition*	*Génération des MD*[1]	*Densité de TD*[2]	*Cross-hatch (1-10µm)*
Buffers Ternaires	*2 adatomes III « fixes »*	OUI (10-100nm)	non	↗ DBS	↗	↗
	1 adatome III « fixe » 1 adatome III mobile	OUI (10-100nm)	OUI (10-100nm)	↗ ↗ DBS	↗ ↗	modéré
	2 adatomes III mobiles	non	possible (1-10µm)	suffisante DBS/MFR	faible	↗
Buffers Quaternaires		non	possible[3] (1-10µm)	suffisante DBS/MFR	faible	↗ ↗[3]

1 : Nucléation par Demi-Boucles TD/MD/TD en Surface (DBS) ou par mécanisme Modifié de Frank-Read (MFR).
2 : Pour la relaxation, nous conservons la rampe de contrainte ayant mené à une relaxation totale et équilibrée selon <110> sur buffer graduel InAlAs : une dégradation est la seule évolution possible, avant tout en équilibre.
3 : Pour un buffer « *réellement quaternaire* », lorsque chaque élément III représente un taux supérieur à 20%.

Les possibles états du front de croissance ayant été présentés, revenons sur les mécanismes de génération de MD présélectionnés en précisant nos choix dans ce tableau : DBS ou DBS/MFR.

Pour les deux premières lignes, une rugosité à courte échelle se superpose au cross-hatch et assure la nucléation hétérogène de Demi-Boucles TD/MD/TD en Surface : les clusters observés en STM/TEM, confirmés en HR-xTEM par la modulation de composition à échelle 10-100nm, accroissent le nombre de sites d'ancrage (*i.e.* marches en bord de clusters et défauts « kink » sur ces marches), où la contrainte est simultanément et localement amplifiée par la variation contrastée de composition.

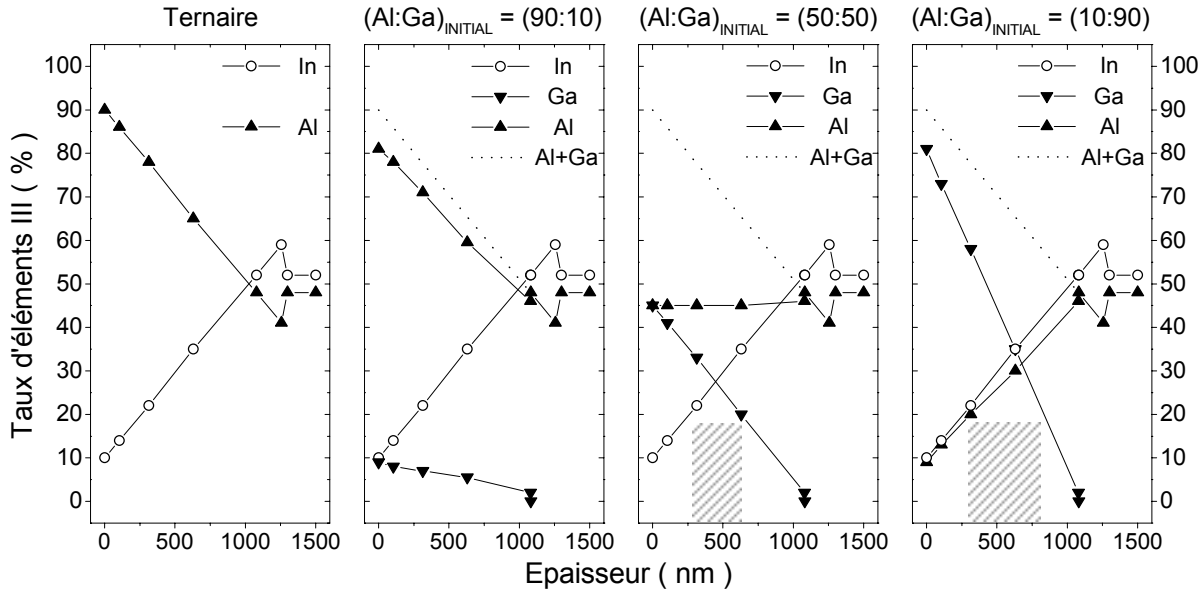
Pour les deux dernières lignes, la présence de deux adatomes « mobiles » à T_C ~ 400°C excluent la formation de clusters – situation identique à celle de buffers épitaxiés à T_C ~ 500°C et plus problématique, où deux voies de génération de MD nous semblent possibles. Soit le mécanisme DBS reste valable mais est « retardé », nécessitant des périodes d'accumulation de contrainte favorisée par le cross-hatch : ceci implique une nucléation moins aléatoire d'une densité plus faible de MD dont l'élongation est consécutivement supérieure. Soit le mécanisme DBS « redevient » improbable comme dans l'hypothèse d'une nucléation homogène, et c'est le mécanisme Modifié de Frank-Read (MFR) qui assure une nucléation suffisante mais non excessive de MD : par hypothèse, il est justement favorisé dans un matériau de bonne qualité, *i.e.* sans cluster ni modulation de composition.

Nous ne pouvons pas trancher entre ces deux possibilités... ce qui reviendrait d'ailleurs à répondre à une question posée depuis plus d'une quinzaine d'années et toujours non résolue : notre propos est simplement de justifier les mécanismes de nucléation au tableau IV.b, en soulignant leur cohérence avec le comportement des adatomes III et avec le versant « dislocations » de notre hypothèse.

Rappelons enfin que nos observations en microscopie optique et AFM visent avant tout à évaluer la rugosité à l'hétérojonction émetteur-base séparée de la surface par 300nm d'InP épitaxiés à T_C ~ 500°C, et non bien sûr le front de croissance lors de l'épitaxie de la rampe graduelle puisque l'épaisseur séparant le décrochement à la fin du buffer graduel et la surface est de 1µm.

Confirmation du rôle de la cinétique des adatomes III en épitaxie de buffers graduels

Nous allons mettre à l'épreuve notre hypothèse d'un rôle de la cinétique des adatomes III en front de croissance en considérant nos résultats expérimentaux, tout d'abord sur la rampe graduelle en $In_XAl_{1-X}As$, puis sur celles en $In_X(Ga_YAl_{1-Y})_{1-X}As$ aux ratios $(Al:Ga)_{INITIAL}$ = (90:10), (50:50) et (10:90). Les variations des taux d'éléments III correspondantes sont représentées ci-dessous figures IV.8.



Figures IV.8 : Variations des taux d'éléments III dans nos rampes graduelles – Zone grisée : alliage « réellement quaternaire », lorsque les taux d'éléments III sont simultanément supérieurs à 20%.

Toutes ces rampes graduelles en $In_XAl_{1-X}As$ ou en $In_X(Ga_YAl_{1-Y})_{1-X}As$ ont en commun :

- une température T_C ~ 400°C, inférieure de ~100°C à celle standard en MBE pour ces matériaux,
- un saut initial de contrainte avec une composition $In_{0.10}(Ga_YAl_{1-Y})_{0.90}As$ au départ du buffer, ce qui correspond à un $\Delta a/a$ par rapport au substrat GaAs de ~0,76%,
- et une variation continue de composition assurant l'augmentation linéaire du paramètre de maille.

Ce dernier point implique que la cinétique en front de croissance évolue lors de la rampe : elle correspond plus ou moins à l'une ou l'autre des situations du tableau IV.b, ou passe de l'une à l'autre.

Les ***buffers $In_XAl_{1-X}As$*** représentent le cas déjà détaillé d'un alliage ternaire où la mobilité des adatomes III diffère. Nous supposons une rugosité à courte échelle en front de croissance tout au long de la rampe. Au début de la rampe, elle est due à la très faible mobilité de l'Al à ~400°C, élément majoritaire de l'alliage initial ($In_{0.10}Al_{0.90}As$). Sur la rampe, le taux croissant d'In est renforcé en surface par ségrégation : la différence de mobilités entre Al fixe et In mobile associée à la rugosité entretient une modulation de composition à courte échelle qui entretient en retour cette rugosité (*i.e.* clusters). La rugosité à courte échelle et la contrainte favorisent la nucléation DBS d'une forte densité de MD.

Dans ces conditions de forte génération de MD, la probabilité de blocage TD/MD est élevée pour les MD α et β. L'optimisation de la rampe de contrainte (*i.e.* couple gradient-décrochement) permet cependant d'atteindre un niveau de relaxation proche de 100%, par l'addition de nombreux mais courts segments de MDα et β – MD dont l'élongation a été rapidement et mutuellement stoppée. La différence de vitesse entre les MD n'a dès lors qu'un faible effet sur leur élongation : ceci favorise l'équilibre de la relaxation selon <110>. Revers de la médaille, la densité de TD en structure active est élevée : de nombreuses TD sont bloquées dans la rampe où les réactions TD/TD sont peu probables.

Cette situation semble celle de Ternaire_As4, buffer antérieurement développé sur m-HEMT avec notamment une optimisation en relaxation (*i.e.* cartographies d'espace réciproque [Chauveau01]). Nous en vérifions l'efficacité en DDX puisque la relaxation apparaît totale et équilibrée figures IV.7. Malgré cette relaxation favorable, l'intensité de PL est faible : ce n'est pas étonnant si de nombreuses TD émergent de la rampe graduelle et sont répliquées dans la structure PL et sa base $In_{0.53}Ga_{0.47}As$, provoquant la recombinaison non radiative des paires électrons-trous photogénérées (cf. figures IV.5). La situation est comparable pour Ternaire en PL, à relaxation dégradée. Tout ceci confirme notre hypothèse, ainsi que le lien entre intensité de PL et TD répliquées du buffer et non générées après.

Dans une comparaison anticipée avec les buffers quaternaires, la morphologie de surface des buffers ternaires se distingue en AFM par une densité supérieure de petits motifs (cf. figures IV.6). Ceci est en accord avec l'idée d'une observation à grande échelle de la différence de mobilité entre les adatomes Al et In – malgré les ordres de grandeur séparant sans doute les longueurs de diffusion à ~400°C et l'échelle d'observation en AFM. La « mobilité moyenne » des adatomes Al et In étant par ailleurs la plus faible, il est cohérent d'obtenir sur buffer ternaire la valeur minimale de rugosité RMS. L'orientation des motifs découle directement de la diffusion préférentielle des adatomes III selon [1$\underline{1}$0].

Intéressons-nous maintenant au ***buffer quaternaire à ratio $(Al:Ga)_{INITIAL}$ = (90:10)*** – proche de celui en $In_XAl_{1-X}As$: la substitution Al ↔ Ga est faible, avec par exemple ~6% de Ga à mi-rampe.

Nous distinguons <u>*deux étapes*</u> au cours de la rampe. Dans un <u>*premier temps*</u>, Al est toujours majoritaire dans l'alliage (initialement : $In_{0.10}Ga_{0.09}Al_{0.81}As$), ce qui assure la ségrégation de Ga et In. La présence en front de croissance de ces deux adatomes aux mobilités proches et plus élevées réduit le risque de rugosité à courte échelle, mais accentue le cross-hatch à une échelle supérieure. Dans un <u>*second temps*</u>, la diminution du taux de Ga nous ramène au cas précédent : l'Al fixe entouré l'In mobile favorise une rugosité à courte échelle d'où, via la contrainte, génération accrue de MD.

Pour désigner ce retour à un « front de croissance $In_XAl_{1-X}As$ », nous introduisons la notion d'« épaisseur ternaire » en fin de rampe quaternaire, diminuant avec la baisse du ratio $(Al:Ga)_{INITIAL}$.

Des résultats au ratio (90:10) nous retenons la rapide amélioration du front de croissance par l'introduction d'adatomes de Ga au comportement intermédiaire entre Al et In. Comparons en effet les buffers (90:10) aux buffers ternaires et, par anticipation, à ceux quaternaires (50:50) étudiés ci-après. Nous constatons en PL un gain d'un facteur ~15 par rapport aux ternaires, l'intensité du signal étant déjà au moins le tiers de celle au ratio (50:50) (cf. figures IV.5) : la réduction en nucléation de MD et, en conséquence, celle du taux de blocages TD/MD semblent importantes. En DDX (cf. figures IV.7), nous constatons également des changements sensibles dès le ratio (90:10) : les spectres s'inscrivent dans les tendances exposées en V.C.1 entre les buffers ternaire et (50:50) – en particulier sous As_4 où le processus de relaxation équilibré du buffer $In_XAl_{1-X}As$ fait place à un processus de relaxation favorisant les MDα et la direction [110] (pics étroits et faible tilt) aux dépends des MDβ et de la [1$\underline{1}$0]. En microscopies (cf. figures IV.6), le cross-hatch est plus marqué tandis que la taille des motifs en morphologie et la rugosité RMS selon <110> situent de nouveau la rampe à ratio (90:10) à un stade intermédiaire entre Ternaire et Q_Al50. Tout ceci soutient le rôle de la cinétique des adatomes III, avec une évolution significative du front de croissance via une substitution Al ↔ Ga – même faible.

Le ***buffer quaternaire à ratio (Al:Ga)$_{INITIAL}$ = (50:50)*** présente la spécificité d'un alliage qui n'est jamais « binaire » : la composition initiale $In_{0.10}Ga_{0.45}Al_{0.45}As$ n'a pas de tendance AlAs ou GaAs, tandis qu'aucun élément III n'est majoritaire lors de la rampe : le taux d'Al – constant et significatif à ~45% – assure la ségrégation en front de croissance de Ga et In, adatomes mobiles et majoritaires.

Dans ces conditions, nous distinguons *trois étapes* sur cette rampe. Dans un *premier temps*, nous sommes proches d'une épitaxie $Al_{0.5}Ga_{0.5}As$/GaAs avec en front de croissance des adatomes de Ga (et In) : le risque de modulation de composition à courte échelle et de rugosité associée est ici nul. Dans un *second temps*, le taux constant d'Al et le remplacement progressif de Ga par In nous mènent à un alliage « réellement quaternaire » sur ~30% de l'épaisseur (*i.e.* zone grisée figures IV.8). Nous retrouvons enfin dans un *troisième temps* le cas $In_XAl_{1-X}As$ sur une « épaisseur ternaire » moindre par rapport au ratio (90:10), vu l'évolution rapide du taux de Ga. La génération de MD par la contrainte est tout d'abord suffisante (DBS/MFR) – puis importante via la rugosité à courte échelle (DBS).

Les résultats obtenus au ratio (50:50) illustrent deux phénomènes. D'une part, ils confirment l'amélioration du front de croissance grâce à la substitution Al ↔ Ga : elle est ici plus importante et porte sur la majeure partie de la rampe, excepté sur l'« épaisseur ternaire » réduite en fin de rampe. Ceci explique la hausse supplémentaire d'intensité du signal PL et la situation observée en DDX : la probabilité de blocage TD/MD est faible, d'où les différences marquées avec les buffers $In_XAl_{1-X}As$.

Ces résultats renforcent d'autre part le lien entre cross-hatch et cinétique des adatomes III en front de croissance : celui-ci ne résulte pas de la seule présence d'un réseau de MD <110> (cf. II.E). Nous observons de plus en microscopies une hausse de la rugosité à grande échelle (1-10µm), de la taille des motifs et des valeurs de rugosité RMS. Ceci conforte – avec l'évolution amorcée au ratio (90:10) – la notion d'accommodation de la contrainte par modulation de composition, plus progressive que celle de « type InAlAs » : vu l'évolution en PL, elle n'abaisse pas de barrière énergétique en surface et ne joue aucun rôle sur la nucléation des MD. Elle entraîne toutefois une hausse de rugosité à échelle 1-10µm, et est d'autant plus probable que le nombre d'adatomes mobiles augmente.

Le dernier cas concerne le ***buffer quaternaire à ratio (Al:Ga)$_{INITIAL}$ = (10:90)***, qui n'est pas le « symétrique » de celui à ratio (90:10) car nous distinguons <u>*trois étapes*</u> sur la rampe et non deux.

Dans un <u>*premier temps*</u>, la rampe est presque ternaire en $In_XGa_{1-X}As$. Dans un <u>*second temps*</u>, elle évolue vers une rampe en $In_X(Ga_YAl_{1-Y})_{1-X}As$ lorsque la prépondérance du Ga décroît au profit des taux d'Al et d'In : on passe ici de $In_{0.10}Ga_{0.81}Al_{0.09}As$ à $In_{0.59}Al_{0.41}As$, soit d'un ternaire à l'autre via un alliage « réellement quaternaire » sur ~45% de l'épaisseur. Notons qu'Al est l'élément III le plus rare jusqu'à la mi-rampe environ. Dans un <u>*troisième temps*</u>, nous retrouvons la situation d'une rampe en $In_XAl_{1-X}As$ sur une « épaisseur ternaire » plus réduite encore qu'au ratio (50:50) (cf. figures IV.8).

Pour interpréter les résultats au ratio (10:90), précisons un élément non encore mentionné : la singularité du RHEED au cours de l'unique croissance de ce type de rampe (Q_Al10). Au lieu du diagramme 2x1 2D observé sur les autres buffers 2-3 minutes après le départ sur GaAs, nous avons obtenu un RHEED 1x1, diffus et spotty, et qui n'a recouvré un aspect standard qu'après 50 minutes. Ceci supporte à nouveau le rôle du front de croissance, cette fois par modification de la reconstruction de surface : cette évolution du RHEED correspond à l'amorce d'une transition 2D-3D qui, sans aller jusqu'à un passage 3D de type buffer uniforme, permet la relaxation de l'énergie due à la contrainte par une hausse « vue » en RHEED (*i.e.* à très courte échelle) de la surface développée. Notons que l'intensité de PL diminue par rapport au ratio (50:50) (*i.e.* ~9 *vs* ~1), mais sans atteindre celle des buffers $In_XAl_{1-X}As$: cette rugosité renforce la nucléation de MD mais avec une efficacité inférieure à celle de « type InAlAs » – sans doute en raison d'une moindre accumulation locale de la contrainte. En DDX, l'absence d'évolution par rapport au ratio (50:50) et la différence avec le ratio (90:10) n'est pas interprétée. En microscopies la baisse de rugosité à grande échelle (1-10µm), de taille des motifs et des valeurs de rugosité RMS par rapport au ratio (50:50) est de prime abord surprenante puisque l'épaisseur d'alliage « réellement quaternaire » croît de ~50%. L'explication semble venir de ce qui se passe *avant* cette épaisseur, en particulier du taux croissant et faible d'Al, spécificité de cette rampe.

En résumé, nous avons rappelé le versant « dislocations » de notre hypothèse : la nucléation d'une densité élevée de MD modifie la relaxation dans les buffers graduels via les blocages TD/MD. Nous avons ensuite considéré son versant « croissance » : la différence de mobilité des adatomes III en front de croissance peut développer une rugosité à courte échelle favorisant une telle nucléation. Le tableau IV.b synthétise ces deux approches selon la mobilité des adatomes III constituant l'alliage de la rampe graduelle. Nous interprétons alors de façon cohérente l'ensemble de nos résultats de PL, microscopies et DDX présentés en IV.C.1, ce qui – puisqu'ils découlent de la seule modification de l'alliage du buffer – confirme notre hypothèse : le front de croissance influence fortement la relaxation lors de l'épitaxie d'une rampe graduelle, via la modification du taux de nucléation des dislocations.

Plus précisément, c'est la cinétique des adatomes III qui est déterminante. Elle explique l'apport de l'InGaAlAs : la substitution Al ↔ Ga adjoint en front de croissance des adatomes de Ga dont la mobilité intermédiaire entre celle d'Al « fixe » et d'In « mobile » empêche le développement de la rugosité et de la modulation de composition à courte échelle caractéristiques d'InAlAs épitaxié en MBE à T_C ~ 400°C. Revers de la médaille, l'ajout d'un adatome mobile développe la rugosité à plus grande échelle, sans doute via une modulation de composition progressive liée à la contrainte.

IV.C.3 – Interprétation principale (suite) : cinétique des adatomes III et génération sélective des dislocations (tilt)

En IV.C.1, nous avons présenté un ensemble de résultats expérimentaux obtenus sur buffers épitaxiés sous AsH_3 craquée, ainsi que ceux de PL et DDX sur leurs équivalents épitaxiés sous As_4. Sans ces résultats sous As_4 il nous était impossible de démontrer le rôle de la nature des éléments III sur la hausse d'intensité en PL, qui aurait alors aussi pu être attribuée à l'amélioration en relaxation.

Parallèlement à l'effet du matériau nous avons noté des différences entre source d'As, surtout à propos des tendances en DDX sur la relaxation, différences que nous allons à présent interpréter.

Nous résumons nos constats en PL et en DDX que nous complétons par les observations en microscopies optiques et AFM sur les rampes épitaxiées sous As_4 – précédemment dispensables. Nous remarquons alors la double spécificité de certains buffers épitaxiés sous As_4 : le tilt est aligné selon [1$\underline{1}$0] (tilt β) et le cross-hatch est atypique à T_C ~ 400°C, avec des stries orientées selon [110].

Ces deux phénomènes, reproductibles mais contraires à la littérature, semblent anecdotiques. En fait, après en avoir cerné l'origine et précisé certains éléments bibliographiques, nous proposons un mécanisme inédit qui non seulement permet leur interprétation, mais qui confirme surtout l'importance de la cinétique des adatomes III en front de croissance en épitaxie de rampes graduelles. Nous discutons enfin de la généralité de ce mécanisme en considérant des résultats de la littérature.

Résumé et compléments sur les résultats expérimentaux sous AsH_3 craquée et As_4

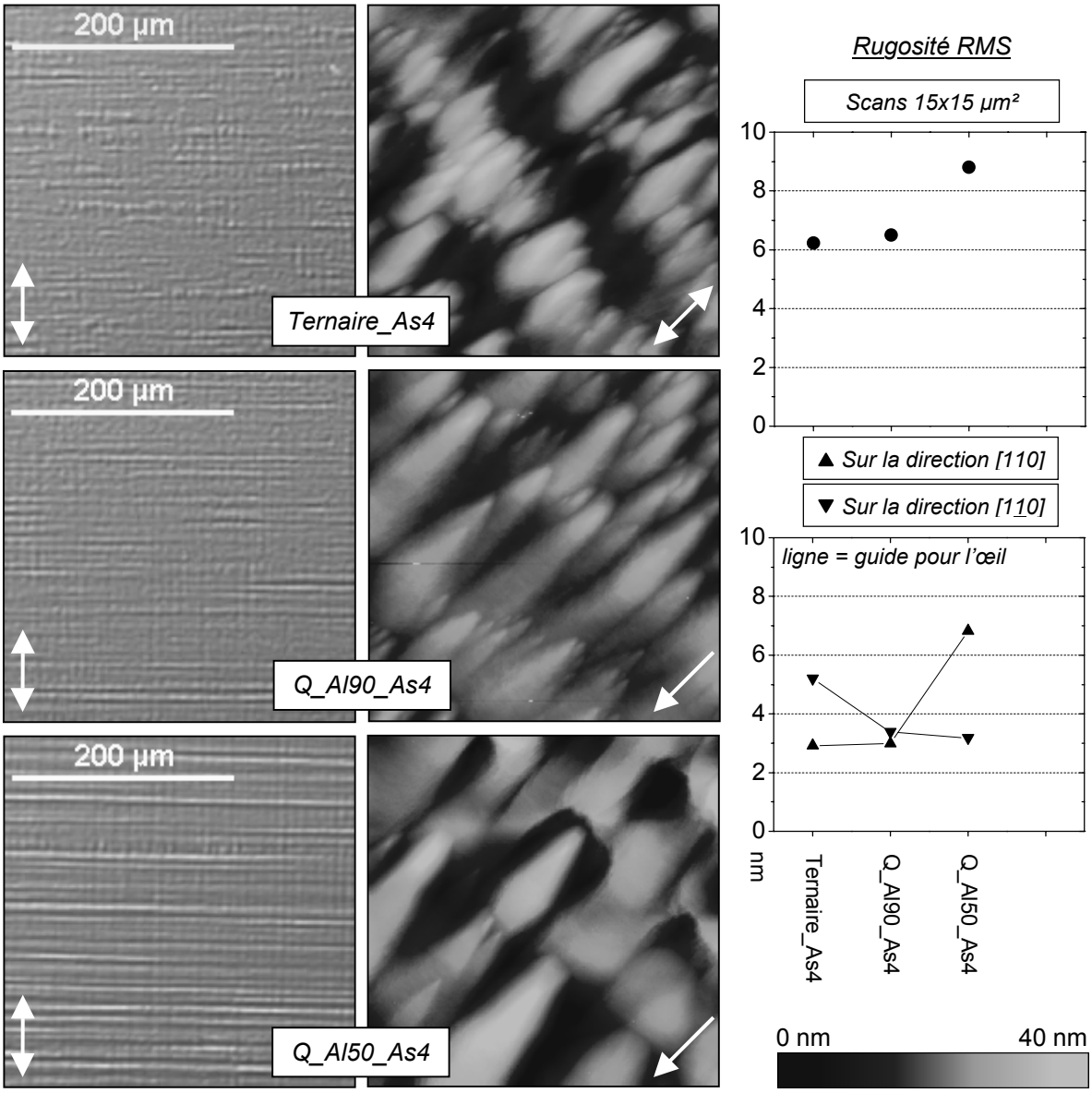
Du paragraphe IV.C.1 ci avant, rappelons et complétons les faits expérimentaux suivants :

- En photoluminescence à T_{PL} = 300K (cf. figures IV.5), nous avons relevé une évolution générale sur l'intensité du signal PL en modifiant la nature des éléments III dans la rampe graduelle – avec des valeurs toutefois plus élevées d'un facteur allant jusqu'à ~2,5 pour une épitaxie sous As_4.
- En DDX (cf. figures IV.7), nous avons constaté – en modifiant la nature des éléments III – des tendances qui correspondent au même « sens » d'évolution mais à partir de « situations initiales » différentes (*i.e.* rampes graduelles ternaires) : passer d'InAlAs à InGaAlAs, en particulier au ratio $(Al:Ga)_{INITIAL}$ = (50:50), améliore globalement la relaxation (niveau moyen, tilt...) en épitaxie sous AsH_3 craquée, mais la dégrade sous As_4. Concernant plus précisément le tilt, nous notons que :

  → Sous AsH_3, le tilt est important selon les directions <110> sur le buffer Ternaire. Sur les buffers quaternaires, il diminue avec une orientation globalement aléatoire, même si l'on note que les systèmes de glissement des MDα ont tendance à être les plus déséquilibrés : le tilt α selon [110] est en général légèrement plus élevé que le tilt β selon [1$\underline{1}$0].

  → Sous As_4, le tilt est important selon les directions <110> sur le buffer Ternaire_As4. Sur les buffers quaternaires, il diminue seulement selon [110] : le tilt est clairement orienté selon [1$\underline{1}$0] (tilt β) au ratio $(Al:Ga)_{INITIAL}$ = (50:50), phénomène reproductible dont on devine l'amorce dès la rampe en InGaAlAs au ratio $(Al:Ga)_{INITIAL}$ = (90:10).

- Sur les buffers épitaxiés sous AsH_3, nous avons noté en microscopie optique (cf. figures IV.6) un renforcement du cross-hatch sur Q_Al50 par rapport à Ternaire – avec en AFM une hausse de la rugosité RMS (facteur ~1,8), de la périodicité selon [110] (~2) et de la surface des motifs (~2,5). Sur les buffers graduels équivalents épitaxiés sous As_4, nous retrouvons figures IV.9 ci-dessous en *microscopie optique* l'accentuation du cross-hatch en passant d'un buffer InAlAs à un buffer InGaAlAs – à laquelle s'ajoute un fait plus marquant qui est l'« orientation » du cross-hatch : des stries alignées selon [110] apparaissent nettement lorsque le ratio $(Al:Ga)_{INITIAL}$ diminue, et se superposent au cross-hatch « normal » jusqu'à le faire quasiment disparaître pour le ratio (50:50).



Figures IV.9 : Surface InP de structure PL sur buffers graduels $In_X(Ga_YAl_{1-Y})_{1-X}As$ épitaxiés sous As_4

Direction fléchée : [1̄10] (cf. annexe B) Microscopie optique «Nomarski » (cf. III.C.2)
Microscopie AFM en mode Tapping (scans 15x15µm² – échelle de hauteur normalisée à 40nm)
Rugosité RMS sur scans 15x15µm² (en haut) puis sur zones alignées selon <110> (cf. III.C.2)

En *microscopie AFM*, cette évolution se manifeste par l'allongement des motifs résultant du déplacement préférentiel des adatomes III en front de croissance selon [1$\underline{1}$0]. Précisons que le cliché AFM de Q_Al50_As4 présenté ci-dessus est réalisé entre des stries alignées selon [110]. Cette morphologie se traduit en rugosité RMS par des valeurs « hors axes <110> » comparables à celles sous AsH_3 craquée – elles passent de ~6 à ~9nm entre Ternaire_As4 et Q_Al50_As4 – et une diminution des valeurs selon [1$\underline{1}$0] cohérente avec des motifs allongés qui se rejoignent.

Commentaires sur les spécificités des buffers graduels épitaxiés sous As_4

Considérant les données bibliographiques présentées au chapitre II, soulignons que :

- Le tilt aligné selon [1$\underline{1}$0] (tilt β) observé sur les buffers graduels épitaxiés sous As_4 lorsque le ratio $(Al:Ga)_{INITIAL}$ diminue est atypique sur les substrats (001) que nous employons : selon la littérature l'orientation du tilt est aléatoire, fait vérifié par exemple par Chauveau *et al.* sur buffers graduels $In_XAl_{1-X}As$ épitaxiés sous As_4 en modifiant la rampe de contrainte et le flux d'As_4 [Chauveau01]. Les cas de tilt aligné selon une direction <110> impliquent en général des substrats (001) désorientés.
- Le cross-hatch aligné ou « strié » selon [110] sur ces mêmes buffers épitaxiés sous As_4 et à faible ratio $(Al:Ga)_{INITIAL}$ est tout aussi inattendu. Dans nos conditions – MBE à 350/400°C et « loin » de l'amorce du cross-hatch – la littérature mentionne un cross-hatch équilibré selon <110> tel celui observé sur nos buffers épitaxiés sous AsH_3 craquée. Les seuls cas où il est aligné sont observés à T_C ~ 500°C et selon la direction [1$\underline{1}$0] de diffusion préférentielle des adatomes III – et non [110].

Les spécificités des buffers épitaxiés sous As_4 à faible ratio $(Al:Ga)_{INITIAL}$ ne se limitent donc pas à la comparaison avec ceux épitaxiés sous AsH_3 craquée. De là un premier élément : l'alignement du tilt et du cross-hatch a lieu lors de l'épitaxie de la rampe dans le bâti à sources solides d'As_4 car la structure PL épitaxiée dans le bâti à sources gazeuses (*i.e.* AsH_3/PH_3 craquée) est commune à tous les buffers.

Notons un autre élément, l'implication de la cinétique des adatomes III en front de croissance :

- Considérant nos observations en tilt et cross-hatch sur les buffers épitaxiés sous As_4 dans une lecture « verticale » des figures IV.7 et 9, nous constatons qu'ils s'alignent respectivement selon [1$\underline{1}$0] et [110] avec la hausse de « mobilité moyenne » des adatomes III par substitution Al ↔ Ga.
- Considérant l'ensemble des buffers graduels dans une lecture « horizontale » des figures IV.7 et la comparaison des figures IV.6 et 9, nous constatons qu'il en est de même à ratio $(Al:Ga)_{INITIAL}$ donné lorsque As_4 remplace As_2 (AsH_3 craquée). Or nous avons vu en III.A.2 que les molécules tétramères As_4 subissent une étape de décomposition en deux dimères As_2 – l'un actif, l'autre désorbé – d'où une hausse du temps de résidence moyen τ en surface avant incorporation des adatomes III. Ceci favorise leur ségrégation et leur longueur de diffusion $\lambda = (2D\tau)^{1/2}$, faits attestés en ESCA [Kadoiwa99], STM (taille d'îlots) [Bell99a] ou RHEED micro-sonde (mesure de λ) [Ogura00].
- A propos de la longueur de diffusion, soulignons enfin que l'anisotropie selon <110> du tilt et du cross-hatch fait écho à la diffusion préférentielle des adatomes III selon [1$\underline{1}$0].

Ces deux éléments étant précisés, déterminons le mécanisme d'alignement du tilt et du cross-hatch.

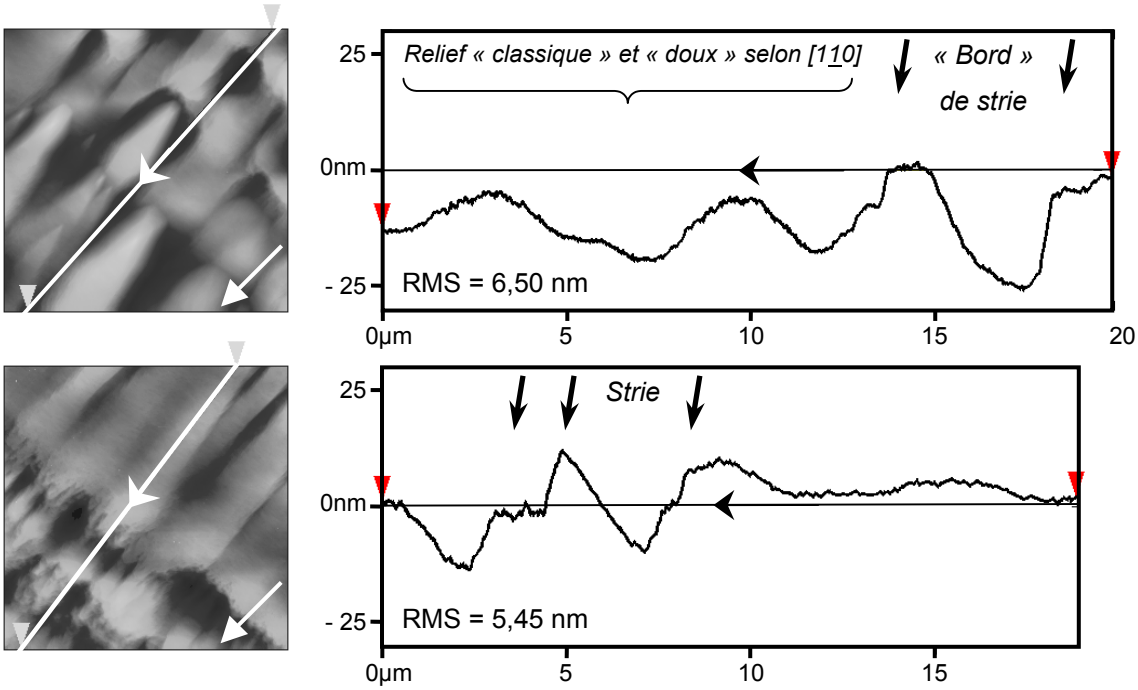
Eléments expérimentaux et bibliographiques sur les marches en front de croissance

Nous parlons du mécanisme d'alignement car il nous semble vraisemblable qu'il est unique. Nous allons montrer que l'alignement du cross-hatch résulte de celui du tilt, puis étudier la possibilité inverse – étapes qui s'insèrent dans un mécanisme d'auto-amplification du tilt β proposé ci après.

Considérons tout d'abord la possibilité du lien : ***tilt β selon [1$\underline{1}$0] → cross-hatch selon [110]***. Nous avons jusqu'à présent considéré le tilt dans une « optique DDX » : le basculement de la couche InP par rapport au substrat GaAs (001) provoque des décalages angulaires de son pic de diffraction.

En surface, l'inclinaison des plans de croissance (001) supérieurs par rapport à celui initial n'est pas monolithique et se traduit par l'apparition de marches sur le front de croissance de l'hétérostructure. De ces marches, nous savons qu'elles sont alignées selon [110] pour un tilt selon [1$\underline{1}$0] (tilt β), mais nous n'avons pas d'élément supplémentaire pour préciser leur hauteur ou longueur.

Cette situation évoque celle de nos observations, avec des stries alignées selon [110] en lieu et place des marches. Nous avons étudié plus précisément ces stries en réalisant des coupes sur des scans obtenus par AFM en surface du buffer Q_Al50_As4. Des profils selon [1$\underline{1}$0] caractéristiques sont représentés figures IV.10 ci-dessous. Sur le scan AFM repris des figures IV.9, nous observons le relief « classique » et « doux » des coupes selon [1$\underline{1}$0] (*i.e.* suivant le « grand axe » des motifs liés à la diffusion préférentielle des adatomes III) ainsi que des flancs abrupts. Un scan à l'aplomb d'une strie visible en microscopie optique montre que les stries sont asymétriques, à flancs « progressifs » d'une part, et des flancs abrupts et orientés selon (1$\underline{1}$0) d'autre part (cf. annexe B).

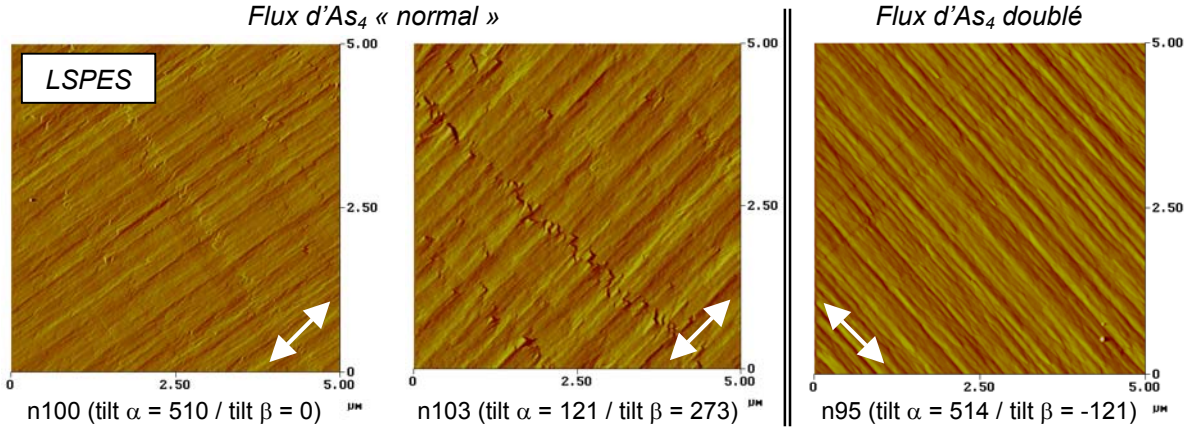


Figures IV.10 : Coupes en surface (15x15µm²) de structure PL sur le buffer graduel Q_Al50_As4 à proximité (en haut) et à l'aplomb (en bas) d'une strie visible en microscopie optique

Direction fléchée : [1$\underline{1}$0] Echelles et conditions expérimentales : voir figures IV.6 et 9

Etablir un lien direct entre ces stries de hauteur ~10-20nm et des marches en front de croissance est un peu délicat à partir de nos seules observations, dans la mesure où elles sont réalisées en surface de structure PL – soit près de ~1µm après le décrochement en fin du buffer graduel (cf. IV.C.2).

Nous disposons toutefois, grâce aux travaux de Chauveau *et al.* sur la rampe de contrainte (step-initial, gradient...) et le flux d'As_4 [Chauveau01,Cordier03,Chauveau03a], de nombreux scans en AFM mode contact réalisés par D. Ferre. C'est le cas de ceux des figures IV.11 ci-dessous, caractéristiques de la fin d'un buffer graduel $In_XAl_{1-X}As$. La composition finale est ici $In_{0.42}Al_{0.58}As$, pour une épitaxie en MBE à T_C ~ 405°C, sous As_4 et sur substrat GaAs(001) : nous pouvons raisonnablement considérer ces scans comme une « observation intermédiaire », en fin de rampe proche de Ternaire_As4.



Figures IV.11 : Scans AFM en mode contact (affichage en signal d'erreur) repris de [Chauveau01]
Données sur les buffers graduels $In_XAl_{1-X}As$ (compositions initiale & finale ~ gradient → épaisseur) :
n100 (10 & 42% ~ 40%In/µm → 0,8µm) *n103 (18 & 42% ~ 30%In/µm → 0,8µm)*
n95 (1 & 42% ~ 50%In/µm → 0,8µm) *Direction fléchée : [1$\underline{1}$0] (ajout)*

Les auteurs notent l'apparition corrélée à la hausse du tilt β de défauts de croissance alignés selon [110] : pour des buffers épitaxiés sous flux d'As_4 « standard », le tilt β évolue de 0 à ~300arcsec tandis que se développent ces défauts dont la hauteur moyenne est ~8nm (figures IV.11 gauche et centre). Le tilt α est simultanément compris entre ~100 et ~2000arcsec, sans apparition de défaut en surface. Ces valeurs de tilt α et β illustrent *de facto* le caractère aléatoire du tilt global sur buffers $In_XAl_{1-X}As$. Sous flux d'As_4 doublé, les évolutions concernent le tilt β qui n'excède plus les ~120arcsec et la disparition des défauts de croissance en surface : ce « lissage » selon [1$\underline{1}$0] est expliqué par la baisse de mobilité des adatomes III (figures IV.11 droite).

Au final, nos observations et celles-ci proches de la fin d'un buffer graduel InAlAs confirment le rôle de la cinétique des adatomes III en front de croissance. Elles permettent de proposer un lien de type (tilt β selon [1$\underline{1}$0] → cross-hatch selon [110]), fonction de cette cinétique : le tilt β selon [1$\underline{1}$0] est lié à l'apparition de marches alignées selon [110] qui s'accumulent en amas visibles sous forme de défauts ou stries selon [110] par « step-bunching » [Albrektsen93,Shinohara95,Bécourt97,Martini01,ZWang03] (cf. III.A.2) lorsque la mobilité des adatomes III est suffisante selon [1$\underline{1}$0]. D'où les évolutions selon la nature des adatomes III, d'As (As_2/As_4 et flux) et le rôle de cette direction privilégiée sur III-V cfc.

Cette proposition n'est qu'une partie du mécanisme puisqu'elle explique le cross-hatch à partir d'un tilt β préexistant, mais pas le développement du tilt *ab initio* ni son alignement selon [1$\underline{1}$0].

Du chapitre II, rappelons que le tilt se développe progressivement, de manière cumulative et concomitante à la nucléation des dislocations lors de l'introduction de la contrainte. Le tilt que nous mesurons – et celui indiqué figures IV.11 ci-dessus – correspond ainsi à sa valeur maximale, atteinte en fin de rampe graduelle et maintenue dans les couches actives où, en principe, aucune contrainte supplémentaire n'est introduite. Rappelons également que le tilt global est la somme d'un tilt α selon [110] et d'un tilt β selon [1$\underline{1}$0] : ces tilts sont le résultat d'une nucléation préférentielle dans certains systèmes de glissement a/2 <110 > {111} au sein de leur famille de MD respective – MDα et MDβ.

Nous devons donc définir un mécanisme expliquant : (1) la nucléation sélective des MDβ et : (2) la hausse du tilt β avec celle de la mobilité moyenne des adatomes III en front de croissance. L'idée la plus simple est de considérer le possible rôle sur le tilt β des marches ou amas de marches alignés selon [110], dans la mesure où ils dépendent eux-mêmes de la mobilité des adatomes III.

Nous obtiendrions alors un lien ***cross-hatch selon [110]*** → ***tilt*** β ***selon [1$\underline{1}$0]*** et donc – aussi et surtout – un cycle où ces deux phénomènes s'entretiennent voire s'amplifient mutuellement en fonction de la cinétique des adatomes III, cinétique qui contrôle l'autre lien (tilt → cross-hatch).

Le rôle des marches ou « steps » sur la nucléation des dislocations en surface a été montré via des mesures d'épaisseur critique [Gendry95a]. Seul F. Riesz l'a proposé pour le tilt [Riesz93,Riesz96].

Récemment, S. Brochard, P. Beauchamp et J. Grilhé du Laboratoire de Métallurgie Physique (LMP) de Poitiers ont réalisé une étude théorique approfondie de ce mécanisme. Une marche est un défaut de surface qui en augmente l'énergie, et qui a donc tendance à être « réparé » en « rentrant » dans la couche sous forme de dislocations : une marche est ainsi un site préférentiel pour la nucléation de dislocations lorsque la couche est sous contrainte. Les premiers travaux ont porté sur un cristal cfc métallique dont la surface (001) comporte une marche monoatomique alignée selon une direction <110>, marche sur laquelle est appliquée une contrainte uniaxiale extensive ou compressive selon différents angles (45, 72 et 90°). De cette simulation atomistique statique, nous retenons que la marche provoque une sélection parmi les plans {111} : la contrainte est localisée sur ceux émergeants à la marche, qui sont ceux de glissement lorsqu'une dislocation est nucléée. Ces plans « rentrent » sous la marche en tension, en « sortent » en compression (cf. figures IV.12 ci-après) [Brochard00].

Une seconde étude a porté sur la concentration de contrainte dans les plans « privilégiés » : nous retenons que ce processus, linéaire à faible contrainte, est plus rapide ensuite avec une forte baisse de la barrière de nucléation lorsque la hauteur de marche augmente [Brochard00,Brochard01].

Ces résultats ont été appliqués à une surface Si(001) où une marche alignée selon [1$\underline{1}$0] est soumise à une contrainte uniaxiale extensive selon [110]. Les auteurs considèrent les spécificités du Si – liaisons covalentes et glissement glide/shuffle – raison pour laquelle ils obtiennent selon eux un « crack » approximativement aligné selon [001] à l'aplomb de la marche, et non les dislocations prévues par la simulation sur métal [Godet02]. Ce résultat démontre selon nous la validité du modèle : si les études SiGe/Ge sont rares [Wegscheider93], celles d'alliages III-V cfc en tension sur leur substrat sont nombreuses – et mentionnent de tels « cracks » à forte contrainte ($\Delta a/a > 1\%$) (cf. fin chapitre II).

Appliquons ces résultats à la nucléation de MDβ sur III-V cfc sous contrainte compressive lorsque des marches ou amas de marches alignés selon [110] sont présents en front de croissance, en particulier la notion de sélection des plans de glissement {111}. Nous distinguons deux cas :

- Tilt $\beta > 0$ (cas ① figures IV.12 ci-après) : La rotation d'axe [110] vers [1$\underline{1}$0] de la couche par rapport au substrat (001) génère des marches abruptes orientées selon -(1$\underline{1}$0). En compression, la contrainte est localisée dans les plans (1 $\underline{1}$ $\underline{1}$), d'où nucléation de MDβ dans les systèmes 3 et 4 à composante de tilt $\mathbf{b_T}$ (a/2) [001] du vecteur de Burgers **b** (cf. tableau II.a) : le glissement et l'élongation sous la surface de ces MDβ « rehaussent » le pied de marche et corrigent le tilt $\beta > 0$. En DDX sur l'azimut « + [1$\underline{1}$0] », un tilt $\beta > 0$ décale le pic de couche vers les grands angles ω.

- Tilt $\beta < 0$ (cas ② figures IV.12 ci-après) : La rotation d'axe [110] vers -[1$\underline{1}$0] de la couche par rapport au substrat (001) génère des marches abruptes orientées selon (1$\underline{1}$0). En compression, la contrainte est localisée dans les plans ($\underline{1}$ 1 $\underline{1}$), d'où nucléation de MDβ dans les systèmes 1 et 2 à composante de tilt $\mathbf{b_T}$ (a/2) [00$\underline{1}$] du vecteur de Burgers **b** (cf. tableau II.a) : le glissement et l'élongation sous la surface de ces MDβ « creusent » le pied de marche et renforcent le tilt $\beta < 0$. En DDX sur l'azimut « + [1$\underline{1}$0] », un tilt $\beta < 0$ décale le pic de couche vers les petits angles ω.

Considérant les spectres selon +[1$\underline{1}$0] en DDX (cf. figures IV.7), nous constatons que les buffers épitaxiés sous As_4 correspondent à un tilt aligné selon [1$\underline{1}$0] et négatif : nous sommes dans le cas ② où le tilt β s'accentue. Les ordres de grandeur ont été respectés figures IV.12, en longueur de marche (*i.e.* valeur basse ~1µm), en angle et en épaisseur libre de dislocations en haut de rampe graduelle (*i.e.* valeur haute ~0,5µm). L'effet de rotation de la couche due aux MDβ s'applique depuis la surface au niveau de la marche où elles sont nucléées, jusqu'au « dernier plan relaxé » où elles achèvent leur « descente » et sont allongées : cet effet ne concerne qu'une seule marche dans sa partie « basse ».

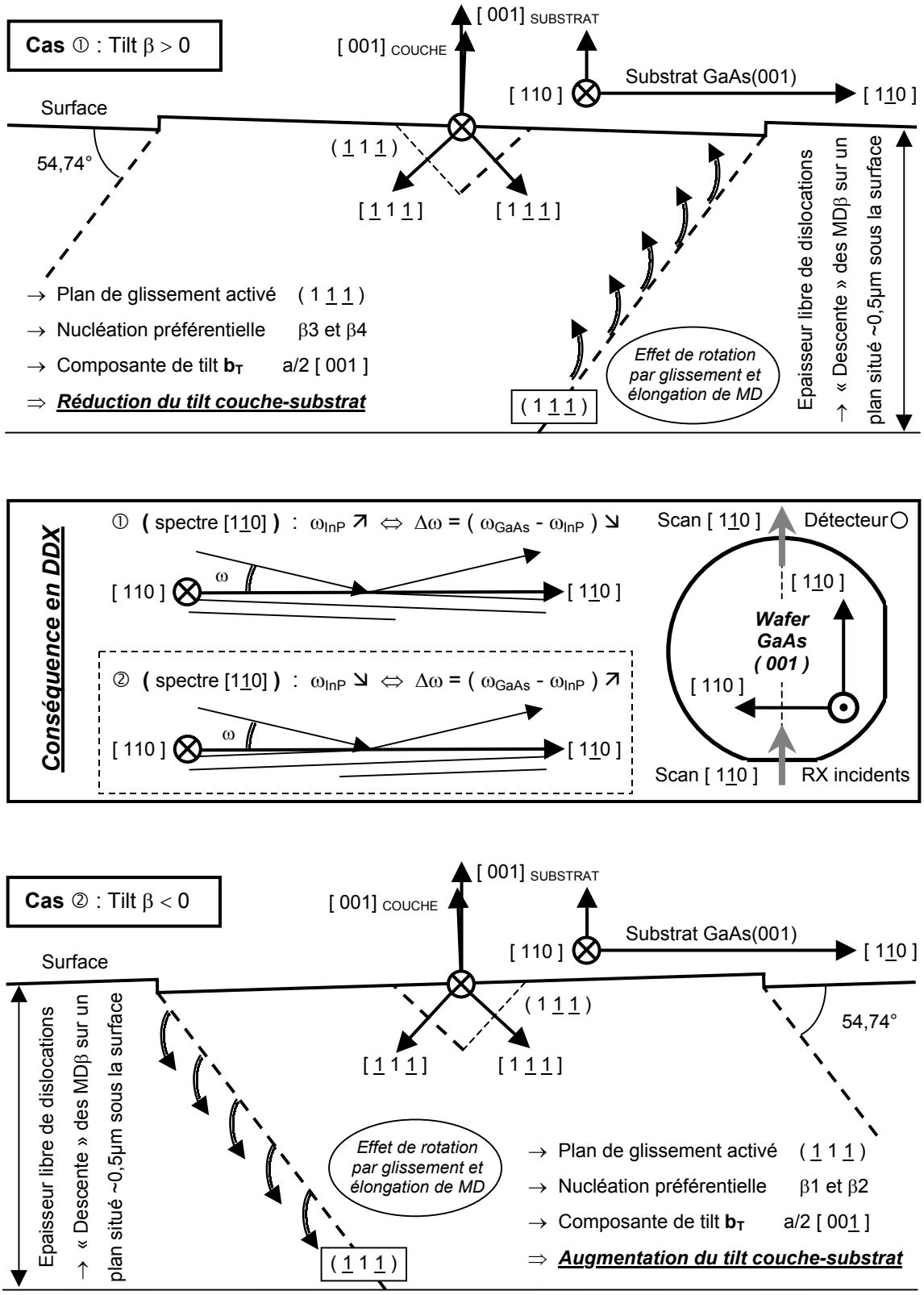
Au final, la présence de marches ou d'amas de marches en surface alignés selon [110] permet une nucléation sélective des MDβ : ce lien (cross-hatch selon [110] → tilt β selon [1$\underline{1}$0]) répond à la condition (1) précédente. Il constitue une partie du mécanisme proposé ci-dessous où, condition (2), le tilt β croît avec la mobilité moyenne des adatomes III – même sur substrat (001).

Mécanisme d'auto-amplification du tilt β contrôlé par la cinétique des adatomes III

Ce mécanisme résumé figure IV.13 ci après est considéré ici pour les MDβ (tilt β) – *i.e.* en se limitant à l'interprétation de nos résultats sur buffers épitaxiés sous As_4 à faible ratio $(Al:Ga)_{INITIAL}$. Nous discuterons ensuite de sa généralité et de sa possible extension sur la direction [110] (*i.e.* tilt α).

Ce mécanisme s'amorce s'il y a possibilité de « step-bunching ». Il faut pour cela :

- des marches en surface – ce qui est toujours le cas des substrats GaAs(001), ne serait-ce qu'en raison d'un offcut initial non nul, aléatoire et limité à 360arcsec (donnée fournisseur).
- une mobilité moyenne des adatomes III suffisante pour qu'ils atteignent les sites d'incorporation en bord de marche, mais non excessive pour qu'ils y soient sensibles avant incorporation.



Figures IV.12 : Nucléation de MDβ en présence de marches en front de croissance des III-V cfc

Partie haute : marches alignées selon [110] à flanc abrupt selon -(1̲10) (cas d'un tilt β > 0)

Partie médiane : situation du spectre DDX « + [1̲10] » pour un tilt β positif / négatif (cadre : notre cas)

Partie basse : marches alignées selon [110] à flanc abrupt selon (1̲10) (cas d'un tilt β < 0)

Sur ce dernier point, nous avons vu qu'il existe un « gradient » de mobilité moyenne sur les buffers considérés jusqu'alors : elle est minimale sur buffers InAlAs épitaxiés sous AsH_3 craquée – avec qui plus est une différence « active » entre Al et In – et est maximale sur buffers InGaAlAs à ratio (50:50) épitaxiés sous As_4. Or le mécanisme n'opère significativement que sur les buffers épitaxiés sous As_4 à faible ratio $(Al:Ga)_{INITIAL}$ d'une part, dans la direction [1$\underline{1}$0] de diffusion préférentielle des adatomes III d'autre part : la mobilité moyenne est ici (juste) suffisante selon [1$\underline{1}$0], et en aucun cas excessive.

Sur ces buffers où sont satisfaites les conditions de « step-bunching » dans la direction [1$\underline{1}$0], il y a possibilité d'amasser des marches alignées selon [110]. Par rapport aux marches initiales *a priori* monoatomiques et en grand nombre, nous pouvons considérer ces amas selon [110] comme un nombre restreint de marches alignées selon [110] mais de hauteur accrue. Ce phénomène n'est pas spécifique à la croissance métamorphique, mais a dans ces conditions (*i.e.* introduction de contrainte relaxée par un réseau de dislocations <110>) des conséquences particulières. Via la hauteur des marches, le « step-bunching » provoque l'accumulation locale de la contrainte [Brochard00,Brochard01] : ceci abaisse la barrière de nucléation des MDβ alignées selon [110], avec glissement des MDβ dans les plans {111} « sortants » à la base des amas selon [110] dans notre cas de contrainte compressive. Le « step-bunching » ouvre donc une voie de nucléation *sélective* de dislocations en surface.

Initialement, les amas de marches à flanc abrupt vers -(1$\underline{1}$0) et (1$\underline{1}$0) (cf. ① et ② figures IV.12) sont équiprobables, puisqu'ils ne résultent que du « step-bunching » dans la direction [1$\underline{1}$0] sur des marches monoatomiques – alignées selon [110] mais sans orientation particulière sur substrat (001) : les MDβ sont globalement nucléées dans leurs quatre systèmes de glissement. Or :

- La hauteur des marches à flanc abrupt selon -(1$\underline{1}$0) (*i.e.* cas ① figures IV.12) diminue de la norme d'un vecteur **b** à chaque MDβ nucléée (β3 ou β4) – diminution accentuée par le glissement et l'élongation de ces MDβ à composante $\mathbf{b_T}$ « positive » qui « rehaussent » le pied de marche.
- La hauteur des marches à flanc abrupt selon (1$\underline{1}$0) (*i.e.* cas ② figures IV.12) diminue de la norme d'un vecteur **b** à chaque MDβ nucléée (β1 ou β2) – diminution contrebalancée par le glissement et l'élongation de ces MDβ à composante $\mathbf{b_T}$ « négative » qui « creusent » le pied de marche.

La nucléation sélective des MDβ tend à éliminer les amas de marches à flanc abrupt selon -(1$\underline{1}$0). Pour ceux à flanc abrupt selon (1$\underline{1}$0), il n'est pas évident de hiérarchiser l'effet de réduction de hauteur de marche (*i.e.* chaque nucléation de MD « répare partiellement » ce défaut de surface) et l'effet opposé du glissement des MDβ à composante de tilt $\mathbf{b_T}$ (a/2) [00$\underline{1}$]. Nos observations expérimentales nous permettent de supposer *a minima* la stabilisation de la hauteur de marche lors de la nucléation. La hausse certaine du tilt passe alors par une densité accrue de marches de hauteur constante.

Progressivement, le « step-bunching » dans la direction [1$\underline{1}$0] se produit sur une surface où n'existe plus qu'un seul type de marches alignées selon [110] : celles à flanc abrupt vers (1$\underline{1}$0). L'augmentation de leur hauteur, par « step-bunching » seul ou associé à un effet de glissement des MDβ1 ou 2, renforce et assure définitivement la prépondérance des systèmes de glissement β1 et 2, lorsque la contrainte selon [1$\underline{1}$0] est relaxée par nucléation de MDβ en surface au niveau de marches.

Nous sommes alors dans un mécanisme d'auto-amplification du tilt $\beta < 0$ schématisé ci-dessous figure IV.13, mécanisme dont les marches et le cross-hatch alignés selon [110] sont la cause et le corollaire.

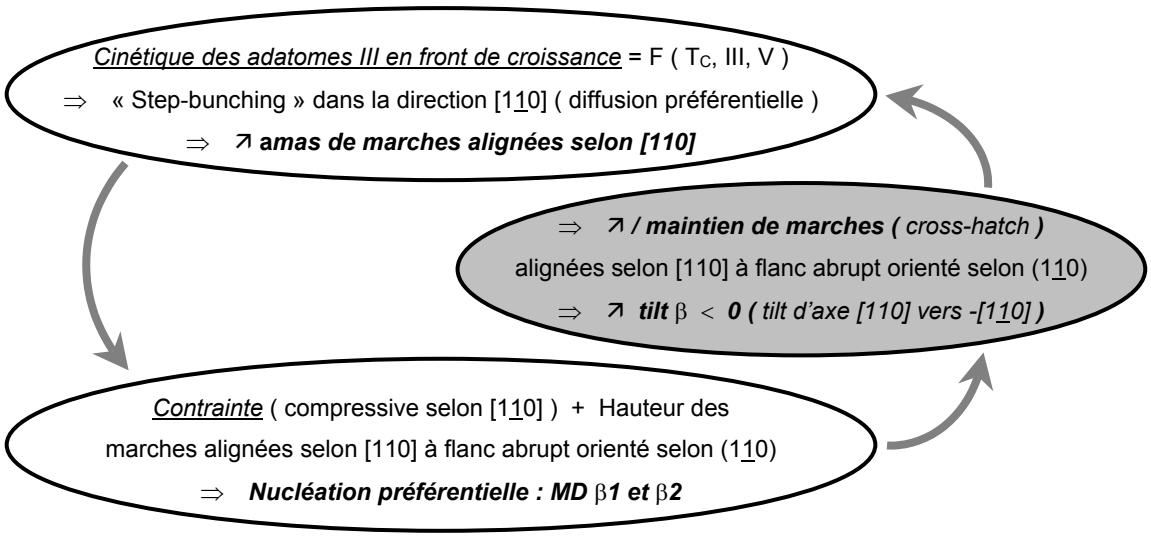


Figure IV.13 : Mécanisme d'auto-amplification du tilt β contrôlé par la cinétique des adatomes III

Ce mécanisme illustre et confirme le rôle de la cinétique des adatomes III en front de croissance. Nous l'avons vu à propos de sa « phase d'amorce » étudiée ci avant, avec la notion de « gradient » de mobilité moyenne selon les adatomes III, l'espèce As_2/As_4 et la direction <110>. C'est en fait le cas tout au long de la rampe où la cinétique contrôle la vitesse à laquelle ce mécanisme devient important (prépondérant ?) en nucléation de MDβ – ce qu'illustre l'alignement renforcé du tilt et du cross-hatch de Q_Al50_As4 par rapport à Q_Al90_As4, à contrainte et épaisseur identiques (cf. figures IV.7 et 9).

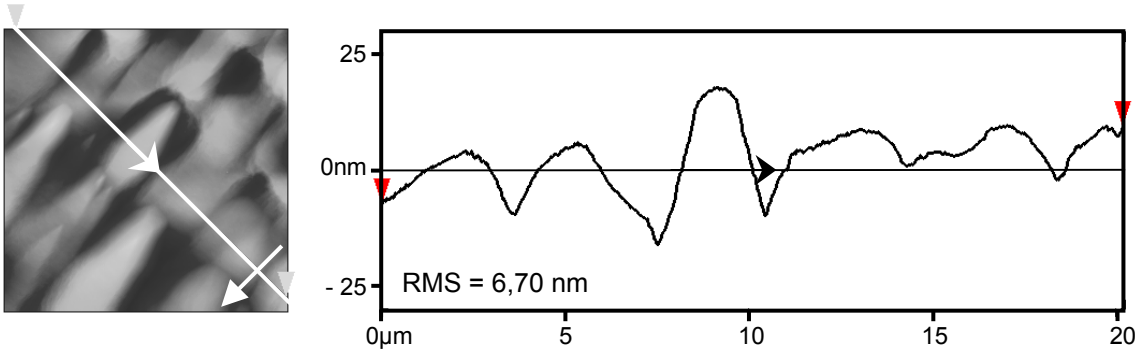
Notons toutefois que, sur buffers graduels InAlAs, la différence de mobilité entre Al et In, et le taux élevé de nucléation de dislocations qui en découle, sont prépondérants sur leur nucléation sélective. Notons aussi, pour Q_Al50_As4 par exemple, que la mobilité moyenne augmente lors de la rampe par hausse du taux d'In – sans pour autant stopper le mécanisme : une mobilité excessive pour amorcer l'auto-amplification ne l'est pas nécessairement ensuite car les marches ne sont plus monoatomiques.

Soulignons enfin que la nucléation des MDα n'est pas affectée par la nucléation sélective des MDβ. Vu l'intensité PL de Q_Al50_As4 par rapport à Ternaire_As4 (cf. figures IV.5), le taux de nucléation des MDα n'est pas accru par les marches selon [110] : ce n'était pas évident car ce sont des défauts à l'intersection entre les plans de glissement {111} des MDα et la surface, intersection selon [110] illustrée figures IV.12. L'absence de nucléation sélective des MDα par ces marches était attendue.

Possibilité d'extension du mécanisme d'auto-amplification au tilt α

Une auto-amplification du tilt α suppose un « step-bunching » dans la direction [110] où les longueurs de diffusion sont 4 à 8 fois inférieures à celles selon [110] (cf. III.A.2) : il est dès lors fort probable qu'une mobilité moyenne des adatomes III suffisante selon [110] soit excessive selon [110].

En d'autres termes, si la mobilité moyenne provoque l'auto-amplification du tilt β, elle demeure encore insuffisante pour activer celle du tilt α. Et si la mobilité moyenne provoque l'auto-amplification du tilt α, elle est devenue excessive pour activer celle du tilt β. Le tilt α amplifié est positif. En reprenant les figures IV.12 pour la direction [110], on note qu'un tilt autour de [1$\underline{1}$0] vers [110] revient à nucléer des MDα dans les systèmes 3 et 4 à composante de tilt $\mathbf{b_T}$ = (a/2) [00$\underline{1}$] (cf. tableau II.a) : le glissement et l'élongation sous la surface de ces MDα « creusent » le pied de marche et renforcent le tilt α > 0. Signalons toutefois une différence entre l'auto-amplification des tilts α et β : l'existence des motifs liés à la diffusion préférentielle des adatomes III selon [1$\underline{1}$0], dont les flancs abrupts selon ±(110) ont une tendance « naturelle » à se « régénérer » – ce qui peut retarder la sélection des MDα (et favoriser leur nucléation face aux MDβ ?!...). Ceci est illustré figures IV.14 ci-dessous par un profil type selon [110].



Figures IV.14 : Coupes en surface (15x15µm²) de structure PL sur le buffer graduel Q_Al50_As4
Direction fléchée : [1$\underline{1}$0] Echelles et conditions expérimentales : voir figures IV.6 et 9

Synthèse : cinétique des adatomes III et processus de relaxation des buffers graduels

*Résumons tout d'abord cette suite de l'interprétation des principaux résultats expérimentaux. Nous avons constaté une double spécificité des rampes épitaxiées en MBE à T_C ~ 400°C, sous As_4 et à faible ratio $(Al:Ga)_{INITIAL}$: le tilt est orienté selon [1$\underline{1}$0] vers -[1$\underline{1}$0] (*i.e. *tilt β < 0) avec un cross-hatch « strié » selon [110], observations reproductibles mais contraires à la littérature. Nous avons proposé un mécanisme coopératif et cumulatif d'auto-amplification du tilt β et du cross-hatch, contrôlé par la cinétique des adatomes III en front de croissance : ceci explique les effets de la substitution Al ↔ Ga, et entre AsH_3 craquée et As_4 (*i.e. *longueur de diffusion accrue via l'étape de dissociation $As_4 \rightarrow 2As_2$). Cette diffusion réduite nous semble expliquer la plus faible intensité de PL sous AsH_3 craquée, via une « épaisseur ternaire » en fin de rampe graduelle quaternaire « anticipée » par rapport à As_4.*

*En pratique, les effets d'un tilt important sur les structures actives restent à démontrer [Kidd96]. Nos résultats sur rampes ternaires vont dans ce sens (*i.e. *tilt marqué sans effet en surface), pas ceux sur Q_Al50_As4 : les stries peuvent affecter les hétérojonctions d'un m-TBH, le transport électronique horizontal d'un m-HEMT [Gozu01]... Réduire T_C ou augmenter la vitesse devrait suffire à les supprimer.*

*Finalement, nous avons cherché à synthétiser nos conclusions sur le rôle de la cinétique des adatomes III sur le taux et le type de dislocations nucléées – vu nos résultats et ceux de la littérature. Ceci est valable en première approximation (*i.e. *aux effets des paramètres « dislocations » près), sur buffers III-As en paliers ou graduels épitaxiés en MBE – sans P, Sb, ni en CBE ou MOVPE/MOCVD.*

HAUSSE de la MOBILITE MOYENNE des ADATOMES III en FRONT de CROISSANCE

Mobilité TRES FAIBLE (** blocage cinétique : cas 2 adatomes III fixes au tableau II.b **)

Voir : buffers InAlAs < 350°C [Masato91,Wang97,Ouchi02] ou 400°C et ratio V/III élevé [Cordier03]

⇒ Relaxation* ☺ (niveau et équilibre), Densité de TD ☹ (forte), Tilt 😐 (aléatoire en direction, sens et amplitude) et Morphologie ☹ (dégradation générale, ↗ rugosité RMS) (* gradient élevé)

Mobilité FAIBLE (** 1 adatome III « fixe » + 1 adatome III mobile **)

Voir : buffers InAlAs 400°C sous AsH_3 craquée ou As_4 [NOTRE ETUDE]

⇒ Relaxation* ☺ (niveau et équilibre), Densité de TD ☹ (forte), Tilt 😐 (aléatoire en direction, sens et amplitude) et Morphologie ☺ (cross-hatch et rugosité RMS faibles) (* gradient élevé)

Mobilité FAIBLE (** au moins 2 adatomes III mobiles – valable pour les cas suivants **)

Voir : buffers InGaAlAs 350/400°C sous AsH_3 craquée [NOTRE ETUDE]

buffers In(Ga)AlAs 350/400°C [Lubyshev01] ou InGaAs 400°C sous As_2 ou As_4 [Romanato99]

⇒ Relaxation* ☺ (niveau et équilibre), Densité de TD ☺ (faible), Tilt 😐 (aléatoire en direction, sens et amplitude) et Morphologie 😐 (↗ cross-hatch et rugosité RMS) (* gradient élevé)

Mobilité INTERMEDIAIRE

Voir : buffers InGaAlAs 400°C sous As_4 : tilt $\beta < 0$ [NOTRE ETUDE]

buffers InGaAs 350°C sous As_4 sur substrat 2°off <111>B : tilt β qui s'inverse [Goldman98]

Remarque : mobilité suffisante et non excessive selon [1$\underline{1}$0] → « step-bunching » [1$\underline{1}$0]

⇒ Relaxation* ☺ (niveau et équilibre), Densité de TD ☺ (faible), Tilt 😐 (direction et sens fixés par auto-amplification d'un tilt $\beta < 0$ autour de [110] vers -[1$\underline{1}$0] – mais d'amplitude aléatoire) et Morphologie ☹ (cross-hatch aligné selon [110] en lien avec le tilt β) (* gradient intermédiaire)

Mobilité ELEVEE

Voir : buffers InGaAs 400°C en Atomic Layer MBE[4] : tilt α [Kidd96]

buffers InAlAs 470-550°C : tilt $\alpha > 0$ [Olsen96]

buffers InGaAs 500°C : tilt α et « courbure » de couche[5] (substrat 16x13mm²) [Natali00b]

Remarque : mobilité excessive selon [1$\underline{1}$0] → pas de « step-bunching » dans la direction [1$\underline{1}$0]

mobilité suffisante et non excessive selon [110] → « step-bunching » [110]

⇒ Relaxation et densité de TD ☺ (à faible gradient car ↗ risque de déséquilibre <110> et blocage TD/MD), Tilt 😐 (auto-amplification : tilt $\alpha > 0$ autour de [1$\underline{1}$0] vers [110] d'amplitude aléatoire) et Morphologie ☹ (cross-hatch aligné selon [1$\underline{1}$0] en lien avec le tilt α + diffusion selon [1$\underline{1}$0])

Mobilité TRES ELEVEE

Voir : buffers InGaAs 500°C [Molina94,Sacedon95,Kidd96,Valtuena97]

Remarque : mobilité excessive selon [1$\underline{1}$0] et [110] → pas de « step-bunching » <110>

⇒ Relaxation et densité de TD ☺ (à faible gradient car ↗ risque de déséquilibre <110> et blocage TD/MD), Tilt 😐 (aléatoire en direction, sens et amplitude) et Morphologie ☹ (hausse possible du cross-hatch, avec alignement selon [1$\underline{1}$0] via la diffusion préférentielle selon [1$\underline{1}$0] sur III-V cfc)

[4] Les flux d'éléments III et V sont alternés, ce qui accroît la mobilité des adatomes III [Tadayon88,Bosacchi95].

[5] Le signe du tilt évolue sur le buffer épitaxié sur GaAs(001) : l'interprétation « dislocations » avancée n'explique pas nos observations liées à la cinétique. A l'inverse, la nôtre n'explique que partiellement ces résultats.

IV.C.4 – Optimisation secondaire : effets de T_C et de la vitesse de croissance

Nous abordons dorénavant l'optimisation « plus pratique » des buffers graduels pour m-TBH. Sur les buffers graduels InGaAlAs, nous pouvons diminuer T_C et augmenter la vitesse (cf. IV.B.2), évolutions a priori *favorables en rugosité (cf. II.E) et en durée d'épitaxie. Nous en étudions les effets sur nos rampes sous AsH_3 craquée, en n'utilisant que le bâti phosphoré vu les résultats précédents.*

Les ***effets de la hausse de vitesse sur le signal PL*** sont illustrés figures IV.15 (à gauche). Les évolutions en vitesse et en ratio V/III en « Croissance Courte » sont précisées au tableau IV.a. Nous constatons que leurs effets dépendent du ratio $(Al:Ga)_{INITIAL}$: accroître la vitesse diminue l'intensité PL à ratio élevé (Q_Al90 > Q_Al90_CC), mais pas au ratio (50:50) (Q_Al50 ~ Q_Al50_CC). Cette dégradation est toutefois secondaire par rapport à un effet d'alliage : l'intensité du signal PL demeure supérieure à celle des buffers $In_XAl_{1-X}As$. En pratique, la rampe à ratio (50:50) mène au signal PL le plus intense, indépendamment de la vitesse d'épitaxie : nous retenons cette rampe pour l'étude de la baisse de T_C et pour présenter les autres résultats de caractérisations « matériaux ».

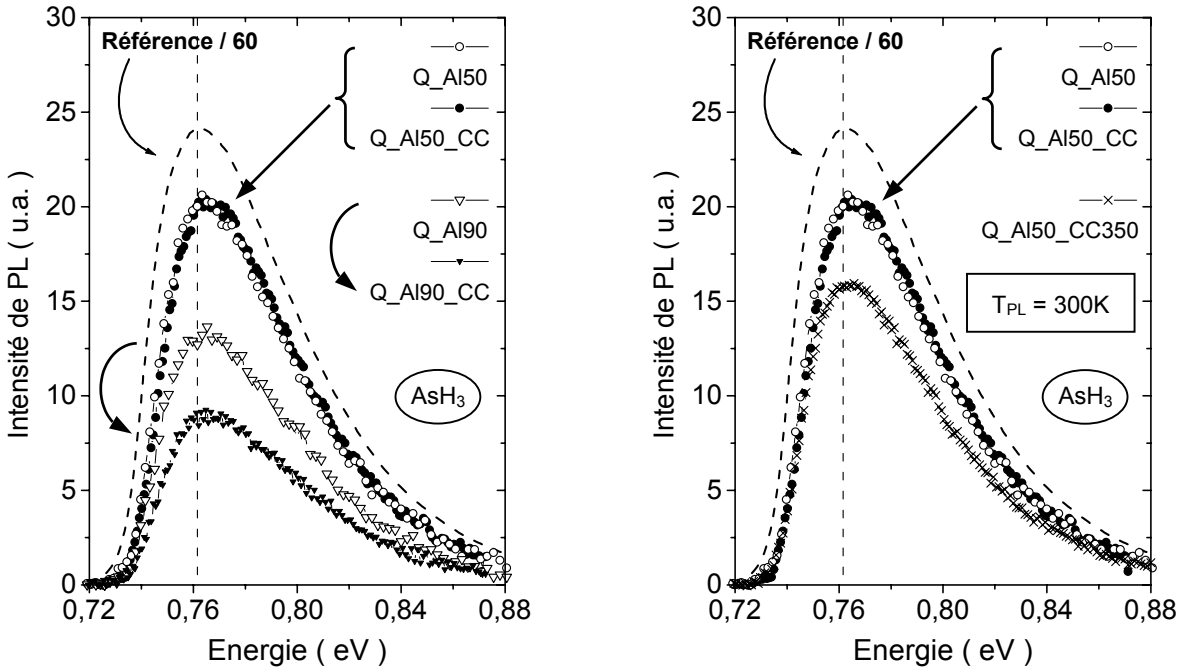
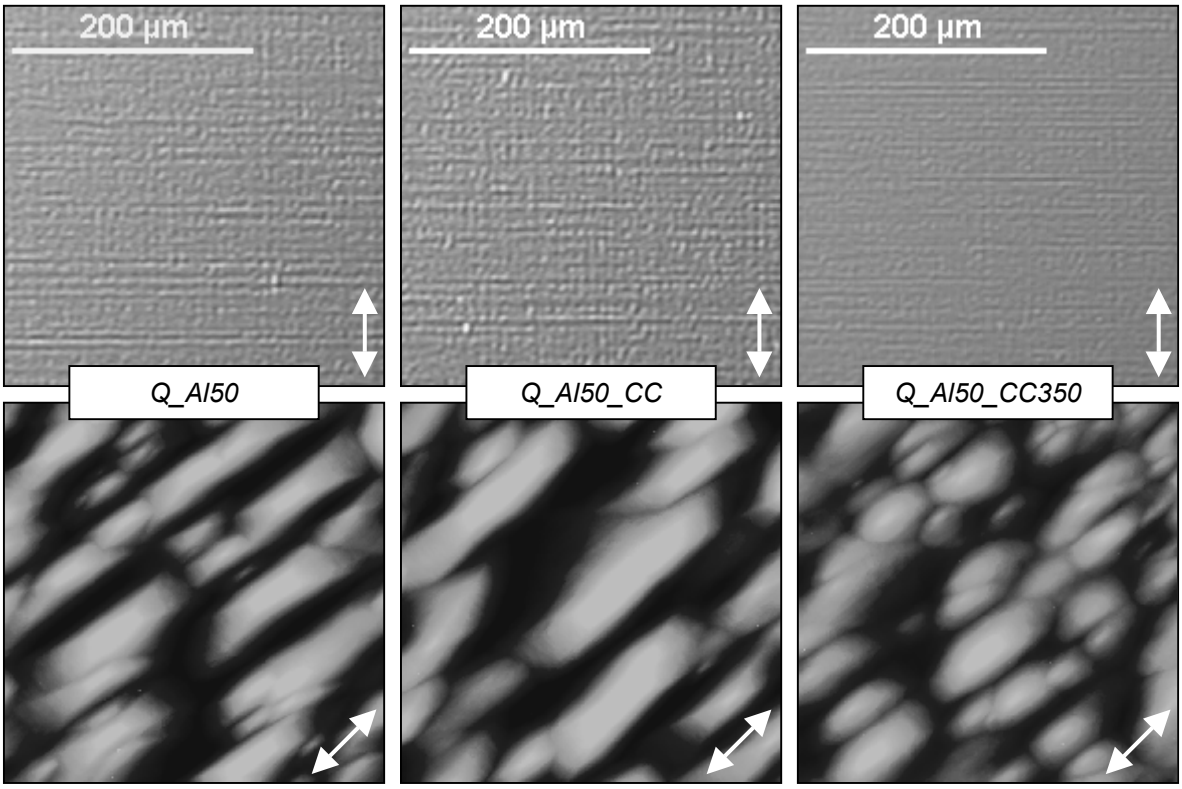


Figure IV.15 (gauche) : Effet de la vitesse de croissance à T_C ~ 400°C de buffers métamorphiques graduels $In_X(Ga_YAl_{1-Y})_{1-X}As$ sur le signal PL à T_{PL} = 300K aux ratios $(Al:Ga)_{INITIAL}$ = (90:10) et (50:50)

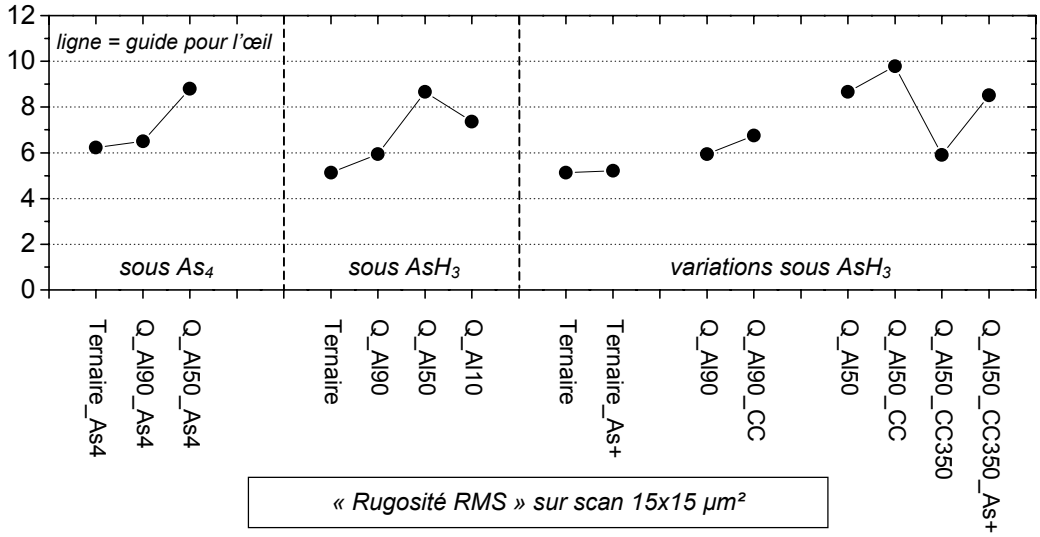
Figure IV.15 (droite) : Effet de la vitesse de croissance à T_C ~ 400°C et effet de T_C à vitesse constante (« Croissance Courte ») sur le signal PL à T_{PL} = 300K pour un ratio $(Al:Ga)_{INITIAL}$ = (50:50)

L'***effet d'une baisse de T_C au ratio (50 :50) en PL*** est illustré figures IV.15 ci-dessus à droite. En diminuant T_C de ~400 à ~350°C, nous relevons une perte d'intensité du signal PL limitée à 20% : la qualité des matériaux reste tout à fait acceptable. Nous notons en particulier pour Q_Al50_CC350 que cette intensité reste supérieure au « domaine » des buffers (90:10) (*i.e.* 5-15 sous AsH_3) et – entre buffers (50:50) – que les pics sont comparables en largeur à mi-hauteur FWHM (61 ± 1meV).

Les ***effets de vitesse et de T_C au ratio (50:50) en microscopies*** sont illustrés figures IV.16 et IV.17 ci-dessous : il s'agit d'une part de l'évolution en surface de structure PL pour l'ensemble des buffers à ratio $(Al:Ga)_{INITIAL}$ = (50:50) épitaxiés sous AsH_3, et d'autre part d'un « résumé RMS ».



Figures IV.16 : Surface InP de structures PL sur buffer graduel $In_X(Ga_YAl_{1-Y})_{1-X}As$ à ratio $(Al:Ga)_{INITIAL}$ = (50:50), épitaxiés sous AsH_3 à T_C ~ 350°C (droite) ou T_C ~ 400°C (gauche / centre), à vitesse croissante (gauche) ou constante et élevée (centre / droite) Direction fléchée : [110] Echelles et conditions expérimentales : voir figures IV.6 et 9

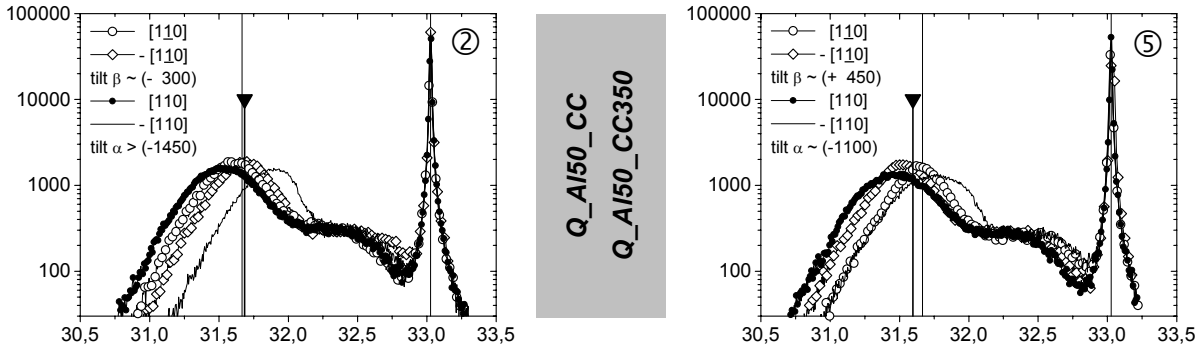


Figures IV.17 : « Résumé rugosité RMS » sur buffers graduels $In_X(Ga_YAl_{1-Y})_{1-X}As$ épitaxiés à T_C ~ 400°C et vitesse croissante sous As_4 (zone gauche) et sous AsH_3 craquée (zone centrale) puis évolutions sous AsH_3 craquée : vitesse constante, T_C ~ 350°C et flux d'As accru (zone droite)

La *microscopie optique* révèle un cross-hatch plus marqué lorsque l'on augmente la vitesse de croissance, mais dont l'amplitude est très efficacement réduite lorsque l'on diminue T_C : la surface à grande échelle (1-10µm) de Q_Al50_CC350 est ainsi comparable à celle d'un buffer $In_XAl_{1-X}As$.

La *microscopie AFM* confirme ces évolutions, notamment en rugosité RMS : à T_C ~ 400°C et vitesse accrue, la taille des motifs atteint ~2,5x8,0µm² et la rugosité RMS augmente de ~9 à ~10nm. Réduire T_C à ~350°C adoucit cette morphologie : la rugosité RMS ~6nm est au « niveau ternaire ».

Les ***effets de vitesse et T_C au ratio (50:50) en DDX*** sont illustrés figures IV.18 ci-dessous. En se référant à Q_Al50 (cf. figures IV.7), la hausse de vitesse (Q_Al50_CC à gauche) ou la baisse de T_C (Q_Al50_CC350 à droite) ont un effet négligeable par rapport à ceux d'alliage. La position du « pic moyen » est relativement précise vu le processus de relaxation apparemment équilibré selon <110>, et soutient l'idée d'un intervalle de relaxation acceptable grâce à la rampe de contrainte retenue. Le tilt aléatoire est cohérent avec une faible mobilité moyenne des adatomes III – vu T_C et la source d'As.



Figures IV.18 : Spectres type de DDX : intensité en coups/s en fonction de l'angle ω (°) (tilt en arcsec) Scans ω / 2θ en réflexion (004) au ratio (50:50) en « Croissance Courte » à T_C ~ 400°C (gauche) et à T_C ~ 350°C (droite) – Indications supplémentaires (positions, valeur cerclée) : voir figure IV.7

Par rapport à la littérature, nos observations en microscopies avec la baisse de T_C de ~400 à ~350°C correspondent à la tendance générale (cf. II.E.1). L'évolution avec la vitesse est en revanche opposée aux résultats de la seule publication sur ce sujet, sur couches simples $In_{0.20}Ga_{0.80}As$/GaAs (90nm) épitaxiées en MBE à T_C ~ 400°C à 0,2, 0,8 et 1,5µm/h [Alvarez98]. Notons toutefois que la vitesse et la composition constantes tranchent avec nos conditions. Signalons également que Haupt *et al.* ont épitaxié des buffers graduels InGaAlAs proches de nos rampes à ratio (50:50), à T_C ~ 350°C et à la vitesse unique mais élevée en MBE de ~2µm/h – sans relever de dégradation particulière [Haupt97].

*En résumé, le ratio $(Al:Ga)_{INITIAL}$ = (50:50) semble le plus favorable et le buffer Q_Al50_CC350 épitaxié à vitesse constante et élevée, à T_C ~ 350°C et sous AsH_3 le meilleur choix : il associe une surface à grande échelle comparables à celle des buffers $In_XAl_{1-X}As$ en cross-hatch et rugosité RMS, avec la qualité du matériau de base des buffers $In_X(Ga_YAl_{1-Y})_{1-X}As$ (*i.e. *gain ~16* vs *$In_XAl_{1-X}As$ en PL) et un processus de relaxation apparemment équilibré, à durée d'épitaxie réduite de 25% (~30 min). Seule la morphologie diffère : la surface des motifs augmente d'un facteur ~1,5 par rapport à Ternaire. Notons la reproductibilité de l'intensité en PL (*i.e. *15-20 sous AsH_3 sur 6 autres structures PL : étude sur le décrochement...) et du cross-hatch, réitéré sur 11 échantillons dont 5 diodes métamorphiques.*

IV.C.5 – Optimisation secondaire : effet du ratio V/III lors de l'épitaxie du buffer

*Le dernier constat réalisé lors de nos travaux concerne le flux d'As qui doit être précisément optimisé. Nous avons en effet observé une possible dégradation des matériaux du composant métamorphique en fonction du ratio V/III utilisé, non pas lors de l'épitaxie des couches actives, mais lors de celle de la rampe graduelle située au-dessous. Cette dégradation ne se manifeste clairement qu'en PL à basse température (*i.e. T_{PL} *= 10K), via un signal adjacent à celui d'$In_{0.53}Ga_{0.47}As$.*

*Nous illustrons ceci sur des buffers graduels distincts : InAlAs et InGaAlAs à ratio (50:50). Nous déterminons en PL à température variable (*i.e. T_{PL} *de 10 à 200K) la nature de ce second pic : il signale une décomposition d'alliage dans la base $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ de la structure PL. Nous discutons des implications de ce phénomène, pour les composants métamorphiques et l'optimisation de l'épitaxie d'un buffer graduel, avant d'en cerner la cause – sans toutefois d'interprétation à l'heure actuelle.*

Observation d'InGaAs « 2 pics » en photoluminescence à T_{PL} = 10K

Les ***buffers $In_XAl_{1-X}As$*** considérés sont le buffer « initial » Ternaire_As4, son équivalent épitaxié sous AsH_3 craquée Ternaire et de son évolution sous flux d'AsH_3 accru Ternaire_As+.

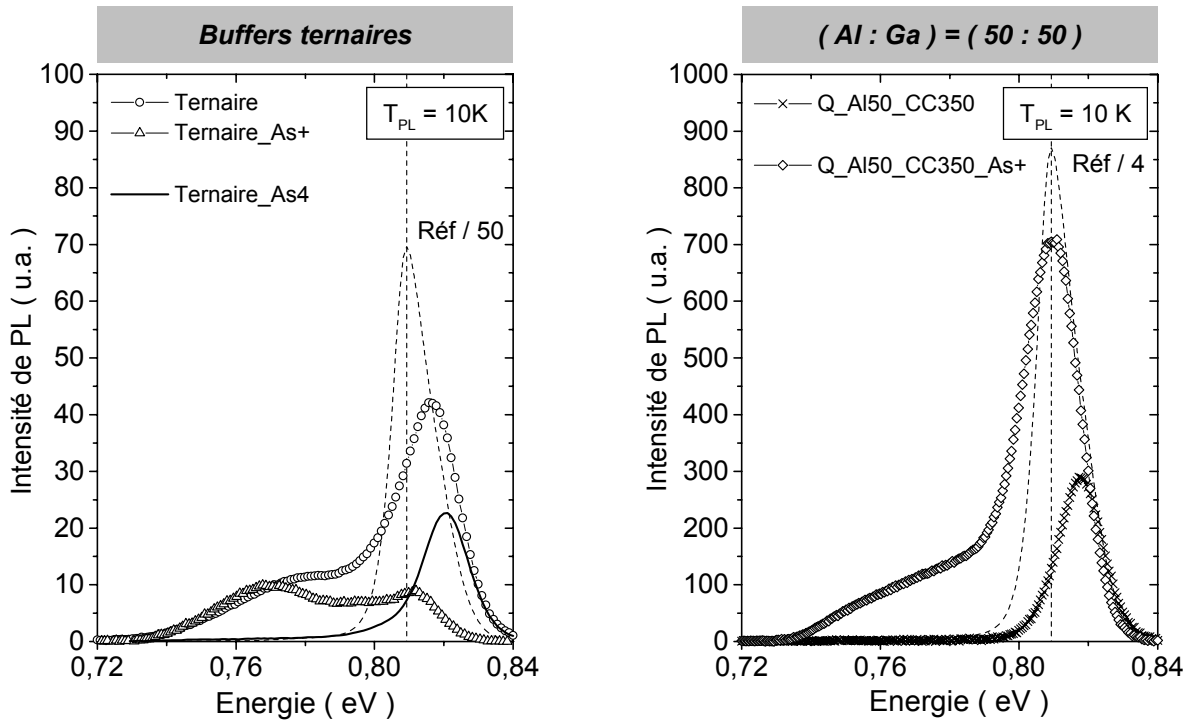
Du tableau IV.a, rappelons que la hausse de vitesse sur la rampe Ternaire (*i.e.* facteur ~ 2) s'accompagne de celle du ratio V/III : 1,25 → 0,8 → 0,95 – sur GaAs, au décrochement et au final. Son spectre de PL à T_{PL} = 10K (cf. figures IV.19 ci-après à gauche) présente un épaulement associé à un second pic PL à basse énergie et désormais appelé « picBE ». Nous avons observé ce picBE sur tous les buffers InAlAs épitaxiés sous AsH_3 craquée – picBE renforcé lors des essais, antérieurs au passage à InGaAlAs, d'amélioration au départ du buffer (~AlAs) par hausse de T_C initiale (cf. IV.B.2).

Cette hausse de T_C étant à ratio V/III inchangé, un manque d'As au départ sur GaAs a été suspecté, ce qui a motivé l'épitaxie de Ternaire_As+ à ratio V/III : 1,95 → 0,8 → 0,95. Son spectre infirme cette hypothèse et plaide *a contrario* pour une modération du ratio V/III [Lubyshev01,Cordier03].

Notons que le buffer Ternaire_As4 présente un pic unique à décroissance lente aux basses énergies, résultat que nous ne sommes pas parvenus à atteindre sous AsH_3 craquée. Signalons toutefois que nous avons délaissé cet objectif dès les premiers résultats sur buffers quaternaires.

Les ***buffers $In_X(Ga_YAl_{1-Y})_{1-X}As$*** présentent en effet rarement ce picBE : ils sont d'autant moins sensibles au ratio V/III que le ratio $(Al:Ga)_{INITIAL}$ est faible. Ce pic apparaît toutefois à fort ratio V/III, cas illustré figures IV.19 à droite. Le but n'était pas ici de corriger, mais de parfaire Q_Al50_CC350. Son RHEED est en effet diffus et spotty lors du décrochement, dégradation « classique » (cf. IV.B.3) que nous avons cherchée à corriger en épitaxiant Q_Al50_CC350_As+ sur lequel le ratio V/III augmente sur la rampe : les évolutions sont 1,05 → 1,15 → 1,40 et non 1,05 → 0,8 → 0,95 sur GaAs, au décrochement et au final. L'amélioration du RHEED est effective : il est plus net et moins spotty, mais avec une tendance 1x3 de surface très « riche As » (cf. III.A.3). Le picBE est visible en PL à 10K.

Le picBE apparaît aussi en PL à 10K si le ratio V/III est temporairement insuffisant au cours de la rampe, et ce malgré un RHEED « récupéré » (*i.e.* redevenu « standard » – cf. IV.B.3) par un flux accru d'AsH_3 ou As_4 et en l'absence de dégradation perceptible en PL à 300K, microscopies ou DDX.



Figures IV.19 : Effet du ratio V/III sur le signal PL à T_{PL} = 10K pour des buffers graduels[6] épitaxiés sous AsH_3 craquée ou As_4 – en $In_XAl_{1-X}As$ (gauche) et en $In_X(Ga_YAl_{1-Y})_{1-X}As$ (50:50) (droite)

Notons que, comme à T_{PL} = 300K (cf. figures IV.5), les positions des pics ou leurs évolutions ne caractérisent pas la relaxation. Une simulation avec le logiciel « Puits Quantiques », qui intègre l'effet de la contrainte et permet la sélection d'un substrat virtuel (cf. tableau IV.c ci-dessous et IV.B.2), montre qu'il est faux d'estimer ainsi la contrainte résiduelle. Un écart couche/référence InP de 10meV correspond à $\Delta a/a$ ~ 0,3% entre $In_{0.531}Ga_{0.469}As$ et un buffer insuffisamment relaxé (~ $In_{0.487}Ga_{0.513}As$), mais aussi à une faible dérive sur une ou des cellules d'éléments III : $In_{0.516}Ga_{0.484}As$ sur substrat InP.

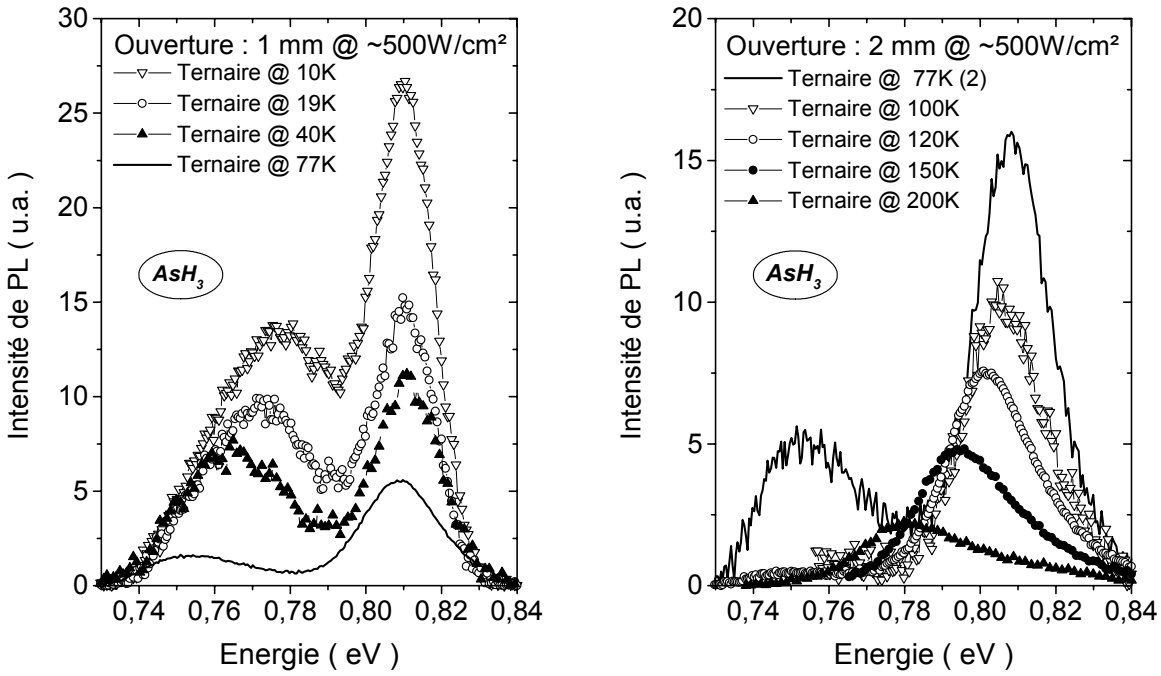
Tableau IV.c : Variation du gap par effet de contrainte résiduelle ou de dérive en composition

Logiciel « Puits Quantiques » – T = 10K	Gap (eV)	$\Delta a/a$ (%)
$In_{0.531}Ga_{0.469}As$ (accordé InP) sur substrat virtuel $In_{0.487}Ga_{0.513}As$	~ 0,819	~ 0,30
$In_{0.516}Ga_{0.484}As$ (*i.e.* dérive de flux de cellules III) sur substrat InP		~ (- 0,11)

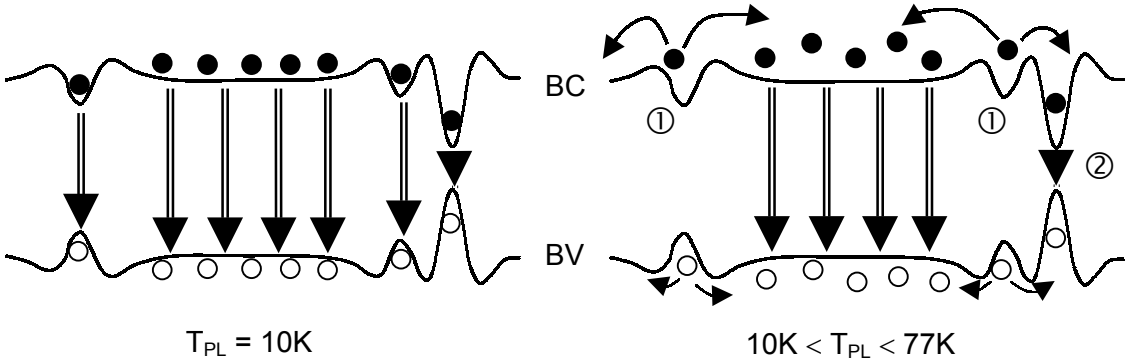
Détermination de la nature du pic basse énergie par PL à T_{PL} variable (10 → 200K)

Les conditions d'observation du picBE étant précisées, déterminons sa nature. Nous avons réalisé pour cela des mesures de PL à température variable sur un doublon de Ternaire. Les spectres obtenus sont rassemblés figures IV.20 ci-après. La partie gauche correspond à 10 ≤ T_{PL} ≤ 77K dans des conditions de mesure « 10K » (*i.e.* entrée du monochromateur = 1mm), celle de droite correspond à 77 ≤ T_{PL} ≤ 200K en conditions « 300K » pour recueillir une intensité PL exploitable (*i.e.* entrée 2mm).

[6] Le spectre de référence sur InP (3500ua – 14meV à 0,809eV) sont ajoutés, avec précision du facteur de recadrage. La résolution expérimentale est de ~2,5meV à 0,809eV (mesures à 10K – cf. III.B.2).



Figures IV.20 : Mesures de PL à température T_{PL} variable sur un doublon de Ternaire



Figures IV.21 : Schématisation de la structure de bandes dans $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ décomposé

Les évolutions des spectres en fonction de T_{PL} mènent à une conclusion importante : le picBE signe une décomposition de l'alliage $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ dans la structure PL. Ces évolutions résultent, par définition de la structure PL, d'effet d'alliage massif et non d'effet aux interfaces InP/$In_{0.53}Ga_{0.47}As$. Elles s'interprètent très bien en considérant l'alliage à fluctuations de gap schématisé figures IV.21 [Schubert86], les zones de réduction locale de gap correspondant à un alliage $In_{X+}Ga_{1-X+}As$ enrichi en In :

- A très basse T_{PL} (10K), les paires électron-trou sont localisées et se recombinent là où elles ont été photogénérées, *i.e.* aléatoirement vis-à-vis des zones de composition, l'énergie E d'excitation étant très supérieure aux valeurs de gap considérées (laser Ar : λ = 488nm ⇔ E ~ 2,5eV).
- Lorsque T_{PL} augmente ($10 < T_{PL} \leq 77K$), l'énergie thermique permet aux porteurs situés dans les puits de potentiel les moins profonds de s'en extraire (①), puis de se déplacer dans le matériau jusqu'à recombinaison. Elle demeure encore insuffisante pour d'autres situés dans des puits plus profonds, puits qui les conservent ou peuvent capter les porteurs ci-dessus, plus mobiles (②). Cette redistribution de population décale le picBE vers de plus basses énergies sur les spectres quand T_{PL} croît, avec réduction de sa largeur à mi-hauteur de 10 à 40K (~44 à ~18meV).

- Enfin, à $T_{PL} \geq 77K$, les zones riches indium sont dépeuplées avec ensuite une faible probabilité de relocaliser des porteurs devenus trop mobiles avant de voir, à $T_{PL} > 100K$, leur effet de réduction du gap intégré à l'élargissement des bandes par agitation thermique (*i.e.* évolution du « picHE »).

La décomposition de l'$In_{0.53}Ga_{0.47}As$ de la structure PL est possible : elle est épitaxiée à ~ 500°C et non ~350/400°C, T_C pour le buffer qui la rendrait peu probable. Ceci est en accord avec le modèle de Priester et Grenet valable en conditions d'épitaxie standard en T_C et vitesse, *i.e.* assurant une mobilité des adatomes III élevée : une démixtion d'alliage ternaire épitaxié sur une surface rugueuse d'échelle ~5-20nm résulte de la ségrégation vers les zones hautes du relief des atomes de l'alliage binaire le plus contraint [Priester00]. En d'autres termes, une telle rugosité en front de croissance favorise un enrichissement local en InAs de l'$In_{0.53}Ga_{0.47}As$ tel que nous l'observons, à hauteur de 55-60% d'In.

Conséquences pratiques de cette observation en photoluminescence à T_{PL} = 10K

Sur un m-TBH InP/$In_{0.53}Ga_{0.47}As$, le fort dopage p de base rend la décomposition insignifiante. Elle est de plus improbable si la base est épitaxiée à T_C ~ 450°C voire moins en cas de fort dopage au béryllium (cf. V.A). La situation diffère si la qualité d'$In_{0.53}Ga_{0.47}As$ est privilégiée, par exemple pour le collecteur d'un s-TBH InP/$In_{0.53}Ga_{0.47}As$, à T_C ~ 500°C et sans dopage intentionnel : les fluctuations du gap peuvent générer des pseudo-champs électriques locaux et perturber le transport électronique.

Cette situation est celle du canal $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ de m-HEMT – à épaisseur et au transport près. Lubyshev *et al.* notent ainsi la hausse de rugosité (+35%) et la baisse de mobilité électronique (5%) en passant d'un ratio « *faible* » à « *élevé* » pour épitaxier un buffer graduel In(Ga)AlAs [Lubyshev01], de même que Cordier *et al.* sur buffer graduel InAlAs (+50% et -25%) en doublant le ratio V/III [Cordier03].

Bien qu'il soit impossible de dissocier les effets de rugosité et de décomposition sur l'altération du fonctionnement de m-TBH, de m-HEMT, de m-photodiode PIN... la conclusion demeure identique : le ratio V/III doit être modéré pour épitaxier le buffer graduel, ce qui revient à définir – par principe de la MBE – un intervalle sur sa valeur, d'autant plus large que la substitution Al ↔ Ga est marquée.

L'optimisation de ce paramètre nécessite alors l'étude du picBE en PL à 10K : d'après nos observations, c'est en effet une sonde apparemment adaptée, directement corrélée et très sensible aux modifications du ratio V/III. Ce n'est pas le cas du RHEED (*i.e.* « récupéré » mais picBE), ni de la PL à 300K (*i.e.* Q_Al50_CC350_As+ (picBE) et Q_Al90_CC (sans picBE) ont la même intensité ~10), ni de la DDX (*i.e.* Ternaire et Q_Al50_As4 présentent une relaxation perfectible avec et sans picBE). La seule autre évolution tangible est la hausse de rugosité sur Q_Al50_CC350_As+ à fort ratio V/III, non observée sur Ternaire_As4... (cf. « résumé rugosité RMS » figures IV.17). De ces résultats, nous sommes amenés à conclure – sans pouvoir préciser de mécanisme à l'heure actuelle – que ce ne sont ni les TD ni la relaxation, mais une dégradation du front de croissance lors de la rampe (d'échelle supérieure à celle du RHEED) qui entraîne la décomposition de l'$In_{0.53}Ga_{0.47}As$, même après ~2µm...

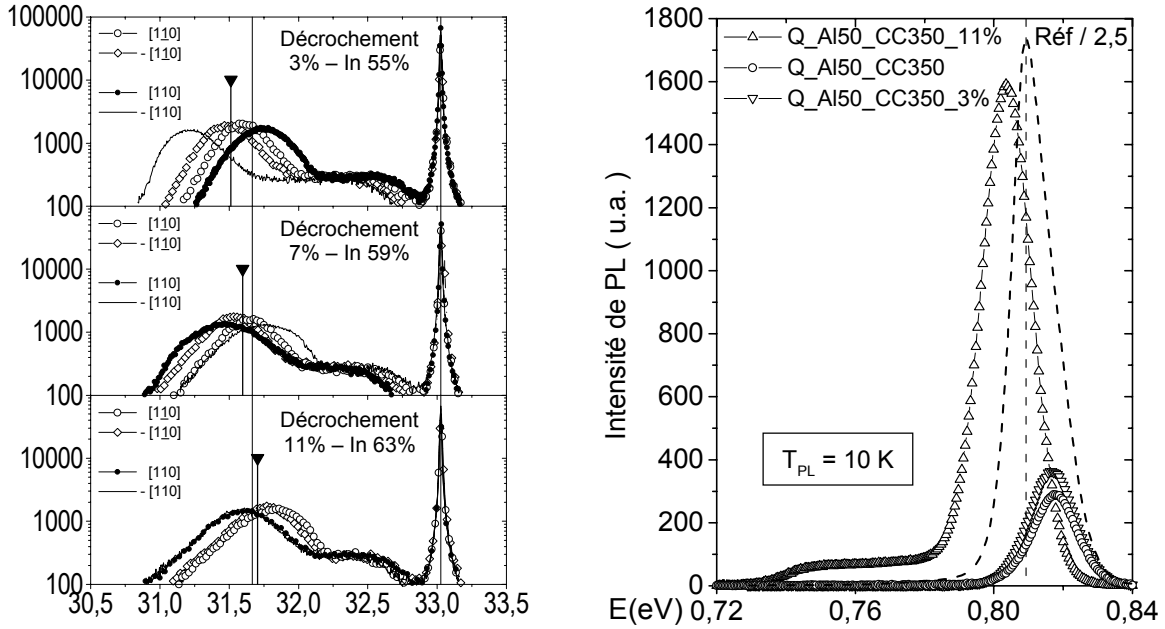
En résumé, le ratio V/III utilisé pour épitaxier le buffer graduel doit être faible pour éviter une décomposition d'alliage dans le composant métamorphique signalée par un second pic en PL à 10K, sonde efficace pour optimiser ce paramètre traduisant un effet plus fin de cinétique des adatomes III.

IV.C.6 – Conclusion sur les buffers métamorphiques GaAs → InP graduels

Avant de dresser le bilan des enseignements et des progrès apportés par notre étude sur l'épitaxie de buffers métamorphiques graduels, nous proposons deux voies d'approfondissement – la première revêt un aspect plutôt « pratique », la seconde un aspect plus « fondamental ».

La ***modification du décrochement en fin de rampe graduelle*** constitue une première voie d'étude supplémentaire que nous avons commencée à investiguer. D'après l'interprétation du IV.C.2, il n'est en effet pas évident que le couple gradient-décrochement – défini sur buffers $In_XAl_{1-X}As$ – reste adapté pour $In_X(Ga_YAl_{1-Y})_{1-X}As$ car la génération des MD est modifiée par le passage au quaternaire.

En nous basant sur Q_Al50_CC350 dont la valeur de décrochement est « standard » à 7%, nous avons épitaxié Q_Al50_CC350_3%. L'évolution est sommaire : la rampe (*i.e.* le gradient) est identique jusqu'au « passage par l'accord de maille InP » (# figure IV.3), et seule la sous-rampe R4b est modifiée avec un décrochement en $In_{0.55}Al_{0.45}As$. Pour Q_Al50_CC350_11%, il est en $In_{0.63}Al_{0.37}As$ avec – vu la hausse de vitesse liée à celle du flux d'In – une hausse de ~10% du flux d'AsH_3 sur R4b. Les observations en DDX (spectres (004)) et en PL à 10K sont rassemblées figures IV.22 ci-dessous.



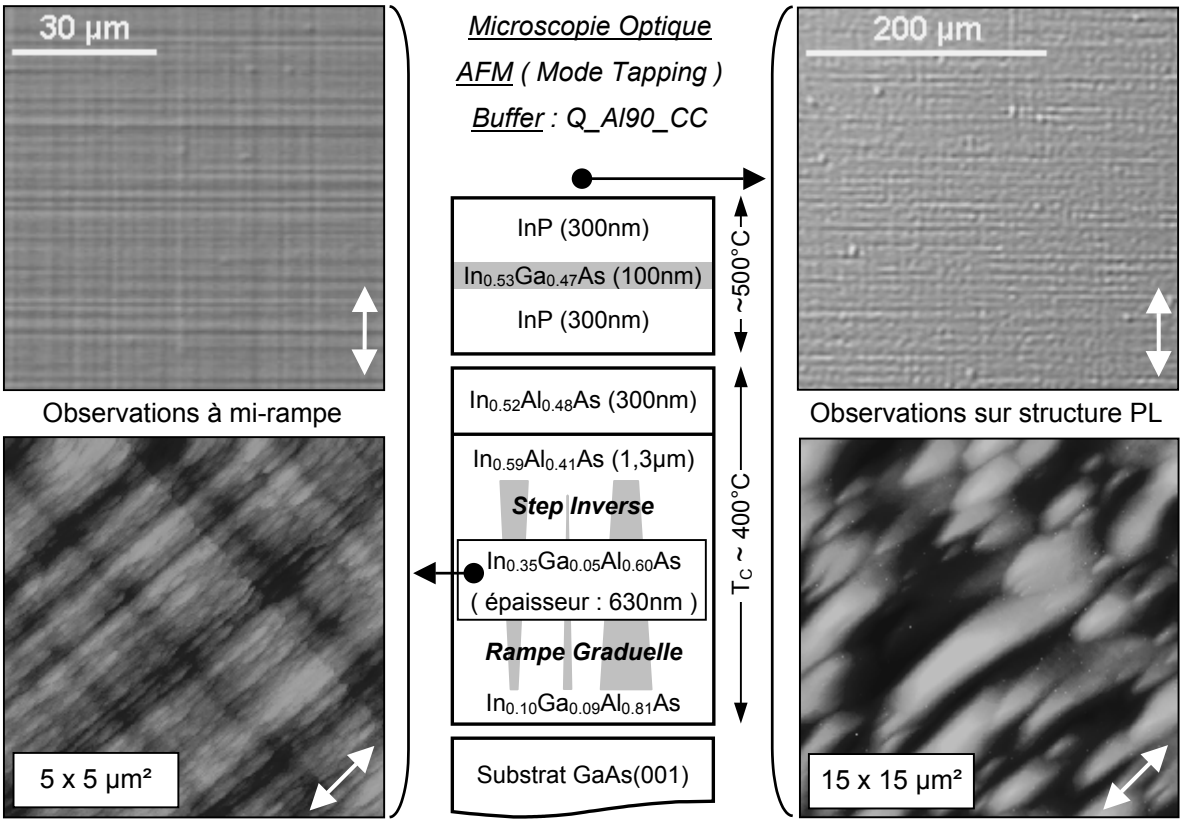
Figures IV.22 : Effet du décrochement en DDX (scans ω / 2θ en réflexion (004)) et PL à T_{PL} = 10K (informations sur les indications ajoutées en DDX et PL : voir respectivement figures IV.7 et IV.19)

Sur les spectres DDX (004), le décalage du pic moyen vers les grands angles est cohérent avec l'évolution du décrochement – structure PL en compression à 3%, en tension à 11% – bien que nous restions proches du domaine de tolérance sur les rampes graduelles. Les spectres PL à 300K et 10K sont identiques à 3 et 7%, pas à 11% : l'intensité du signal PL à 300K augmente par rapport à Q_Al50_CC350, de ~16 à ~180 (facteur ~11). La hausse n'est pas liée à une modification d'efficacité de PL – explication non valable en tension [Bastard88] – et la décomposition d'$In_{0.53}Ga_{0.47}As$ réapparaît. A première vue, le décrochement de 7% est devenu insuffisant pour une rampe en InGaAlAs, mais est sans doute excessif à 11%, fait constaté par d'autres auteurs (*i.e.* InP en tension) [Lubyshev01].

L'***étude de la surface « dans la rampe » par interruption de l'épitaxie de buffers graduels*** est une seconde voie d'approfondissement : il s'agit d'épitaxier la même rampe graduelle en stoppant sa croissance à différentes épaisseurs, pour en étudier la surface à des stades successifs de la relaxation et pour différents alliages. Il serait alors souhaitable de mener des études simultanées :

- en RHEED sur la surface en fin de croissance – d'où des diagrammes plus fins que ceux que nous sommes contraints de prendre « à la volée », *i.e.* sans interrompre l'épitaxie (cf. IV.B.3),
- en STM sur cette surface – d'où une caractérisation à une échelle 10-100nm supérieure à celle du RHEED et permettant d'imager les évolutions du front de croissance (cf. IV.C.2 à IV.C.5),
- en AFM et microscopie optique sur cette surface – d'où une caractérisation à une échelle 1-10µm encore supérieure et permettant d'imager les évolutions du cross-hatch (cf. II.E),
- en xTEM sous cette surface – pour imager dans l'épaisseur libre de MD la possible décomposition de l'alliage du buffer, *i.e.* sur une suite de gammes complémentaires de composition (cf. IV.C.2).

A cela peuvent s'ajouter des spectres de DDX en cas d'auto-alignement du tilt ou – mieux – de TDX. Cette étude fondamentale vérifierait ou infirmerait par des observations directes les interprétations que nous avons « indirectement » proposées via nos résultats expérimentaux. Nous sélectionnerions via ceux-ci : Ternaire et Ternaire_As4 (InAlAs et AsH_3/As_4), Q_Al90_CC (faible substitution Al ↔ Ga), Q_Al50_CC350_As+ (picBE). Nous avons interrompu l'épitaxie de Q_Al90_CC à mi-rampe (cf. figures IV.23 ci-dessous), à titre d'exemple : si une telle étude sort du cadre de notre optimisation « pratique » de buffers métamorphiques pour m-TBH, elle semble en être un approfondissement naturel.



Figures IV.23 : Surface du buffer Q_Al90_CC à mi-rampe (gauche) et en fin de structure PL (droite)
Direction fléchée : [110] Echelles et conditions expérimentales : voir figures IV.6 et 9

Résumé sur l'étude de buffers métamorphiques GaAs → InP graduels pour m-TBH

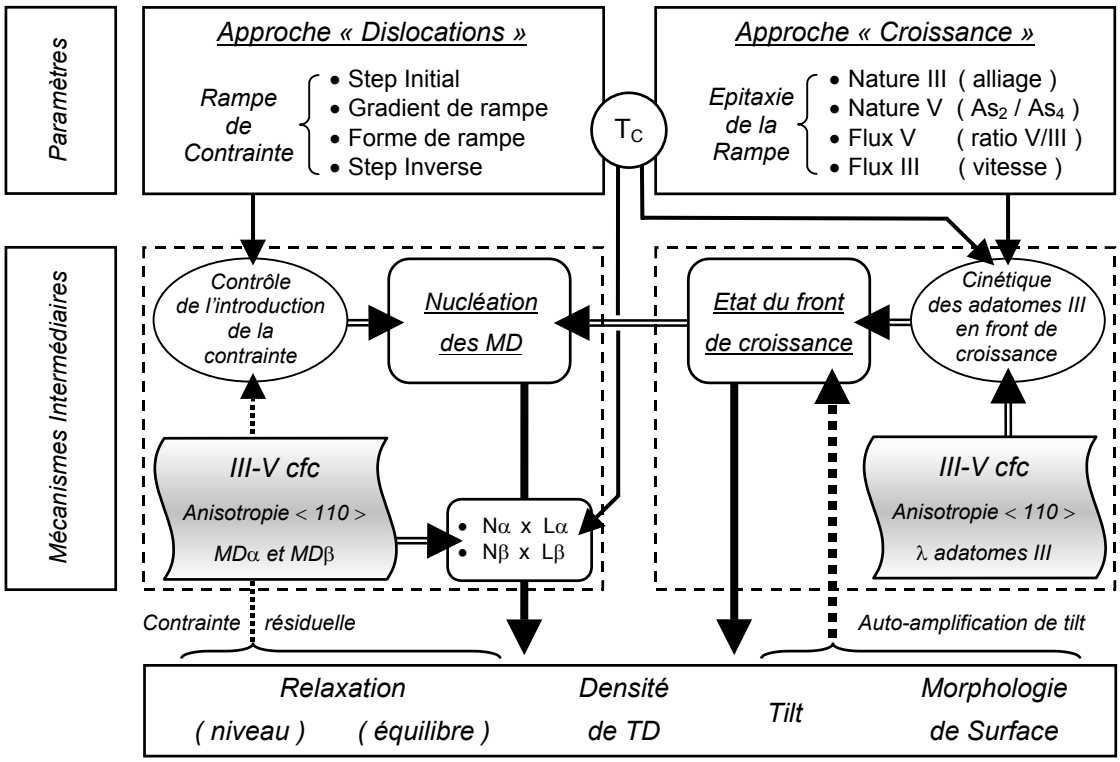
- Nous nous sommes basés sur une rampe graduelle en $In_XAl_{1-X}As$ épitaxiée sous As_4, résultat des études antérieures menées à l'IEMN pour des m-HEMT. Cette rampe de contrainte optimisée permettant une relaxation quasi-totale et équilibrée selon <110>, il était exclu d'en modifier la composition initiale, le gradient ou le décrochement – paramètres contrôlant l'introduction de contrainte et relevant d'une approche « dislocations ». Ceci nous a par contre permis de modifier d'autres paramètres dans une approche « croissance », le principal étant l'alliage du buffer, en passant d'$In_XAl_{1-X}As$ à $In_X(Ga_YAl_{1-Y})_{1-X}As$ à différents ratios (Al:Ga) initiaux. Les autres paramètres sont : la source d'As (AsH_3 craquée ou As_4), la vitesse d'épitaxie, T_C (350-400°C) et le ratio V/III.
- Nos travaux ont été avant tout orientés par l'amélioration (effective) des performances des m-TBH réalisés en collaboration avec Singapour. La caractérisation systématique des hétérostructures épitaxiées sur buffers graduels en microscopie optique, AFM, DDX et PL (10/300K) a toutefois mené à une somme de données expérimentales. Ces données permettent d'étudier le processus de relaxation via ses conséquences sur la structure active et donc, à la condition d'en considérer simultanément un grand nombre[7], de préciser le rôle de la cinétique des adatomes III en front de croissance sur la relaxation des rampes graduelles. Ce rôle avait déjà été invoqué dans quelques (rares) études [Chyi96,Lubyshev01,Cordier03] que nos travaux confirment et complètent largement.

- La modification du matériau du buffer graduel, en remplaçant l'InAlAs par l'InGaAlAs, montre que la cinétique des adatomes III en front de croissance influence le <u>*nombre de dislocations générées*</u>. A T_C ~ 400°C, la différence de mobilité entre Al et In mène à une rugosité et une modulation de composition à courte échelle (10-100nm), développement obéré par l'adjonction de Ga – adatome aux propriétés intermédiaires entre celles d'Al et In – et ce dès une faible substitution Al ↔ Ga. Cette rugosité entraîne une accumulation de contrainte à courte échelle favorisant la nucléation de demi-boucles TD/MD/TD en surface. La cinétique modifie ainsi la génération et l'élongation des MD (*i.e.* évacuation/blocage de TD, (dés)équilibre selon <110>), et la surface modifie la relaxation.
- La modification de la source d'As – en passant d'AsH_3 craquée (As_2) à As_4 – mène à un niveau de mobilité supérieur, où la cinétique des adatomes III influence le <u>*type de dislocations générées*</u> par nucléation sélective en front de croissance. Elle se traduit par un tilt $\beta < 0$ et un cross-hatch aligné selon [110], faits reproductibles qui s'accentuent avec la mobilité des adatomes III. Ils s'interprètent via un mécanisme d'auto-amplification du tilt β et du cross-hatch que contrôle la cinétique. L'influence (surface → dislocations) se double d'une rétroaction (dislocations → surface) simple (cross-hatch) ou plus évoluée (alignement progressif du cross-hatch sur l'épaisseur de la rampe).
- Signalons enfin que nos observations en fonction du ratio V/III, si elles évoquent une modification de la cinétique des adatomes III, semblent mettre en jeu un processus dissocié des dislocations.

[7] Il suffit pour s'en convaincre de ne considérer que les buffers épitaxiés sous AsH_3 craquée : l'amélioration en PL à 300K (figures IV.5) est alors attribuable à celle de la relaxation en DDX (figures IV.7), conclusion qu'infirme l'ajout des données sur buffers équivalents épitaxiés sous As_4 car l'amélioration équivalente en PL s'accompagne d'une dégradation en DDX. Il reste alors à expliquer les différences entre buffers épitaxiés sous AsH_3 et As_4...

- En pratique, entre le buffer « initial » Ternaire_As4 et Q_Al50_CC350, nous avons amélioré la qualité des matériaux de structure active : moindre densité de TD (intensité PL multipliée par 16 à 300K sans décomposition d'alliage) à relaxation (niveau et équilibre <110>) et rugosité préservées (cross-hatch et rugosité RMS). Seuls les effets sur les m-TBH, pour le moment inconnus, des motifs plus marqués vus en AFM posent question. Notons que ces améliorations s'accompagnent d'une réduction de 25% de la durée d'épitaxie (gain de ~30 minutes) et sont reproductibles.

- Sur un plan général, nous avons proposé en IV.C.3 d'étendre nos conclusions sur la cinétique des adatomes III (en front de croissance d'un buffer graduel III-As épitaxié en MBE) à un intervalle de mobilité moyenne plus large que celui ici exploré, dans la mesure où elles sont cohérentes avec nombre de résultats de la littérature, aux effets des paramètres « dislocations » près (gradient...).
- Enfin, il est clair qu'il convient d'aborder l'épitaxie de buffers graduels selon une double approche. En approche « dislocations », l'introduction de contrainte contrôle la nucléation des dislocations et leurs interactions pour obtenir une relaxation totale et équilibrée selon <110>. Il ne faut toutefois pas négliger que ceci se déroule lors de l'épitaxie d'un alliage, durant laquelle des phénomènes de front de croissance peuvent modifier le principal lieu d'accumulation de contrainte : la surface. En approche « croissance », il ne faut pas oublier que le front de croissance est sous contrainte, ni que des dislocations existent sous la surface et l'influencent (*i.e.* cross-hatch, tilt et marches...), tandis que nombre de paramètres évoluent sur la durée d'une rampe : matériau, ratio V/III, T_C...
- Retenons la notion d'interaction illustrée figure IV.24 ci-dessous de deux processus dynamiques, marqués par l'anisotropie des III-V cfc : la cinétique des adatomes III avec diffusion préférentielle selon [1$\underline{1}$0] et celle des dislocations avec élongation préférentielle des MDα selon [1$\underline{1}$0].



Figures IV.24 : Paramètres, mécanismes intermédiaires et résultats pour une rampe graduelle

IV.D – Les buffers métamorphiques GaAs → InP uniformes :

Nous traitons dorénavant de l'épitaxie de buffers GaAs → InP uniformes dont le principe de relaxation, présenté au chapitre II, est plus simple à mettre en pratique que celui des buffers graduels. Il n'est en particulier pas question ici de rampe de composition. Nous traitons donc en une seule partie de tous les éléments se rapportant à leur croissance en MBE, puis nous présentons nos résultats « matériaux » avant de conclure en nous situant par rapport aux résultats publiés dans la littérature.

IV.D.1 – Croissance de buffers métamorphiques uniformes

Une ***étude bibliographique*** montre que des buffers uniformes GaAs → InP ont été employés dès 1986 sous des composants électroniques et optoélectroniques à base d'$In_{0.53}Ga_{0.47}As$ sur GaAs : jonctions pn [Dentai86], premier OEIC opérant à 1,55µm sur GaAs [Razeghi86], photodiodes [Dentai87],... Ces hétérostructures sont épitaxiées en MOCVD/MOVPE, technique employée pour la majorité des études sur buffers uniformes car favorable à l'obtention rapide de buffers épais (de 10µm... ! [Dentai87]) grâce à une vitesse de croissance proche des 2µm/h, double de celle typique en MBE (cf. III.A.1).

La MBE n'est cependant pas délaissée. Elle est logiquement utilisée pour les comparaisons buffers « graduels *vs* uniformes » [Harmand89a,Haüsler95,Kim02a,Lefebvre03,Lubyshev03,Fastenau04].

L'étude pionnière de Harmand *et al.* – où sont mentionnées à notre connaissance les premières rampes graduelles – montre qu'un m-HEMT à canal $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ épitaxié sur GaAs via une rampe en $In_XGa_{1-X}As$ présente une mobilité électronique à 300K supérieure de 50% au m-HEMT épitaxié sur un buffer uniforme $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ équivalent en épaisseur et T_C [Harmand89a]. Haüsler *et al.* confirment cette observation sur m-HEMT à buffers graduels et uniformes en $In_XGa_{1-X}As$ [Haüsler95]. Récemment, Fastenau *et al.* ont comparé des m-HEMT à buffer graduel $In_XAl_{1-X}As$ et uniforme InP : sur le buffer graduel, les mobilités électroniques à 300 et 77K sont identiques à celles de la référence sur substrat InP, mais chutent de respectivement ~10 et ~32% sur le buffer uniforme [Fastenau04].

La MBE apparaît surtout en bonne place pour l'épitaxie de m-TBH sur buffer uniforme, avec trois réalisations sur les quatre dont nous ayons connaissance (cf. IV.A.1). C'est le cas des m-TBH « InP sur GaAs » à l'état de l'art fréquentiel de l'équipe du Pr. M. Rodwell (UCSB, 2002/2004) et auparavant des m-TBH « InAs sur GaAs » du « 6,1Å Group » du Pr. H. Kroemer (UCSB) [Pekarik92], ainsi que pour les m-TBH « InP sur GaAs » dédiés à la tenue en puissance de IQE/UCSB [Fastenau04]. Seuls les premiers m-TBH sur buffer uniforme « InP sur GaAs » ont été réalisés en MOCVD, avec comparaison à une référence sur InP et à leur équivalent « InP sur Si » (NTT, 1991) [Makimoto91].

Nous avons pour notre part fait quelques essais d'épitaxie de buffers GaAs → InP uniformes parallèlement à notre étude sur les rampes graduelles. Contrairement à celles-ci, nous ne bénéficiions cette fois d'aucune expérience antérieure sur les ***paramètres de croissance*** à optimiser qui sont : l'épaisseur du buffer, son matériau, ainsi que la température de croissance T_C et ses évolutions.

Pour l'***épaisseur*** nous avons conservé celle des buffers graduels, soit 1600nm en incluant le plateau $In_{0.52}Al_{0.48}As$ d'isolation électrique (300nm) : nous pouvons ainsi comparer les deux approches tout en étant dans l'intervalle 1,5-2µm de compromis efficacité-coût des buffers uniformes (cf. II.F.2).

Pour les ***matériaux***, nous avons retenu $In_{0.52}Al_{0.48}As$ et InP. L'$In_{0.52}Al_{0.48}As$ améliore l'isolation électrique mais présente les inconvénients soulignés sur les buffers graduels : présence d'Al, possible décomposition d'alliage,... Ce n'est bien sûr pas le cas du binaire InP – matériau dont on attend plutôt *a priori* un effet de « lissage » de la surface – ainsi, à l'inverse, qu'une moindre isolation électrique : l'InP présente une conductivité de type n, à hauteur d'un dopage résiduel ~10^{15} cm^{-3} dans nôtre bâti.

Notons l'absence de buffers uniformes $In_{1-X0-Y0}Ga_{X0}Al_{Y0}As$. A cela deux raisons. Nos premiers résultats sur buffers uniformes nous ont suggéré une décomposition du matériau ternaire $In_{0.52}Al_{0.48}As$, ce qui écartait le quaternaire en dépit des premières améliorations constatées sur rampes graduelles. L'autre raison concerne l'évacuation thermique sous les m-TBH, problème déjà évoqué pour les TBH sur substrat InP (cf. I.C.1). Des études montrent qu'un buffer uniforme InP est de ce point de vue plus performant que les rampes graduelles en alliage III-As, III-Sb [Kim02a,Liu03] ou en $In_XAl_{1-X}P$ [Kim03a]. Seuls les buffers $In_XGa_{1-X}P$ de nos collaborateurs de NTU semblent une alternative valable [Yang04]. Des données numériques correspondant à ce problème sont rassemblées au tableau IV.d ci-dessous.

Tableau IV.d : Données caractérisant le comportement thermique de différents buffers GaAs → InP (données de [Liu03] par Scanning Thermal Microscopy – SThM)

	Conductivité Thermique des matériaux ($W . m^{-1} . K^{-1}$)		*Résistance Thermique du buffer ($°C . W^{-1}$)*
Buffer Graduel $In_XAl_{1-X}As$	10,5	< 10	1200
Buffer Graduel $In_X(Ga_YAl_{1-Y})_{1-X}As$	*	< 10	12580
Buffer Uniforme InP	16,1	81	275
Buffer en Super-réseau AlGaAsSb	8,4	-	-
Référence : GaAs massif	44	-	-
Référence : InP massif	68	-	-
	UCSB [Kim02a]	Fondeur IQE [Liu03]	

** $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ et $In_{0.52}Al_{0.48}As$ à 300K : ~5 et ~10 $W.m^{-1}.K^{-1}$ [Harrison03,Dahlström04,Harrison04,Houtsma04]*

Note : pour comparaison, la conductivité thermique du cuivre est de ~400 $W.m^{-1}.K^{-1}$ à 300K.

Il nous reste enfin à aborder la question de la ***température d'épitaxie*** des buffers uniformes. En effet, ceux-ci se différencient des buffers graduels par le fait que nous ne sommes plus obligés de réduire T_C pour concilier une relaxation équilibrée selon <110> et un gradient économiquement viable. L'introduction de la contrainte dans les buffers uniformes à l'unique interface buffer/GaAs y localise une très grande densité de demi-boucles TD/MD/TD, d'où une forte probabilité de blocage TD/MD qui rend négligeables les différences de comportement entre les MD α et β orthogonales.

Un autre aspect doit cependant être pris en compte pour fixer T_C dans les buffers uniformes : la densité et la taille des îlots à cette interface buffer/GaAs. Du II.F.1, nous retenons que la relaxation résulte ici de l'évolution 2D → 3D → 2D de la surface : la contrainte liée au $\Delta a/a$ ~ 3,8% promeut une croissance en îlots dont la surface est relaxée (cf. [Androussi94] et II.F.1) et qui coalescent en un film continu, avec génération de dislocations aux zones de coalescence d'îlots [Androussi95,Cullis95].

Pour cette « couche de nucléation », nous avons donc intérêt à réduire la mobilité des adatomes III en diminuant T_C, pour favoriser la croissance d'îlots de petite taille, en grande densité et uniformément répartis sur la surface GaAs, puis la coalescence d'un film continu formant une surface plutôt plane [WChen89,Kitabayashi95,Seifert96,Takano96]. A l'inverse, l'épitaxie à T_C élevée (*i.e.* standard) développera des îlots de surface et de hauteur plus importantes, ce qui oriente le déplacement des adatomes, perturbe la coalescence et mène à un front de croissance plus rugueux [Tillmann95].

Cependant, une fois le film continu formé à basse T_C et les TD générées, il est préférable de privilégier une température standard de ~500°C [Lee87]. Le but est de favoriser le déblocage des TD par activation thermique [Freund90] et d'accroître leur probabilité d'interactions – fusion (2 TD → 1 TD) ou annihilation (2 TD → 0 TD) [Speck96,Romanov99] – pour réduire au final leur densité en surface.

Cette démarche basée sur deux valeurs de T_C est connue sous le nom de « 2-step growth ». Elle est utilisée depuis plus de vingt ans pour la croissance de « GaAs sur Si » [Fang90,Georgakilas92] ou celle d'« InP sur GaAs ». Dans ce dernier cas et à notre connaissance, toutes les études existantes au moment d'entreprendre la notre étaient basées sur la MOCVD/MOVPE [MOCVD] – à deux exceptions près : celle de Riesz *et al.* où des buffers uniformes InP de 2-3µm épitaxiés par GSMBE à T_C ~ 500°C comportent parfois une couche de nucléation de 17nm à T_C ~ 400-450°C [Riesz91,Morelhão95], et celle de Ratanathammaphan *et al.* où le but principal est l'obtention d'un flux de P_2 par sublimation de GaP depuis une source d'effusion solide modifiée, mais d'où nous retenons la possibilité d'épitaxier des couches lisses de ~1µm d'InP sur GaAs à T_C ~ 300°C en réduisant le flux d'éléments V [Ratana.01].

Au final, sur la base de ces différents éléments bibliographiques, nous avons retenu en GSMBE les conditions mentionnées au tableau IV.e ci-dessous avec la ***liste des buffers uniformes***.

Tableau IV.e : Données « matériaux » et d'épitaxie sur les buffers uniformes Gas → InP

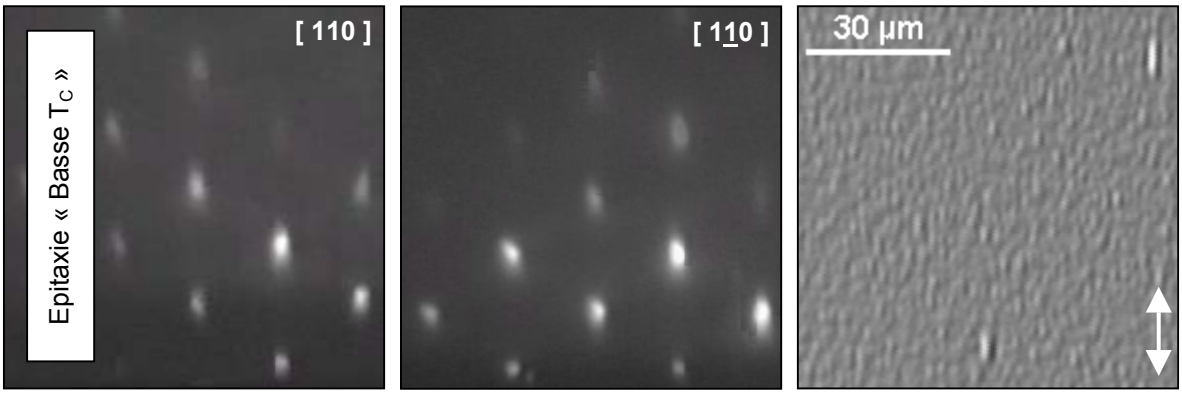
Dénomination de l'Echantillon	*Matériau (vitesse ~ 1µm/h)*	*T_C visée (°C)*	*Consigne AsH_3 ou PH_3 (sccm)*
U_InAlAs500	$In_{0.52}Al_{0.48}As$	500	1 (flux standard)
U_InAlAs400		400	
U_InP500	InP	500	3,5 (flux standard)
U_InP400		400	
U_InP300		300	1,5
U_InP3/500	InP	300 (30nm) 500 (1270nm)	(1,5 ↗) 3,5
U_InP5/300		500 (30nm) 300 (1270nm)	(3,5 ↘) 1,5

L'épitaxie d'un buffer uniforme de ~1600nm dure environ 90-100 minutes. Parmi nos échantillons, nous distinguons une première série de cinq buffers épitaxiés à T_C constante. Soulignons qu'il faut diminuer le flux de phosphine PH_3 lorsque T_C ~ 300°C, l'épitaxie ayant lieu sous la température de sublimation non congruente de l'InP (*i.e.* T_{CS} ~ 360-370°C). La seconde série rassemble les deux buffers épitaxiés en « 2-step growth » : les buffers précédents à T_C constante nous ont menés à opter pour une couche de nucléation de ~30nm, ainsi qu'à l'essai d'une inversion sur T_C – haute puis basse.

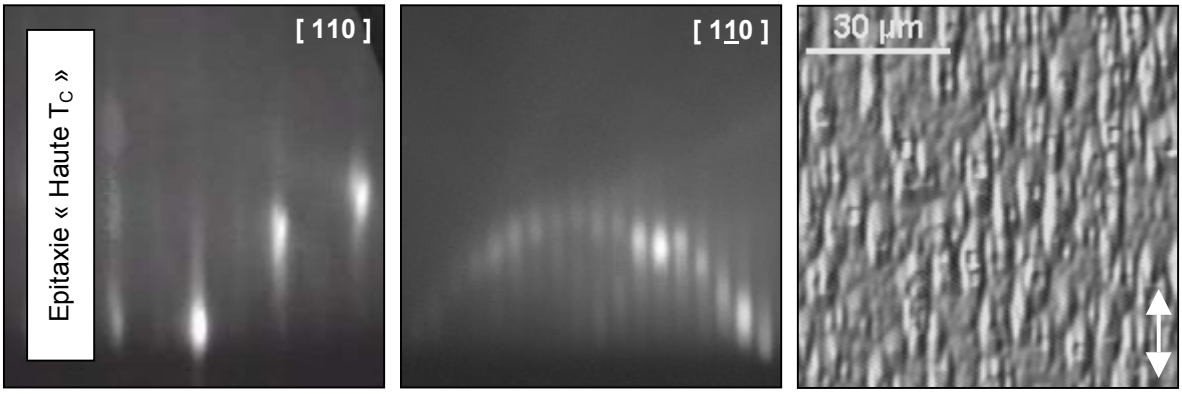
Les ***évolutions du RHEED*** lors de l'épitaxie des buffers uniformes sont assez spectaculaires [Ratana.01] et très différentes de celles sur buffers graduels (cf. figures IV.24). Notons toutefois que ce n'est pas le cas pour la structure PL où – *a contrario* – la ressemblance est grande.

Pour les *buffers uniformes InP*, le RHEED est instantanément 3D mais devient 2x4 quasi-2D à ~500°C après 1min (18nm). L'évolution est identique mais plus lente à ~400°C : 2x1 spotty et diffus après 5min (90nm), il devient 2x4 moins spotty mais diffus après 10 min, puis comparable à celui à ~500°C à mi-croissance. Ce n'est pas le cas à ~300°C : le RHEED reste 3D sur tout le buffer, ne devenant similaire aux cas précédents que par hausse de T_C à ~500°C pour épitaxier la structure PL.

Pour les *buffers uniformes $In_{0.52}Al_{0.48}As$*, les évolutions du RHEED sont plus progressives. Pour T_C ~ 500°C, le passage 3D est tout aussi instantané mais est suivi d'une lente amélioration jusqu'en fin de buffer, où le RHEED devient 2x1 tout en présentant des petits points 3D assez nets. Pour T_C ~ 400°C, la dégradation initiale n'est véritablement 3D qu'après 1 minute, avant une évolution tout aussi lente vers un RHEED 2x1 très spotty et diffus en fin de buffer, et sans points 3D.



RHEED sur U_InP300 (équivalent U_InP5/300) U_InP5/300



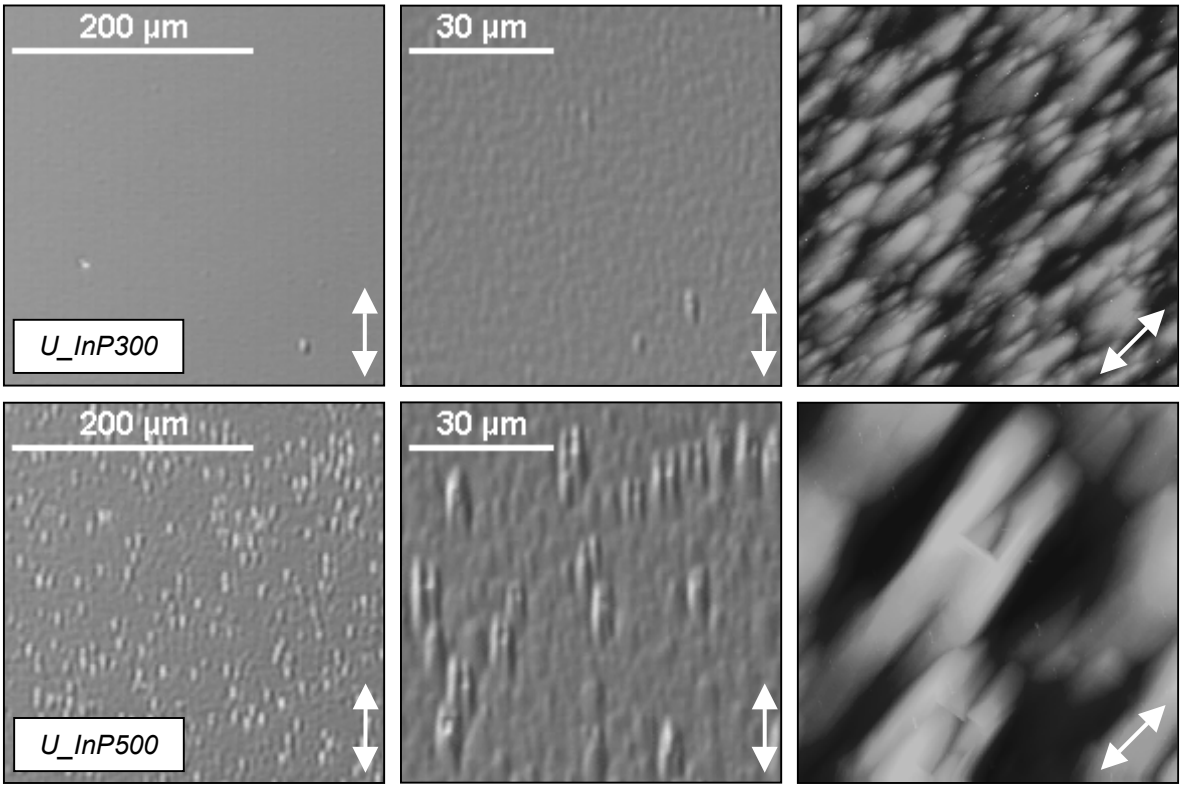
RHEED sur U_InP400 (équivalent U_InP500 & U_InP3/500) U_InP3/500

Figures IV.24 : Clichés RHEED à mi-buffer et surfaces finales observées en microscopie optique sous lumière polarisée (sur structure PL) pour des buffers uniformes en InP.
cas les plus défavorables pour un RHEED 3D (U_InP5/300) et un RHEED 2D (U_InP3/500)

Remarquons l'illustration de l'inadéquation du RHEED à annoncer l'état de surface final des structures PL, cette différence d'échelle ayant déjà été évoquée en IV.C.5 : un RHEED 3D lors d'une épitaxie « Basse T_C » (*i.e.* ~300°C) correspond – au pire – à la surface de U_InP5/300, tandis qu'un RHEED 2x4 quasi-2D en épitaxie « Haute T_C » (*i.e.* ~400-500°C) peut mener à celle de U_InP3/500.

IV.D.2 – Morphologie de surface en microscopies optique et AFM

Les figures IV.25 rassemblent les clichés en microscopies optique et AFM pour U_InP500 et U_InP300 – ce dernier étant représentatif de U_InP400, mais aussi U_InAlAs400 et U_InAlAs500.



Figures IV.25 : Surface InP de structures PL sur buffers uniformes InP pour T_C ~ 300 et 500°C

Direction fléchée : [110] *Microscopie optique (contraste Nomarski en réflexion)*
Microscopie AFM en mode Tapping (scans 15 x 15 µm² – échelle de hauteur : 40nm pour U_InP300 et 120nm pour U_InP500) 0 nm 40 ou 120 nm

En ***microscopie optique***, nous vérifions avant tout l'absence de cross-hatch, attendue car la relaxation n'a pas lieu via un réseau <110> de MD. Nous distinguons un premier groupe de buffers impropres à la réalisation de composants : ce sont U_InP500 et U_InP3/500 qui, malgré un RHEED 2x4 quasi-2D, présentent une surface défectueuse (cf. figures IV.24 et 25). Nous y associons le buffer U_InP5/300 « 2-step growth » « Basse T_C » : bien qu'exempt de défauts marqués, il est trop rugueux. Un second groupe rassemble les autres buffers dont la surface à grande échelle est lisse, résultat jusqu'alors inédit sur l'ensemble de nos croissances métamorphiques : les observations sur U_InP300 (dont le RHEED est 3D durant l'épitaxie...) sont peu ou prou identiques à celles sur U_InAlAs400 et U_InAlAs500 (surface plus favorable encore) et sur U_InP400 (à l'inverse légèrement plus rugueux).

La ***microscopie AFM*** vérifie aussi ce clivage. Les défauts marqués en surface entraînent des valeurs de rugosité RMS de plus de 20nm (scans 15x15µm²) et des hauteurs pic-vallée de 70-100nm. Dans le second groupe nous obtenons de faibles valeurs numériques avec, dans l'ordre décroissant de RMS : U_InP400 (~5nm), U_InP300 (~4,3nm), U_InAlAs400 (~4,1nm) et U_InAlAs500 (~3,9nm). L'ensemble de ces buffers présente une morphologie proche de celle de U_InP300 (cf. figures IV.25).

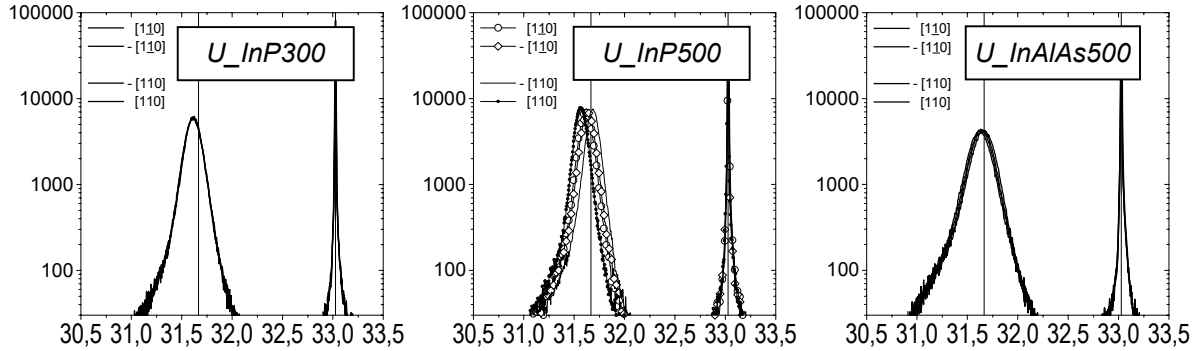
En résumé, la microscopie optique et AFM confirment l'atout principal des buffers uniformes : l'obtention de surfaces lisses à grande et moyenne échelles. Une épitaxie « 2-step growth » nous semble inutile en MBE – statu quo *ou dégradation – tandis que les observations RHEED ne sont pas corrélées à l'état de surface final : elle peut être très rugueuse malgré un RHEED 2D (U_InP500) – et inversement (U_InP300). Pour le moment, nous retenons les buffers U_InAlAs500 et U_InP300.*

IV.D.3 – Tendances observées en Double Diffraction des rayons X

Nous rapportons figure IV.26 ci-dessous des séries de spectres obtenus en réflexion (004) sur U_InP300 – buffer également étudié en réflexion asymétrique (224) – U_InP500 et U_InAlAs500.

Nous remarquons avant tout l'absence de signal de diffraction intermédiaire (*i.e.* entre le pic substrat et le pic de couche), logique sans rampe graduelle. L'épaisseur de matériaux diffractant en accord de maille sur InP étant accrue, le pic de couche est également plus intense.

Nous notons aussi l'absence ou la faiblesse du tilt, léger pour le buffer U_InP500, absent sur U_InP400 (non montré) et U_InP300 : ceci montre la présence de MD mixtes α et β dans les buffers uniformes, mais dont la différence de comportement ne peut s'exprimer du fait du taux de blocage [Häusler95] – sauf à haute température d'épitaxie où la probabilité de déblocage de TD est supérieure. L'observation d'un tilt sur U_InAlAs400 (non montré) semble alors contradictoire puisqu'il est quasi-nul sur U_InAlAs500, mais s'explique en fait très bien lorsque l'on considère le passage 3D tardif relevé en RHEED : une relaxation plastique (MD) a visiblement opéré avant la relaxation élastique (surface).



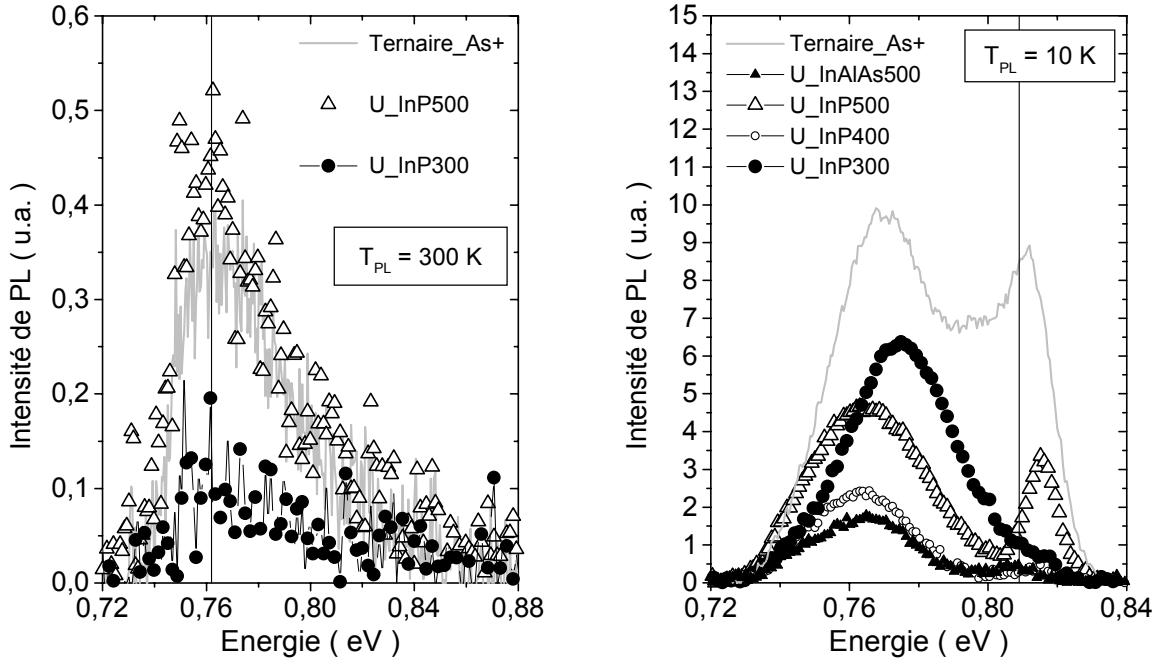
Figures IV.26 : Spectres type de DDX : coups/s en fonction de l'angle θ (°)
Acquisitions ω / 2θ en réflexion (004) avec positions pic substrat GaAs (33,026°) et pic InP (31,667°)

D'après ces pics, le taux de relaxation des buffers uniformes dans le plan de croissance est ~97% (*i.e.* déformation tétragonale selon l'axe de croissance) en accord avec la littérature (cf. II.F.2). Les largeurs à mi-hauteur FWHM n'évoluent que de 0,14° à 0,16° sur les buffers uniformes en InP (U_InP500 et U_InP300), mais sont plus importantes sur $In_{0.52}Al_{0.48}As$ avec 0,22° (U_InAlAs500) et 0,30° (U_InAlAs400) : la mosaïcité des matériaux est logiquement supérieure sur alliage ternaire.

En résumé, nous constatons en DDX de très faibles différences entre buffers uniformes InP, mais pas avec ceux en $In_{0.52}Al_{0.48}As$: le buffer U_InAlAs500 confirme sa supériorité sur U_InAlAs400 (pas de tilt et FWHM moindre) mais est cette fois moins intéressant que U_InP300, autre buffer sélectionné en microscopie et que nous choisissons finalement vu sa FWHM ici ~30% plus faible.

IV.D.4 – Photoluminescence à T_{PL} = 300K et 10K sur les buffers uniformes

Les spectres les plus représentatifs obtenus sur buffers uniformes à T_{PL} = 300K et 10K sont rassemblés figures IV.27 – avec ceux de Ternaire_As+, rampe graduelle des plus perfectibles.

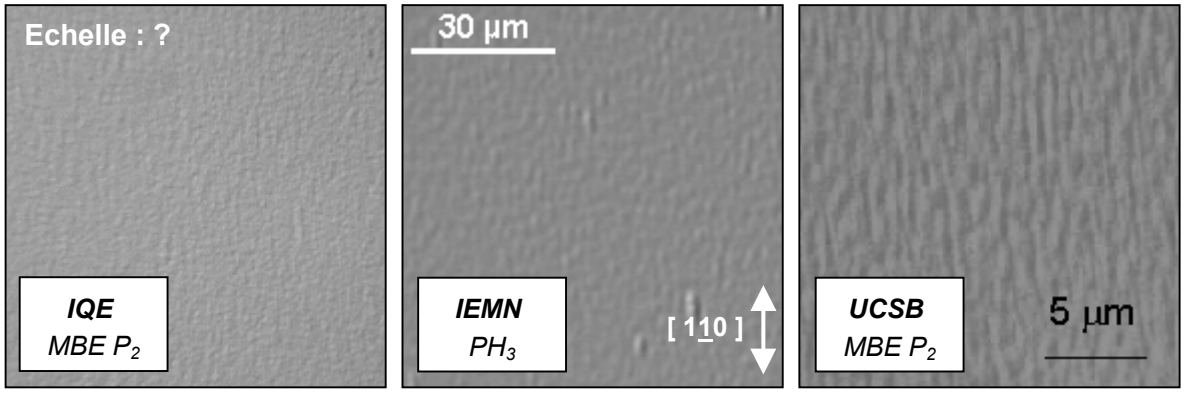


Figures IV.27 : Spectres de PL à T_{PL} = 300K (gauche) et 10K (droite) des buffers uniformes les plus représentatifs avec rappel de ceux du buffer graduel Ternaire_As+

Pour T_{PL} = 300K, les spectres de PL confirment ce que l'on pouvait craindre d'un tel processus de relaxation : la propagation d'une très forte densité de TD jusque dans les couches de structure active. Le « meilleur » signal ainsi obtenu – celui de U_InP500 – est très bruité, très faible, au niveau de l'un des plus mauvais buffers graduels $In_XAl_{1-X}As$ (Ternaire_As+). Nous avons aussi représenté le spectre du buffer uniforme retenu U_InP300, le signal de U_InAlAs500 étant encore inférieur. Pour T_{PL} = 10K, le pic à basse énergie est présent (cf. IV.C.5), mais le pic de transition bande à bande souvent absent.

IV.D.5 – Commentaires sur les résultats « matériaux » sur buffers uniformes

La densité de dislocations émergentes des buffers uniformes étant par principe de relaxation supérieure à celle sur buffer graduel (cf. chapitre II), le principal enjeu est de minimiser leur rugosité de surface à courte et à grande échelle. Evaluer nos résultats par rapport à la littérature pose alors le même problème que sur buffer graduel vu la disparité de structures et épaisseurs étudiées : m-HEMT, m-TBH, buffer seul, etc. Sur les clichés de microscopie optique des figures IV.28 ci-après, le résultat du fondeur IQE (gauche) apparaît équivalent ou supérieur au notre (centre). Pour UCSB (droite), l'échelle indique un cliché proche de nos scans AFM 15x15µm². Ce buffer est utilisé sous des m-TBH à F_T/F_{MAX} = 200/200GHz. Les valeurs de rugosité RMS correspondantes sont de 2,6nm (IQE), 4,3nm (U_InP300), et vont de ~9nm (T_C = 470-490°C) à ~13nm (400°C) pour UCSB – aux réserves sur les mesures en AFM près (taille de scan, mode… cf. III.C.2) [Kim02a,Kim03a,Kim03b,Liu03,Lubyshev03].



Figures IV.28 : Surfaces vues en microscopie optique de buffers uniformes InP épitaxiés en MBE par le fondeur IQE [Liu03] (gauche) et à UCSB [Kim03b] (droite) –avec rappel de U_InP300 (centre)

Signalons aussi une étude de nos collaborateurs de NTU. Ils obtiennent typiquement des surfaces comparables à celle de U_InP500, et constatent l'apport d'une épitaxie « 2-step growth » en MBE. Ils relèvent ainsi de meilleurs résultats lorsque la couche de nucléation (20nm InP) est épitaxiée à ~400°C plutôt qu'à ~300°C, à structure ensuite identique : 1,5µm d'InP à ~480°C [Radhakrishnan04].

Nos résultats sur buffer uniforme InP se situent donc favorablement par rapport à la littérature. Nous constatons cependant une amélioration en diminuant T_C vers 300-400°C et l'inefficacité en MBE d'une épitaxie « 2-step growth », en contradiction avec d'autres équipes sur la valeur typique de T_C : entre 460 à 500°C selon UCSB [Kim02a,Kim03a,Kim03b], IQE/UCSB [Fastenau04] et NTU [Radhakrishnan04].

IV.D.6 – Conclusion sur les buffers métamorphiques GaAs → InP uniformes

En résumé, les avantages des buffers GaAs → InP uniformes sont :

- La facilité d'épitaxie – avec utilisation des températures de cellules de l'accord de maille sur InP,
- l'obtention de surfaces lisses à grande et petite échelle – pas de cross-hatch, faible rugosité RMS,
- l'équilibre entre directions <110> – tilt nul ou léger, lié à la relaxation sans réseau <110> de MD,
- et une meilleure conductivité thermique lorsque l'on opte pour un buffer uniforme en InP.

Nous avons également constaté les défauts mentionnés au chapitre II (cf. II.F.2) :

- Une forte densité de dislocations émergentes TD répliquées jusque dans les structures actives (*i.e.* PL quasi-nulle à T_{PL} = 300K) où l'$In_{0.53}Ga_{0.47}As$ est de plus décomposé (cf. PL à T_{PL} = 10K),
- et un état de relaxation final connu pour être limité à ~90-95% avec une déformation tétragonale résiduelle de la maille selon l'axe de croissance, « inamovible » sans « step-inverse ».

Sur un plan pratique, nous avons visiblement atteint l'état de l'art en ce qui concerne l'état de surface avec des buffers présentant une faible rugosité à grande et petite échelle. Nous optons pour le buffer U_InP300 : surface parmi les plus lisses, plus faible largeur à mi-hauteur FWHM en DDX, conductivité thermique supérieure de l'InP. Seul la PL lui est défavorable, argument insignifiant vu le faible niveau des buffers uniformes. Notons l'alternative U_InAlAs500, *a priori* plus efficace en isolation électrique.

IV.E – Diodes métamorphiques sur buffers graduels et uniformes :

Nous venons de conclure la première étape de l'optimisation en MBE de buffers GaAs → InP pour m-TBH InP/$In_{0.53}Ga_{0.47}As$, celle des caractérisations « matériaux ». Nous abordons à présent la seconde étape, basée sur la réalisation et la caractérisation « électrique » de diodes métamorphiques.

IV.E.1 – Présentation des échantillons

Le tableau IV.f ci-dessous rassemble les données d'épitaxie des diodes métamorphiques. Leur structure est détaillée en V.A.7 et nos motivations quant au choix du dopage exposées en IV.A.2. Nous avons initialement utilisé des buffers ternaires, puis ceux graduel et uniforme choisis d'après les résultats matériaux précédents : Q_Al50_CC350 et U_InP300. Précisons que le buffer GaAs → InP (ici ~1300nm) est complété par un buffer $In_{0.52}Al_{0.48}As$ d'isolation électrique de ~300nm (T_C ~ 400°C).

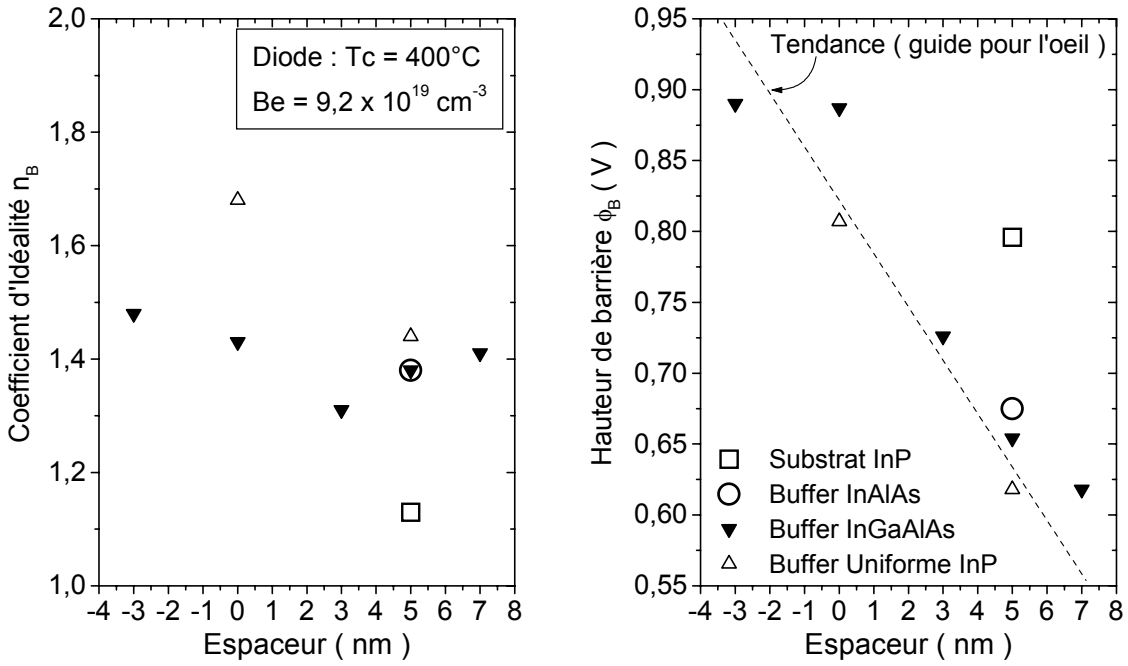
Tableau IV.f : Données de croissance et résultats sur les diodes métamorphiques

Echantillons	*Buffers retenus (notations précédentes)*	h_{HALL} *T_C diode*	*Espaceur (nm)*	n_B	ϕ_B *(V)*
D9 (référence)	Substrat InP	$9{,}2\times10^{19}$ cm^{-3}	5	1,13	0,80
D_TG_5	Ternaire		5	1,38	0,68
D_TS_5	Ternaire_As4				
D_QG_(-3) *	Q_Al50_CC350	400°C	-3	1,48	0,89
D_QG_0 **			0	1,43	
D_QG_3			3	1,31	0,73
D_QG_5			5	1,38	0,65
D_QG_7			7	1,41	0,62
D_U_0 **	Q_U_InP300		0	1,68	0,81
D_U_5			5	1,44	0,62

** Dopage Be de l'émetteur sur 3nm* *** Pas d'espaceur*

IV.E.2 – Diodes métamorphiques : résultats et interprétations

Les figures IV.29 représentent les évolutions du coefficient d'idéalité n_B et de la hauteur de barrière effective ϕ_B sur buffer métamorphique ou substrat InP, en fonction d'un seul paramètre : l'épaisseur de l'espaceur. Comme sur substrat InP (cf. V.A.7), les caractéristiques I(V) sont des mesures de courant de base I_B à l'hétérojonction émetteur-base (EB) d'un TBH InP/$In_{0.53}Ga_{0.47}As$, dont la base épitaxiée à T_C ~ 400°C est dopée Be à h_{HALL} = $9{,}2\times10^{19}$ cm^{-3}. La surface de la jonction EB étant de près de 2000µm² (*i.e.* mésa de ∅ ~ 50µm), nous sommes en régime de faible injection avec un courant n'excédant pas ~50A/cm². Les valeurs du coefficient d'idéalité n_B reflètent donc les défauts de l'hétérojonction émetteur-base (cf. V.A.2) : n_B vaut 1 dans le cas idéal, il évolue entre 1 et 2 pour un espaceur sous- ou sur- dimensionné – la valeur de ϕ_B étant simultanément supérieure ou inférieure à celle du cas idéal. Rappelons que n_B ~ 1,3 peut signaler la prédominance de recombinaisons en surface de base extrinsèque, tandis que $n_B \geq 2$ signale un fort taux de recombinaisons électron-trou dans la ZCE de jonction EB – celles-ci pouvant être imputables à des centres recombinants.



Figures IV.29 : Coefficient d'idéalité n_B (à gauche) et hauteur de barrière effective ϕ_B (à droite) en fonction de l'épaisseur d'espaceur – Mesures I(V) à ~50A/cm² sur diodes (∅ 50µm) épitaxiées sur différents buffers métamorphiques ou sur substrat InP (référence D9) (légendes communes)

La ***comparaison entre substrat InP et buffers métamorphiques à espaceur fixé (*** *5nm* ***)*** révèle une hausse de n_B de 1,13 à ~1,4 – avec une baisse de ϕ_B de respectivement 0,80V à ~0,65V.

Sur substrat InP, de telles dégradations correspondraient à un espaceur surdimensionné avec un taux de recombinaison électron-trou accru en ZCE côté base par accumulation d'électrons dans un « notch » plus marqué (hausse de n_B), associé à une réduction du « spike » à franchir (baisse de ϕ_B).

Sur buffer métamorphique, ces évolutions nous permettent déjà une conclusion : l'absence d'amplification de diffusion du béryllium, en accord avec les résultats SIMS de Hoke *et al.* [Hoke01]. Nous émettons *deux hypothèses – non exclusives* : ce que nous appelons une « baisse de précision » de l'espaceur due à la rugosité – son épaisseur et l'incertitude sur la localisation de l'hétérojonction « matériaux » sont du même ordre de grandeur – ou un effet des dislocations émergentes.

Sur la *rugosité* et la diminution d'efficacité de l'espaceur qui en résulterait, nous constatons que les diodes sur rampe graduelle ou buffer uniforme sont équivalentes en microscopie optique, vu la surface ~2000µm² de jonction EB (cf. figures III.9). En microscopie AFM, les différentes morphologies relevées sur ces buffers sont aussi sans effet (cf. figures IV.6, 9, 16 et 25). Les valeurs de rugosité RMS sur scan 15x15µm² sont par ailleurs comparables : de ~4nm (U_InP300), ~5nm (Ternaire) et ~6nm (Ternaire_As4 et Q_Al50_CC350). Toutes sont supérieures à celle relevée sur la référence épitaxiée sur substrat InP (~0,5nm), au demeurant parfaitement lisse en microscopie optique.

Cette séparation constatée en microscopie, entre d'une part la référence sur substrat InP et d'autre part – vu la surface de la jonction EB – l'*ensemble* des diodes métamorphiques, se retrouve expérimentalement sur n_B et ϕ_B pour un espaceur de 5nm : la rugosité semble bien être la principale cause de dégradation (*i.e.* hausse de n_B et baisse de ϕ_B) par « baisse de précision » de l'espaceur.

La *densité de dislocations émergentes* a cependant aussi un effet : elle explique visiblement les évolutions plus faibles entre buffers graduels et uniformes. Rappelons en effet que les dislocations, en piégeant les porteurs [Chatterjee95], facilitent les recombinaisons en régime de faible injection d'où hausse du coefficient n_B [Makimoto91,Ito92]. Elles réduisent aussi la barrière ϕ_B tout comme elles augmentent les courants de fuite [Pearton87,Ashizawa88+Fitzgerald88c,David95,Fastenau04,Griffith04b,Kim04].

D'après les résultats de TEM rapportés dans la littérature et mentionnés en II.B.5 et II.F.2, nous pouvons considérer une densité de TD de $10^7 cm^{-2}$ = 0,1µm^{-2} sur le buffer uniforme U_InP300 (*i.e.* valeur favorable de l'intervalle pour ces buffers : 10^7 à 10^9 cm^{-2}) et $10^5 cm^{-2}$ = 0,001µm^{-2} pour le buffer graduel Q_Al50_CC350. Notons que ces valeurs représentent par définition une longueur de dislocations par volume de matériau imagé, *i.e.* cm/cm^{-3}. Nous pouvons ici parler de densité de TD par cm^{-2} de jonction, du fait des mécanismes de relaxation dans les deux types de buffers GaAs → InP : les dislocations observées dans les couches actives sont des TD, soit répliquées depuis l'interface sur GaAs (U_InP300), soit bras émergents mais bloqués de demi-boucles TD/MD/TD (Q_Al50_CC350).

De là, en supposant leur répartition homogène, le nombre de TD en surface de diodes est ~2 sur D_QG_5 et ~200 sur D_U_5. Le facteur 100 en densité de TD entre les deux processus de relaxation peut expliquer les dégradations plus marquées entre D_U_5 et l'*ensemble* des diodes sur buffers graduels (D_TG_5 / D_TS_5 / D_QG_5) – effet toutefois secondaire par rapport à la rugosité.

Nos hypothèses semblent vérifiées et hiérarchisées pour un espaceur de 5nm sur différents substrat et buffers. Voyons si les variations d'épaisseur de cet espaceur confirment nos conclusions.

Augmenter l'épaisseur d'espaceur sur buffer graduel InGaAlAs (*Q_Al50_CC350* ***)*** de (-3) à 7nm entraîne les évolutions attendues sur n_B et ϕ_B : diminution continue de ϕ_B et passage par un minimum sur n_B, mais pour D_QG_3 et non D_QG_5. L'épaisseur optimisée à ~5nm sur substrat InP est ramenée à ~3nm : l'espaceur, ici surdimensionné à ~5nm, vérifie la « baisse de précision » liée à la rugosité. La preuve la plus tangible de la « baisse de précision » de l'espaceur vient toutefois du fait que la rugosité nivelle les différences : les évolutions sur n_B et sur ϕ_B sont beaucoup plus lentes que sur substrat InP. Il y a même « saturation » aux valeurs extrêmes sur D_QG_0 et surtout D_QG_(-3) : un dopage de l'émetteur au Be sur ~3nm n'entraîne pas de hausse dramatique de n_B et ϕ_B, ceux-ci restant respectivement inférieurs à 1,5 et ~0,9 V – valeurs proches des 1,13 et ~0,8V de référence !

Les ***deux valeurs d'espaceur sur buffer uniforme InP (*** *U_InP300* ***)*** confirment sa moindre qualité : les évolutions de n_B et ϕ_B suivent celles des diodes sur buffers graduels, mais avec un facteur de dégradation supplémentaire (*i.e.* hausse de n_B et baisse de ϕ_B) que nous attribuons – pour le cas sans espaceur comme à ~5nm – à la densité de TD plus élevée de deux ordres de grandeur.

En résumé, nous constatons une dégradation des diodes liée à la croissance métamorphique. L'effet principal est dû à la rugosité qui réduit la « précision » de l'espaceur : nous disposons d'une « marge de sécurité » pour la diffusion du Be – non amplifiée par l'épitaxie métamorphique – mais le coefficient d'idéalité n_B ne peut plus être inférieur à ~1,3, pour une épaisseur optimale ~3nm inférieure aux ~5nm sur substrat InP. L'effet des dislocations émergentes est secondaire : elles expliquent la moindre qualité des diodes épitaxiées sur buffer uniforme par rapport à celles sur buffer graduel.

IV.E.3 – Commentaires et conclusions de l'étude sur diodes métamorphiques

Pour évaluer ***nos résultats par rapport à la littérature***, il faut distinguer les diodes sur buffer graduels (D_QG_3 : n_B = 1,31) et uniformes. Sur ces derniers la valeur n_B = 1,44 de D_U_5 peut sans doute être améliorée via un espaceur ~ 3nm mais sans pouvoir atteindre n_B ~ 1,3 à cause des TD, fait suggéré par leur pente sur ϕ_B parallèle à celle des buffers graduels mais décalée aux faibles valeurs.

Pour les *diodes à buffer graduel*, les valeurs de n_B mesurées sur m-TBH montrent que notre optimisation à n_B ~ 1,31 apparaît d'un bon niveau (cf. tableau IV.g ci-dessous) : la majorité des m-TBH présente des valeurs n_B proches de 1,4 indépendamment de la surface de jonction EB, *i.e.* supérieure (3200-12100 µm²) ou inférieure (25µm²) à celle de nos diodes. Nous constatons par ailleurs, sur les m-TBH à petite surface de jonction EB de NTU [Wang00], des évolutions et des valeurs de n_B comparables à celles sur m-TBH à grande surface : nos conclusions à surface intermédiaire semblent valables indépendamment des dimensions latérales du composant.

Tableau IV.g : Coefficient d'idéalité n_B rapporté pour m-TBH sur buffer métamorphique graduel et pour sa référence sur InP, pour différentes structures et surfaces (décroissantes) de jonction EB

Structures étudiées (dopant p de la base : x 10^{19} cm^{-3})	*Jonction E-B (µm²)*	*n_B (InP)*	*n_B (méta)*	*Buffer graduel (MBE ~1,5µm)*	*Référence*
STBH InP/InGaAs (Be : 1,0)	110 x 110	1,46	1,67	InGaAlAs	[Liu01]
STBH InP/InGaAs (C : 4,0)		1,37	1,41		
STBH InP/InGaAs (C : 4,0)	110 x 110	1,37	1,41	InAlAs	[Wu02]
sTBH InAlAs/InGaAs (Be : 4,0)	40 x 80	1,42	1,39	InGaAlAs	[Hoke01]
Diode InP/InGaAs (Be : 9,2)	∅50 → ~2000	1,13	1,31	InGaAlAs	*IEMN*
DTBH InP/InGaAs (Be : 2,0)	5 x 5	1,3	1,4	InGaP	[Wang00]

Pour les *diodes à buffer uniforme*, trois équipes ont réalisé des m-TBH à buffer équivalent. Les résultats de NTT sur des m-TBH à surface EB (12x12µm²) ~14 fois plus faible que celle de nos diodes démontrent des évolutions comparables aux nôtres entre référence sur substrat InP et m-TBH, avec respectivement n_B = 1,13 et n_B = 1,44 sur D9 (InP) et D_U_5, et n_B = 1,1 et n_B = 1,4 pour NTT. Les auteurs attribuent cette dégradation aux dislocations, sans considérer la rugosité [Makimoto91].

Pour les M-TBH sur buffer uniforme InP réalisés à UCSB, nous retrouvons pour les valeurs de n_B la dispersion déjà relevée sur le gain β avec : 2,0 [Kim02b], 2,2 [Kim02c], 1,62 [Kim03a], 1,48 [Kim03b], 1,71 [Kim04] et 1,68 [Griffith04b]. Les auteurs ne présentent pas de référence directe sur substrat InP mais expliquent ces valeurs, ici comme sur InP, par la surface EB submicronique [Kim02b,Kim03b].

Au final, nos valeurs de n_B sur diodes à buffer uniforme semblent d'un niveau correct.

Nos conclusions sur la comparaison entre buffer graduel et buffer uniforme (*i.e.* dégradation supplémentaire mais secondaire par les TD) sont également vérifiées par ces valeurs de coefficient d'idéalité n_B – ainsi que par les résultats de IQE/UCSB sur des m-TBH de puissance (*i.e.* tension de claquage BV_{CE0} > 10V) à jonction EB 110x110µm² : la baisse de BV_{CE0} est limitée à ~10% sur buffer graduel $In_XAl_{1-X}As$, baisse accrue sur buffer uniforme InP où BV_{CE0} et β ne valent plus que ~50-70% de leur valeur sur substrat InP. Ces dégradations sont attribuées à la forte densité de TD [Fastenau04].

En ***conclusion***, malgré une surface de jonction émetteur-base de ~2000µm² relativement importante vis-à-vis de nos objectifs de TBH à émetteur submicronique (*i.e.* process technologique simple), les caractéristiques électriques I(V) des diodes métamorphiques permettent de conclure :

- à la *dégradation sur diode métamorphique* des caractéristiques initiales sur substrat InP,
- au *rôle principal de la rugosité* dans ces dégradations par « baisse de précision » de l'espaceur, réduisant ainsi le caractère critique de ce paramètre quant à la diffusion du béryllium, mais aussi les possibilités d'optimisation – à l'image du coefficient n_B qui ne peut plus être inférieur à ~1,3,
- au *rôle secondaire des dislocations émergentes*, qui explique la moindre qualité des diodes épitaxiées sur buffer uniforme par rapport à celles épitaxiées sur buffers graduels,
- et enfin à l'*absence de « diffusion métamorphique » du béryllium* liée à ce type de croissance.

Nos valeurs de n_B correspondent à celles de la littérature sur m-TBH : il y a convergence vers n_B ~ 1,4 à surface de jonction EB supérieure/inférieure à celle de nos diodes – sur buffer graduel/uniforme. Nos conclusions semblent transposables sur un grand intervalle de surface de jonction EB (excepté peut-être à émetteur submicronique, *i.e.* rôle accru des TD ? [Pekarik92]) et notre optimisation correcte.

Résumé sur les buffers métamorphiques GaAs → InP pour TBH InP/InGaAs...

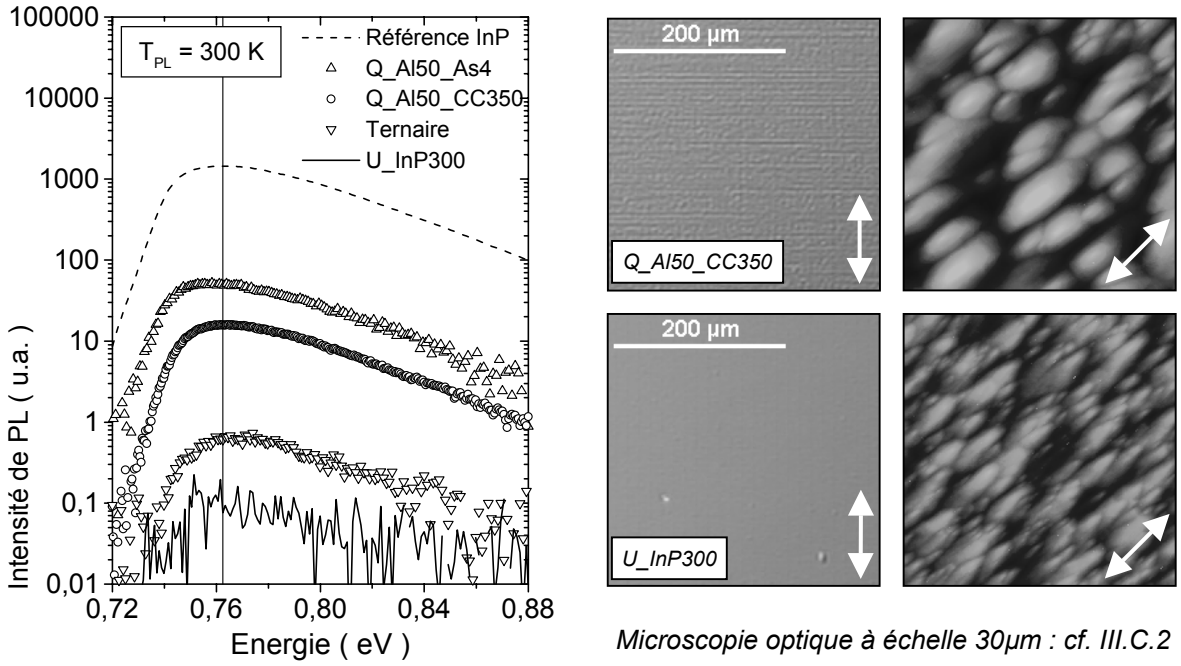
Sur *buffers graduels* (cf. conclusion détaillée en IV.C.6), en nous basant sur l'expérience de l'IEMN sur rampe en InAlAs, nous avons modifié : le matériau (*i.e.* passage au quaternaire InGaAlAs), la vitesse et la température d'épitaxie, la source et le flux d'As. En pratique, ceci a permis d'améliorer la qualité de matériaux de structure active tout en préservant – à durée d'épitaxie réduite – la rugosité à grande échelle (*i.e.* cross-hatch), ainsi que le niveau et l'équilibre de la relaxation. Ce niveau semble cependant perfectible, par modification de l'amplitude du décrochement en fin de rampe graduelle. Evaluer nos résultats par rapport à la littérature n'est pas aisé : les rares études sur l'alliage du buffer comparent InAlAs et InGaAs [Chyi96,Cordier98] ou InAlAs et InGaAlAs à faible taux de Ga [Lubyshev01].

Sur un plan fondamental, l'interprétation du passage à InGaAlAs sur une gamme d'alliage plus large – ainsi que de l'alignement du couple tilt/cross-hatch – a montré l'importance de la cinétique des adatomes III sur le taux et le type de dislocations nucléées. Nous avons élaboré un mécanisme d'auto-amplification du tilt et du cross-hatch qui semble s'appliquer à d'autres résultats de la littérature, d'où la proposition d'une synthèse sur l'épitaxie de rampes III-As en MBE via la cinétique (cf. IV.C.3). La compréhension des buffers graduels requiert la double approche « dislocations » et « croissance ».

Sur *buffers uniformes* (cf. IV.D.6), partant cette fois de la littérature, nous avons visiblement atteint un résultat proche de l'état de l'art en rugosité à grande échelle sur buffers uniformes InP.

La *comparaison entre les buffers graduel et uniforme au terme de l'étude matériaux* peut s'appuyer sur les figures IV.30 ci-après. Les spectres de PL à 300K résument les progrès accomplis sur les rampes graduelles en qualité des matériaux de couches actives, mais soulignent sur ce point le défaut des buffers uniformes : la génération d'une forte densité de dislocations émergentes (TD).

Les clichés de microscopie optique illustrent en revanche leur atout majeur : l'absence de cross-hatch à grande échelle. En AFM, les valeurs de rugosité RMS sont respectivement de ~6nm et ~4,4nm, tandis que les morphologies diffèrent sans que l'on en connaisse les conséquences sur un m-TBH.



Microscopie optique à échelle 30µm : cf. III.C.2

<u>Figures IV.30</u> : Comparaison entre buffers graduels et buffer uniforme InP en PL à 300K (gauche) et en microscopie optique et AFM (droite – échelle et données expérimentales : cf. figures IV.16 et 25)

L'*<u>étude électrique sur diodes métamorphiques à jonction émetteur-base</u> (EB)* – de surface circulaire ~2000µm² importante vis-à-vis d'un TBH à émetteur submicronique, imputable à la simplicité du process technologique – montre une dégradation sur buffer graduel par rapport à la référence InP, dégradation encore accrue sur buffer uniforme InP. Cette évolution et cette hiérarchie s'expliquent par la rugosité, puis par les dislocations émergentes. D'après la littérature, l'optimisation de la jonction EB est toutefois correcte et nos conclusions généralisables – sauf peut-être sur m-TBH submicroniques.

Le *<u>bilan sur la démarche expérimentale</u>* dédiée au m-TBH (*i.e.* structure PL) est positif : l'optimisation est globalement correcte grâce à des études matériaux et électriques complémentaires et sensibles aux modifications des paramètres. Nous distinguer de la voie classique d'étude de buffers métamorphiques (*i.e.* via les propriétés électroniques de structure m-HEMT) s'est révélé fructueux. Nous vérifions que le ratio V/III doit être faible pour épitaxier la rampe graduelle [Lubyshev01,Cordier03], en montrant de plus le risque de décomposer l'$In_{0.53}Ga_{0.47}As$ épitaxié ensuite en conditions standards. Nous vérifions l'apport d'une rampe en InGaAlAs, mais avec une conclusion spécifique au m-TBH :

- Sur m-HEMT, une faible substitution Al ↔ Ga (*i.e.* ratio (90:10)) est privilégiée pour le transport électronique horizontal, vu l'amélioration rapide des matériaux à rugosité modérée [Lubyshev01].
- Sur m-HBT, nous montrons qu'elle peut être accrue (*i.e.* ratio (50:50)) pour privilégier l'alliage de base, la différence de rugosité entre buffer InAlAs et InGaAlAs étant insignifiante à la jonction EB.

Retenons enfin l'idée de « *dilute In(Ga)AlAs* » [Lubyshev01] : maintenir ~ 10% de Ga jusqu'aux couches TBH pour éviter l'épitaxie d'InAlAs à ~400°C, et réduire encore ainsi la densité de dislocations TD.

Chapitre V – Epitaxie par Jets Moléculaires pour TBH InP/$In_{0.53}Ga_{0.47}As$ à base fortement dopée au béryllium : premiers résultats sur substrats InP et GaAs en croissance métamorphique

*Ce chapitre comporte trois parties. Dans un premier temps nous considérons la problématique du fort dopage de base et ses effets sur une hétérojonction Emetteur-Base abrupte (*i.e. *sans lissage intentionnel du « spike » InP/$In_{0.53}Ga_{0.47}As$). Nous présentons des résultats d'effet Hall sur la résistivité de couches d'$In_{0.53}Ga_{0.47}As$ fortement dopé au béryllium. Des mesures de photoluminescence et de durée de vie électronique ont été menées. Le but était d'évaluer l'effet de la baisse de la température d'épitaxie requise pour contrer la diffusion/ségrégation du dopant lors de la croissance, par rapport à celui de la hausse du dopage. Des « diodes Emetteur-Base » ont enfin été réalisées pour optimiser la structure verticale à l'hétérojonction InP/$In_{0.53}Ga_{0.47}As$, pour différentes valeurs de dopage.*

Nous abordons ensuite les résultats obtenus en collaboration avec la Nanyang Technological University (NTU) de Singapour. L'amélioration des performances des dTBH InP/$In_{0.53}Ga_{0.47}As$/InP de référence épitaxiés sur substrat InP concrétise l'optimisation exposée en première partie sur le dopage de base et la structure verticale. L'amélioration des performances de dTBH identiques en version métamorphique sur GaAs concrétise l'optimisation des buffers GaAs → InP exposée au chapitre précédent. Au final, les objectifs fixés en performances statiques sont globalement atteints.

La dernière partie concerne les TBH InP/$In_{0.53}Ga_{0.47}As$ réalisés à l'IEMN. Nous présentons deux structures verticales type : l'une pour illustrer le lissage de l'hétérojonction Base-Collecteur $In_{0.53}Ga_{0.47}As$/InP dans les dTBH, l'autre l'utilisation d'une base à gradualité en composition renforcée. Le retour d'information par des résultats composants est pour le moment limité, la mise au point du process technologique pour des TBH sub-microniques ayant été plus longue que prévue.

V.A – Etude de l'hétérojonction InP/InGaAs à base fortement dopée Be :

*Avant de présenter nos résultats expérimentaux, nous devons préciser certains éléments sur le fort dopage de base. Nous avons vu au chapitre I « pourquoi » accroître ce dopage : la base étant couche active et de contact, elle détermine l'efficacité de la commande du courant principal (électrons) par celui de base (trous) – notamment en fonctionnement hyperfréquence (*i.e. *terme R_B dans F_{MAX}).*

Le dopage doit toutefois être limité, aspect évoqué en I.A.2 via le transport électronique que nous développons ici en étudiant « jusqu'où » aller pour le fonctionnement statique et hyperfréquence. Ce compromis doit aussi tenir compte de l'environnement de la base, ce que nous rappelons en résumant les effets du décalage de la jonction électrique np dans l'émetteur par diffusion du dopant p. En considérant dans la littérature « comment » sont obtenus de forts dopages p, nous verrons que le carbone a dorénavant remplacé le béryllium – dopant dont nous disposons, connu pour sa diffusion. Nous présentons les propriétés du Be, ce qui justifie notre étude expérimentale ensuite détaillée.

V.A.1 – Jusqu'où augmenter le dopage de la base ?

Nous avons vu en I.C.1 qu'il est possible de diminuer la résistance $R_B = R_{Bc} + R_{Bext} + R_{Bint}$ par la structure verticale sans accroître celle de base intrinsèque R_{Bint}. Mais s'il est fréquent de réduire la résistance de base extrinsèque R_{Bext} par « sidewall » ou auto-alignement, la reprise d'épitaxie pour diminuer celle de contact R_{Bc} est marginale. Le plus souvent, R_B est minorée par hausse du dopage de toute la base. Cette solution réduit les trois termes précédents, mais n'est pas sans conséquence sur le transport vertical des électrons dans la base intrinsèque : les performances statiques peuvent être dégradées, ainsi paradoxalement que celles fréquentielles que la baisse de R_B vise à renforcer. Nous devons considérer la vitesse (*i.e.* énergie) et le nombre (*i.e.* durée de vie) de ces électrons.

L'énergie des électrons, son évolution et le temps de transit τ_B qui en découle dépendent du transport électronique dans la base, point abordé en I.A.2. Rappelons qu'après injection à une hétérojonction abrupte avec un surplus d'énergie ΔE_C, le transport peut être hors équilibre. Ainsi :

- Les *électrons balistiques* ne relaxent pas ce surplus d'énergie : soit ils atteignent le collecteur sans interaction avec le réseau (après avoir traversé la base à $v_{balistique} \sim 10^8$ cm/s avec un temps de transit $\tau_B = W_B / v_{balistique}$ où W_B épaisseur de base [Ito96]), soit ils s'y recombinent.
- Les *électrons quasi-balistiques* relaxent leur énergie par différentes interactions, processus qui ne débute qu'après qu'ils aient parcouru sous un régime balistique une certaine distance notée d_B. Nous avons donc intérêt à épitaxier une base d'épaisseur inférieure à d_B dont la valeur dépend des interactions subies par les électrons, elles-mêmes fonction du dopage [Levi87,Levi88,JalaliP104] :
  - → Le taux d'interaction inélastique $1/\tau_{IN}$ (*i.e.* modification du vecteur d'onde et perte d'énergie) augmente progressivement de $p \sim 10^{17}$ cm^{-3} à environ $p \sim 5\times10^{19}$ cm^{-3} selon le matériau et l'énergie d'injection électronique, puis diminue aux plus forts dopages. Ces évolutions sont dues à la nature des quanta permettant la relaxation. A faible dopage, il s'agit de la réponse du réseau cristallin au déplacement des électrons (*i.e.* phonons longitudinaux optiques d'énergie $\hbar\Omega_{LO} \sim 33$meV dans $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ à 300K). Quand le dopage croît, il y a couplage des phonons avec les plasmons du gaz de trous d'énergie $\hbar\Omega_{PL}$ variant en $(p)^{1/2}$: ceux-ci deviennent efficaces pour relaxer l'énergie électronique, la valeur de τ_{IN} étant alors maximale. Aux dopages plus élevés, $1/\tau_{IN}$ décroît : l'énergie des plasmons devient en effet trop élevée, tandis que l'émission de phonons est perturbée par écrantage.
  - → Le taux d'interaction élastique $1/\tau_{EL}$ (*i.e.* modification du vecteur d'onde sans perte d'énergie, favorable aux recombinaisons), devient significatif pour un niveau de dopage $p \sim 2\times10^{20}$cm^{-3}, alors qu'il était négligeable pour l'intervalle évoqué ci-dessus.
- Les *électrons diffusifs* – en équilibre thermodynamique avec le réseau (*i.e.* énergie ~ kT) – ont une vitesse électronique plus faible ~$1{,}3\times10^7$ cm/s. Leur temps de transit varie en $\tau_B = W_B^2 /(2\, D_{Be-})$ [Zohar04] avec un coefficient de diffusion D_{Be-} fonction du dopage de la base : pour les raisons précédentes, il est maximum entre $p \sim 5\times10^{19}$ et 2×10^{20} cm^{-3} [Kaneto93]. Ces électrons peuvent être accélérés par un pseudo-champ électrique F : le temps de transit « drift » vaut $\tau_B = W_B / (\mu_{Be-}F)$ où μ_{Be-} mobilité électronique. La vitesse vaut par exemple $2{,}5\times10^7$ cm/s sous $F \sim 8$kV/cm [Kahn03].

Les éléments ci-dessus, résultats de simulations numériques, sont confirmés expérimentalement :

- Sur les électrons quasi-balistiques, les mesures directes de d_B réalisées au LPN-CNRS (cf. I.A.2) révèlent un minimum en $2x10^{19}$ cm^{-3} après injection à haute énergie à une hétérojonction abrupte InP/$In_{0.53}Ga_{0.47}As$, pour une étude où $3x10^{17} \leq p \leq 5x10^{19}$ cm^{-3} [Teissier98,Teissier99,Sicault01,Sicault02].
- Sur les électrons diffusifs, Harmon *et al.* mesurent une hausse de la mobilité électronique μ_{Be-} de 2900 à 3300 cm²/Vs dans $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ quand p passe de 0,9 à $3,1x10^{19}$ cm^{-3} [Harmon93][Betser95].

Au final il existe un intervalle de dopage de base intéressant, au-delà du maximum d'efficacité des interactions inélastiques et avant que celles élastiques ne deviennent significatives. Il va de $5x10^{19}$ à $2x10^{20}$ cm^{-3} dans l'$In_{0.53}Ga_{0.47}As$: le transport peut être quasi-balistique pour une épaisseur de base réaliste (*i.e.* L_B ~ 42nm à $5x10^{19}$ cm^{-3} – cf. I.A.2), tandis que le coefficient de diffusion D_{Be-} (transport diffusif) et la mobilité électronique μ_{Be-} (transport « drift ») atteignent un maximum [Harmon93,Kaneto93]. Quel que soit le mode de transport, le temps de transit de base τ_B minimal favorise les performances fréquentielles – sous réserve de collecteur adapté en sortie de base (*i.e.* transfert en vallée latérale).

Le transport électronique dans la base détermine aussi en partie le nombre d'électrons qui atteignent le collecteur, l'autre donnée fondamentale avec celle de leur vitesse. Indépendamment du mode de transport, ces porteurs minoritaires ont en effet une durée de vie électronique τ_{Be-} limitée dans la base à fort dopage p. La probabilité de recombinaison dans ce matériau est donc inversement proportionnelle au temps de transit τ_B, ce que traduit l'expression du gain : $\beta \sim \tau_{Be-} / \tau_B$ [Ritter91,Ito96].

La validité de cette expression est confirmée expérimentalement par une étude des variations du gain β en fonction de l'épaisseur de base à autres paramètres fixés. Sur des TBH à hétérojonction Emetteur-Base $In_{0.52}Al_{0.48}As/In_{0.53}Ga_{0.47}As$ abrupte et à dopage de base p = $1,5x10^{19}$ cm^{-3}, le gain augmente en ($1/W_B^2$) lorsque W_B diminue de 400 à 100nm, puis en ($1/W_B$) pour $20 \leq W_B \leq 100$nm. Ceci correspond à une évolution du mode de transport et du temps de transit de base, respectivement diffusif (τ_B en W_B^2) et[1] hors équilibre (*i.e.* électrons quasi-balistiques, τ_B en W_B) [Levi92,Ouchi03].

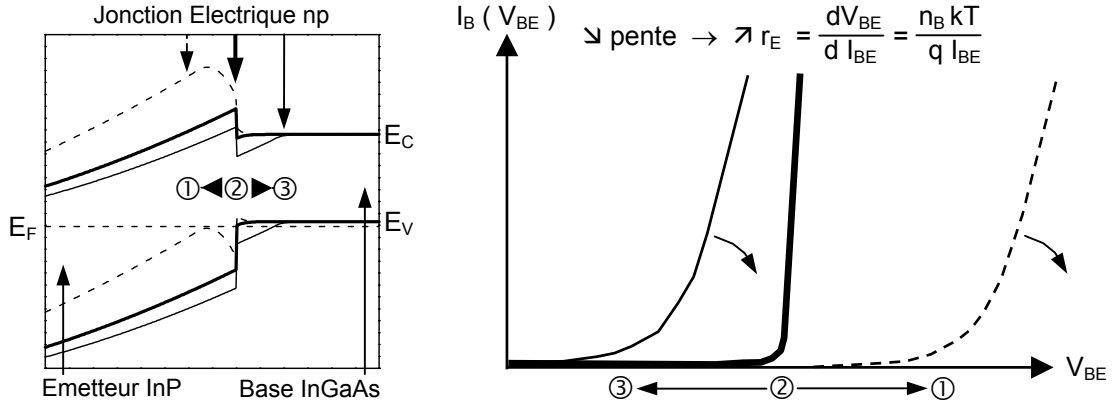
Pour ce qui est de la durée de vie électronique τ_{Be-} dans la base dopée p, elle dépend de trois processus de recombinaison. Ceci transparaît dans l'expression : $(1/\tau_{Be-}) = (1/\tau_{NR}) + ap + bp^2$ où a et b sont des coefficients. Ainsi, le terme ($1/\tau_{NR}$) correspond aux recombinaisons non radiatives sur des défauts (*i.e.* impuretés, défauts dus à une basse température d'épitaxie, dislocations...), le terme (ap) correspond aux recombinaisons interbandes radiatives prépondérantes pour $p < 10^{19}$ cm^{-3} (*i.e.* τ_{Be-} varie en 1/p), tandis que le terme (bp^2) correspond à celles non radiatives par le processus Auger prépondérantes pour $p > 10^{19}$ cm^{-3} (*i.e.* diminution plus rapide de τ_{Be-} en $1/p^2$). Au final, le rôle du dopage p et des conditions d'épitaxie de la base sur la durée de vie électronique τ_{Be-} doit aussi être considéré : ils influent sur les performances statique (gain β) et fréquentielle, via la densité de courant J_C en sortie de base (*i.e.* temps de charge t_{BC} de la jonction Base-Collecteur).

[1] Ce seuil de 100nm à p = $1,5x10^{19}$ cm^{-3} pour l'hétérojonction $In_{0.52}Al_{0.48}As/In_{0.53}Ga_{0.47}As$ (ΔE_C ~ 0,48eV) [Levi92] est supérieur au libre parcours moyen inélastique L_B ~ 30nm mesurée pour p entre $8x10^{18}$ et $2x10^{19}$ cm^{-3} et InP/$In_{0.53}Ga_{0.47}As$ (ΔE_C ~ 0,25eV) [Sicault01,Sicault02], sans doute en raison du dispositif expérimental.

V.A.2 – Fort dopage de base et dissociation jonction np / hétérojonction EB (résumé)

Nous avons vu que la forte concentration de dopant p dans la base pouvait entraîner sa diffusion dans les couches adjacentes – en particulier dans l'émetteur à grand gap, avec décalage néfaste au TBH entre la jonction électrique np et l'hétérojonction Emetteur-Base (cf. temps t_{BC} – I.C.2). Pour éviter cette diffusion, nous devons adapter l'épitaxie ainsi que la structure verticale en insérant un espaceur entre la base et l'émetteur (cf. $I_{rec\ zce\ EB}$ – I.B.1). Il s'agit d'une couche de base non intentionnellement dopée qui doit le devenir par diffusion du dopant : nous évitons ainsi qu'il atteigne l'émetteur, sans accroître ni le « spike », ni le « notch ». Ceci introduit un nouveau paramètre, l'épaisseur d'espaceur W_S, que l'on optimise avec l'épitaxie selon le niveau de dopage et le dopant p, via les évolutions caractéristiques synthétisées figures I.1 et tableau V.a ci-dessous.

Figures V.1 et tableau V.a : Diagramme[2] de bandes à une hétérojonction InP/$In_{0.53}Ga_{0.47}As$ abrupte sans (②) et avec décalage de jonction np dans l'émetteur (①) ou la base (③) (sans polarisation). Synthèse des conséquences sur une caractéristique I_B (V_{BE}) et sur les performances d'un TBH.



① *Jonction np dans l'Emetteur*	② *Jonction np ~ hétérojonction*	③ *Jonction np dans la Base*
Simulation 4nm InP (p:$4x10^{19}cm^{-3}$) ⇒ « spike » plus élevé et épais	Simu. : E InP 50nm (n:$5x10^{17}cm^{-3}$) B $In_{0.53}GaAs$ 50nm (p:$4x10^{19}$ cm^{-3})	Simu. 4nm InGaAs (n:$1x10^{15}cm^{-3}$) ⇒ « notch » plus profond et large

Diode EB : mesure de I_B (V_{BE}) ⇒ hauteur de barrière effective ϕ_B et coefficient d'idéalité n_B TBH : (I_B,I_C) = f (V_{BE}) (⇒ n_B et n_C), performances statiques (⇒ $V_{CEoffset}$ et β) et hyperfréquences		
$\phi_B > \phi_{B\ Référence}$ (idem $V_{CE\ offset}$)	$\phi_B = \phi_{B\ Référence}$ (idem $V_{CE\ offset}$)	$\phi_B < \phi_{B\ Référence}$ (idem $V_{CE\ offset}$)
$1 < n_B < 2$ (hausse de $I_{rec\ zce\ EB}$)	$n_B \sim 1$ (seul courant : $I_{rec\ vol\ B}$)	$1 < n_B < 2$ (hausse de $I_{rec\ zce\ EB}$)
$n_C \rightarrow 1{,}3$ (injection effet tunnel)	$n_C \sim 1$ (injection thermoïonique)	$n_C \rightarrow 1$ à 1,1 (diffusion [Ito86])

Gain β croissant avec I_C ($I_{rec\ zce\ EB}$) β_{MAX} ↗ (injection haute énergie)	Gain β constant avec I_C ($I_{rec\ vol\ B}$) avec valeur de β_{MAX} élevée	Gain β croissant avec I_C – β_{MAX} ↘ (pas de saturation de $I_{rec\ zce\ EB}$)

Hausse de : t_{EB} et t_{BC} via r_E, $\tau_B+\tau_C$ (transfert Γ→L), t_{BC} (baisse de J_C)	$t_{EB} = r_E.C_{EB}$ / $t_{BC} = (R_E+R_C+r_E).C_{BC}$ τ_B,τ_C : selon transport et épaisseur	*Hausse de* : t_{EB} et t_{BC} via r_E, τ_B car transport diffusif, t_{BC} (baisse de J_C)

[2] Simulations obtenues avec l'aide de O. Vanbesien, grâce à un programme basé sur l'intégration de l'équation de Poisson dans le modèle de Thomas-Fermi – réalisé notamment par S. Duez et M. Fernandez [Duez00].

V.A.3 – Comment la base d'un TBH InP/InGaAs « hautes fréquences » est-elle définie ?

Doper fortement la base est, nous l'avons évoqué ci-dessus, la méthode la plus fréquente pour diminuer R_B. Ajoutons que cette démarche n'est pas récente : de nombreux travaux ont porté sur le fort dopage p de GaAs pendant les années 1980, en particulier pour accroître les performances fréquentielles des TBH AlGaAs/GaAs. Il en a été de même lors des années 1990 pour $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ et les TBH InP/$In_{0.53}Ga_{0.47}As$ – notamment aux laboratoires de AT&T, du CNET, de Hughes et de NTT. Nous avons rassemblé au tableau V.b ci-dessous des données rapportées sur la base de TBH InP, proches ou à l'état de l'art fréquentiel du début des années 1990 et actuel (cf. I.D.3).

Tableau V.b : Eléments sur la base de TBH InP/$In_{0.53}Ga_{0.47}As$ à objectif fréquentiel

		Base $In_XGa_{1-X}As$		*Dopage p*	*R/□ TLM*	*R/□ à 40nm*
		(nm)	(pseudo-champ)	(x 10^{19} cm^{-3})	(Ω / □)	(Ω / □)
ATT 1990	[Jalali90a]	50	*Base $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ sans pseudo-champ*	Be = 10 (gsmbe)	350	~ 440
				Be = 50 (gsmbe)	125	~ 160
ATT 1991	[Ritter91]	50		Be = 7 (mombe)	300	~ 375
HRL 1992	[Hafizi92]	50		Be = 5 (mbe)	475 → 900	~ 600 → 1125
UCSB 2001	[Betser01]	30	~ 17,3 kV/cm *	Be = 4 (mbe)	800	600
NTT 2002	[Ida02]	30	~ 16,5 kV/cm *	C = 6 (movpe)	560	420
		20	~ 11,0 kV/cm *		749	~ 375
Alcatel 2003	[Kahn03]	33	8 kV/cm	C > 6 (mombe)	840	~ 695
		25			1150	~ 720
Sumitomo 2003	[Kotani03]	50	-	C = 4 (mbe)	540	~ 675
UCSB 2003	[Dahlström03]	25	16,5 kV/cm	C : 8 → 5 (mbe)	580	~ 360
UIUC 2003	[Hafez03b/c]	30	~ 5,5 kV/cm *	C = 5 (mbe)	970	~ 730
	[Hafez03d/e]	25	~ 6,6 kV/cm *	C = 6 (mbe)	~ 1000	~ 625
HRL 2004	[Chen04]	32,5	-	Be ~ 3 (gsmbe)	650	~ 425
Postech 2004	[Yu04]	42	10 kV/cm	C = 8 (mbe)	472	~ 500

* Valeur calculée à partir des données rapportées dans [Kurishima95]

De ce tableau, retenons trois évolutions sur les TBH « hautes fréquences » à base en InGaAs :

- L'épaisseur moyenne de la base a été ramenée de ~50nm en 1990 à 20-30nm à l'heure actuelle. Nous avons repris les valeurs de résistance de base rapportées en ohms par carré (Ω/□) : elles sont obtenues sur des motifs dédiés au cours de la réalisation des TBH par la méthode TLM (Transmission Line Model), qui mène aussi à la résistivité des contacts [Demichel01,Cui02,Kahn04]. Nous avons ramené la résistance de base R/□ à 40nm, épaisseur retenue par la suite.
- Nous notons l'utilisation dorénavant quasi-systématique d'une base graduelle pour générer un pseudo-champ électrique, dans la majorité des cas par variation de la composition de l'alliage. Nous reviendrons sur ce sujet lors de la présentation de nos structures verticales en V.C.1.
- Nous notons surtout que le carbone est devenu le dopant p le plus utilisé en MBE où il a remplacé le béryllium – dopant p « historique » d'utilisation quasi-systématique jusqu'au milieu des années 1990 – ainsi qu'en MOCVD/MOVPE par rapport au zinc (*i.e.* source de Be trop toxique [Tejwani88]).

De la littérature, il ressort en effet que le carbone est beaucoup moins sujet à diffusion que le zinc et le béryllium. Nous ne disposons toutefois que de ce dernier dopant : nous présentons donc ci-après les mécanismes de diffusion/ségrégation du Be et les solutions proposées pour tenter d'y remédier.

V.A.4 – Problématique du fort dopage p au béryllium d'une base en $In_{0.53}Ga_{0.47}As$

Généralités sur le dopage au béryllium

Le béryllium est employé en Epitaxie par Jets Moléculaires depuis la fin des années 1970. Ilegems obtient ainsi dès 1977 un dopage p de 3 et 5x10^{19} cm^{-3} sur $Al_{0.30}Ga_{0.70}As$ et GaAs avec du Be. L'année suivante Miller *et al.* dopent une hétérostructure InP/$In_{0.53}Ga_{0.47}As$ au béryllium, Cheng *et al.* dépassant le seuil des 10^{19} cm^{-3} sur $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ et $In_{0.52}Al_{0.48}As$ en 1981[Ilegems77,Miller78,Cheng81].

Ces auteurs mettent en évidence une hausse exponentielle de la densité de trous en effet Hall avec $1/T_{Be}$ – où T_{Be} est la température de la cellule béryllium. Ils estiment le coefficient de collage du béryllium unitaire et son activation totale jusqu'aux niveaux de dopage précités [Ilegems77,Cheng81]. D'autres observations d'Ilegems démontrent une incorporation sur le sous-réseau d'éléments III sous forme d'atomes substitutionnels Be_S^-, le béryllium étant un accepteur simple peu profond (*i.e.* énergie d'ionisation de ~28meV dans GaAs). A ces propriétés s'ajoute une excellente morphologie de surface, comparable à celle d'un matériau non dopé et compatible avec la réalisation d'hétérostructures.

Pour ces raisons, le béryllium est devenu le dopant p de prédilection en MBE face au dopage par éléments IV en stabilisation III (*i.e.* utilisation du caractère amphotère de Si, Ge ou Sn – cf. I.D.1), face à des dopants dégradant la surface (manganèse Mn [Ilegems77,Cheng81,Kanbe84]), ou face à des dopants dont le coefficient de collage est plus faible (*i.e.* zinc, tellure, magnésium Mg et cadmium).

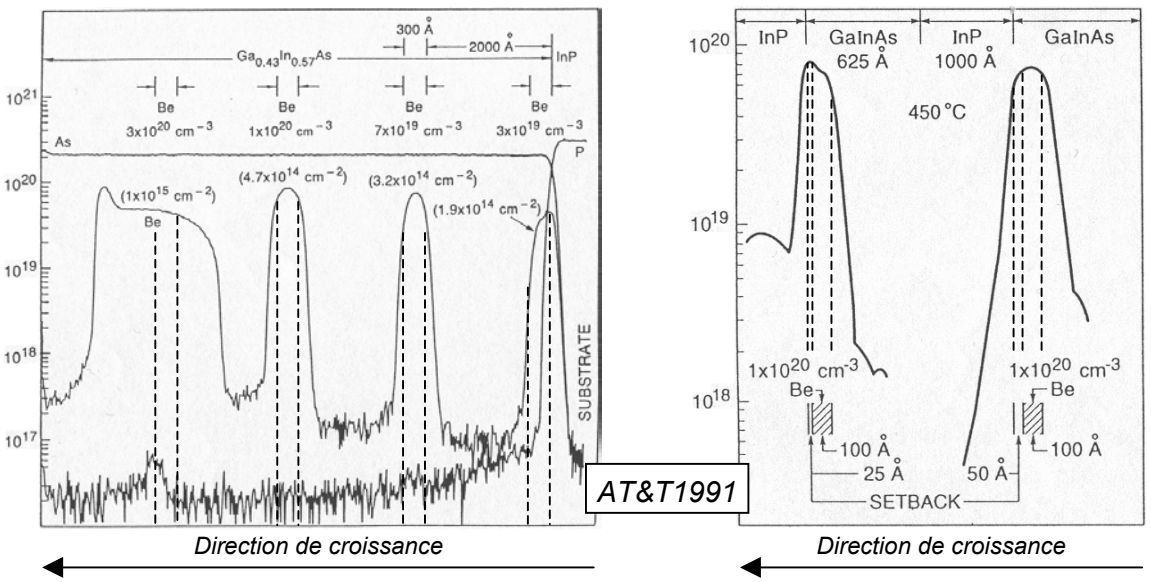
D'autres études ont révélé au milieu des années 1980 le défaut majeur du béryllium qui est sa forte propension à diffuser et à ségréger. Ceci a été mis en évidence sur GaAs épitaxié en conditions standards (*i.e.* T_C ~ 590-640°C, vitesse ~1µm/h et ratio V/III BEP ~ 10:1) pour un dopage supérieur à p ~ 3x10^{19} cm^{-3} [Enquist85,DMiller85,Pao86]. Ceci est illustré ci-dessous pour $In_{0.53}Ga_{0.47}As$.

Illustration de la diffusion et de la ségrégation du béryllium en croissance

Les figures V.2 ci-après sont des profils SIMS (pour Secondary Ion Mass Spectrometry), la méthode expérimentale de prédilection pour l'étude de la diffusion des dopants – visiblement adaptée d'un point de vue qualitatif, mais sensible aux calibrages pour des mesures quantitatives [Panish91]. Ces courbes sont reprises d'une étude menée aux laboratoires AT&T par Panish *et al.* sur le fort dopage béryllium d'hétérostructures InP/$In_{0.53}Ga_{0.47}As$ pour des TBH [Panish91]. Elles correspondent :

- sur la gauche, à une alternance de couches d'$In_{0.53}Ga_{0.47}As$ non intentionnellement dopé (170nm) et dopé au béryllium (30nm). Le niveau de dopage est croissant depuis le substrat vers la surface. Ces hétérostructures sont épitaxiées en GSMBE à T_C = 450°C, ~1µm/h et ratio V/III standard.
- sur la droite, à une hétérojonction InP/$In_{0.53}Ga_{0.47}As$ où l'InP (100nm) est non intentionnellement dopé, tandis que l'$In_{0.53}Ga_{0.47}As$ (62,5nm) est dopé au béryllium à p =1x10^{20} cm^{-3}. Ces couches sont séparées par un espaceur de 2,5 ou 5nm, et épitaxiées dans les conditions précédentes.

Cette étude poussée rassemble d'autres spectres, notamment l'équivalent sur InP de celui de gauche.



Figures V.2 : Spectres SIMS sur des hétérostructures InP/$In_{0.53}Ga_{0.47}As$ dopées Be et épitaxiées en GSMBE à T_C = 450°C (cf. présentation ci avant) (« setback » = espaceur) (d'après [Panish91])

En considérant les spectres de gauche, nous constatons un élargissement symétrique du pic de béryllium d'ampleur progressivement accrue entre $3x10^{19}$ et $1x10^{20}cm^{-3}$ à T_C = 450°C : ceci correspond à la diffusion du béryllium dans les couches adjacentes à celle intentionnellement dopée. Le pic asymétrique correspond à un dopage visé de $3x10^{20}$ cm^{-3} : il illustre la diffusion du béryllium renforcée par sa ségrégation sur le front de croissance au-delà d'un certain seuil sur le dopage.

D'autres résultats expérimentaux de cette étude montrent que :

- Ce dopage (que nous notons D+S) au-delà duquel la diffusion devient « extrême » et se renforce par effet de ségrégation dépend de la température de croissance et du matériau. A T_C = 450°C, ce dopage D+S est dans l'intervalle 1-$3x10^{20}$ cm^{-3} pour l'$In_{0.53}Ga_{0.47}As$ et 3-$9x10^{18}$ cm^{-3} pour l'InP, deux matériaux pour lesquels la valeur standard de T_C est 500-520°C en MBE. Ajoutons que ce dopage D+S est aux alentours de $4x10^{19}$ cm^{-3} pour GaAs épitaxié en MBE à T_C ~ 600°C [Pao86].
- Le béryllium n'est en revanche pas sensible à la contrainte, ce que prouvent des spectres SIMS sur des couches de 13,5nm d'$In_{1-X0}Ga_{X0}As$ (x_0 = 44, 49, 46 et 47%), dopées à ~$2x10^{19}$ cm^{-3} selon le principe d'alternance des figures V.2 (gauche) et épitaxiées en MOMBE/CBE à T_C ~ 485°C.

Notons l'efficacité d'un espaceur adapté (5nm) mais aussi, lorsque ce n'est pas le cas, un « effet d'hétérojonction » : à 450°C le pic à $1x10^{20}$ cm^{-3} est symétrique pour une diffusion InGaAs → InGaAs (gauche), pas InGaAs → InP (droite) du fait de la différence entre les dopages D+S de ces matériaux.

Panish *et al.* rapportent aussi l'évolution de la densité de trous mesurée en effet Hall, en fonction de la température T_{Be} de la cellule Be et de T_C [Hamm89]. Pour chaque valeur de T_C, nous retrouvons la hausse de la densité observée sur GaAs à faible dopage puis, quand T_{Be} croît, une saturation et une décroissance. La valeur du pic de dopage augmente quand T_C diminue, jusque ~$5x10^{20}$ cm^{-3} à 360°C.

Des études aux résultats similaires ont été menées sur InAlP et InGaP [Yokotsuka91,Tagare96,WLi00].

Diffusion et ségrégation du béryllium en croissance : mécanismes et solutions

La diffusion et la ségrégation d'impuretés dans les alliages font l'objet de nombreuses études depuis des décennies. Le cas du béryllium dans les III-V cfc en fait partie, mais des questions sont toujours en suspens. Nous présentons ici l'interprétation la plus souvent proposée dans la littérature.

Les résultats précédents, notamment sur l'activation totale à faible dopage [Ilegems77,Cheng81] et les observations des figures V.2, permettent de distinguer trois stades pour $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ épitaxié à T_C = 450°C : absence de diffusion à faible niveau de dopage, diffusion de plus en plus prononcée entre 3 et 10x10^{19}, puis diffusion et ségrégation à partir du dopage D+S dans l'intervalle 1-3x10^{20} cm^{-3}. Plus généralement, on retiendra que la diffusion du béryllium dépend de T_C et de la concentration.

Sous le « dopage D » au-delà duquel survient la diffusion, nous pouvons considérer que les atomes élémentaires Be s'incorporent en accepteur dans le sous-réseau III (activation totale) selon :

$$Be + L_{III} \rightarrow Be_S^- + h^+$$ *incorporation en accepteur du Be élémentaire*

avec : L_{III} lacune sur le sous-réseau d'éléments III et Be_S^- atome substitutionnel ionisé (accepteur).

A partir d'une concentration limite, il est vraisemblable qu'une partie des atomes Be incidents est incorporée sous forme de béryllium interstitiel Be_i^+ : nous sommes alors dans les conditions du modèle substitutionnel-interstitiel communément accepté [Panish91,WLi00].

Ce « modèle SI » implique un équilibre entre une concentration d'atomes substitutionnels Be_S^- (accepteurs) et celle, beaucoup plus faible, d'atomes interstitiels Be_i^+ (donneurs). Les atomes Be_S^- sont considérés immobiles dans le cristal, tandis que les Be_i^+ y diffusent rapidement.

A partir du moment où des Be_i^+ sont présents, ils doivent logiquement demeurer dans la couche dopée Be tant qu'une concentration d'équilibre n'est pas atteinte puis – afin de maintenir cet équilibre dans le matériau dopé p – diffuser dans les couches adjacentes au-delà du « dopage D ». Ils s'y incorporent en Be_S^- d'où un dopage p involontaire et des spectres SIMS élargis et symétriques.

Deux réactions de conversion $Be_i^+ \rightarrow Be_S^-$ sont proposées. La première résulte du modèle SI pour la diffusion du zinc dans GaAs [Longini62], adaptation de l'équation de Frank et Turnbull [Frank56] pour la diffusion du cuivre dans le germanium [Yu91]. La seconde, connue sous le nom de mécanisme d'expulsion ou de « kick-out », provient aussi d'études sur la diffusion du zinc dans GaAs [Gösele81] :

$$Be_i^+ + L_{III} \leftrightarrow Be_S^- + 2h^+$$ *réaction de Frank-Turnbull*

$$Be_i^+ \leftrightarrow Be_S^- + I_{III} + 2h^+$$ *réaction d'expulsion « kick-out »*

avec : I_{III} élément III en position interstitielle dans le réseau cristallin.

Le niveau de dopage D+S est ensuite atteint : les atomes Be ne s'incorporent plus au cristal ni en Be_S^-, ni en Be_i^+ – mais ségrégent en surface sous forme d'atomes Be élémentaires. Ce surplus demeure jusqu'à la fermeture de la cellule Be, puis s'étiole dans les couches épitaxiées ensuite où ils s'incorporent sous forme de Be_S^- : ceci renforce le dopage p involontaire dû à la diffusion et rend les spectres SIMS asymétriques, avec une asymétrie dirigée vers la surface [DMiller85].

Les questions non résolues concernent les causes physiques de diffusion/ségrégation, en particulier sa dépendance à la température de croissance et au matériau, ainsi que la baisse et non la saturation de la densité de trous à T_C donnée lorsque le flux Be augmente [Panish91,Ren91,Yokotsuka91].

Des modèles complexes ont été proposés, expliquant par exemple la diffusion/ségrégation et la présence de Be_i^+ par un effet du niveau de Fermi en surface [Pao86,Pao99], ou en introduisant dans le modèle SI des défauts III chargés (I_{III} et L_{III}) en interactions avec Be_S^- et Be_i^+ [Yu91,Chen99,Marcon03].

Les solutions pour réduire la diffusion et la ségrégation du béryllium lors de la croissance des hétérostructures transparaissent dans les mécanismes exposés ci avant : il faut accroître la densité de lacunes d'éléments III (L_{III}) en front de croissance pour faciliter l'incorporation des atomes Be en béryllium stable substitutionnel d'éléments III (Be_S^-). Ceci retarde l'apparition du béryllium interstitiel Be_i^+ « prêt à diffuser » ou limite du moins sa concentration. Une forte densité de L_{III} est obtenue :

- soit directement par hausse du ratio V/III [DMiller85,JMiller85,Iizuka95,Mozume97],
- soit indirectement par diminution de la température de croissance T_C – ce qui réduit la désorption des éléments V [Duhamel81,Lievin85,Lievin86,Hamm89,Panish91,Yokotsuka91],
- soit bien sûr via ces deux modifications simultanément [Scott89,Streit91,Jourdan92,Pao99].

L'espaceur est sensé incorporer les éventuels Be_i^+ en diffusion. Les études sur substrats désorientés [Mochizuki90,Mochizuki92] et à espaceur pseudomorphique [YCChen93,Zhang94,Zhang96] sont abandonnées.

Diffusion du béryllium post-croissance dans les hétérostructures TBH

Ce qui précède concerne la diffusion du béryllium au cours de l'épitaxie d'une hétérostructure. Cette diffusion peut également se produire ensuite, en particulier dans un TBH. Ce n'est pas le cas de la ségrégation par échange qui n'existe par principe qu'en croissance.

La diffusion post-croissance du béryllium n'a pas lieu lors de la réalisation du TBH : le risque de diffusion thermiquement activée est fondé mais non avéré, les températures en technologie étant trop faibles, inférieures à celles de croissance (sauf peut être en implantation d'isolation [Jourdan92]).

Citons une étude de Koumetz *et al.* sur des hétérostructures épitaxiées en CBE à T_C ~ 500°C, où l'InP (500nm) non intentionnellement dopé entoure l'$In_{0.53}Ga_{0.47}As$ dopé Be à $3x10^{19}$ cm^{-3} (200nm). En SIMS, les auteurs n'observent pas de diffusion après recuit à 500 et 600°C – tandis qu'elle survient sur 1,6 et 4,3µm à 700 et 800°C (même durée : 60s), et sur 2,4µm à 700°C en 120s [Koumetz96]. L'activation thermique de la diffusion est donc possible, et généralement interprétée en trois étapes : conversion thermiquement activée du béryllium stable Be_S^- en Be_i^+ par les réactions précédentes, puis diffusion du Be_i^+, interrompue par sa conversion en Be_S^- dans les couches adjacentes ainsi dopées p.

Des observations similaires ont été rapportées sur GaAs lors de recuits à 800-900°C, pour une température de croissance de ~600°C [Ilegems77,McLevige78]. Les spectres SIMS sont semblables à ceux obtenus sur du GaAs implanté au béryllium et ayant subis de tels recuits d'activation, preuve que le béryllium interstitiel est bien responsable de la diffusion : en implantation, les recuits servent en effet à convertir les atomes implantés Be_i^+ en Be_S^- pour obtenir un dopage p [Deal89,Hu95].

La diffusion post-croissance du béryllium a lieu lorsque le TBH est en fonctionnement, parfois après une épitaxie *a priori* « correcte » (*i.e.* $n_{C\ INITIAL}$ ~ 1,06 [Bahl00]). Trois hypothèses sont proposées :

- L'échauffement du TBH en fonctionnement n'explique pas cette diffusion, la température estimée aux jonctions étant inférieure à 300°C. Les études démontrent surtout que la diffusion n'a lieu, à contrainte thermique donnée, que si l'hétérojonction Emetteur-Base est sous polarisation directe (*i.e.* fonctionnement normal), et pas à polarisation nulle ou inverse [Streit91,Uematsu91,Bahl00].
- Un mécanisme REID (pour Recombination-Enhanced Impurity Diffusion) est de ce fait souvent évoqué [Ren91,Tanaka93,Cattani98] : les recombinaisons électron-trou dans la base libèreraient localement une énergie apte à expulser un atome III du réseau. Devenu interstitiel, il migrerait jusqu'à expulser à son tour un atome Be_S^- substitutionnel, libérant ainsi un Be_i^+ (*i.e.* « kick-out »). Ce mécanisme ne se produit que lorsque des électrons sont injectés, c'est à dire sous polarisation directe – soit dans la situation de la diffusion en fonctionnement [Kimerling78,Uematsu91].
- Une dernière hypothèse stipule que le champ de potentiel à l'hétérojonction EB sans polarisation s'opposerait à la diffusion vers l'émetteur d'atomes interstitiels Be_i^+ présents dans la base, atomes Be_i^+ confondus avec ceux Be_S^- fixes sur les courbes de béryllium en SIMS. Ce champ de potentiel diminue sous polarisation directe, ce qui permet la diffusion jusqu'alors stoppée[3] des atomes Be_i^+. Cette explication avancée dans [Streit91] est soutenue par les résultats dans [Tomioka90,Cattani98].

Cette diffusion a des effets « classiques » (cf. tableau V.a) : hausse de V_{BEon} à la diode Emetteur-Base (*i.e.* $V_{CEoffset}$ sur un TBH), hausse des coefficients d'idéalité et chute du gain β par hausse de $I_{rec\ zce\ EB}$. Quand l'épitaxie n'est pas adaptée, le gain β peut chuter de 90% en 2h avec n_B ~ 2,4, n_C ~ 4,5 [Ren91]! Si elle l'est, les TBH AlGaAs/GaAs (p = 1x10^{19} cm^{-3}) sont fiables à densité J_C < 10kA/cm² [Streit91]. D'après Bahl *et al.*, il en est de même sur des TBH InAlAs/InGaAs à hétérojonction EB graduelle pour p ~ 4x10^{19} cm^{-3} (T_C = ?) – mais pas à J_C = 150kA/cm² : en 45h à 125°C, β diminue de ~8% et V_{BEon} croît de ~37% [Bahl00]. D'après Tanaka *et al.* des TBH InAlAs/InGaAs à hétérojonction EB abrupte pour p ~ 4x10^{19} cm^{-3} (T_C = ?) sont stables à J_C = 150kA/cm² après 30min à 25°C [Tanaka93].

Quelques mots sur le dopage au carbone...

Bien que nous ne disposions pas de ce dopant, évoquons le dopage au carbone – étudié depuis la fin des années 1980 et dorénavant « incontournable » (cf. études mentionnées tableau V.b). Des publications sur ce sujet – citons [Chin91,Alexandre95,Hamm95,Westwater97,Schoenfeld98,Kuo99,Godey05] (matériaux) ou [Gee92,Hanson92,Beam96,Fushimi97,Ueda97,Benchimol00,Ouchi03] (TBH) – retenons que :

- Le caractère amphotère du carbone entraîne un dopage systématiquement p dans GaAs par incorporation en substitutionnel V (à un niveau moins profond que celui du béryllium), tandis que le dopage est à l'inverse n dans InAs par incorporation en substitutionnel III [Ilegems77,Schoenfeld98]. Pour $In_{0.53}Ga_{0.47}As$, le dopage p est fonction de la source de carbone et des conditions d'épitaxie.

[3] Le pseudo-champ électrique *F* d'une base graduelle, reporté à la bande de conduction à fort dopage p, est *a priori* sans effet sur les atomes Be_i^+, comme pour les trous avec lesquels ils ont en commun une charge positive.

- La source de carbone est dorénavant systématiquement le CBr_4, d'emploi plus commode que des codopants intrinsèques (*i.e.* TMGa, TMAs) et permettant d'obtenir de forts dopages à faibles flux. Il est donc, contrairement au CCl_4, compatible avec toutes les méthodes de croissance (SSMBE). L'effet de gravure est peu marqué, sauf parfois pour l'In (avec compensation via hausse de ϕ_{In}).
- Sur les conditions de croissance, le ratio V/III doit être minimisé pour favoriser l'incorporation du carbone en accepteur en augmentant la densité de lacunes L_V – situation opposée à celle du Be. La température de croissance T_C doit être réduite : les résultats expérimentaux montrent que ceci ne modifie pas le taux d'incorporation du carbone, mais son type – en favorisant celle en sites V.

Pour l'$In_{0.53}Ga_{0.47}As$, T_C vaut typiquement 420-450°C quelle que soit la méthode de croissance – ce qui dégrade fortement le matériau en MOCVD/MOVPE où la température T_C standard est de ~600°C. La MOVCD/MOVPE, ainsi que la MOMBE/CBE et la GSMBE, sont surtout pénalisées par la présence d'hydrogène (*i.e.* gaz porteur et/ou craquage des hydrures) – et la SSMBE à l'inverse favorisée. L'hydrogène passive en effet le carbone par formation de complexes C-H ou permet l'incorporation de donneur H^+ : le dopage p diminue et le matériau est dégradé. Dans un objectif TBH, retenons que :

- La MOCVD/MOVPE est pénalisée, car il faut stopper la croissance avant et après celle de base pour adapter T_C, d'où dégradation à l'hétérojonction Emetteur-Base ($n_B > 2$). Plus généralement, un espaceur est parfois inséré à cette diode EB pour contrer l'« effet mémoire de dopage » lorsque l'on utilise du CCl_4 ou du CBr_4 – et non à cause d'une diffusion/ségrégation du carbone. Pour une hétérojonction InP/$In_{0.53}Ga_{0.47}As$, notons que le carbone dope n dans InP [Beam96].
- La « passivation H » est systématique si le process technologique n'est pas adapté au dopage carbone, avec du N_2 en gaz porteur pour les dépôts SiN, He^+ en implantation d'isolation… [Ren96]. La passivation rend le gain β instable avec de possibles évolutions à court (*i.e.* « burn-in effect » avec présence d'un pic initial), moyen (*i.e.* baisse progressive) ou long terme (*i.e.* chute brutale). Celles-ci sont dues à une hausse du dopage p effectif par désorption des H+ et/ou activation du dopant (*i.e.* rupture des complexes C-H), ou à l'inverse réduction de β par précipitation du carbone dans la base ou à l'hétérojonction Emetteur-Base, par exemple à J_C ~ 60kA/cm² et 210°C [Ueda97]. La tension V_{BEon} (*i.e.* $V_{CEoffset}$) évolue simultanément et inversement à β, tandis que la valeur de n_B à faible courant augmente, par exemple de 1,4 à 3,6 à J_C = 225kA/cm² après 60h à 125°C [Bahl00].

Par rapport au béryllium, on peut donc considérer que le carbone change plutôt d'état « sur place » (*i.e.* dé-passivation, précipités après faible diffusion/ségrégation). Quand des TBH dopés au carbone, au béryllium ou au zinc sont confrontés, les résultats de fiabilité supportent l'idée que les limites inhérentes au dopage carbone permettent de faire fonctionner les composants à densité de courant plus élevée et sous plus forte contrainte thermique [Ren91,Nakajima92,Streit96,Rezazadeh97,Bahl00,Cui02]. On pourra par exemple comparer les résultats de l'étude de Bahl *et al.* citée ci avant pour un dopage p ~ 4x 10^{19} cm^{-3} au béryllium et au carbone, et ce bien que les structures verticales et les conditions de croissance diffèrent (*i.e.* respectivement TBH InAlAs/InGaAs à hétérojonction graduelle en GSMBE et TBH InP/InGaAs à hétérojonction abrupte en CBE). C'est malheureusement souvent le cas, constat que l'on peut sans doute étendre au niveau d'optimisation pour chacun des dopants. Remarquons de plus qu'il n'existe apparemment pas de procédure de test unifiée [Streit91,Hafizi93b,Bahl00,Lee03].

Notre étude de l'hétérojonction InP/InGaAs abrupte à base fortement dopée Be

En résumé, un dopage de base $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ compris entre $5x10^{19}$ et $2x10^{20}$ cm^{-3} est intéressant pour profiter, après injection à une hétérojonction Emetteur-Base InP/$In_{0.53}Ga_{0.47}As$ abrupte, d'un transport électronique hors équilibre dans une base fine, et accroître les performances statiques et fréquentielles du TBH. Le carbone permet, en l'absence de diffusion et de ségrégation, d'atteindre cet objectif en croissance plus aisément qu'avec le béryllium qu'il a remplacé (cf. tableau V.b) puis, visiblement, de le maintenir dans des conditions de fonctionnement plus sévères.

Nous ne disposons que de béryllium : est-il dès lors raisonnable de viser l'intervalle de dopage précédent à une hétérojonction Emetteur-Base InP/$In_{0.53}Ga_{0.47}As$? Exceptés [Shigematsu95,Driad99], les études du début des années 1990 des laboratoires HRL et AT&T amènent les indications suivantes :

- La réponse est plutôt non – selon les résultats de Hughes RL sur TBH InAlAs/InGaAs en SSMBE. Des TBH à hétérojonction abrupte et base dopée p ~ 1-$10x10^{19}$ cm^{-3} ont tout d'abord été épitaxiés à T_C = 500°C, excepté l'espaceur (300°C) [Stanchina90,Metzger92a]. Une hétérojonction graduelle a ensuite été privilégiée, avec lissage par super-réseau et décalage de jonction électrique np : les dégradations dues à une diffusion/ségrégation du dopant p sont en effet moins marquées si les variations du gap sont progressives [Hafizi93a]. Vingt structures ont alors été épitaxiées à différents couples (dopage béryllium / T_C), pour déterminer en SIMS ceux limites à ne pas dépasser : ($5x10^{19}cm^{-3}$/420°C), ($7,5x10^{19}$/360), ($1x10^{20}$/320) et ($1,6x10^{20}$/280) [Metzger92c,Metzger93]. La qualité des matériaux a été évaluée [Metzger92b,Zakharov93]. Ces TBH « graduels » ont été utilisés par UCSB à p ~ $5x10^{19}$ cm^{-3} à 380°C [Mensa98,Mensa99], et encore récemment aux HRL [Sokolich01].
- La réponse est plutôt oui – selon les résultats de AT&T sur TBH InP/InGaAs épitaxiés en GSMBE ou en MOMBE, comme illustré ci-dessus aux figures V.2 : le dopage p à $1x10^{20}$ cm^{-3} apparaît stable en SIMS à T_C = 450°C, soit un écart de 130°C avec l'étude précédente [Hamm89,Panish91].

Cette différence peut éventuellement venir du ratio As/III, donnée qui n'est précisée dans aucun cas : il est en effet aisé d'augmenter le flux d'As pour épitaxier la base en GSMBE (AT&T), ce qui n'était pas le cas en 1992 en SSMBE avec des cellules d'effusion (HRL) – sauf à en disposer d'une seconde. Diminuer fortement T_C est alors la seule possibilité pour favoriser l'incorporation du Be en Be_S^- stable. Une autre hypothèse (défavorable à l'étude de AT&T) sur les 130°C d'écart implique un blocage des Be_i^+ supérieur à l'hétérojonction InP/$In_{0.53}Ga_{0.47}As$. Cette situation, non détectée en SIMS, est *a priori* plus pénalisante en dopage effectif qu'en diffusion car le « blocage » reste supérieur sous polarisation.

Au final nous avons décidé d'optimiser, à fort ratio As/III, la température de croissance T_C et la structure verticale du TBH (espaceur) pour des dopages allant de p = $2x10^{19}$ cm^{-3} à p = $1,2x10^{20}$ cm^{-3}.

*Notre démarche, présentée en introduction, est classique : étude des apports de la hausse du dopage par effet Hall (*i.e. *diminution de R_B, notre but initial), étude des dégradations du matériau liées aux conditions de croissance spécifiques et au dopage – avec la particularité d'une mesure directe de la durée de vie électronique – et optimisation de la structure verticale à l'hétérojonction Emetteur-Base (*i.e. *espaceur) par mesures I(V) en régime de faible injection [Malik85,Ito86,Kurishima91,Panish91,Chen01].*

V.A.5 – Effet Hall sur $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ (Be) : résistivité et mobilité électronique

Le but est d'évaluer jusqu'où la hausse du dopage est intéressante pour diminuer la résistivité d'$In_{0.53}Ga_{0.47}As$, diminution à laquelle s'oppose celle de la mobilité des trous due à la dégradation de l'alliage par le taux d'impuretés et l'épitaxie à faible T_C / fort ratio As/III pour contrer la diffusion du Be.

Les échantillons sont des couches d'$In_{0.53}Ga_{0.47}As$ de 300nm (150nm au plus fort dopage) épitaxiées sur quarts de wafer 2pouces InP (001) semi-isolant. Après épitaxie d'un buffer de lissage InP de 50nm à 500°C (*i.e.* lecture au pyromètre optique), nous arrêtons la croissance sous P pour amener T_C à la valeur désirée via une rampe ΔT de 3min, suivie d'une phase de stabilisation de 2min. L'$In_{0.53}Ga_{0.47}As$ est alors épitaxié à un ratio de flux As/III ~ 6 (cf. III.A.4 : mesure du ratio et rampe ΔT).

Les résultats de mesures en effet Hall à 300K (cf. III.B.1) sont rapportés ci-après au tableau V.c avec les valeurs de T_C, du dopage effectif h_{HALL}, de la résistance R/□ des couches $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ et de mobilité de Hall μ_{HALL} des trous – ainsi que $R/\square_{40}$ ramenée à une épaisseur de base de 40nm. Ces deux dernières données sont représentées figures V.3 à gauche en fonction du dopage effectif, nos résultats de mobilité μ_{HALL} étant comparés à droite avec les (rares) valeurs de la littérature.

Considérant nos seuls résultats (cf. tableau V.c et figures V.3 gauche), nous constatons que :

- La résistance de base $R/\square_{40}$ diminue avec le dopage, mais de plus en plus lentement à mesure que celui-ci augmente. Ceci s'explique par la décroissance sous-linéaire de la mobilité μ_{HALL} avec le dopage h_{HALL}, sachant que $R/\square = 1 / (q\ \mu_{HALL}\ h_{HALL}\ W)$ où W est l'épaisseur de la couche.
- Cette décroissance de la mobilité μ_{HALL} semble due à la hausse du taux d'impuretés ionisées dans le matériau plus qu'à la dégradation du matériau par la baisse de la température T_C – vu les faibles diminutions pour des écarts de 25°C à h_{HALL} ~ $9{,}2\times10^{19}$ cm^{-3} et h_{HALL} ~ $1{,}2\times10^{20}$ cm^{-3}.

Nous n'avons constaté ni dégradation du RHEED, ni développement de rugosité de surface en AFM. Nous supposons donc une faible ségrégation du béryllium dans nos conditions d'épitaxie.

Par rapport à la littérature (cf. tableau V.b et figures V.3 droite), nous relevons que :

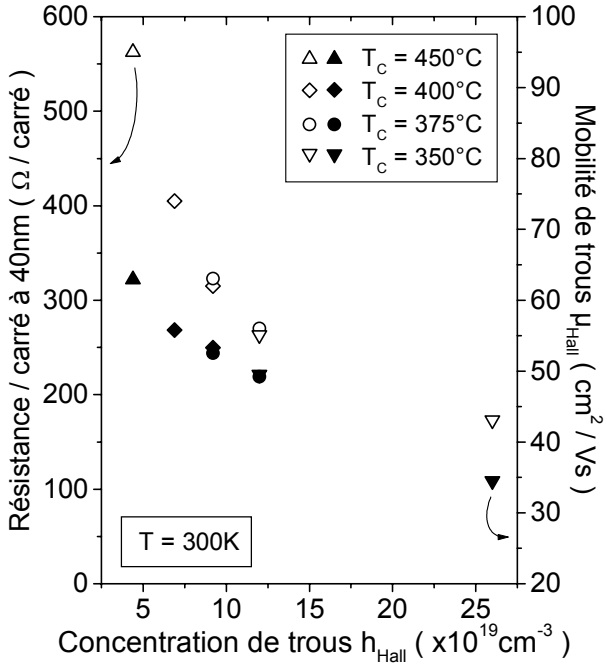
- Les valeurs de $R/\square_{40}$ sont en accord avec celles de la littérature obtenues par mesures TLM pour un dopage Be : à $4{,}4\times10^{19}$ cm^{-3} nos 560Ω/□ équivalent les 600Ω/□ à 4×10^{19} cm^{-3} de [Betser01], mais nos valeurs à 6,9 et 12×10^{19} cm^{-3} sont plus élevées que celles de AT&T ([Ritter91][Jalali90a]).
- Ce constat se retrouve sur la courbe « log-linéaire » $\mu_{HALL} = f (h_{HALL})$, avec des valeurs proches de celles de la littérature vers p ~ 4×10^{19} cm^{-3} et supérieures aux résultats de AT&T (GSMBE3). Nous retrouvons la décroissance sous linéaire de la mobilité μ_{HALL} avec le dopage [JalaliP230].

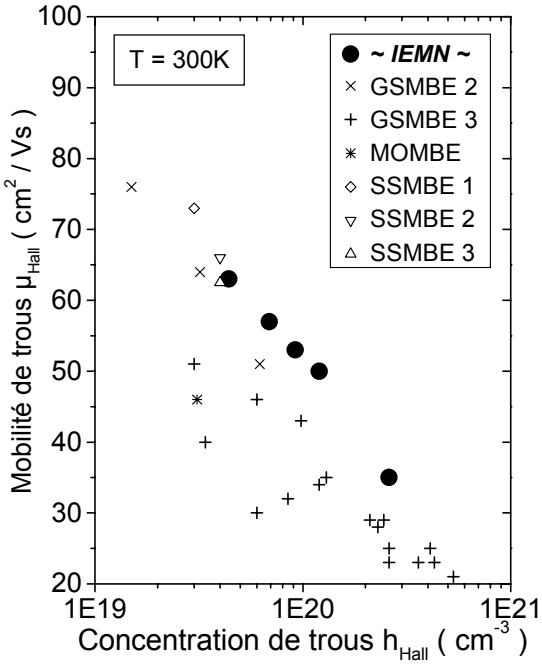
Nous ne sommes apparemment pas dans un régime de saturation du dopage pour les températures employées, puisque R_B ne présente pas de diminution franche (*i.e.* incorporation renforcée en Be_S^-) lorsque T_C diminue à dopage donné. Ceci est en accord avec les résultats de AT&T, selon lesquels cette saturation survient pour p > 1×10^{20} cm^{-3} à T_C = 450°C et p > 3×10^{20} cm^{-3} à T_C ~ 400°C [Hamm89].

Tableau V.c et figures V.3 : Mesures à T = 300K en effet Hall sur couches d'$In_{0.53}Ga_{0.47}As$ dopées Be avec ($R/\square_{40}$, μ_{HALL}) = f (h_{HALL}) à gauche et comparaison avec la littérature via μ_{HALL} à droite

*Références : IEMN = valeurs moyennées indépendamment de T_C [Lefebvre02] – GSMBE 2&3 = [Kuo99] & [Hamm89] MOMBE/CBE = [Hamm95] – SSMBE 1&2&3 = [LeCorre87] & [Hoke01] & [Liu01] (* ramenée à 300nm)*

	T_C (°C)	h_{HALL} (cm^{-3})	$R/\square$ ($\Omega/\square$)	μ_{HALL} (cm² / Vs)	$R/\square_{40}$ ($\Omega/\square$ à 40nm)
Hall#1	450	$4,4 \times 10^{19}$	75	63	560
Hall#2	400	$6,9 \times 10^{19}$	54	57	405
Hall#3		$9,2 \times 10^{19}$	42	54	315
Hall#4	375		43	53	325
Hall#5		$1,2 \times 10^{20}$	36	50	270
Hall#6	350		35	50	260
Hall#7		$2,6 \times 10^{20}$	23 *	35	175





Au final la diminution escomptée sur R_B est effective : il est intéressant d'augmenter le dopage de base jusque ~1×10^{20} cm^{-3} – vu l'évolution sous-linéaire de la mobilité μ_{HALL} avec le dopage.

V.A.6 – Photoluminescence et durée de vie électronique : effets de T_C et du dopage

Le but est de hiérarchiser le rôle de la température de croissance T_C et celui du dopage sur la qualité de l'alliage et la durée de vie électronique τ_{e-} dans la base, information fondamentale dans un TBH puisqu'il influe sur les performances statique (gain β) et fréquentielle (*i.e.* temps de charge t_{BC} à la jonction Base-Collecteur via la densité de courant J_C). Le baisse de T_C entraîne la génération d'une forte densité de centres de recombinaison non radiative, effet logiquement renforcé à faible dopage. Pour cette raison, nous avons étudié en photoluminescence (PL) jusqu'où il est raisonnable de réduire T_C à h_{HALL} = 2×10^{19} cm^{-3} – valeur par ailleurs retenue pour les TBH de Singapour.

Les échantillons pour la photoluminescence sont, hormis le dopage et T_C (cf. tableau V.d ci-dessous), identiques à la structure PL décrite en IV.A.2 – excepté l'InP en surface : 50 et non 300nm. Le but n'est plus d'évaluer la rugosité sur une structure de l'épaisseur d'un TBH, mais simplement de permettre des mesures quantitatives en PL par confinement des paires électron-trou photogénérées, passivation InP en surface et épaisseur de base (100nm) annihilant les effets d'interface ou de puits. Ces échantillons, ainsi que certains d'effet Hall, ont été utilisés pour les mesures de durée de vie τ_e.

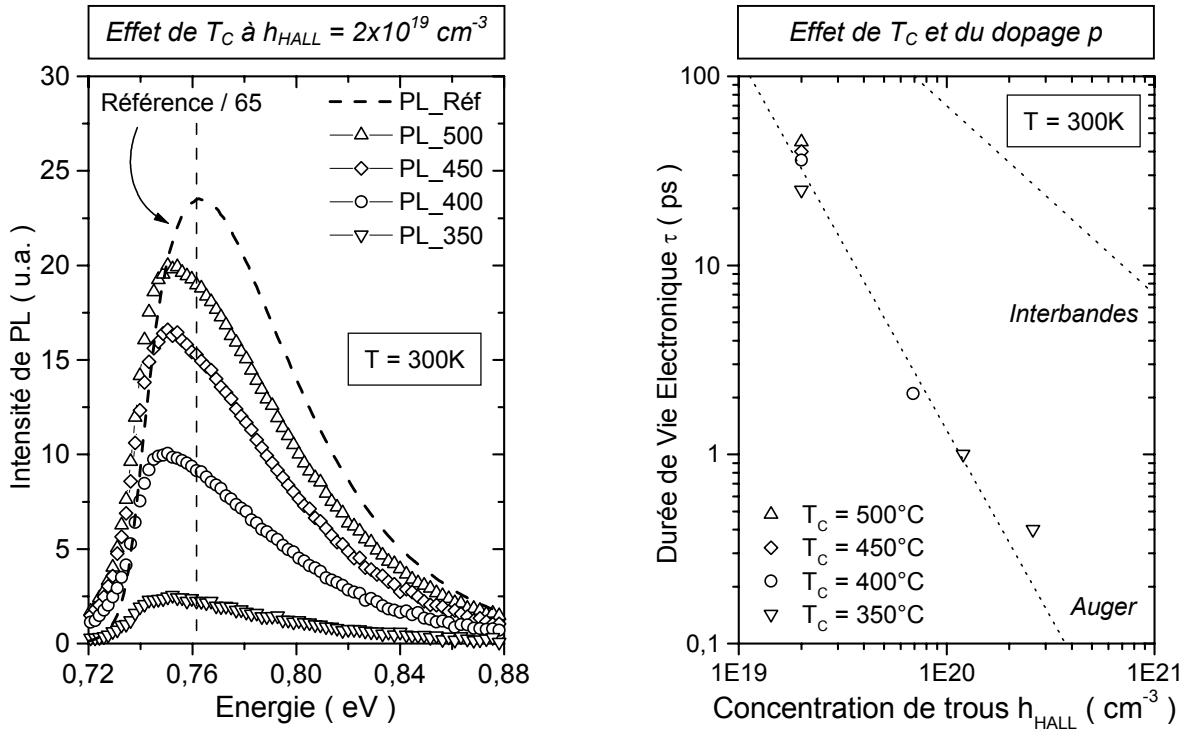
Tableau V.d : Structure des échantillons pour les mesures de photoluminescence

Passivation	InP	50nm	nid	T_C = 500°C
« Base »	$In_{0.53}Ga_{0.47}As$	100nm	$2x10^{19}$ cm^{-3}	T_{CB}
Lissage	InP	300nm	nid	T_C = 500°C
Substrat	*Quart de wafer 2pouces InP (001) semi-isolant*			

PL#500	T_{CB} = 500°C
PL#450	T_{CB} = 450°C
PL#400	T_{CB} = 400°C
PL#350	T_{CB} = 350°C

Précisons que la durée des arrêts de croissance sous élément V pour modifier T_C avant et après la couche d'$In_{0.53}Ga_{0.47}As$ est adaptée au ΔT avec, stabilisation comprise : 2min30s (PL#450), 3min (PL#400) et 3min30s (PL#350). L'$In_{0.53}Ga_{0.47}As$ est épitaxié à ratio de flux As/III ~ 6.

Les spectres de photoluminescence à 300K sont présentés ci-dessous figures V.4 à gauche. Les valeurs de durée de vie électronique τ_{e-} à 300K sont rassemblées graphiquement à droite.



Figures V.4 (à gauche) : Effet d'une réduction de la température d'épitaxie T_C à faible dopage (h_{HALL} = $2x10^{19}$ cm^{-3}) sur la qualité d'$In_{0.53}Ga_{0.47}As$ évalué en PL à 300K (cf. note 3 en IV.C.1)

Figures V.4 (à droite) : Effets d'une réduction de T_C et d'une hausse du dopage sur la durée de vie électronique τ_{e-} (mesures à 300K – voir texte) (lignes = guide pour l'oeil)

La juxtaposition figures V.4 des spectres PL et des valeurs de durée de vie électronique τ_{e-} permet de répondre d'emblée à notre question. A faible dopage ($p \leq 2x10^{19}$ cm^{-3}), il est raisonnable de maintenir une température d'épitaxie supérieure à 400°C – vu les diminutions d'intensité PL par rapport à celle de référence à T_C = 500°C (*i.e.* baisse de 20% à 450°C, 50% à 400°C, 85% à 350°C). Ceci n'a en revanche plus lieu d'être lorsque le dopage augmente, son effet étant plus important que celui de T_C : diminuer T_C de 500 à 350°C à h_{HALL} = 2x10^{19} cm^{-3} réduit τ_{e-} d'un facteur 2, à comparer au facteur ~60 quand le dopage croît de 2 à 26x10^{19} cm^{-3} à T_C = 350°C (cf. tableau V.e). En d'autres termes, nous pouvons contrer la diffusion du béryllium en réduisant T_C – sans effet significatif sur τ_{Be-}.

Concernant les spectres de photoluminescence, nous devons préciser que le décalage des pics vers les basses énergies – respectivement au pic de référence sur $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ non dopé – nous entraîne vers la limite basse en énergie de la photodiode *pin* InGaAs à Eg ~ 0,73eV (*i.e.* λ ~ 1,7µm). Ce décalage correspond au phénomène de rétrécissement du gap à fort dopage connu sous le nom de « Band Gap Narrowing » [Betser95,Lopez97,Palankovski99] : les liaisons covalentes et partiellement ioniques des III-V sont affaiblies par l'écrantage dû à la forte concentration de porteurs libres.

En conséquence les maxima ne sont qu'apparents, ce qui ne change rien à nos conclusions. C'est ce que prouvent des spectres à T_{PL} = 10K (non montrés) où la basse température de mesure nous ramène dans le domaine d'acquisition de la photodiode. Les maxima correspondent alors à des recombinaisons radiatives d'électrons sur les trous portés par des Be_S non ionisées à kT ~ 0,86meV à 10K (cf. cas ④ figures III.8). L'intensité PL diminue avec T_C dans les mêmes proportions qu'à 300K. La présence d'un épaulement à plus haute énergie correspondant à des recombinaisons bandes à bandes nous permet par ailleurs, les positions étant fiables à 10K, d'évaluer une énergie d'ionisation de 27±3meV pour Be, valeur proche des 28meV trouvés dans la littérature pour GaAs(Be) [Ilegems77].

Concernant les valeurs de durée de vie électronique, quatre points doivent être précisés :

- Sur leur mesure expérimentale tout d'abord, réalisée par D. Vignaud et J.-F. Lampin, avec l'aide de L. Desplanque (polissage des échantillons) et de C. Legrand (dépôt de couches antireflet). Bien que nous ne considérions ici que les résultats de mesure, signalons toutefois que la durée de vie électronique est obtenue de manière directe, à partir de courbes de décroissance de l'intensité photoinduite transmise résolue en temps – telles celles représentées ci-dessous figures V.5 (haut) sur les échantillons de photoluminescence. L'utilisation de la source femto-seconde de l'IEMN permet une résolution temporelle de ~150fs (*i.e.* largeur à mi-hauteur « FWHM » d'une impulsion). Sur ces mesures et sur la source femto-seconde, voir [Vignaud02,Desplanque03].
- Dans un objectif TBH, la durée de vie des électrons dans la base pour h_{HALL} ~ 1,2x10^{20} cm^{-3} vaut τ_{Be-} = 1,0ps. En conséquence, dans l'hypothèse la plus favorable d'un transport balistique ou quasi-balistique avec $W_B \leq d_B$ (cf. V.A.1), nous pouvons estimer une valeur de gain β ~ 25 suffisante pour des applications circuit – valeur obtenue via : $\beta \sim \tau_{Be-} / \tau_B$ avec, pour une base de 40nm : $\tau_B = W_B / v_{balistique}$ = 40fs où $v_{balistique}$ ~ 10^8 cm/s. Pour le dopage « limite » selon la littérature de p ~ 4-5x10^{19} cm^{-3}, on obtient : τ_{Be-} ~ 7ps et β ~ 175 (cf. I.A.2, figures V.4 et [Ritter91,Ito96]).

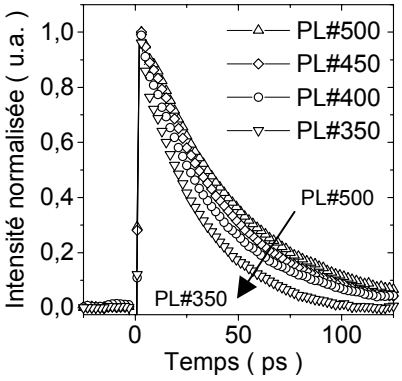
- Par rapport à la littérature sur les durées de vie τ_{e-} dans $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ épitaxié (*i.e.* non implanté), notons figures V.5 que nos valeurs sont comparables à celle rapportées pour h_{HALL} ~ $2x10^{19}$ cm^{-3}, et sub-picosecondes au-delà des $1x10^{20}$ cm^{-3} : ceci est malvenu sur TBH mais présente un intérêt en optoélectronique, en tant qu'absorbant saturable ultra-rapide par exemple [Carmody03,Joulaud03].
- Soulignons enfin la décroissance de τ_{e-} selon une pente double aux forts dopages p, en accord avec l'expression (I.10) (cf. $I_{rec\ vol\ B}$ en I.B.1) rappelée en V.A.1 : τ_{e-} varie en (1/p) à faible dopage puis en ($1/p^2$) – le temps de recombinaison non radiative τ_{NR} pouvant expliquer des différences, par exemple avec les valeurs notées C1 (*i.e.* MOCVD à faible T_C ~ 450°C [Chelli99]). Le processus Auger apparaît plus efficace dans $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ que dans GaAs, où τ_{Be-} ~ 10ps à p ~ $1x10^{20}$ cm^{-3} [Tiwari90,Ito91]. Une hypothèse suppose une « résonance » entre le gap et le « gap spin-orbite » : l'énergie de recombinaison non radiative électron-trou est communiquée à un trou du sommet de bande de valence, qui gagnerait plus facilement un état de bande spin-orbite vu la plus grande proximité entre Eg et $E\Delta_{SO}$ – *i.e.* de 1,42 / 0,34eV (GaAs) à 0,37 / 0,38eV (InAs) [JalaliP405].

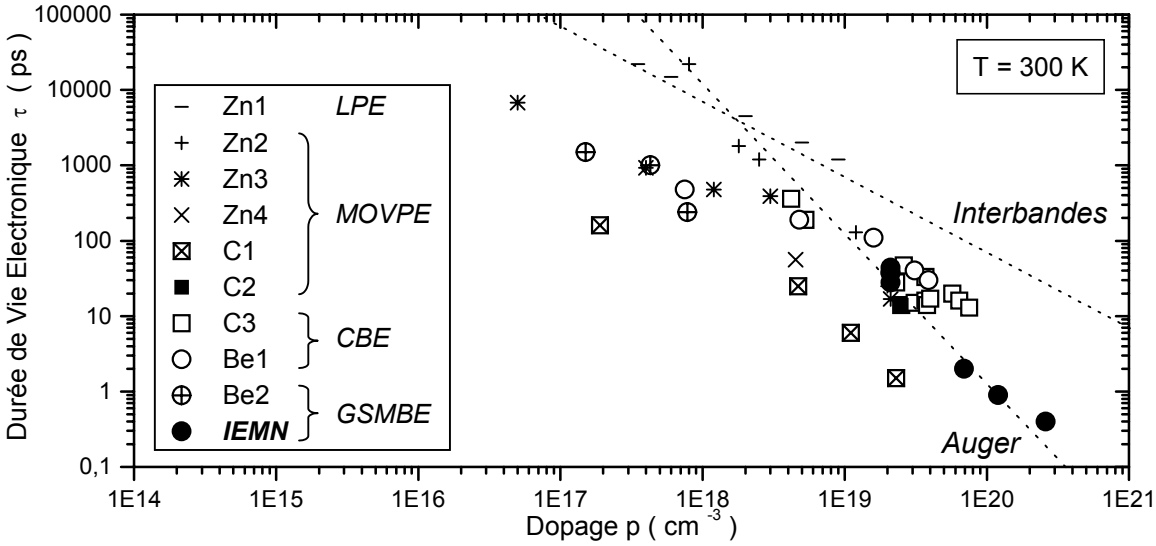
Tableau V.e et figures V.5 : Mesures de durée de vie électronique τ_{Be-} à T = 300K dans $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ dopées Be, avec spectres en transmission typiques et état de l'art sur τ_{Be-} dans $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ épitaxié

Références (T_C en °C) : Zn1(?) = [Henry84] – Zn2(620) = [RAhrenkiel98] – Zn3(570)+Zn4(450)+C1(450) = [Chelli99] C2(450) = [Ito96] – C3(470/500) = [Sermage96] – Be1(?) = [Sermage98] – Be2(500) = [Takahashi94] (par D. Vignaud)

	InGaAs (nm)	*T_C* (°C)	*h_{HALL}* (cm^{-3})	τ_{e-} (ps)
PL#500	100	500	2 x 10^{19}	45
PL#450		450		40
PL#400		400		36
PL#350		350		25
Hall#2	300	400	6,9 x 10^{19}	2,1
Hall#6		350	1,2 x 10^{20}	1,0
Hall#7	150		2,6 x 10^{20}	0,4 *

** sans doute surestimée (* i.e. *FWHM d'un pulse ~ 0,15 ps)*





V.A.7 – Diode Emetteur-Base InP/$In_{0.53}Ga_{0.47}As$: optimisation de l'épaisseur d'espaceur

Le principe de l'optimisation d'épaisseur d'espaceur W_S a été exposé au premier chapitre et en V.A.2. Cet espaceur vise à compléter l'optimisation en épitaxie sur la température T_C et le ratio As/III pour, en dépit de la propension du béryllium à diffuser et ségréger en croissance, obtenir une hétérojonction InP/$In_{0.53}Ga_{0.47}As$ Emetteur-Base abrupte, *i.e.* sans lissage intentionnel du « spike ».

Nous maintenons notre choix du premier chapitre d'une hétérojonction abrupte. Elle est certes plus problématique que son équivalent graduel lorsque le dopant p tend à diffuser dans l'émetteur. Elle est cependant préférable pour les performances fréquentielles, et ce malgré une consommation accrue du transistor. Cet argument n'est apparemment pas déterminant : tous les TBH InP/$In_{0.53}Ga_{0.47}As$ à l'état de l'art ont une hétérojonction Emetteur-Base abrupte (et une base le plus souvent dopée au carbone entre 5 et $10x10^{20}$ cm^{-3}...).

Les échantillons sont des diodes Emetteur-Base InP/$In_{0.53}Ga_{0.47}As$ de structure verticale identique à celle de nos TBH, sans collecteur et avec une base uniforme (cf. tableau V.f ci-dessous). Leur structure horizontale est décrite en III.B.3. Rappelons que le process technologique est simple, avec gravure du seul mésa d'émetteur et deux dépôts de contacts ohmiques à température ambiante.

Tableau V.d : Structure des diodes Emetteur-Base pour l'étude du triplet (dopage / T_C / espaceur)

Diode EB	*Matériau* $In_{0.53}Ga_{0.47}As$	*Dopage* (cm^{-3})	*Epaisseur* (nm)	*(remarques d'épitaxie)*
Contact Emetteur	InGaAs	Si : $1x10^{19}$	100	T_C maintenue à T_{CB}
Emetteur	InP	Si : $1x10^{19}$	60	$T_{Silicium}$ ↗ en adc** (3min)
		Si : $1x10^{17}$	50	
Espaceur	InGaAs	nid*	Ws : 0-10nm	T_{CB} : 350-450°C
Base		Be : $4,4\text{-}12x10^{19}$	40	
Buffer de lissage	InP	nid*	100	T_C ↘ T_{CB} en croissance
Substrat	*Quart de wafer 2pouces InP (001) semi-isolant*			

** nid : non intentionnellement dopé* *** adc : arrêt de croissance*

L'épitaxie débute par un buffer de lissage InP (300nm) épitaxié à T_C = 500°C (valeur lue au pyromètre optique) et à la vitesse standard de ~1µm/h, celle retenue pour toutes nos croissances en accord de maille sur InP. La réduction de T_C pour épitaxier la base a lieu lors de la fin de la croissance du buffer, avec une rampe ΔT de durée adaptée à T_{CB} (*i.e.* de 2min pour 450°C à 4min pour 375°C), suivie d'une période de stabilisation de 2min. La température de croissance est maintenue à T_{CB} après la base : la qualité des matériaux d'émetteur et de contact d'émetteur n'étant pas aussi critique qu'au collecteur, nous préférons éviter une diffusion du béryllium via un processus « kick-out » thermiquement activé.

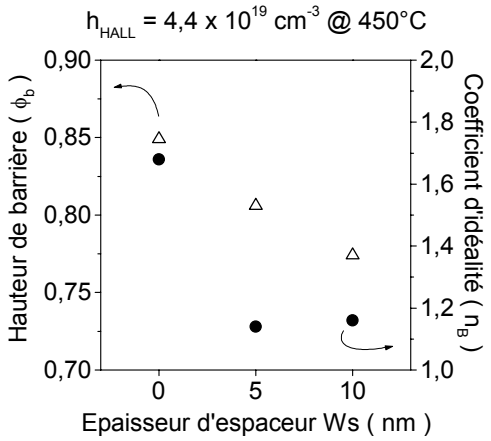
Le RHEED demeure 2D au cours de l'épitaxie de la base et des couches d'émetteur et de contact d'émetteur : l'hétérojonction n'est pas dégradée par un développement de la rugosité, en accord avec les faibles valeurs de rugosité RMS relevées en AFM sur les échantillons d'effet Hall – de ~0,53nm à h_{HALL} = $4,4x10^{19}$ cm^{-3} @ 450°C à ~0,25nm à h_{HALL} = $2,6x10^{20}$ cm^{-3} @ 350°C (scan 1x1µm²).

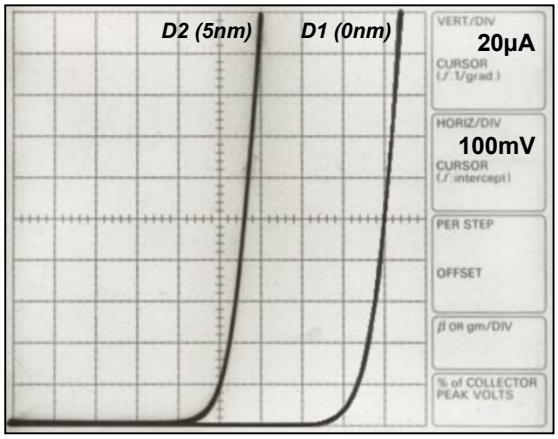
Les triplets de valeurs de dopage de base, de température T_{CB} et d'épaisseur d'espaceur W_S sont rassemblées au tableau V.e ci-dessous, avec le résultat correspondant : la hauteur de barrière effective ϕ_B et le coefficient d'idéalité n_B relevés sur caractéristique I(V) (cf. III.B.3).

Tableau V.e : Valeurs de ϕ_B et de n_B en fonction du dopage effectif h_{HALL} et de T_C dans la base, et de l'épaisseur d'espaceur W_S – avec position de la jonction np dans la structure

	h_{HALL} (cm^{-3})	T_C (°C)	Ws (nm)	ϕ_B (V)	n_B	(localisation de la jonction np)
D1	$4,4x10^{19}$	450	0	0,85	1,68	dans l'Emetteur
D2			5	0,81	1,14	~ hétérojonction InP/InGaAs
D3			10	0,77	1,16	dans la Base
D4	$6,9x10^{19}$	450	5	0,98	1,36	dans l'Emetteur
D5			10	0,86	1,36	
D6		400	5	0,75	1,21	dans la Base
D7			10	0,69	1,32	
D8	$9,2x10^{19}$	400	3	0,79	1,27	dans l'Emetteur
D9			5	0,80	1,13	~ hétérojonction InP/InGaAs
D10		375	3	0,74	1,26	dans la Base
D11			5	0,66	1,45	
D12	$1,2x10^{20}$	375	3	*	*	* dispersion importante des valeurs
D13			5	0,85	1,02	~ hétérojonction InP/InGaAs

Les figures V.6 illustrent les évolutions pour h_{HALL} = $4,4x10^{19}$ cm^{-3} @ 450°C – seul cas où trois épaisseurs W_S ont été utilisées à dopage et T_C fixés, afin d'évaluer la sensibilité de la démarche. Ceci permet de représenter graphiquement les évolutions de ϕ_B et n_B en fonction du paramètre W_S, et de superposer des pré-évaluations I(V) relevées simplement sur traceur en salle blanche.





Figures V.6 : Evolutions de ϕ_B, n_B et des I(V) avec l'épaisseur d'espaceur W_S pour D1,D2 et D3

Nous obtenons les évolutions attendues d'après les éléments du tableau V.a (en grisé), à savoir une diminution continue de la hauteur de barrière effective ϕ_B et l'observation d'un minimum (ici peu marqué) sur le coefficient d'idéalité n_B lorsque l'épaisseur d'espaceur W_S augmente, à dopage p et T_C fixés [Ito86,Kurishima91,Panish91] (voir à ce sujet les figures IV.29 sur les diodes métamorphiques).

Rappelons que l'exploitation des évolutions du coefficient d'idéalité n_B pour ajuster l'épaisseur d'espaceur W_S est soumise à deux conditions (cf. III.B.3) [Ito86,Kurishima91,Panish91] :

- être en régime de faible injection pour que les I(V) traduisent un effet de « spike » ou « notch »,
- et que ces effets soient prépondérants pour imposer les variations de n_B via $I_{rec\ zce\ EB}$ (de 1 à 2).

La première condition est remplie car la densité de courant est inférieure à 50A/cm² sur nos diodes. Pour la seconde, nous avons vu en III.B.3 que le ratio (périmètre:surface) de jonction EB ~ (2:25)μm^{-2} sur les diodes est favorable au courant de recombinaison en surface de base extrinsèque : $I_{rec\ surf\ B}$ est susceptible d'interférer avec $I_{rec\ zce\ EB}$ en imposant des valeurs de n_B comprises entre 1 et 1,3 [Liu92c]. Le courant $I_{rec\ surf\ B}$ apparaît en fait négligeable : les modifications de W_S mènent à des évolutions de n_B cohérentes avec celles de $I_{rec\ zce\ EB}$ tandis qu'une « passivation AsP » (cf. I.B.1) semble avoir lieu en surface de base extrinsèque. Nous avons en effet attaqué, avec les solutions utilisées pour les diodes, des fragments d'échantillon jusqu'à la base – la dernière solution s'arrêtant sur un alliage arsénié. Des mesures de XPS assistées par gravure ionique – réalisées par X. Wallart – ont révélé que la gravure était stoppée à 4nm au-dessus de la base $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ avec la durée d'attaque utilisée pour les diodes (90s), à 1nm en doublant cette durée (180s). La présence d'une couche InAsP s'explique par l'incorporation plus efficace de l'As par rapport au P : le taux résiduel d'As en front de croissance n'est en effet sans doute pas négligeable en début d'épitaxie d'émetteur InP, suite à celle de la base en $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ à basse T_C et fort ratio As/III. Cette couche ne dégrade visiblement pas de manière significative le caractère abrupt de l'hétérojonction Emetteur-Base, puisque l'on peut obtenir n_B ~ 1,13.

Considérant à présent les résultats du tableau V.e, nous constatons qu'un espaceur est nécessaire pour contrôler la diffusion et la ségrégation du béryllium lors de l'épitaxie, en plus d'une réduction de T_C et de l'utilisation d'un ratio As/III élevé. Il est alors possible d'obtenir une coïncidence entre la jonction électrique np et l'hétérojonction InP/InGaAs entre matériaux : diminuer T_C à 450°C et utiliser un espaceur ~ 3,5/4nm suffit pour h_{HALL} ~ 4,4x10^{19} cm^{-3}. Il doit en être de même à T_C ~ 425°C pour h_{HALL} ~ 6,9x10^{19} cm^{-3}, choix toutefois peu intéressant puisque nous obtenons une hétérojonction correcte à h_{HALL} ~ 9,2x10^{19} cm^{-3} à une température légèrement inférieure de 400°C – toujours avec un espaceur ~ 3,5/4nm. Les résultats à dopage accru (h_{HALL} ~ 1,2x10^{20} cm^{-3}) étant sujets à caution avec une dispersion importante, nous optons pour les conditions de cette diode D9 pour réaliser les TBH. Notre valeur de T_C ~ 450°C pour h_{HALL} ~ 4,4x10^{19} cm^{-3} correspond aux observations des figures V.2, mais est supérieure à celle de Hughes (420°C [Metzger93]) et UCSB (380°C [Mensa98,Mensa99]). Pour h_{HALL} ~ 9,2x10 cm^{-3}, T_C ~ 400°C est intermédiaire entre la valeur de Hughes (320°C) et AT&T (450°C).

*En conclusion, nous avons vérifié qu'accroître le dopage p entre 5x10^{19} cm^{-3} et 1x10^{20} cm^{-3} est intéressant pour réduire la résistance de base. Dépasser les 1x10^{20} cm^{-3} se révèle en revanche trop pénalisant pour le gain β du TBH, car la durée de vie électronique τ_{Be-} devient sub-picoseconde dans l'$In_{0.53}Ga_{0.47}As$. Nous constatons que la réduction de τ_{Be-} est majoritairement imputable au fort dopage p par processus Auger : T_C peut donc être réduite sans dégrader significativement l'alliage. Nous maîtrisons ainsi, sous fort ratio As/III et en ajustant l'espaceur (W_S), la diffusion et la ségrégation du béryllium lors de l'épitaxie jusque h_{HALL} ~ 9,2x10^{19} cm^{-3} (*i.e. *diode D9, sélectionnée pour les TBH).*

V.B – TBH InP/InGaAs sur InP et métamorphiques sur GaAs NTU-IEMN :

Nous abordons maintenant les résultats obtenus avec nos collaborateurs de Singapour (NTU). Nous présentons tout d'abord la structure verticale des dTBH InP/$In_{0.53}Ga_{0.47}As$/InP, puis la liste des échantillons épitaxiés sur substrat InP et sur substrat GaAs via un buffer métamorphique GaAs → InP. La seconde partie correspond à l'amélioration du dTBH sur substrat InP, fruit de l'étude sur le dopage de base au béryllium décrite ci avant. La troisième partie est une comparaison entre cette référence sur InP et le m-dTBH épitaxié sur le buffer graduel InAlAs initial, tandis que la quatrième concerne les m-dTBH sur les buffers graduels InGaAlAs épitaxiés sous AsH_3 ou As_4 et le buffer uniforme en InP. Nous concluons en constatant que les objectifs fixés sont globalement atteints, voire dépassés.

V.B.1 – Présentation des dTBH InP/$In_{0.53}Ga_{0.47}As$/InP et liste des échantillons

La structure verticale des dTBH est donnée tableau V.f ci-dessous. De l'introduction générale, rappelons qu'elle est définie par l'équipe de Singapour – vu son antériorité dans le domaine du TBH. Nous étions responsables de son épitaxie, ainsi que des buffers métamorphiques GaAs → InP.

Tableau V.f : Structure des dTBH InP/$In_{0.53}Ga_{0.47}As$/InP (avec espaceur à l'hétérojonction EB)

dTBH NTU	*Matériau* $In_{0.53}Ga_{0.47}As$	*Dopage* (cm^{-3})	*Epaisseur* (nm)	*(remarques d'épitaxie)*
Contact Emetteur	InGaAs	Si : $2x10^{19}$	200	T_C maintenue à T_{CBase}
Emetteur	InP	Si : $5x10^{18}$	50	T_{Si} ↗ en adc** (2x150s)
		Si : $4x10^{17}$	100	
Espaceur	InGaAs	nid*	3,5	T_{CBase} ~ 450°C
Base		Be : $2,15x10^{19}$	46,5	ratio As/III ~ 6 (flux)
Collecteur	InGaAs	nid*	40	T_C ↘ T_{CBase} en croissance
		Si : $1x10^{18}$	5	« dipole-doping (δ np) »
	InP	Be : $1x10^{18}$	5	
		nid*	400	T_C maintenue à ~500°C
Couche d'arrêt	InGaAs	Si : $8x10^{18}$	30	
Sous-Collecteur	InP	Si : $8x10^{18}$	550	T_C maintenue à ~470°C
Substrat	*Wafer 2'' InP (001) semi-isolant* ***OU*** *2'' GaAs (001) semi-isolant + buffer métamorphique GaAs → InP*			*+ Buffer de lissage InP sur substrat InP désoxydé*

** nid : non intentionnellement dopé* *** adc : arrêt de croissance*

Cette structure verticale est orientée vers la tenue en tension (*i.e.* tension de claquage BV_{CE0} > 10V) comme l'indique l'épaisseur du collecteur en InP. Elle se caractérise par le choix assez peu courant d'un lissage de l'hétérojonction Base-Collecteur par « dipole-doping (δ np) » (cf. I.A.3 et figures I.7).

En épitaxie « In-free », l'absorption du rayonnement du four par l'échantillon est plus élevée pendant et après la croissance du sub-collecteur dopé Si : nous avons donc réduit la consigne sur T_S (substrat) de 35°C sur ces 550nm pour maintenir T_C ~ 470°C (*i.e.* lecture au pyromètre). Le « dipole-doping » est réalisé sans arrêt de croissance. L'épitaxie de la base et ses effets sont abordés ci-après en V.B.2.

Concernant les dTBH métamorphiques, nous avons synthétisé au tableau V.g ci-dessous les caractéristiques principales des buffers GaAs → InP sélectionnés d'après les résultats du chapitre IV.

Tableau V.g : Synthèse sur les caractéristiques des buffers GaAs → InP étudiés au chapitre IV et utilisés sous la structure verticale dTBH InP/$In_{0.53}Ga_{0.47}As$/InP décrites au tableau V.f pour obtenir les m-dTBH : NTU_Ter, NTU_Quat, NTU_Quat_As4 et NTU_Unif

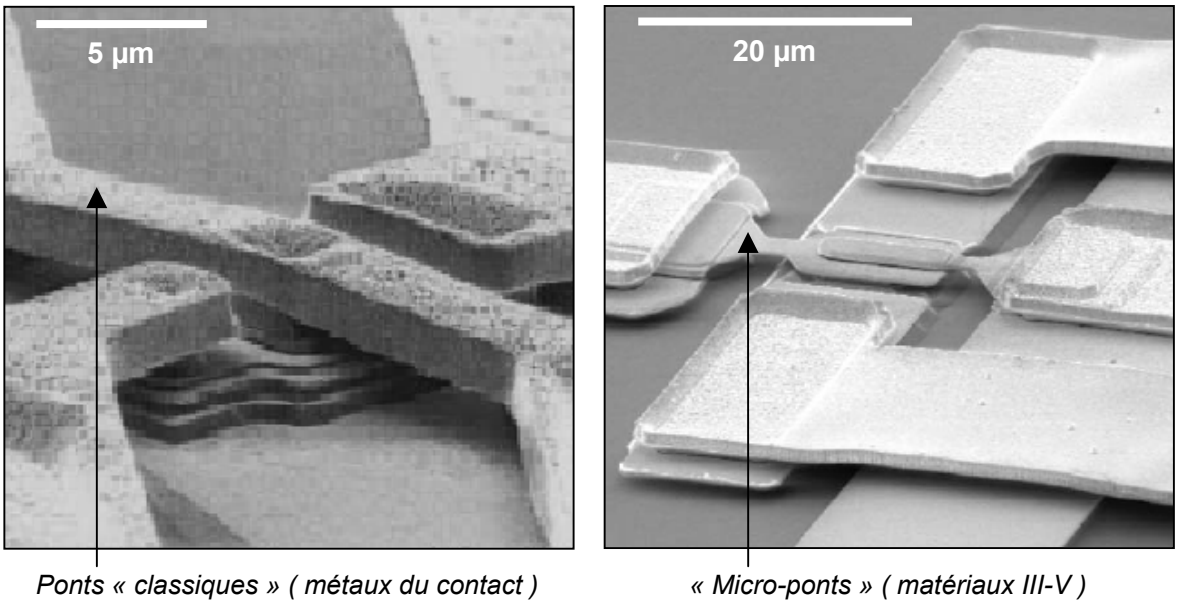
Buffer GaAs → InP *(notations : cf. IV.B.4)*	*Graduels $In_XAl_{1-X}As$ ou $In_X(Ga_YAl_{1-Y})_{1-X}As$*			*Uniforme InP*
	Ternaire	Q_Al50	Q_Al50_As4	U_InP300
Qualité des Matériaux (intensité PL300K en ua)	- (1)	+ (20)	++ (50)	- - (0,15)
Surface (à 1-10µm) (rugosité RMS)	Cross-hatch (5-6 nm)	Cross-hatch (~ 9 nm)		Lisse (4-5 nm)
Relaxation (tilt)	*~ cf. ci-dessous* (aléatoire)	+ (aléatoire)	~ (auto-aligné : β)	+ (nul)
dTBH Métamorphique	NTU_Ter	NTU_Quat	NTU_Quat_As4	NTU_Unif

A propos de la sélection des buffers métamorphiques GaAs → InP, précisons que :

- Les buffers Ternaire et Ternaire_As4 ont été comparés pour évaluer l'impact de la relaxation, supérieure en niveau et équilibre sur le second (cf. I.C.1). En l'absence de différence significative, nous ne retenons que le buffer Ternaire, la qualité des matériaux et de la surface étant similaires.
- Le buffer graduel quaternaire le plus performant (*i.e.* Q_Al50_CC350) n'a pas été utilisé en raison de l'avance de notre développement de buffers GaAs → InP par rapport à la réalisation des dTBH à Singapour – le délai entre l'envoi des plaques et le retour d'informations étant de 3 à 5 mois.

Les performances de ces m-dTBH doivent nous permettre de valider (ou non) notre approche basée sur la « structure PL » (cf. IV.A.2) : l'amélioration de la qualité des matériaux de base et de collecteur (*i.e.* intensité PL) devrait se traduire sur le gain β et la tension de claquage BV_{CE0} – sous réserve que l'hétérojonction Emetteur-Base (*i.e.* coefficients n_B et n_C) ne soit pas plus dégradée sur NTU_Quat et NTU_Quat_As4 que sur NTU_Ter et NTU_Unif. Ce peut être le cas, vu nos conclusions sur les diodes métamorphiques (cf. IV.E) quant à l'effet de rugosité – ici presque doublée entre les uns et les autres.

Terminons la présentation des dTBH en abordant leur structure horizontale, pour signaler que nos collaborateurs singapouriens ont modifié leur process technologique au cours de cette étude. Comme illustré ci après figures V.7, la technologie « triple-mésa » auto-alignée du dTBH de référence NTU_Ref sur InP et de NTU_Ter (gauche) a été remplacée par celle « triple-mésa » auto-alignée avec « micro-ponts » de base et émetteur pour les dTBH NTU_Quat, NTU_Quat_As4 et NTU_Unif (droite). Ceci explique que les diagrammes de Gummel (I_B,I_C) = f (V_{BE}) et les courbes de gain β = f (I_C) qui nous ont été communiqués par NTU, et que nous présentons par la suite, correspondent à des tailles d'émetteur différentes – *i.e.* 40x40 ou 5x20µm² d'une part, 1,6x20µm² d'autre part.



Figures V.7 : Photographies en Microscopie Electronique à Balayage (MEB) illustrant l'évolution du process technologique des dTBH réalisés à Singapour entre des dTBH « triple-mésa » auto-alignés (process conventionnel des années 1990) pour NTU_Ref sur substrat InP et NTU_Ter (gauche) et des dTBH « triple-mésa » auto-alignés avec « micro-ponts » (process conventionnel actuel) pour NTU_Quat, NTU_Quat_As4 et NTU_Unif (droite) (d'après [Wang01] et [Yang04])

V.B.2 – Première étape : optimisation du dTBH de référence sur substrat InP

Modification de l'épitaxie des structures dTBH InP/$In_{0.53}Ga_{0.47}As$/InP

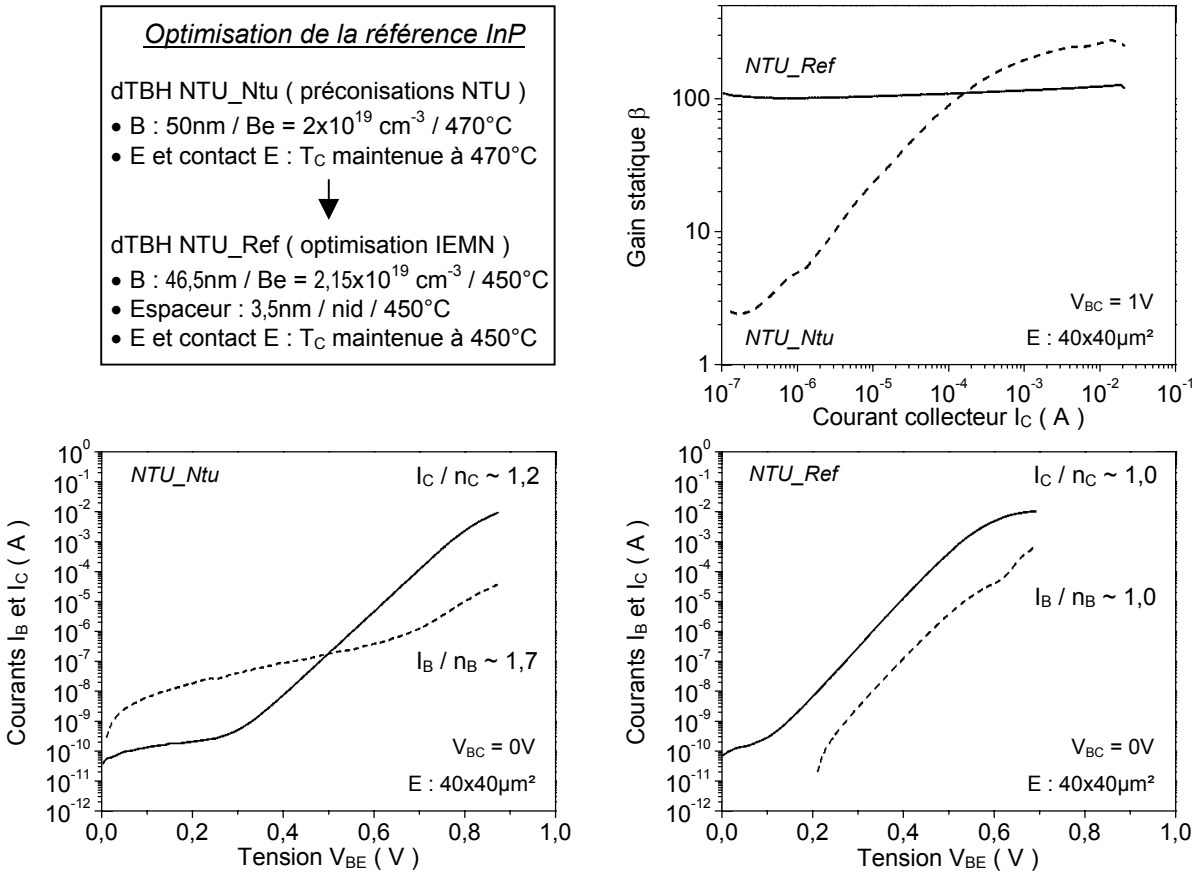
La réalisation de composants métamorphiques en accord de maille InP sur substrat GaAs présente l'avantage de pouvoir les comparer à des références épitaxiées sur substrat « naturel » InP, afin d'évaluer l'impact du métamorphisme et les performances des buffers GaAs → InP.

Encore faut-il disposer d'une « référence InP » de bon niveau, en particulier à l'hétérojonction Emetteur-Base InP/InGaAs dans notre cas d'un dopage de la base au béryllium. Les problèmes de diffusion/ségrégation en croissance doivent tout d'abord être résolus sur substrat InP. Nous pourrons alors évaluer l'effet de la rugosité et des dislocations émergentes (TD) sur les buffers GaAs → InP, via notamment la tension d'offset $V_{CE\ offset}$ et les coefficients n_B et n_C mesurés sur le dTBH. C'est l'optimisation de la référence sur substrat InP que nous abordons ici – en comparant deux dTBH :

- Le dTBH NTU_Ntu a été épitaxié à une date où notre étude sur le dopage de base était en cours. L'équipe de NTU utilisant du Be, nous avons suivi ses recommandations, à savoir T_C réduite à 470°C pour épitaxier les 50nm d'$In_{0.53}Ga_{0.47}As$ à p = 2x10^{19} cm^{-3} et les couches suivantes.
- Le dTBH NTU_Ref a été épitaxié dans nos conditions : T_C ~ 450°C pour 46,5nm d'$In_{0.53}Ga_{0.47}As$ à p = 2,15x10^{19} cm^{-3}, les 3,5nm d'espaceur et les couches suivantes. Nous devrions ainsi obtenir, après dopage de l'espaceur par diffusion/ségrégation du Be, p = 2x10^{19} cm^{-3} sur 50nm de base.

Amélioration des performances statiques sur substrat InP

Les figures V.8 ci-dessous représentent les courbes de gain β = f (I_C) et les diagrammes de Gummel en représentation (I_B,I_C) = f (V_{BE}) mesurées sur les dTBH NTU_Ntu et NTU_Ref.



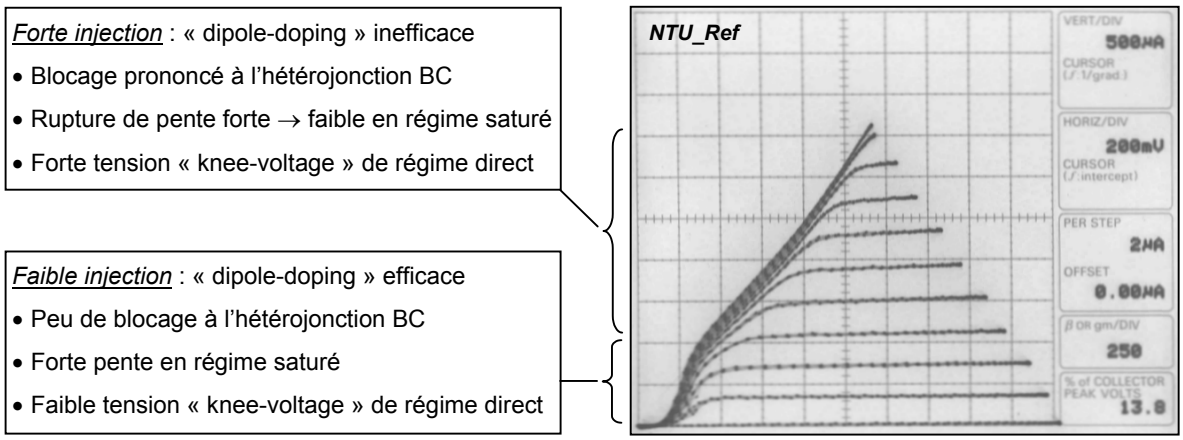
Figures V.8 : Amélioration des performances statiques des dTBH de référence sur substrat InP
(en encart : résumé des modifications en croissance pour la base et les couches épitaxiées ensuite)

Le dTBH NTU_Ntu présente les caractéristiques d'une diffusion du béryllium à l'hétérojonction Emetteur-Base InP/InGaAs, avec une jonction électrique np dans l'émetteur (cf. V.A.2 et figures V.2). Le coefficient d'idéalité à faible injection n_B ~ 1,7 correspond à une hausse du courant $I_{rec\ zce\ EB}$ avec des recombinaisons de ZCE qui ont lieu côté émetteur car n_C ~ 1,2 : l'injection n'est plus purement thermoïonique, elle a aussi lieu par effet tunnel, signe d'un « spike » accru. Le courant collecteur n'est supérieur au courant de base que pour V_{BE} > 0,5V environ : le gain β dépend du régime d'injection.

Pour NTU_Ref, notre optimisation accommode la diffusion du Be en épitaxie : l'évolution de I_B et I_C avec la polarisation V_{BE} est idéale (*i.e.* n_B ~ 1 et n_C ~ 1), d'où un gain β indépendant de l'injection sur 5 décades et supérieur à 100 dès I_C ~ 0,1µA. Sur NTU_Ntu, le gain de pic β_{MAX} ~ 250 est supérieur, mais il en est de même pour la tension d'offset $V_{CE\ offset}$ qui augmente de 0,05 à 0,25V, tandis que celle de claquage BV_{CE0} diminue de 11 à 9V. Ceci correspond à une baisse du temps de transit τ_B, du courant $I_{rec\ vol\ B}$ et à une énergie électronique renforcée dans le collecteur, par injection à haute énergie depuis un « spike » accru. La diffusion épaissit la base, mais amoindrit le dopage p.

Faiblesse des performances hyperfréquences et structure verticale des dTBH

Comme indiqué au tableau V.h où sont rassemblées les valeurs citées dans cette partie V.B, les fréquences vont de 50 à 70GHz pour f_T et de 45 à 70GHz pour f_{MAX} – que le dTBH soit épitaxié sur substrat InP ou buffer GaAs → InP, à petite ou grande surface d'émetteur. Ces valeurs sont faibles. Elles s'expliquent selon nous par la structure verticale : la solution du « dipole-doping » apparaît inefficace pour lisser la discontinuité de bande de conduction et éviter le blocage à l'hétérojonction Base-Collecteur lorsque la densité de courant injecté augmente... alors que ce sont les conditions de fonctionnement requises pour maximiser les performances fréquentielles d'un dTBH (cf. I.B.3 et I.C). Ceci est illustré figure V.9 ci-dessous par un réseau $I_C(V_{CE})$ obtenu sur des composants envoyés par l'équipe singapourienne, ici sur un dTBH NTU_Ref de surface d'émetteur 5x20µm².



Figures V.9 : Réseau I_C (V_{CE}) obtenu sur un dTBH NTU_Ref de surface d'émetteur 5x20µm²
En abscisse (V_{CE}) : 200mV/division principale En ordonnée (I_C) : 500µA/division principale
L'incrément sur le courant de commande de base I_B entre deux courbes est de 2µA.

A faible injection électronique, le champ électrique généré par le dipôle np (cf. I.A.3 et tableau V.f) accélère suffisamment les électrons pour vaincre le blocage à l'hétérojonction Base-Collecteur, blocage déjà atténué par l'insertion d'une couche d'$In_{0.53}Ga_{0.47}As$ non dopée entre la base InGaAs dopée p++ et le collecteur en InP non intentionnellement dopé (*i.e.* homojonction électrique (m1) – cf. figures I.7).

Lorsque la densité de porteurs injectés augmente, elle écrante le champ électrique dû aux impuretés ionisées : la tension accélératrice locale diminue et le blocage se manifeste, dans le cas présent pour un courant de commande I_B supérieur à ~8µA. Les caractéristiques $I_C(V_{CE})$ concernées présentent une rupture de leur pente dans la zone de régime saturé direct, avec hausse de la tension de seuil « knee-voltage » pour laquelle s'instaure le régime de fonctionnement normal direct (cf. figures I.11). Ceci réduit l'intervalle de tension V_{CE} « utile » à courant I_B donné, tout comme le courant I_C maximal accessible par le dTBH. Sans cela, nous pourrions le faire fonctionner sous une densité de courant J_C plus élevée, avec baisse des temps de charge aux jonctions et hausse des fréquences f_T et f_{MAX}.

Au final, nous disposons d'une bonne référence sur InP pour évaluer les buffers GaAs → InP via les performances statiques des m-dTBH, mais la structure verticale obère celles hyperfréquences.

V.B.3 – Seconde étape : inadéquation pour m-TBH du buffer optimisé pour m-HEMT

Nous avons rassemblé page suivante les courbes de caractérisation statique obtenues sur l'ensemble des dTBH, à fin de comparaison directe entre NTU_Ref sur InP et les m-dTBH sur GaAs.

En épitaxie, nous utilisons pour les dTBH métamorphiques les conditions de NTU_Ref sur les buffers GaAs → InP désignés au tableau V.g et dont les performances sont résumées figures V.11. Pour T_C, nous réglons la consigne du substrat par lecture au pyromètre en épitaxiant les couches InP, puis nous appliquons pour la base la même variation ΔT que sur substrat InP – l'absorption thermique de l'échantillon étant inchangée car le gap des buffers est proche ou supérieur à celui de GaAs.

Les courbes des figures V.10 correspondent à deux dTBH réalisés selon l'ancien process technologique, ici pour un émetteur 5x20µm² : NTU_Ref et sa version NTU_Ter sur Ternaire.

Ce buffer graduel $In_XAl_{1-X}As$ mène à une faible rugosité RMS ~ 5-6nm, mais aussi à une médiocre qualité d'alliage (*i.e.* intensité PL ~ 1) à cause des TD répliquées dans les couches actives. La relaxation n'étant pas ici significative (cf. V.B.1), rien ne distingue Ternaire et Ternaire_As4 : nous pouvons considérer que NTU_Ter est épitaxié sur Ternaire_As4, buffer initial optimisé pour m-HEMT.

Cette optimisation pour m-HEMT apparaît insuffisante pour un m-TBH : le coefficient d'idéalité n_B du courant de base I_B passe de 1 à 1,3 entre NTU_Ref et NTU_Ter, et le comportement du gain β rend le dTBH inexploitable malgré une valeur de pic β_{MAX} ~ 110 comparable à celle sur substrat InP.

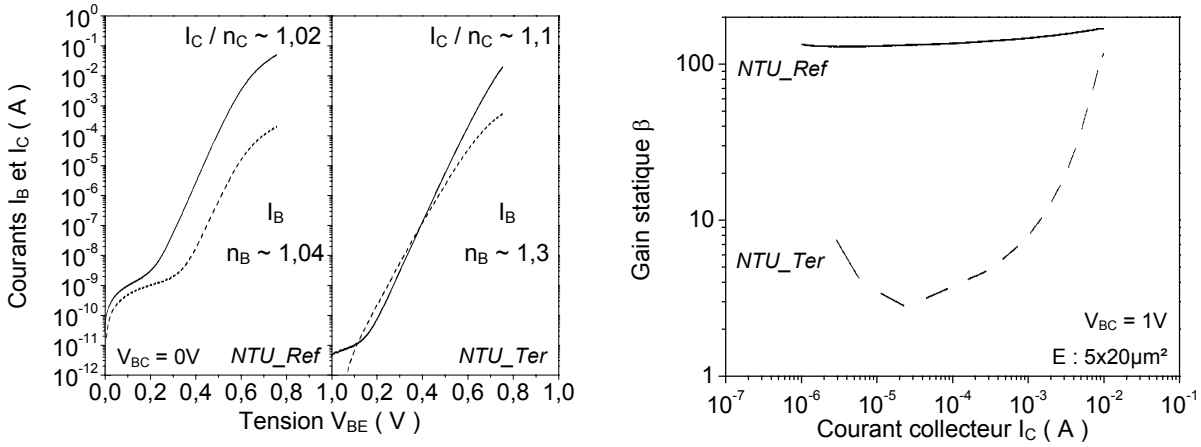
V.B.4 – Troisième étape : amélioration du buffer et des performances statiques

Les courbes des figures V.11 correspondent à trois dTBH réalisés selon le nouveau process technologique, ici pour un émetteur 1,6x20µm² : NTU_Quat, NTU_Quat_As4 et NTU_Unif.

Nous notons une nette amélioration lorsque le buffer graduel InAlAs de NTU_Ter est remplacé par un buffer graduel InGaAlAs : les courbes de gain $\beta = f(I_C)$ de NTU_Quat_As4 et NTU_Quat sont plus « exploitables » qui, sans avoir la stabilité de NTU_Ref, présentent une pente constante.

Plus précisément, comparant NTU_Ter, NTU_Quat et NTU_Quat_As4, nous constatons que :

- Sur les courbes de Gummel, le coefficient d'idéalité n_B n'est pas inférieur à 1,3 – en accord avec les résultats sur diodes métamorphiques : cette dégradation de l'hétérojonction Emetteur-Base a été attribuée principalement à la hausse de rugosité entre la référence sur InP et l'ensemble des diodes métamorphiques, puis secondairement aux TD pour expliquer les évolutions entre diodes. Les résultats sur m-dTBH n'amènent pas d'information complémentaire : comparer NTU_Ter et NTU_Quat laisserait supposer qu'accroître la rugosité RMS d'un facteur ~ 2 de 5-6 à 9nm ne change plus grand chose une fois établie la dégradation entre substrat InP (*i.e.* ~0,5nm) et buffers métamorphiques. Vue la hausse d'un facteur 20 de l'intensité PL, nous ne pouvons cependant pas exclure une « compensation » par baisse de la densité de TD, malgré leur rôle secondaire. Pour NTU_Quat_As4, la valeur de n_B ~ 1,45 est inexpliquée car elle devrait être inférieure à celle de NTU_Quat étant donnée la hausse de l'intensité PL (*i.e.* facteur 2,5) à rugosité RMS identique.

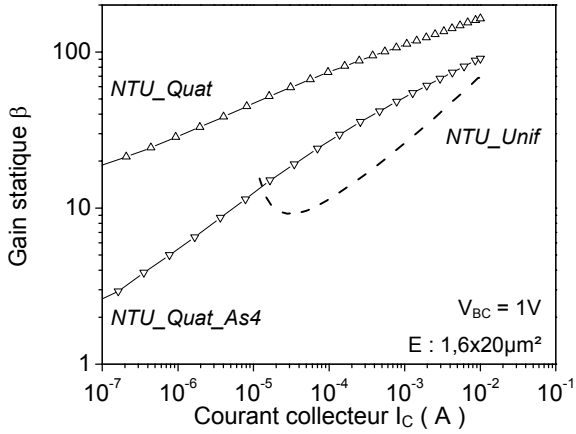


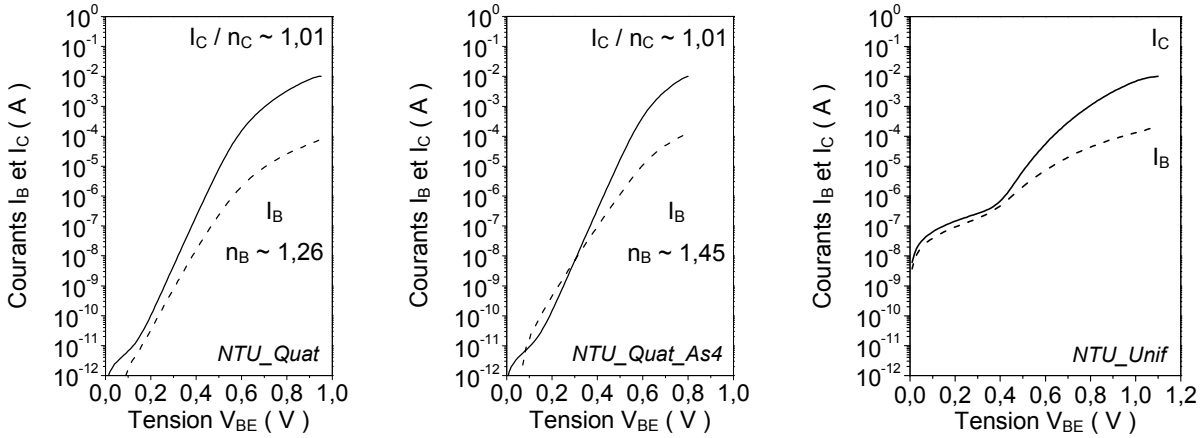
Figures V.10 : Dégradation des performances statiques entre le dTBH NTU_Ref sur substrat InP et le dTBH équivalent NTU_Ter épitaxié sur le buffer Ternaire (buffer graduel InAlAs)

Process technologique initial (standard années 1990) – Emetteur : 5x20µm²

Eléments d'évaluation des buffers

	Matériaux (PL (ua))	Rugosité (rms (nm))	
NTU_Ter	- (1)	5-6	Cross-hatch
NTU_Quat	+ (20)	9	
NTU_Quat _As4	++ (50)		
NTU_Unif	-- (0,15)	4-5	Lisse





Figures V.11 : Amélioration des performances statiques sur le dTBH NTU_Quat épitaxié sur le buffer Q_Al50 (buffer graduel InGaAlAs épitaxié sous AsH_3 craqué)

Cas « particulier » du dTBH NTU_Quat_As4 sur le buffer Q_Al50_As4 (buffer épitaxié sous As_4)

Dégradation sur le dTBH NTU_Unif sur le buffer U_InP300 (buffer uniforme en InP)

Nouveau process technologique – Emetteur : 1,6x20µm² (en encart : résumé sur les buffers)

- Sur les courbes de gain $\beta = f(I_C)$, la décroissance en régime de faible injection pour NTU_Quat et NTU_Quat_As4 est cohérente avec ces coefficients d'idéalité n_B : leurs valeurs signalent en effet une hausse du courant de base I_B par recombinaisons en ZCE de jonction Emetteur-Base, plus marquées sur NTU_Quat_As4 (*i.e.* n_B ~ 1,45 inexpliqué mais supérieur, d'où gain β plus faible). Ceci vaut pour NTU_Ter, mais avec une dégradation à l'hétérojonction Emetteur-Base renforcée par celle liée aux TD. C'est ce qui ressort de la comparaison avec NTU_Quat : il faut l'amélioration de la qualité des couches actives procurée par la substitution d'InGaAlAs à InAlAs (*i.e.* facteur 20 en intensité PL) pour retrouver un comportement « standard » de β évoquant celui de NTU_Ntu (*i.e.* n_B ~ 1,7 mais absence de TD, cf. figures V.8), avec β « linéaire » lorsque le courant I_C croît. L'effet des recombinaisons en ZCE de jonction Emetteur-Base étant négligeable à forte injection, la meilleure qualité des couches actives doit transparaître sur le gain de pic β_{MAX} : il augmente effectivement lorsque la densité de TD diminue, de ~110 pour NTU_Ter à ~160 pour NTU_Quat. Notons toutefois de nouveau la « particularité » de NTU_Quat_As4 : vu son intensité PL plus élevée, la valeur de β_{MAX} devrait être supérieure à celle de NTU_Quat – ce qui n'est pas le cas…

Concernant le cas de ce m-dTBH NTU_Quat_As4, plusieurs hypothèses peuvent être avancées :

- Celle du buffer, que nous écartons. Ceux épitaxiés sous As_4 ont toujours mené à une intensité PL supérieure à celle des buffers équivalents épitaxiés sous AsH_3 craquée : le buffer n'est *a priori* pas la cause de ces performances intermédiaires entre celles de NTU_Ter et NTU_Quat.
- L'hypothèse d'un lien entre les performances d'un m-dTBH et les différences en tilt et cross-hatch entre NTU_Quat et NTU_Quat_As4 peut être avancée (*i.e.* auto-alignés pour le second épitaxié sur Q_Al50_As4, cf. IV.C.3), mais ni infirmée, ni confirmée, ni approfondie via ces seuls résultats.
- L'hypothèse d'une différence de dopage p en épitaxie est avancée par nos collaborateurs. Il serait supérieur sur NTU_Quat_As4 – d'où le gain β_{MAX} plus faible et l'augmentation de la fréquence maximale d'oscillation F_{MAX} rapportée au tableau V.h ci-après, par diminution de la résistance de contacts de base (*i.e.* terme R_B – cf. I.C.1). En dépit d'une consigne en température identique sur la cellule Be et d'épitaxies rapprochées dans le temps, nous ne pouvons certes pas exclure une instabilité de la charge dans le creuset. Dans cette hypothèse, un dopage accru est propice à la diffusion/ségrégation du Be en croissance. Les autres conditions (*i.e.* T_C, ratio As/III, espaceur) étant identiques, le coefficient n_B doit alors être plus élevé que celui mesuré sur les autres dTBH indépendamment du substrat (c'est le cas) – de même que n_C et $V_{CE\ offset}$, ce qui n'est pas le cas.
- La dernière hypothèse concerne le process technologique, non stabilisé d'après nos collègues.

La seule certitude est donc que l'amélioration du gain β – en valeur de pic β_{MAX} et en comportement avec le courant collecteur I_C – passe par la diminution de la densité de dislocations émergentes (TD). C'est ce que l'on déduit de la comparaison entre les seuls dTBH NTU_Ref, NTU_Ter et NTU_Quat. C'est ce que confirme la courbe $\beta = f(I_C)$ du dTBH NTU_Unif épitaxié sur le buffer uniforme U_InP300 : elle ressemble à celle de NTU_Ter mais à β_{MAX} réduit vu la densité de TD accrue (intensité PL ~ 0,15), cause de courants de fuite élevés aux deux jonctions (cf. courbes de Gummel en V_{BE} = 0V).

V.B.5 – Conclusion : complétion des objectifs de la collaboration NTU-IEMN

Le tableau V.h ci-dessous rassemble les valeurs obtenues sur les dTBH épitaxiés à l'IEMN, puis réalisés et caractérisés par nos collaborateurs de NTU, ainsi que les objectifs de la collaboration. Nous avons ajouté les résultats de NTU antérieurs à l'établissement de ces objectifs – sur m-dTBH InP/InGaAs/InP comparables, épitaxiés à Singapour sur buffer graduel GaAs → InP en $In_XGa_{1-X}P$.

Tableau V.h : Résultats obtenus au cours de cette collaboration sur les dTBH de référence épitaxiés sur InP et les m-dTBH épitaxiés sur buffer GaAs → InP, objectifs visés et résultats antérieurs de NTU

		Emetteur (µm²)	***Gain*** β	$V_{CE\ offset}$ (V)	BV_{CE0} (V)	n_B	n_C	~ f_T (GHz)	~ f_{MAX} (GHz)
InP	*NTU_Ntu*	1600 (40x40)	250 (pic)	0,25	9	1,68	1,16	-	-
	NTU_Ref		100 (stable)	0,05	11	~1,0	~1,0	-	-
		100 (5x20)	120-150 (~stable)	0,05	11	1,04	1,02	70	45
Métamorphique	*NTU_Ter*	100 (5x20)	110 (pic)	0,1	11	1,3	1,1	50	40
	NTU_Quat	32 (1,6x20)	160 (pic)	0,08	11	1,26	1,01	60	40
	NTU_Quat_As4		90 (pic)	0,05	9	1,45	1,01	60	70
	NTU_Unif		70 (pic)	0,06	4	-	-	-	-
	Objectifs	10 (2x5)	> 70	< 0,3	> 9	-	-	> 90	> 70
	*[Wang01] **	25 (5x5)	100 (pic)	0,5	> 9	1,4	1,2	50	40

* dTBH InP/$In_{0.53}Ga_{0.47}As$/InP de structure comparable, entièrement réalisé par NTU sur buffer graduel $In_XGa_{1-X}P$

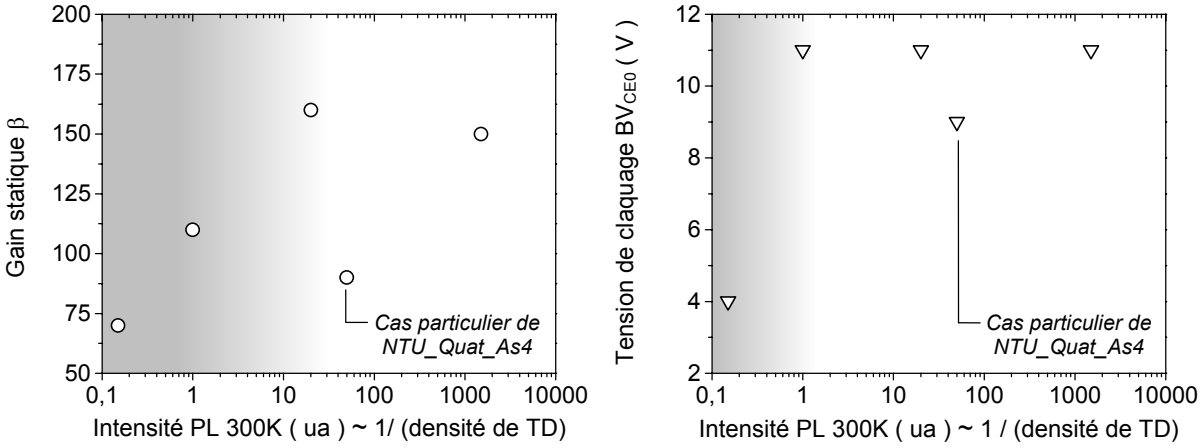
Ce tableau comporte deux données nouvelles : les tensions d'offset $V_{CE\ offset}$ et de claquage BV_{CE0}. L'évolution de BV_{CE0} est intéressante : comme supposé en IV.A.2, cette tension diminue lorsque la densité de TD augmente, visiblement au-delà d'un certain seuil. C'est ce que prouve la comparaison entre NTU_Unif et les autres m-dTBH, à l'exception du cas ici aussi particulier de NTU_Quat_As4.

Signalons que la stabilité des fréquences F_T et F_{MAX} quelle que soit la surface d'émetteur, et malgré l'amélioration du process technologique, accrédite l'hypothèse du « dipole-doping » inefficace sous forte injection : la discontinuité de bande de conduction n'est alors plus lissée, d'où blocage des électrons à l'hétérojonction Base-Collecteur dégradant les performances fréquentielles (cf. V.B.2). Ajoutons que nos collaborateurs ont mesuré sur le m-dTBH NTU_Quat un facteur de bruit minimum F, une puissance P et une Efficacité de Puissance Ajoutée PAE (pour Power Added Efficiency) tels que : F ~ 2dB@4GHz, P = 11mW@8GHz et PAE = 40%@8GHz – résultats à comparer aux objectifs fixés : F < 1dB@2GHz, P > 10mW@10GHz et PAE > 40%@10GHz.

*Au final, excepté en fonctionnement hyperfréquence (cf. V.B.2), l'optimisation des buffers métamorphiques a permis d'atteindre ou de dépasser les objectifs fixés (*i.e. *m-dTBH NTU_Quat).*

Concernant les enseignements sur les effets de la croissance métamorphique, nous notons :

- Une dégradation systématique de l'hétérojonction Emetteur-Base, due avant tout à la rugosité puis à la densité de dislocations émergentes. Elle se traduit par un coefficient d'idéalité n_B qui ne peut être inférieur à ~1,3. Elle provoque un courant de recombinaison en ZCE de la diode Emetteur-Base, avec baisse du gain β à faible courant collecteur I_C (*i.e.* régime de faible injection).
- Une diminution du gain β sur toute la plage de courant collecteur I_C – jusqu'en régime de forte injection pour lequel les recombinaisons de ZCE sont négligeables. Elle est due aux dislocations émergentes répliquées depuis le buffer dans les couches actives, qui entraînent la recombinaison des électrons dans la base ou le collecteur. Il existe visiblement une densité maximale de TD à ne pas dépasser pour conserver une évolution « standard » du gain β avec le courant collecteur. Ceci transparaît quelque peu via la valeur de pic β_{MAX}, comme l'illustrent d'une part les m-dTBH épitaxiés sur buffer uniforme InP ou sur le buffer graduel InAlAs initial optimisé pour m-HEMT – le comportement du gain β avec I_C rend alors le transistor bipolaire inexploitable – et d'autre part les m-dTBH sur buffers graduels InGaAlAs, distinction schématisée figures V.12 ci-dessous (gauche).
- Une diminution de la tension de claquage BV_{CE0} également due aux dislocations émergentes dans le collecteur (cf. IV.A.2 et figures V.12 droite). Nous remarquons toutefois que maintenir la tension BV_{CE0} est plus aisé que maintenir le gain β, ce dernier nécessitant une densité de TD plus faible.



Figures V.12 : Corrélation entre l'intensité PL proportionnelle à 1/(densité de dislocations émergentes), et (gauche) le gain β et (droite) la tension BV_{CE0}. Par ordre d'intensité croissante, on a : les m-dTBH sur GaAs NTU_Unif, NTU_Ter, NTU_Quat, NTU_Quat_As4 – et le TBH sur InP NTU_Ref

Dans la littérature, seuls Fastenau *et al.* comparent des dTBH InP/InGaAs identiques épitaxiés sur substrat InP, buffer graduel InAlAs et buffer uniforme en InP. L'objectif est la tenue en tension. L'hétérojonction Emetteur-Base est abrupte, la base dopée au carbone à $3x10^{19}$ cm^{-3} et l'émetteur de 110x110µm² [Fastenau04]. Sans présenter de courbe $\beta = f(I_C)$, ces auteurs mentionnent un gain $\beta > 100$ et des coefficients d'idéalités identiques entre la référence InP et le m-dTBH sur buffer graduel InAlAs, la seule différence étant une baisse de 10% sur BV_{CE0}. En revanche, sur buffer uniforme en InP, le gain β et la tension de claquage diminuent à 50-70% des valeurs de référence sur substrat InP.

*Au final, le bilan factuel sur les dTBH InP/InGaAs/InP métamorphiques sur GaAs réalisés lors de la collaboration NTU-IEMN est en demi-teinte. Les objectifs sont en effet atteints ou dépassés en performances statiques mais pas en dynamiques, vraisemblablement en raison de la structure verticale à l'hétérojonction Base-Collecteur : le lissage de la discontinuité de bande de conduction par « dipole-doping » semble inefficace en fonctionnement hyperfréquence (*i.e. *régime de forte injection).*

*Concernant en revanche l'épitaxie, les performances du dTBH de référence sur substrat InP valident notre optimisation sur le dopage de base au béryllium pour les valeurs basses de l'intervalle de concentration étudié. Il en est de même pour l'optimisation des buffers métamorphiques graduels : l'amélioration constatée en caractérisations matériaux en remplaçant l'alliage InAlAs par InGaAlAs se retrouve sur les performances statiques des m-dTBH. Ceci confirme par ailleurs notre conclusion du chapitre IV sur le bien-fondé de notre approche expérimentale basée sur la structure PL, au lieu d'un transfert aux m-TBH après optimisation sur m-HEMT ou par la réalisation systématique de m-TBH : nous avons en effet vu dans le premier cas que le buffer graduel InAlAs optimisé pour m-HEMT est insuffisant pour un m-TBH, tandis que la seconde solution – plus coûteuse en temps et moyen – peut de plus faire intervenir d'autres paramètres d'ordre technologique (*i.e. *contacts métalliques...).*

*Sur un plan plus fondamental, vu le nombre restreint de m-dTBH considérés et dont nous ne maîtrisons pas le process technologique, nous n'avons que des indications. Parmi les caractéristiques du buffer, la relaxation est apparue ici secondaire. La rugosité dégrade l'hétérojonction Emetteur-Base [Wang00], ce que signale le coefficient d'idéalité n_B du courant de base passant typiquement de 1 à 1,3. Les dislocations émergentes TD réduisent avant tout le gain β, la tension de claquage BV_{CE0} et enfin la qualité des diodes (*i.e. *n_B et courants de fuite). Il existe visiblement des seuils sur la densité de TD. Ainsi, un buffer graduel en InGaAlAs (*i.e. *intensité PL ~ 20-50) apparaît nécessaire pour réaliser un m-TBH, tandis qu'un buffer graduel InAlAs (*i.e. *intensité PL ~ 1) semble suffisant pour un m-HEMT. Ceci est cohérent avec la probabilité d'interactions porteur-TD, supérieure en transport vertical dans la base et le collecteur d'un m-TBH par rapport au transport horizontal dans le canal d'un m-HEMT. Dans ces conditions, les buffers uniformes en InP ne sont envisageables que pour réaliser des m-TBH sub-microniques (*i.e. *intensité PL ~ 0,15 et densité de TD typique de $10^7 cm^{-2}$ = $0,1 \mu m^{-2}$ – cf. IV.E.2), avec l'avantage d'une meilleure conductivité thermique (*i.e. *résultats de UCSB – cf. IV.A.1 et IV.D.1). Les questions du rendement sur wafer ou de la réalisation de circuit restent alors néanmoins posées.*

V.C – TBH InP/InGaAs sur InP épitaxiés et réalisés à l'IEMN :

Comme annoncé en introduction, la mise au point du process technologique pour des TBH sub-microniques à micro-ponts a été plus longue que prévue. Elle touche dorénavant à sa fin, mais nous ne disposons pas à l'heure actuelle de résultats permettant de valider nos travaux sur le dopage de base à fortes concentrations de béryllium (cf. V.A), ni en épitaxie de structures verticales.

Nous ne présentons ici que l'épitaxie de deux structures types, ainsi que les résultats obtenus sur un TBH réalisé pour valider des étapes technologiques, mais à structure horizontale obsolète.

V.C.1 – Epitaxie des structures verticales dTBH InP/InGaAs/InP de l'IEMN

Nous avons épitaxié différents TBH sur substrat InP. Leurs structures verticales diffèrent notablement de celles précédemment présentées et définies par nos collaborateurs de Singapour.

Nous rapportons pages suivantes aux tableaux V.i et V.j les hétérostructures des dTBH de première et seconde génération de l'IEMN (*i.e.* IEMN_d01 et IEMN_d02), associés respectivement aux figures V.13 et V.14 qui représentent leur diagramme de bande (cf. V.A.2 pour les simulations).

La première caractéristique de nos dTBH est le lissage de la discontinuité à la bande de conduction à l'hétérojonction Base-Collecteur par un alliage graduel $In_X(Ga_YAl_{1-Y})_{1-X}As$. Cette solution, de même principe que celui des rampes des buffers métamorphiques graduels, s'est naturellement imposée face aux stratégies « dopages » (*i.e.* « dipole-doping »...) et aux autres alternatives « matériaux » : le lissage par super-réseau InAlAs/InGaAs est plus complexe, le lissage par deux/trois couches d'InGaAsP donne un résultat moins satisfaisant (*i.e.* successions de faibles barrières)... L'ensemble de ces solutions est détaillé en I.A.3. Nous présentons ci-après l'épitaxie du lissage sur les dTBH IEMN_d01 et IEMN_d02, avec « plan » de dopage Si (*i.e.* couche fine) dans ce second cas.

La seconde caractéristique est l'utilisation d'une base graduelle en composition pour générer un pseudo-champ électrique d'accélération des électrons, bénéfique aux fonctionnements statique (*i.e.* réduction des recombinaisons en surface de base extrinsèque et du courant associé – cf. I.B.1) et hyperfréquence du TBH (*i.e.* vitesse de drift supérieure à celle de diffusion – cf. I.A.2, I.C.2 et V.A.1).

Des TBH AlGaAs/(Al)GaAs avec base graduelle sont mentionnés dès 1983 [Hayes83,Malik83], puis en 1995 sur TBH InP/InGaAs : la gradualité de composition $In_{0.46}Ga_{0.54}As \rightarrow In_{0.53}Ga_{0.47}As$ (côté émetteur E et collecteur C – respectivement) correspond à une variation du gap de 40meV environ (*i.e.* 55meV pour une variation de 10% d'In dans l'InGaAs de base), d'où un pseudo-champ électrique de ~6kV/cm sur une base de 65nm [Kurishima95]. Nous avons vu en V.A.3 que ce type de gradualité est repris sur la grande majorité des TBH actuellement réalisés, même si elle est en théorie inutile sur ces transistors à base fine d'environ 20-30nm et injection électronique à haute énergie [Hu92,Zohar04]...

En considérant les références du tableau V.b, nous remarquons que la gradualité suit toujours le schéma précédent – avec un alliage InGaAs à faible taux d'indium côté émetteur, et en accord de maille côté collecteur. Ceci est pénalisant en tension d'offset puisque le gap de base est plus élevé à l'hétérojonction Emetteur-Base, mais avantageux en cas de dopage carbone : le caractère amphotère de cet élément IV induit une efficacité de dopage accrue avec le taux de GaAs [Benchimol00,Ouchi03]. Ainsi, les chercheurs de NTT épitaxient en MOVPE des dTBH à base $In_{0.40}Ga_{0.60}As \rightarrow In_{0.44}Ga_{0.56}As$ de 200nm, en plus de dTBH à base $In_{X0}Ga_{1-X0}As \rightarrow In_{0.53}Ga_{0.47}As$ selon le « schéma » plus classique, *i.e.* avec $44 \leq x_0 \leq 50\%$ [Ida02]. Ce taux d'In limite x_0 est fixé par la mise en tension de la base sur InP : nous sommes de nouveau confrontés à une génération de dislocations, qui doit être ici évitée pour ne pas dégrader le fonctionnement du TBH. Les modèles d'épaisseur critique sont peu fiables (cf. II.C.1), mais nous pouvons considérer les résultats de Benchimol *et al.* sur une quinzaine de TBH à base $In_{X0}Ga_{1-X0}As \rightarrow In_{0.53}Ga_{0.47}As$ de 50 ± 10nm : le gain β est croissant jusque x_0 ~ 41% [Benchimol00].

Pour être complet sur les TBH à base graduelle, signalons qu'il est possible d'obtenir un pseudo-champ électrique par une gradualité du dopage de base. Cette solution est retenue en 1991 par TRW sur des TBH AlGaAs/GaAs à base dopée au béryllium entre $5x10^{19}$ cm^{-3} côté émetteur et $5x10^{18}$ cm^{-3} côté collecteur [Hafizi91,Streit91], et plus récemment par UCSB sur TBH InP/InGaAs à base dopée au carbone entre respectivement 8 et $5x10^{19}$ cm^{-3} [Dahlström03]. Notons que le dopage graduel est ici utilisé avec des bâtis d'épitaxie industriels, même pour les hétérostructures de UCSB, réalisées par le fondeur IQE : cette solution permet de ne modifier que le flux du dopant. Ajoutons qu'il faut prendre en compte le rétrécissement du gap selon le dopage (*i.e.* « band-gap narrowing », cf. V.A.6) : le gap d'InGaAs est inférieur côté émetteur, d'où génération d'un second pseudo-champ électrique comme en cas de gradualité en composition, malvenu car opposé à celui désiré par dopage graduel. Streit *et al.* ont évalué à ~40% la diminution du pseudo-champ électrique par rétrécissement de gap, de 4,25 à 2,6kV/cm [Streit91]. Ils soulignent que le dopage accru côté émetteur est bénéfique pour réduire la résistance du contact de base, mais on notera la difficulté accrue avec un dopage au Be (*i.e.* diffusion/ségrégation...). Enfin, rien n'exclue de combiner les deux types de gradualité pour renforcer le pseudo-champ… même si cette situation est déjà involontairement effective dans une base $In_XGa_{1-X}As$ graduelle en composition dopée au carbone : l'efficacité du dopage, à flux CBr_4 constant par exemple, est en effet supérieure côté émetteur dans l'alliage riche en GaAs [Benchimol00].

Pour notre part, nous avons renforcé le pseudo-champ électrique de la structure dTBH IEMN_d02 en utilisant une base à gradualité en composition renforcée et compensée en contrainte : la base est en $In_{0.45}Ga_{0.55}As$ (~0,80eV) côté émetteur et en $In_{0.61}Ga_{0.39}As$ (~0,67eV) côté collecteur. Nous estimons la valeur du pseudo-champ électrique obtenu à ~30kV/cm pour une base de 30nm. Cette valeur ne nous expose pas au risque d'un transfert en vallée latérale dans $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ (seuil à $\Delta E_{\Gamma L}$ ~ 0,55eV), même après injection à une hétérojonction InP/InGaAs abrupte (ΔEc ~ 0,25eV).

Pour la mise sous contrainte par rapport à InP, la partie de base en tension (*i.e.* $\Delta a/a$ ~ -0,57% pour $In_{0.45}Ga_{0.55}As$) est « classique » et sans conséquence sur le fonctionnement du TBH [Benchimol00]. Il doit en être de même pour la partie en compression (*i.e.* $\Delta a/a$ ~ 0,54%). L'écart à l'accord de maille Δx ~ 8% est identique et, surtout, cette contrainte est compensée par une partie du collecteur : la couche d'InGaAs présente « en sortie » de base sur dTBH est épitaxiée « en miroir » pour permettre la gradualité renforcée dans la base. Nous pouvons par ailleurs signaler que cette idée, proposée par M. Zaknoune en 2001, a fait l'objet d'une publication de l'université de Duisburg en 2003 pour une base $In_{0.49}Ga_{0.51}As \rightarrow In_{0.60}Ga_{0.40}As$ de 70nm [Jin03] – à comparer à l'épaisseur totale sous contrainte plus favorable dans nos dTBH (40nm). Cette même équipe avait auparavant réalisé des sTBH à base graduelle en $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ côté émetteur et $In_{0.60}Ga_{0.40}As$ côté collecteur [SOKim00].

Au final, il semble possible d'utiliser une telle base graduelle compensée sans restriction dans un dTBH : le puits de potentiel dans le collecteur (*i.e.* gap ~0,67eV dans $In_{0.61}Ga_{0.39}As$ inférieur à ~0,76eV pour $In_{0.53}Ga_{0.47}As$) représente ~35% du blocage InGaAs/InP que nous devons déjà lisser. Ceci est moins évident pour un sTBH, avec éventuel risque de transfert en vallée latérale au collecteur.

Nous présentons ci-dessous nos dTBH IEMN_d01 et IEMN_d02, en détaillant leur épitaxie.

Tableau V.i : Hétérostructure des dTBH InP/InGaAs/InP IEMN_d01

Base graduelle « simple » : $In_{0.45}Ga_{0.55}As \rightarrow In_{0.53}Ga_{0.47}As$ sur 44nm ⇒ pseudo-champ ~ 10kV/cm

Lissage d'hétérojonction Base-Collecteur « simple » : alliage $In_X(Ga_YAl_{1-Y})_{1-X}As$ sur 100nm

*Structure **sTBH IEMN_s01** identique sauf : collecteur $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ (nid – 400nm) et sous-collecteur (Si:1x10^{19} cm^{-3}) = InGaAs (50nm) / InP (10nm) / InGaAs (200nm)*

dTBH IEMN_d01	Matériau	Dopage	Epaisseur	(remarques d'épitaxie)
	$In_{0.53}Ga_{0.47}As$	(cm^{-3})	(nm)	
Contact Emetteur	InGaAs	Si : 1x10^{19}	100	T_C maintenue à T_{CBase}
Emetteur	InP		60	$T_{Silicium}$ ↗ en adc** (150s)
		Si : 5x10^{17}	50	
Espaceur	$In_{0.45-0.53}GaAs$	nid*	4	T_{CBase} ~ 450°C – As/III ~ 6
Base		Be : 4,4x10^{19}	40	
Collecteur	InGaAs	nid*	10	T_C ↘ T_{CBase} en adc** (60s)
	InGaAlAs		100	Lissage hétérojonction BC
	InP		290	T_C maintenue à ~470°C
Sous-Collecteur	InP	Si : 1x10^{19}	50	T_C maintenue à ~450°C
	InGaAs		200	
Substrat	Wafer 2'' InP (001) semi-isolant			+ Buffer de lissage InP

* nid : non intentionnellement dopé ** adc : arrêt de croissance

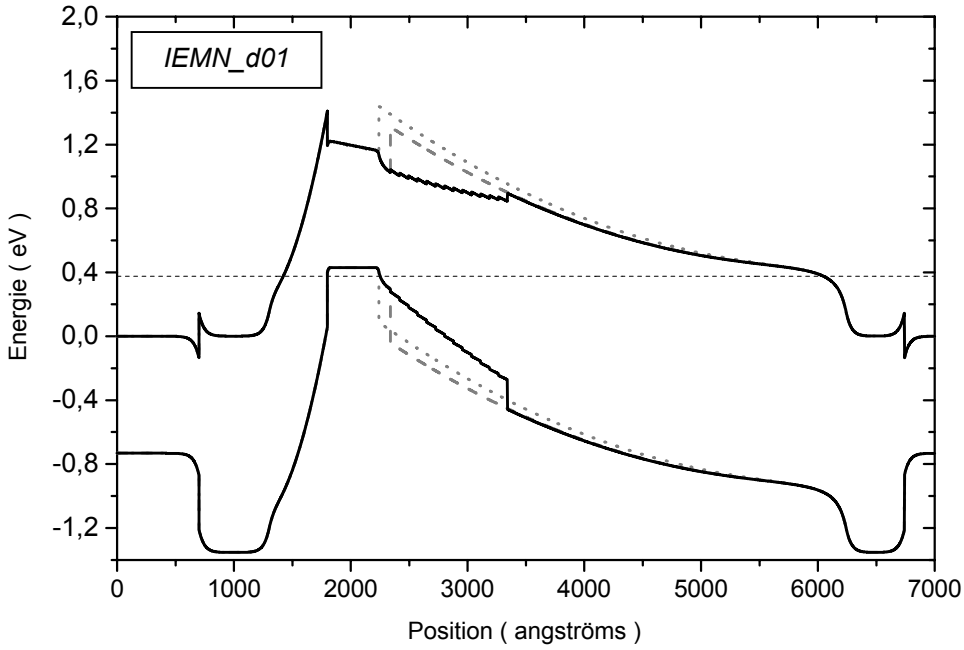


Figure V.13 : Diagramme de bandes des dTBH InP/InGaAs/InP IEMN_d01 (voir V.A.2)

A partir du « spike » Emetteur-Base : $In_{0.45}Ga_{0.55}As \rightarrow In_{0.53}Ga_{0.47}As \rightarrow In_{0.53}Ga_{0.23}Al_{0.25}As$

(base graduelle puis lissage de l'hétérojonction Base-Collecteur InGaAs/InP)

Ajout d'une structure sans lissage (pointillés) et avec couche d'$In_{0.53}Ga_{0.47}As$ de 10nm (tirets)

Pour l'épitaxie « In-free » de IEMN_d01, nous maintenons la température T_C à ~450°C pour le sous-collecteur InGaAs dopé Si (cf. V.B.1). Nous l'augmentons ensuite à ~480°C pour épitaxier l'InP, avant de la ramener à ~450°C pour la base – lors de l'épitaxie de la seconde moitié du lissage en $In_X(Ga_YAl_{1-Y})_{1-X}As$, de 10nm d'InGaAs et d'un arrêt de croissance de 60s. La température de croissance est maintenue constante pour les couches épitaxiées après la base.

Le lissage $In_{0.53}Ga_{0.23}Al_{0.25}As \rightarrow In_{0.53}Ga_{0.47}As$ est subdivisé en 50/25/25nm pour réaliser des rampes sur la température de consigne des cellules Al et Ga (cf. III.A.4), à flux d'In fixe. Alors que ce n'était pas le cas sur les rampes graduelles des buffers métamorphiques, nous sommes ici confrontés au problème des contraintes en variations ΔT – surtout pour Al avec des diminutions de : ~10°C/min, ~20°C/min et ~55°C/min sur les trois rampes de 180/90/90s. Le dernier cas est problématique, mais il s'agit en fait de minimiser le flux avant son interruption par fermeture du cache de la cellule Al ; dans les faits, la consigne a été suivie. Pour le Ga, qui assure avec l'In la majorité du flux total, les hausses de 6°C/min ne posent aucun problème. Les paramètres de maille de AlAs et GaAs étant proches, la vitesse de croissance est quasi-constante à ~1µm/h et la contrainte $\Delta a/a$ toujours inférieure à 0,05%.

La base graduelle $In_{0.53}Ga_{0.47}As \rightarrow In_{0.45}Ga_{0.55}As$ est réalisée en deux rampes – *i.e.* la partie dopée p (40nm) et l'espaceur (4nm) – avec variations des flux de Ga et In pour conserver une vitesse de croissance de 0,94µm/h et maintenir ainsi un dopage stable : l'efficacité du dopage au béryllium est en effet constante pour des variations sur $In_XGa_{1-X}As$ comparables en composition et en contrainte [Panish91]. Les variations inférieures à 8°C/min sur les cellules Ga et In ne posent aucun problème. L'épitaxie de la première partie de l'émetteur est réalisée à flux d'In réduit, les flux des cellules Ga et In n'étant ramenés à leur valeur standard pour épitaxier l'$In_{0.53}Ga_{0.47}As$ du contact d'émetteur que lors de l'arrêt de croissance initialement prévu pour modifier la température de la cellule de Si.

L'épitaxie « In-free » du dTBH IEMN_d02 est proche de ci-dessus. Nous maintenons T_C à ~480°C pour l'épitaxie d'InP puis du lissage InGaAlAs, avant de la réduire pour viser ~440°C pendant l'$In_XGa_{1-X}As$ (10nm) de « préparation » de la gradualité renforcée de la base, puis ~410°C pendant un arrêt de croissance de 30s, et enfin ~380°C lors de l'épitaxie de la base et de l'espaceur.

Le lissage à l'hétérojonction Base-Collecteur $In_{0.53}Ga_{0.19}Al_{0.28}As \rightarrow In_{0.53}Ga_{0.47}As$ est réalisé selon le même principe, mais est plus exigeant : le ratio (Al:Ga) de la composition initiale est accru tandis que, surtout, l'épaisseur de cette couche est diminuée de moitié (50nm). La subdivision repose ici sur quatre rampes de 12,5nm épitaxiées en 45s chacune à une vitesse quasi-constante de 1µm/h. La consigne sur Al est suivie sur les trois premières rampes (*i.e.* ΔT maximale ~ 44°C/min), pas sur la quatrième (*i.e.* pour ΔT ~ 74°C/min, décalage de 5°C à la valeur basse de ~900°C). Bien que ce problème ne se pose pas pour Ga (*i.e.* hausse maximale de ~18°C/min), nous sommes aux limites des possibilités techniques des cellules. Pour réduire encore l'épaisseur du lissage, il faut diminuer la vitesse de croissance, ou passer à un super-réseau InAlAs/InGaAs ou à des couches InGaAsP.

La base graduelle est en $In_{0.61}Ga_{0.39}As \rightarrow In_{0.45}Ga_{0.55}As$ avec une couche de « préparation » en $In_{0.53}Ga_{0.47}As \rightarrow In_{0.61}Ga_{0.39}As$. Cet ensemble est divisé en trois rampes – *i.e.* cette couche (10nm), la partie de base dopée p (25nm) et l'espaceur (5nm) – avec ici aussi variations simultanées des flux de Ga et In, sans problème particulier puisque les variations sont inférieures à 13°C/min.

Tableau V.j : Hétérostructure des dTBH InP/InGaAs/InP IEMN_d02 (évolutions en grisé)

Base graduelle compensée : $In_{0.45}Ga_{0.55}As \rightarrow In_{0.61}Ga_{0.39}As$ sur 30nm ⇒ pseudo-champ ~ 30kV/cm

Lissage d'hétérojonction Base-Collecteur : alliage $In_X(Ga_YAl_{1-Y})_{1-X}As$ sur 50nm + dipôle Si

*Structure **sTBH IEMN_s02** identique sauf : collecteur (nid) avec « retour $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ » en 10nm, dipôle Si après 40nm, suivi de 150nm jusqu'au sous-collecteur (identique à celui du dTBH)*

dTBH IEMN_d02	Matériau	Dopage	Epaisseur	(remarques d'épitaxie)
	$In_{0.53}Ga_{0.47}As$	(cm^{-3})	(nm)	
Contact Emetteur	InGaAs	Si : $1x10^{19}$	100	T_C maintenue à T_{CBase}
Emetteur	InP		60	$T_{Silicium}$ ↗ en adc** (150s)
		Si : $5x10^{17}$	50	
Espaceur	$In_{0.45-0.61}GaAs$	nid*	5	T_{CBase} ~ 380°C – As/III ~ 6
Base		Be : $9,2x10^{19}$	25	
Collecteur	$In_{0.61-0.53}GaAs$	nid*	10	T_C ↘ T_{CBase} + adc** (30s)
	InGaAlAs		50	Lissage hétérojonction BC
	InP		2	
		Si : $2x10^{18}$	2,5	« Plan » Si (en croissance)
		nid*	75,5	
			10	T_C ↗ 500°C adc** (120s)
Sous-Collecteur	InP	Si : $1x10^{19}$	50	T_C maintenue à ~450°C
	InGaAs		300	
Substrat	Wafer 2'' InP (001) semi-isolant			+ Buffer de lissage InP

* nid : non intentionnellement dopé ** adc : arrêt de croissance

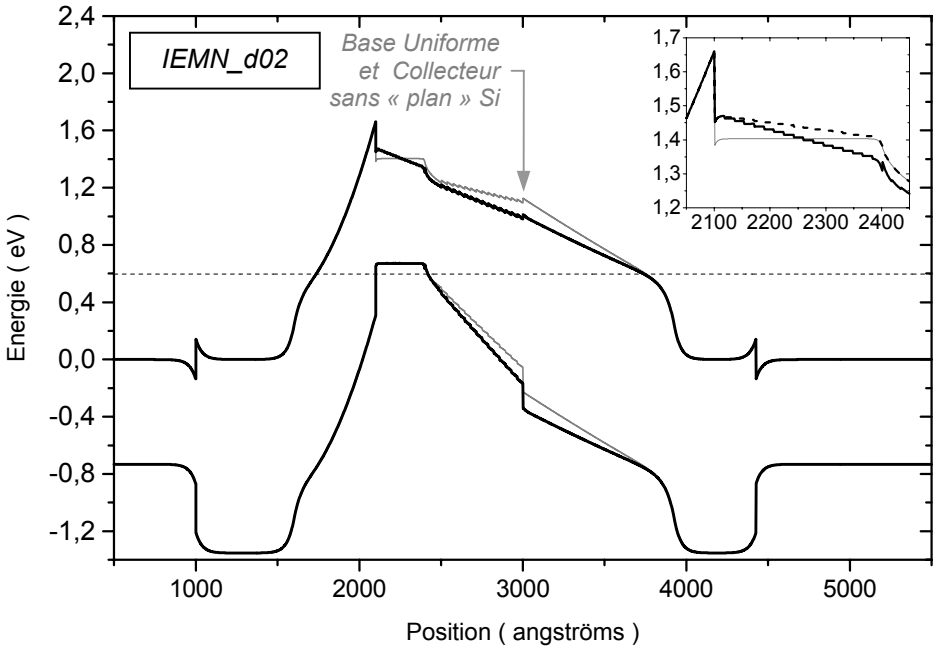


Figure V.14 : Diagramme de bandes des dTBH InP/InGaAs/InP IEMN_d01 (voir V.A.2)

A partir du « spike » EB : $In_{0.45}Ga_{0.55}As \rightarrow In_{0.61}Ga_{0.39}As \rightarrow In_{0.53}Ga_{0.47}As \rightarrow In_{0.53}Ga_{0.19}Al_{0.28}As \rightarrow InP$

(base graduelle compensée puis lissage de l'hétérojonction BC InGaAs/InP + plan de dopage Si)

En encart : base uniforme, base graduelle « simple » (~ IEMN_d01) et compensée (IEMN_d02)

V.C.2 – Etat des lieux sur les TBH InP/InGaAs/InP réalisés à l'IEMN

L'objectif des TBH InP/InGaAs développés à l'IEMN est d'atteindre des fréquences F_T et F_{MAX} de 300GHz. Cet objectif a dicté les structures verticales précédentes, pour aboutir à un dTBH à base graduelle compensée (30nm) dopée à $9{,}2 \times 10^{19}$ cm^{-3} avec un pseudo-champ électrique ~ 30kV/cm et collecteur de 150nm (gradualité comprise). Cet objectif impose aussi la structure horizontale qui doit permettre d'atteindre des largeurs de doigt d'émetteur d'un micron ou moins, avec des micro-ponts pour les contacts d'émetteur et de base. A l'heure actuelle, nous ne disposons malheureusement pas de résultats par un tel process dont le développement, en lui-même ardu, a été initialement retardé par l'indisponibilité du masqueur électronique de l'Institut (*i.e.* rénovation technique plus longue que prévue...), puis par un problème sur le craqueur AsH_3/PH_3 du bâti de GSMBE. Nous présentons toutefois figures V.15 ci-dessous des résultats obtenus sur un TBH IEMN_Test moins évolué.

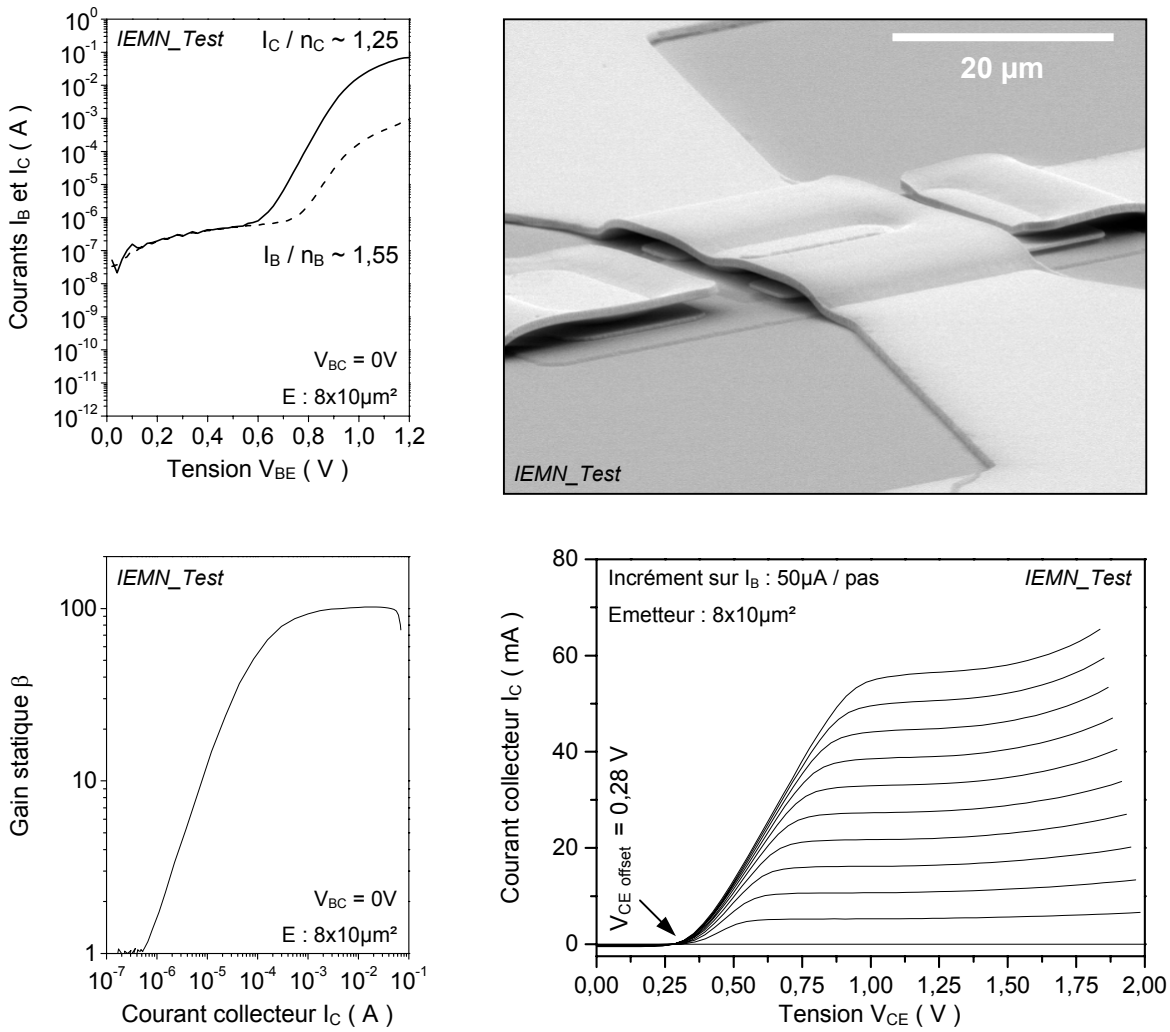


Figure V.15 : Résultats sur sTBH InP/InGaAs IEMN_s01 de test à structure horizontale non optimisée Cliché MEB des sTBH « triple-mésa » non autoalignés (process conventionnel des années 1980) réalisés pour développer les ponts métalliques – Courbes de Gummel (I_B,I_C) = f (V_{BE}), courbe de gain β = f (I_C) qui en est déduite et réseau I_C (V_{CE}) pour une surface d'émetteur 8x10µm²

Sa structure verticale IEMN_s01 est évoquée tableau V.i ci avant. Ces tous premiers TBH ont été réalisés grâce à des masques de lithographie optique : ceux-ci nous ont permis de nous passer du masqueur électronique mais sont dessinés pour des opto-TBH, et non pour favoriser les performances fréquentielles d'un TBH. En fait, ils définissent une structure horizontale de la fin des années 1980 : surfaces extrinsèques non minimisées (*i.e.* surface de base extrinsèque et capacité C_{BC} élevées), contacts de base autour de l'émetteur non autoalignés... Les TBH IEMN_Test ont néanmoins été réalisés pour valider des étapes technologiques, notamment les ponts métalliques (cf. figures V.7).

Les performances fréquentielles sont faibles, avec F_T et F_{MAX} ~ 60GHz. Pour celles statiques, nous notons sur les courbes de Gummel (I_B,I_C) = f (V_{BE}) des coefficients n_B ~ 1,55 et n_C ~ 1,25 : ils signalent une diffusion/ségrégation non négligeable du Be dans l'émetteur au cours de la croissance. La situation n'est pas aussi dégradée que sur NTU_Ntu par exemple (cf. figures V.8) : la courbe de gain β = f (I_C) est constante sur près de 3 décades, avec une valeur β ~100 d'un bon niveau pour un dopage de base p ~ 4-5x10^{19}cm^{-3} grâce au pseudo-champ. La tension d'offset $V_{CE\ offset}$ ~ 0,28V est plus élevée que celle des dTBH réalisés avec NTU, du fait sans doute de cette diffusion/ségrégation du Be mais aussi parce qu'il s'agit d'un sTBH et non d'un dTBH (*i.e.* $V_{CE\ offset}$ ~ V_{BEon} - V_{BCon} – cf. I.B.3). Les valeurs de I_B et I_C à V_{BE} nulle évoquent les courants de fuite du dTBH métamorphique NTU_Unif où la densité de TD est élevée (cf. figures V.11), hypothèse difficilement acceptable sur substrat InP. On peut penser à une manifestation d'un courant significatif de recombinaisons en surface de base extrinsèque : pour un émetteur 8x10µm² cette surface dépasse 102µm², avec un ratio (P_{EB}/S_{EB}) ~ (1:2) qui pénalise le gain β. Cette hypothèse ne peut toutefois pas expliquer le comportement de I_C.

La diffusion/ségrégation du béryllium est liée à la température réelle de l'échantillon et à ses évolutions en croissance, dont on rappelle qu'elles diffèrent pour les diodes et les TBH. Les premières sont en effet épitaxiées sur quart de wafer collé à l'indium (*i.e.* l'In absorbe le rayonnement du four), tandis que les seconds sont épitaxiés sur wafer 2pouces en conditions « In-free » : ce sont alors les matériaux de l'hétérostructure qui absorbent le rayonnement du four, avec une meilleure efficacité lorsque leur gap est faible (*i.e.* échauffement de ~40°C pour ~300nm d'$In_{0.53}Ga_{0.47}As$ – cf. III.A.4) ou en cas de dopage du fait de la présence de porteurs libres. Nous n'avons pas ici réussi le passage entre épitaxie « collé indium » et « In-free » avec la même efficacité que pour les TBH NTU-IEMN.

Résumé sur la MBE pour TBH InP/InGaAs épitaxiés sur substrat InP ou GaAs

*Nous avons étudié le fort dopage de base, à partir de la littérature – principalement sur la diffusion et la ségrégation du béryllium et les solutions pour les maîtriser – puis expérimentalement. Dans les conditions d'épitaxie alors requises, nous avons vérifié que l'intervalle p ~ 5-10x10^{19} cm^{-3} est intéressant pour réduire R_B et que la température de croissance peut être diminuée sans dégrader la durée de vie électronique, fonction avant tout du dopage p dans cet intervalle (*i.e. *processus Auger). La structure verticale a ensuite été optimisée via des diodes Emetteur-Base jusque p ~ 9,2x10^{19} cm^{-3}.*

Le « retour composant » ne porte pour le moment que sur un faible dopage (p ~ 2x10^{19} cm^{-3}) mais valide nos travaux, aussi bien sur le dopage Be que sur buffers métamorphiques GaAs → InP.

Conclusions et Perspectives

Cette thèse porte sur la croissance en Epitaxie par Jets Moléculaires de matériaux et d'hétérostructures pour des Transistors Bipolaires à Hétérojonction dans le système $InP/In_{0.53}Ga_{0.47}As$. Les composants ont été épitaxiés en accord de maille sur substrat InP (TBH InP) ou en croissance métamorphique sur GaAs (m-TBH). Ces travaux sont organisés suivants deux axes : d'une part l'étude de l'hétérostructure TBH sur substrat InP, d'autre part celle du buffer métamorphique intercalé entre le substrat GaAs et le m-TBH. Ce buffer est destiné à relaxer l'énergie de contrainte liée au désaccord de paramètres de maille GaAs → InP en préservant la qualité des couches actives.

L'étude sur TBH InP correspond au démarrage d'une activité TBH « hautes fréquences » à l'IEMN. Notre but était de réaliser des TBH npn à simple et double hétérojonction (sTBH et dTBH). Nous nous sommes intéressés à l'épitaxie de la base et des hétérojonctions Emetteur-Base InP/InGaAs et Base-Collecteur InGaAs/InP. Pour monter en fréquence, il faut réduire l'épaisseur de la base et augmenter simultanément son dopage, tout en veillant à ne pas trop y dégrader la durée de vie électronique. Dans la littérature, un dopage p de l'$In_{0.53}Ga_{0.47}As$ entre 5 et $20x10^{19}$ cm^{-3} semble favorable, les TBH $InP/In_{0.53}Ga_{0.47}As$ les plus rapides comportant une base de 20-30nm dopée p de 5 à $10x10^{19}$ cm^{-3}. Nous avons visé cet objectif en utilisant du béryllium, dopant p dont nous disposions. Le béryllium est connu pour sa diffusion et sa ségrégation en croissance, avec un risque de décalage néfaste au fonctionnement du TBH de la jonction électrique np dans l'émetteur à grand gap. Nous avons adopté des solutions classiques pour contenir le béryllium dans la base : (1) conditions d'épitaxie éloignées de celles standards (*i.e.* fort ratio V/III et faible température de croissance T_C) et (2) insertion d'un espaceur entre la base et l'émetteur. L'épaisseur de l'espaceur et la température T_C ont été optimisées en fonction du dopage via des mesures I(V) sur des diodes EB $InP/In_{0.53}Ga_{0.47}As$.

- Sur $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ dopé Be dans ces conditions d'épitaxie, nous avons mesuré par effet Hall des densités de trous comprises entre 4,4 et $26x10^{19}$ cm^{-3}, avec des mobilités de trous à l'état de l'art.

- Nous avons évalué – originalité de cette étude – l'importance relative de la baisse de T_C et de la hausse du dopage p sur la durée de vie électronique τ_{e-} dans l'$In_{0.53}Ga_{0.47}As$. Nous avons évalué la dégradation du matériau due à la réduction de T_C par des mesures de photoluminescence. Simultanément, des mesures directes de τ_{e-} ont été réalisées avec la source laser femtoseconde de l'IEMN. Au final, nous avons montré qu'il est préférable de maintenir une température T_C supérieure à 400°C à faible dopage ($p \sim 2x10^{19}$ cm^{-3}), ce qui n'est pas nécessaire à fort dopage : T_C peut alors être diminuée jusque 350°C sans entraîner de dégradation significative de τ_{e-}. Dans ce cas, c'est le processus Auger qui domine la recombinaison des électrons.

- Sur les diodes, l'optimisation de la température de croissance et de l'épaisseur d'espaceur a permis de maîtriser la diffusion/ségrégation du béryllium en croissance. Des caractéristiques de diodes traduisant une quasi-coïncidence entre la jonction électrique np et l'hétérojonction EB $InP/In_{0.53}Ga_{0.47}As$ ont ainsi été obtenues pour un dopage p compris entre 4,4 à $9,2x10^{19}$ cm^{-3}.

- Des dTBH InP/InGaAs/InP ont été épitaxiés en incluant systématiquement un lissage de l'hétérojonction BC en $In_X(Ga_YAl_{1-Y})_{1-X}As$ et une base graduelle en composition. La gradualité de l'$In_XGa_{1-X}As$ de base est « classique » ($45 \leq x \leq 53\%$), ou renforcée et compensée ($45 \leq x \leq 61\%$).

Nous avons vérifié l'efficacité de notre optimisation à faible dopage ($p \sim 2x10^{19}$ cm^{-3}) sur des dTBH InP réalisés en collaboration avec la Nanyang Technological University de Singapour. Nous ne disposons pas à l'heure actuelle de résultats sur les TBH InP réalisés à l'IEMN, pour lesquels le dopage est plus élevé ($p \sim 8x10^{19}$ cm^{-3}). Le démarrage de l'activité TBH a été plus difficile que prévu. Les développements réalisés en épitaxie et process technologique pour des composants à émetteur sub-micronique ont néanmoins été instructifs et devraient se concrétiser dans les mois à venir.

L'étude des buffers métamorphiques GaAs → InP s'est inscrite dans un contexte différent. L'IEMN possède en effet plus de dix ans d'expérience en épitaxie de buffer graduel $In_XAl_{1-X}As$ pour transistors à effet de champ HEMT (High Electron Mobility Transistors), avec des résultats à l'état de l'art. Dans les faits, ces buffers se sont révélés non adaptés aux transistors bipolaires. Les deux tiers de nos travaux ont dès lors été consacrés à l'optimisation des buffers et l'interprétation des résultats. Nous avons utilisé une démarche spécifique pour évaluer la qualité des buffers dans l'objectif m-TBH. Une structure de type dTBH non dopé a été épitaxiée sur chacun d'entre eux pour les caractérisations matériaux. Elle permet d'étudier : le niveau de relaxation et son équilibre selon <110>, la morphologie de la surface et la densité de dislocations émergentes TD (« Threading Dislocations »). Des mesures électriques sur diodes métamorphiques complètent ces résultats matériaux. La structure de diode optimisée sur substrat InP pour un dopage $p \sim 9,2x10^{19}$ cm^{-3} a été épitaxiée sur les buffers les plus performants. L'épaisseur d'espaceur a été modifiée pour évaluer son influence et la qualité de l'hétérojonction EB en croissance métamorphique. Par cette démarche expérimentale, nous avons comparé les deux processus possibles de relaxation de la contrainte InP/GaAs : relaxation par réseau de dislocations <110> développé par introduction progressive de la contrainte sur buffer graduel, et relaxation par évolution 2D → 3D → 2D en surface par introduction de la contrainte à une seule interface sur buffer uniforme. L'$In_XAl_{1-X}As$ des buffers graduels a été avantageusement remplacé par $In_X(Ga_YAl_{1-Y})_{1-X}As$ à différentes compositions initiales. Les effets de la température de croissance T_C, de la vitesse de croissance, de la source d'arsenic (As_2 par AsH_3 craquée ou As_4) et du ratio V/III pendant l'épitaxie du buffer ont également été étudiés.

- Nos résultats sur buffers uniformes sont en accord avec la littérature : la relaxation est équilibrée, mais la densité de dislocations émergentes est très élevée. La rugosité de surface à grande échelle est faible, sans le cross-hatch typique de la relaxation par réseau de dislocations <110>.

- Pour les buffers graduels, modifier la composition d'alliage et la source d'arsenic nous a permis de faire varier la mobilité des adatomes III en front de croissance sur un intervalle relativement large. Nous avons mis en évidence son rôle sur le taux de MD nucléées (*i.e.* les « Misfit Dislocations » efficaces pour relaxer la contrainte) et sur la densité de TD répliquées dans les couches actives.

- Nous avons de plus observé un alignement inattendu mais reproductible du tilt et du cross-hatch. Un modèle d'auto-amplification du tilt et du cross-hatch sur substrat (001) a été proposé. Il dépend de la mobilité des adatomes III, qui peut induire une localisation de la contrainte dans l'un des deux plans de glissement des MDβ ou des MDα (ici alignées respectivement selon [110] et [1$\underline{1}$0]). Ce modèle explique nos résultats ainsi que d'autres rapportés dans la littérature sur buffer III-As. Au final, il faut considérer les buffers graduels selon l'optique « croissance » et « dislocations ». Deux processus dynamiques marqués par l'anisotropie des III-V cfc y interagissent : la cinétique des adatomes III en surface avec une diffusion préférentielle selon [1$\underline{1}$0], et la cinétique des dislocations sous la surface avec une élongation préférentielle des MDα alignées selon [1$\underline{1}$0].

- Sur un plan pratique, les buffers InGaAlAs sont de meilleure qualité que ceux initiaux en InAlAs. La densité de TD évaluée dans les structures actives est réduite de plus d'un ordre de grandeur. Le niveau de relaxation et son équilibre selon les directions <110> ne sont pas modifiés de façon perceptible. La surface est de même globalement inchangée. Ces résultats, reproductibles, s'accompagnent d'une baisse de 25% en durée d'épitaxie (~30min). Leur interprétation amène à proposer l'emploi d'InGaAlAs à taux résiduel de Ga ~ 10% jusqu'à l'épitaxie des couches actives.

- Sur l'impact de la croissance métamorphique sur les diodes, nous n'avons pas noté de diffusion particulière du béryllium. L'influence de l'épaisseur d'espaceur est moindre que sur substrat InP, avec un coefficient d'idéalité dégradé, typiquement de 1 à 1,3 – une valeur encore acceptable. Ceci s'explique avant tout par la rugosité à l'interface InP/$In_{0.53}Ga_{0.47}As$, puis par la densité de TD.

Nous avons pu vérifier l'efficacité de notre optimisation des buffers GaAs $\rightarrow$ InP sur les m-dTBH réalisés à Singapour. Les performances statiques des premiers m-dTBH épitaxiés sur buffer graduel InAlAs, optimisé pour m-HEMT, les rendaient inutilisables. Celles des m-dTBH sur buffer graduel InGaAlAs sont en revanche correctes, les objectifs de la collaboration étant ainsi globalement atteints. Concernant les buffers uniformes InP, les performances mesurées sont les plus faibles, inférieures de plus de 50% à celles obtenues sur buffer graduel InGaAlAs. Ces résultats sont en accord avec ceux d'une étude récente comparant des m-TBH InP/InGaAs épitaxiés sur buffers graduel et uniforme [Fastenau04]. Ils sont en revanche en opposition avec ceux de l'équipe ayant établi l'état de l'art fréquentiel sur des m-TBH InP/InGaAs épitaxiés sur buffer uniforme InP, transistors dont la surface d'émetteur est 10 fois plus faible que celle de nos composants. Un buffer uniforme, plus simple à épitaxier, ne semble donc envisageable que sous un m-TBH à objectif fréquentiel – plus « tolérant » à la densité élevée de TD vu sa faible surface. Pour des m-TBH InP/InGaAs, la conductivité thermique accrue des buffers uniformes InP est alors un atout supplémentaire. Les questions du rendement sur wafer ou en circuit restent en revanche posées. Au final, il nous semble préférable d'utiliser un buffer graduel InGaAlAs avec peu de Ga sous un m-HEMT (moins de TD et faible rugosité en transport horizontal), plus de Ga sous un m-TBH (encore moins de TD en transport vertical, parallèle aux TD).

Concernant les perspectives de la croissance métamorphique, deux voies de développement se dessinent : l'une peut être qualifiée d'« économique », l'autre de « substitutionnelle ».

La voie « économique » correspond à notre étude, pour obtenir les performances du système InP/InGaAs sur substrat GaAs. Les buffers GaAs → InP permettent ainsi d'utiliser les installations industrielles existantes pour ces substrats moins chers et plus solides que leur homologues en InP. Surtout, ils donnent accès à des substrats 6 pouces (ceux InP sont limités à 3-4 pouces [Lubyshev03]), ce qui permet de réduire le coût des composants III-V malgré celui de l'épitaxie du buffer. Nous notons ainsi, pour les m-HEMT dont le développement à dix ans d'avance sur celui des m-TBH, l'intérêt de grands laboratoires et groupes industriels (IMEC, Fraunhofer Institute, Daimler-Chrysler, Raytheon…). Leurs études portent notamment sur la fiabilité des m-HEMT [Dammann00,Damman02,Marsh02,Dammann04], la réalisation de circuits électroniques basés sur des m-HEMT [Chertouk00,Zanden00] fonctionnant actuellement à 300GHz [Leuther03,Schlechtweg03,Schwörer03], ou de circuits optoélectroniques associant photodiode *pin* et m-HEMT [Ziegler00] et permettant les 40-Gbit/s à λ = 1,55µm sur GaAs [Zhang03]. Pour les m-TBH, de telles études restent à mener – aussi bien en fiabilité qu'en réalisation de circuits.

Le développement « substitutionnel » correspond à l'utilisation de buffers métamorphiques pour atteindre des paramètres de maille qui n'existent pas naturellement. Nous pouvons à nouveau considérer l'exemple des m-HEMT, où le taux d'indium du canal $In_{X0}Ga_{1-X0}As$ est adapté selon le but recherché (cf. IV.A.1). Concernant les m-TBH, cette démarche reste à explorer. Nous n'avons en effet relevé que deux tentatives comparables avec des m-TBH $In_{0.32}Al_{0.68}As/In_{0.33}Ga_{0.67}As$ [Hwang99] et des m-dTBH $In_{0.86}Al_{0.14}As/In_{0.86}Ga_{0.14}As$ [Monier03].

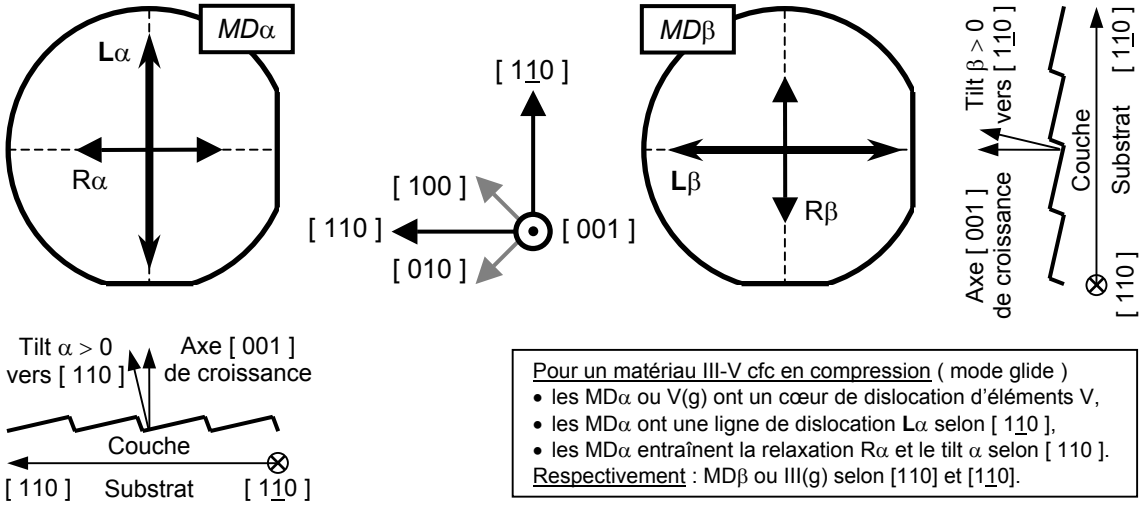
Ce dernier exemple correspond à la tendance actuelle pour les TBH « hautes fréquences » en matériaux III-V cfc, où l'on vise à réduire la consommation tout en augmentant les fréquences de fonctionnement. Les études portent donc sur la diminution du gap de la base, selon deux directions :

- celles des TBH utilisant les hétérojonctions GaAs/GaIn(N)As ou GaAs/Ga(N)AsSb sur substrat GaAs (cf. I.D.1) avec pour principale difficulté en épitaxie le contrôle du taux d'azote,
- et celles des TBH en alliages « 6.1å » (*i.e.* InAs et antimoniures) fonctionnant à faible puissance mais très hautes fréquences. L'absence de substrats viables est alors une importante limitation.

Dans ce dernier cas, deux voies sont explorées. L'une est plutôt « technologique », avec épitaxie de TBH InAsP/InAs sur substrat sacrificiel InAs ou GaSb puis report sur GaAs, Si, Quartz... [Thomas03]. L'autre est la croissance métamorphique sur substrat InP ou GaAs : il s'agit de remplacer les substrats InAs ou GaSb qui certes existent, mais en diamètre n'excédant pas les 2 pouces, et qui se révèlent surtout insuffisamment isolants. Nous notons que les m-TBH « 6.1å » sont systématiquement épitaxiés sur GaAs via un buffer uniforme InAs [Averett03] ou GaSb [Pekarik92,Qian97,Thomas97,Watkins97]. L'utilisation de buffers en paliers ou en super-réseau avec les alliages (GaAl)(AsSb) (cf. chapitre II) permettrait un début d'amélioration, même si ces voies – abandonnées pour GaAs → InP – ne constituent pas la forme la plus performante de buffers métamorphiques. En fait, il nous semble souhaitable de développer des buffers graduels $GaAs_{0.51}Sb_{0.49}$ → Al(Ga)Sb en $(Al_XGa_{1-X})(As_YSb_{1-Y})$. Une telle épitaxie est complexe puisqu'il faut modifier simultanément des flux d'éléments III et V, mais envisageable à l'IEMN depuis le début de l'année grâce au nouveau bâti d'épitaxie à sources solides P-As-Sb. Nos résultats sur la cinétique en front de croissance pourraient alors s'avérer utiles.

Annexe A – Fiche synthétique : buffers III-V cfc et directions <110>

(dislocations MD à 60° α et β / acquisitions en DDX / front de croissance)

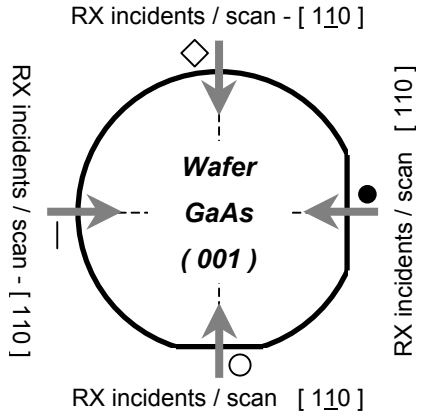


Pour un matériau III-V cfc en compression (mode glide)

- les MDα ou V(g) ont un cœur de dislocation d'éléments V,
- les MDα ont une ligne de dislocation **L**α selon [110],
- les MDα entraînent la relaxation Rα et le tilt α selon [110].

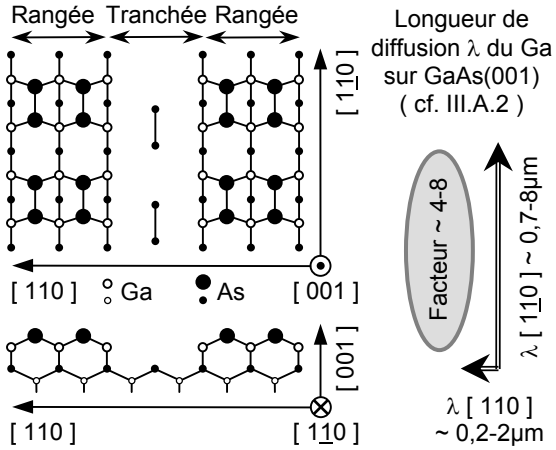
Respectivement : MDβ ou III(g) selon [110] et [110].

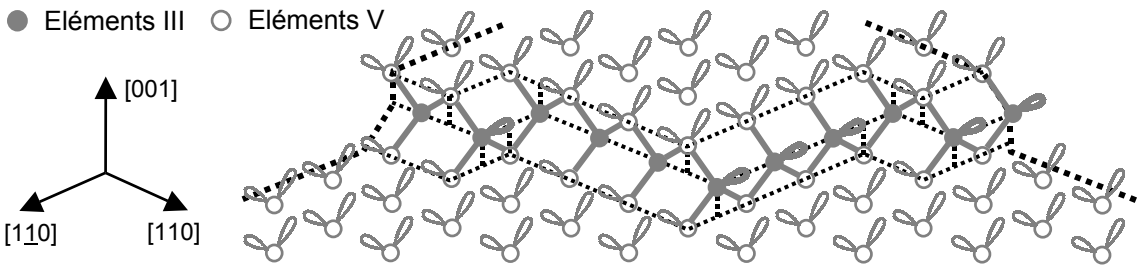
Acquisitions en DDX



Front de croissance – Mobilité des adatomes III

Reconstruction « As » β2(2x4) du GaAs(001) [Itoh98]





Bords de marche et orbitales atomiques en bord de marche (surface GaAs(001) non reconstruite) [Skala94]

- Les marches d'« éléments III » de type A (cations) sont alignées selon [110], présentent des orbitales pendantes III orientées selon [110] et résultent d'un offcut <111>A du substrat (positif) vers les plans (111)A / vers [110].
- Les marches d'« éléments V » de type B (anions) sont alignées selon [110], présentent des orbitales pendantes V orientées selon [110] et résultent d'un offcut <111>B du substrat (positif) vers les plans (111)B / vers [110].

Annexe B – Les directions cristallographiques <110> sur le wafer...

Cette annexe illustre une double question posée à propos du mécanisme d'auto-amplification et d'alignement du tilt et du cross-hatch, sur le repérage des directions cristallographiques <110> du substrat et sur la définition des systèmes de glissement a/2 <110> {111} des Misfit Dislocations à 60°.

Les *directions cristallographiques du substrat* sont repérées par deux méplats de taille différente, illustré ci-après figures B.1 sur wafer GaAs(100). Il existe deux conventions :

- « counter clockwise » (USA) à petit méplat parallèle à la direction [01$\underline{1}$] (« secondary flat IF »),
- « clockwise » (Europe/Japon) à grand méplat parallèle à la direction [01$\underline{1}$] (« primary flat OF »).

Physiquement, c'est la différence de gravure des plans {111} III-V qui permet de repérer ces directions par attaque chimique [Fox90a,Matragrano96a] : les plans III (Ga) forment un sillon en V (« V groove »), ceux d'éléments V (As) forment un sillon en queue d'aronde (ou de colombe... « dove-tail groove »).

Les fournisseurs mentionnent tous des surfaces (100) [Sumitomo00,AXT04,Freiberger04,WT04]. Nous avons toutefois considéré un substrat (001), comme l'ensemble de la littérature sur le métamorphisme où les dislocations MDα et β sont alignées selon <110>. Nous sommes alors confrontés à l'impossibilité de distinguer deux possibilités : pour les directions ±[110] et pour les directions ±[1$\underline{1}$0] (il en est de même sur GaAs(100) entre ±[011] et ±[0$\underline{1}$1]). En effet, à notre connaissance, aucune méthode physique ne permet d'aller au-delà de la distinction entre directions <110>. Or distinguer les directions ±[110] et ±[1$\underline{1}$0] a une importance toute particulière pour le mécanisme que nous proposons : ceci détermine le signe de la composante de tilt $\mathbf{b_T}$ des vecteurs de Burgers **b**, donc du tilt et l'orientation des marches.

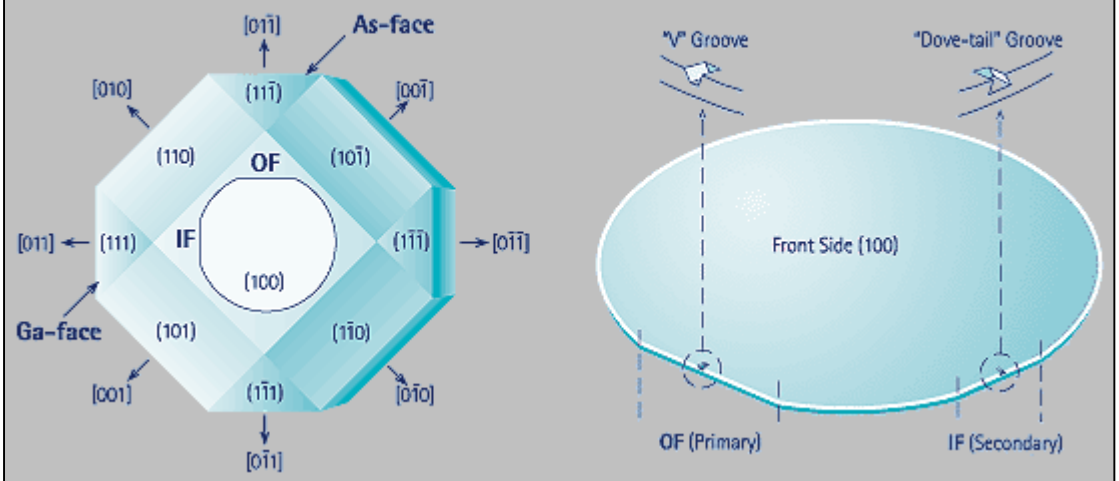
Revenons à ce propos sur la *définition des systèmes de glissement a/2 <110> {111}* des MD à 60° du II.B.6. Dans la littérature, Olsen *et al.* détaillent ces systèmes pour un matériau en compression et des MD en mode glide, selon la convention « FS/RH finish start/right hand » [Olsen96]. Or, comme le souligne S. Trudel dans sa thèse [Trudel97], les MD à 60° sont développées dans une couche épitaxiée en compression : le demi-plan de glissement supplémentaire doit toujours être dirigé vers le substrat. A nouveau, ceci est important ici : en respectant la même convention – trièdre (**L**,**b**,**n**) direct avec **n** la normale au plan de glissement – nous constatons aux tableaux et figures B.2 et B.3 ci-après l'inversion du signe de la composante de tilt $\mathbf{b_T}$ entre des plans parallèles, par exemple (1 1 1) et ($\underline{1}$ $\underline{1}$ $\underline{1}$).

En pratique, nous avons retenu les systèmes a/2 <110> {111} dirigés vers le substrat – et le repérage de directions <110> sur substrat GaAs(001) « clockwise » précisé dans le cadre figures B.1.

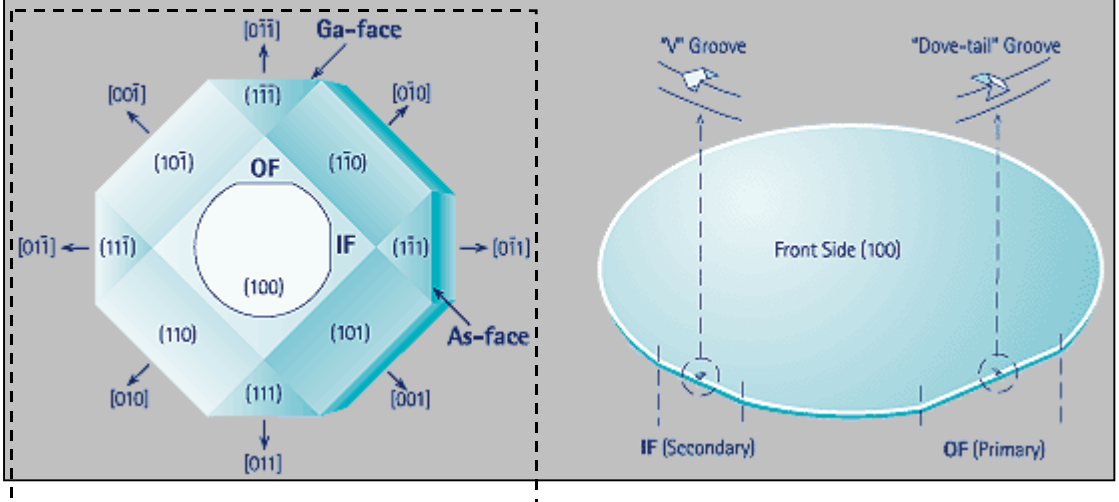
Notre étude « matériaux » sur buffers métamorphiques repose sur des ¼ de wafers 2 pouces avec repérage des directions lors des clivages, ce qui ne certifie que les directions <110>... Ce serait problématique pour le mécanisme proposé si les buffers graduels n'étaient « comparables » : ils ont heureusement été épitaxiés sur des substrats WT provenant d'un même lingot (*i.e.* mêmes méplats).

Rétrospectivement, nous certifions le repérage ±[110] / ±[1$\underline{1}$0] en DDX. Le risque d'erreur est plus élevé en microscopie optique/AFM (*i.e.* rotation des caméras CCD d'acquisition/positionnement).

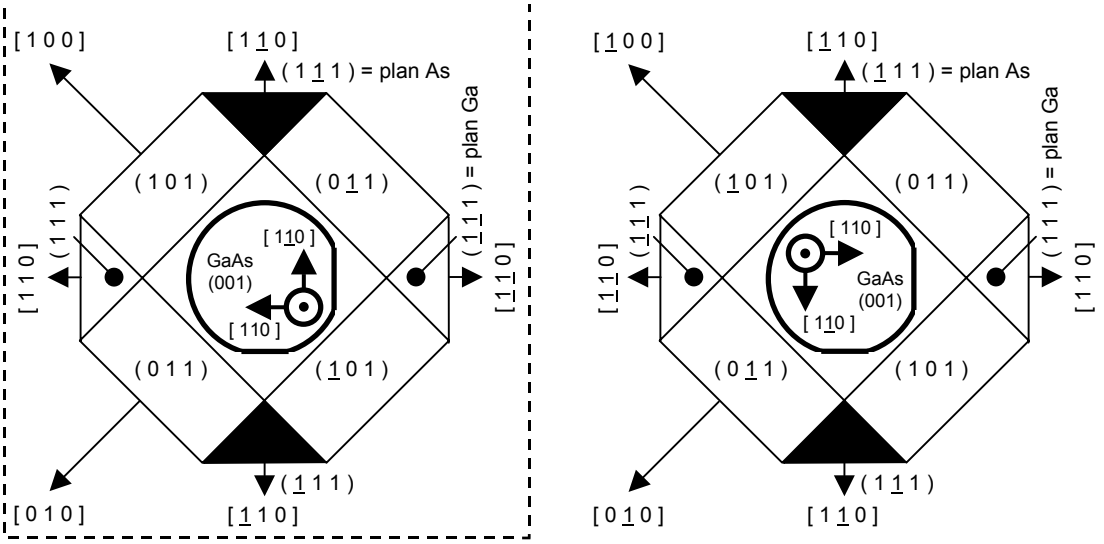
***Données fournisseurs* : Repérage « Counter Clockwise » (*USA*) sur surface (100)**



***Données fournisseurs* : Repérage « Clockwise » (*Europe / Japon*) sur surface (100)**



***Surface (001) en approche « dislocations »* (*deux possibilités sur base « Clockwise »*)**



Figures B.1 : Axes cristallographiques sur GaAs(100) (choix des fournisseurs de wafers) [Freiberger04] et sur GaAs(001) (ensemble de la littérature sur le métamorphisme) – Cadre : notre situation

*Tableau et figures B.2 : Systèmes de glissement pour les MD à 60° α et β **sur** une surface (001) pour une couche en compression et en mode glide : le trièdre (**L**,**b**,**n**) est direct [Olsen96,Goldman98]*

	Ligne de Dislocation (**L**)	Plan de Glissement (**n**)		Vecteur de Burgers **b**	Composante $\mathbf{b_R}$ (relaxation)	Composante $\mathbf{b_T}$ (tilt)	Composante $\mathbf{b_V}$ (vis)
Dislocation α ou V(g)	[1$\underline{1}$0]	(1 1 1)	α1	a/2 [0 1 $\underline{1}$]	a/4 [1 1 0]	a/2 [0 0 $\underline{1}$]	a/4 [$\underline{1}$ 1 0]
			α2	a/2 [1 0 $\underline{1}$]			a/4 [1 $\underline{1}$ 0]
		($\underline{1}$ $\underline{1}$ 1)	α3	a/2 [1 0 1]		a/2 [0 0 1]	
			α4	a/2 [0 1 1]			a/4 [$\underline{1}$ 1 0]
Dislocation β ou III(g)	[110]	(1 $\underline{1}$ 1)	β1	a/2 [0 1 1]	a/4 [$\underline{1}$ 1 0]	a/2 [0 0 1]	a/4 [1 1 0]
			β2	a/2 [$\underline{1}$ 0 1]			a/4 [$\underline{1}$ $\underline{1}$ 0]
		($\underline{1}$ 1 1)	β3	a/2 [$\underline{1}$ 0 $\underline{1}$]		a/2 [0 0 $\underline{1}$]	
			β4	a/2 [0 1 $\underline{1}$]			a/4 [1 1 0]

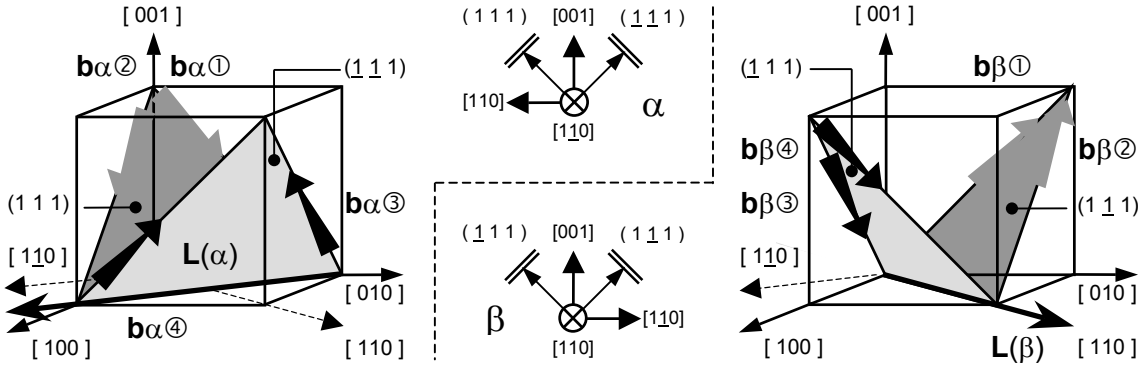
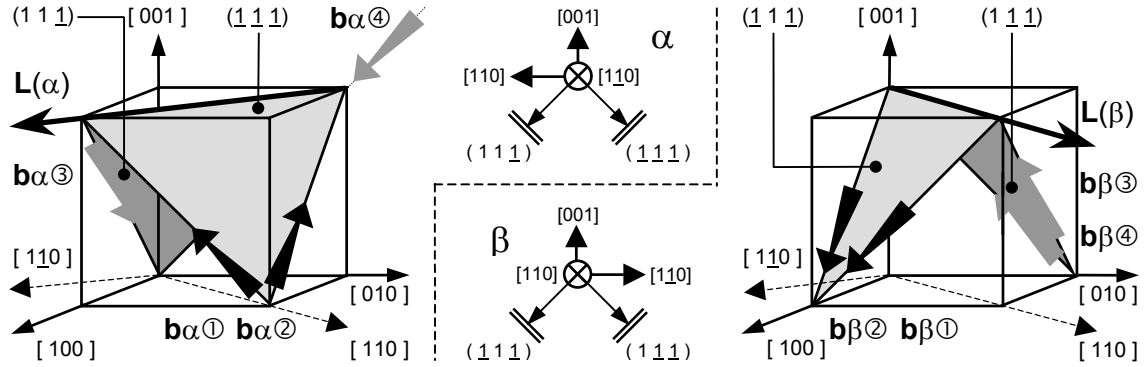


*Tableau et figures B.3 : Systèmes de glissement pour les MD à 60° α et β **sous** une surface (001) pour une couche en compression et en mode glide : le trièdre (**L**,**b**,**n**) est direct (repris en II.B.6)*

	Ligne de Dislocation (**L**)	Plan de Glissement (**n**)		Vecteur de Burgers **b**	Composante $\mathbf{b_R}$ (relaxation)	Composante $\mathbf{b_T}$ (tilt)	Composante $\mathbf{b_V}$ (vis)
Dislocation α ou V(g)	[1$\underline{1}$0]	($\underline{1}$ $\underline{1}$ $\underline{1}$)	α1	a/2 [0 $\underline{1}$ 1]	a/4 [$\underline{1}$ $\underline{1}$ 0]	a/2 [0 0 1]	a/4 [1 $\underline{1}$ 0]
			α2	a/2 [$\underline{1}$ 0 1]			a/4 [$\underline{1}$ 1 0]
		(1 1 $\underline{1}$)	α3	a/2 [$\underline{1}$ 0 $\underline{1}$]		a/2 [0 0 $\underline{1}$]	
			α4	a/2 [0 $\underline{1}$ $\underline{1}$]			a/4 [1 $\underline{1}$ 0]
Dislocation β ou III(g)	[110]	($\underline{1}$ 1 $\underline{1}$)	β1	a/2 [0 $\underline{1}$ $\underline{1}$]	a/4 [1 $\underline{1}$ 0]	a/2 [0 0 $\underline{1}$]	a/4 [$\underline{1}$ $\underline{1}$ 0]
			β2	a/2 [1 0 $\underline{1}$]			a/4 [1 1 0]
		(1 $\underline{1}$ $\underline{1}$)	β3	a/2 [1 0 1]		a/2 [0 0 1]	
			β4	a/2 [0 $\underline{1}$ 1]			a/4 [$\underline{1}$ $\underline{1}$ 0]

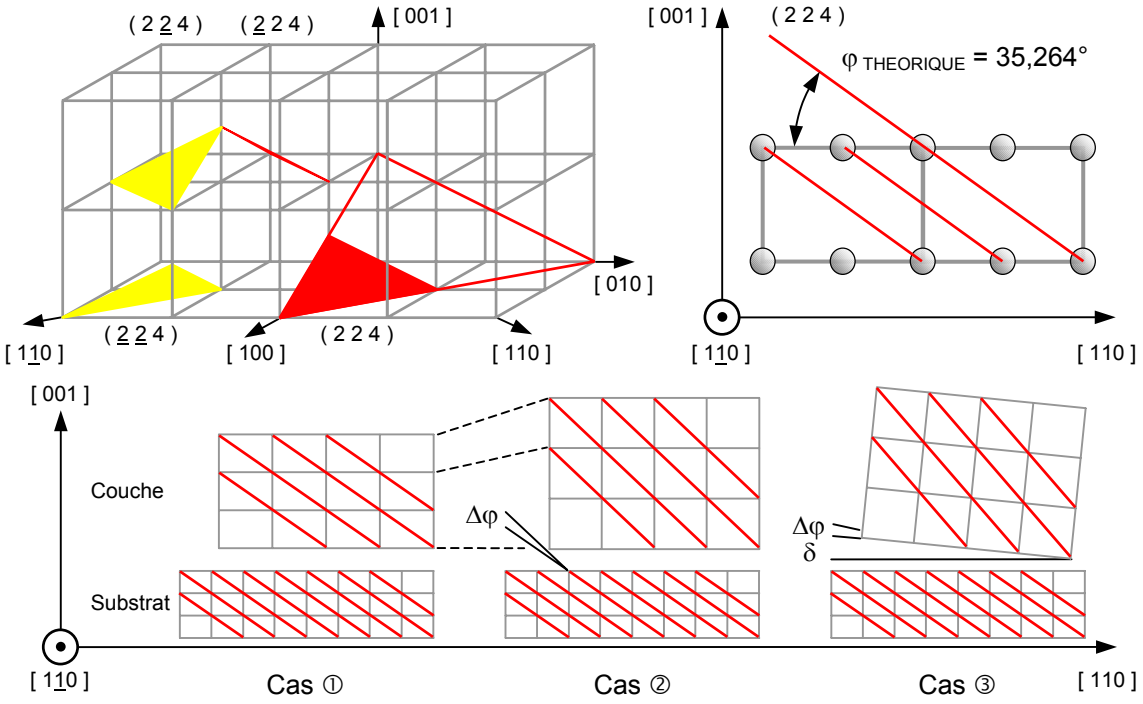


Annexe C – Double Diffraction des rayons X en réflexions asymétriques {224} et définition des taux de relaxation

Cette annexe complète la partie III.C.1 où nous avons présenté la mesure du paramètre de maille $a_{\perp (001)}$ selon l'axe de croissance en Double Diffraction des rayons X (DDX). Celle-ci repose sur l'acquisition de spectres en réflexion symétrique (004), ce qui nous a permis de détailler l'effet du tilt δ. Nous avons également précisé que la mesure des paramètres de maille $a_{// [110]}$ et $a_{// [1\underline{1}0]}$ dans le plan de croissance nécessitait des mesures en réflexions asymétriques {224}. Nous en présentons ici le principe de façon simple, de même que la définition des taux de relaxation $R_{\perp (001)}$, $R_{// [110]}$ et $R_{// [1\underline{1}0]}$: ils n'ont été qu'évoqués en IV.C.1, vu l'imprécision des résultats en DDX. Ces éléments sont présentés de façon plus approfondie dans les thèses de S. Trudel et J.-M. Chauveau [Trudel97,Chauveau01].

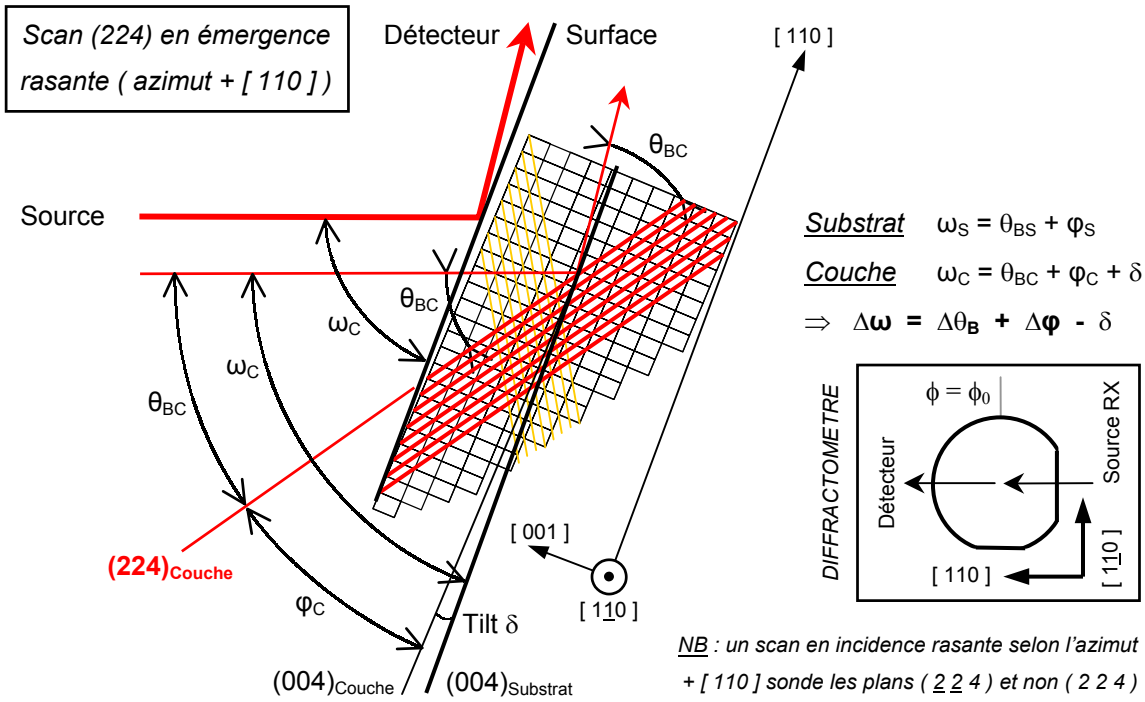
Les figures C.1 ci-dessous représentent les plans {224}. Ceux-ci permettent de mesurer le paramètre de maille dans le plan de croissance selon <110>. Ils sont préférés aux plans {115} [Bennett93,Baek95,Olsen96] car les mesures sont plus précises, en raison de l'angle φ par rapport aux plans (001) plus élevé : 35,264° en {224} contre 15,793° en {115} [MRS90,Westwood93,Matragrano96b].

Si la relaxation est totale et équilibrée selon <110> (cas schématisé en ①), cet angle φ est identique pour les plans {224} du substrat GaAs qui servent de référence lors d'un scan $\omega/2\theta$ et pour ceux de la couche InP. Si la couche demeure sous tension sur le substrat, son angle φ_C est inférieur à l'angle φ_S pour le substrat. A l'inverse, $\varphi_C > \varphi_S$ si la couche est en compression sur le substrat (cas ②). Un tilt δ de la couche sur le substrat peut de plus réduire ou accroître (cas ③) cet écart $\Delta\varphi = \varphi_S - \varphi_C$.

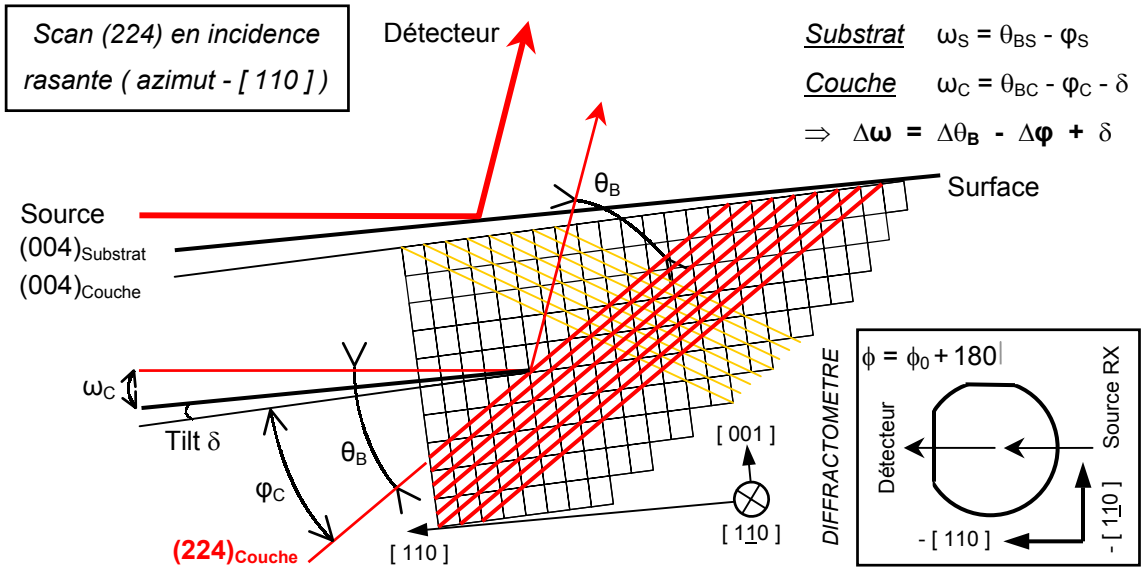


Figures C.1 : Plans {224} et cas des plans (224) pour une couche relaxée sur le substrat (①) et une couche sous contrainte résiduelle compressive ($\Delta\varphi > 0$) sans (②) et avec (③) tilt δ

Ainsi, un spectre de diffraction sur les plans (224) mène à un écart angulaire entre la position ω_S du pic substrat GaAs et la position ω_C du pic de couche de la forme : $\Delta\omega = (\theta_{BS} - \theta_{BC}) + \Delta\varphi + \delta$ avec θ_B l'angle de Bragg. La valeur du tilt δ sur la direction [110] est déjà connue grâce aux deux spectres en réflexion symétrique (004) selon les azimuts ±[110]. Pour déterminer la valeur de $|\Delta\varphi|$ par demi-différence ou s'en affranchir par demi-somme, il faut deux acquisitions sur les plans (224) : l'une en émergence rasante selon +[110], l'autre en incidence rasante selon -[110]. Ces configurations sont illustrées sur figures C.2 ci-dessous (voir aussi la figure III.13) [Bennett93,Olsen96,Trudel97].



NB : un scan en incidence rasante selon l'azimut + [110] sonde les plans (2 2 4) et non (2 2 4)



NB : un scan en émergence rasante selon l'azimut - [110] sonde les plans (2 2 4) et non (2 2 4)

Figures C.2 : Diffraction (2 2 4) en émergence et incidence rasante (avec plans (2 2 4) estompés)

Au final, mesurer les paramètres de maille $a_{\perp (001)}$ selon l'axe de croissance et $a_{// [110]}$ et $a_{// [1\underline{1}0]}$ dans le plan de croissance nécessite de réaliser huit spectres en Double Diffracion des rayons X :

- quatre spectres en réflexion symétrique (004) selon les azimuts ±[110] et ±[1$\underline{1}$0] pour obtenir la valeur de $a_{\perp (001)}$, celle du tilt α selon [110] et celle du tilt β selon [1$\underline{1}$0],
- quatre spectres en réflexions asymétriques {224} selon les azimuts ±[110] et ±[1$\underline{1}$0] pour obtenir la valeur de $a_{// [110]}$ et $a_{// [1\underline{1}0]}$ – en veillant à distinguer en incidence et émergence rasante les familles de plans « conjuguées », (2 2 4) et ($\underline{2}$ $\underline{2}$ 4) d'une part, (2 $\underline{2}$ 4) et ($\underline{2}$ 2 4) d'autre part.

Dans les faits, l'échantillon étant en place et le diffractomètre réglé, il est même préférable de réaliser les huit spectres possibles en réflexions asymétriques {224}. La démarche classique est d'en déduire ensuite le désaccord de paramètre de maille qu'aurait la couche si elle était totalement relaxée :

$$\left(\frac{\Delta a}{a}\right)_R = \frac{1-\nu}{1+\nu}\left(\frac{\Delta a}{a}\right)_{\perp (001)} + \frac{\nu}{1+\nu}\left[\left(\frac{\Delta a}{a}\right)_{// [110]} + \left(\frac{\Delta a}{a}\right)_{// [1\underline{1}0]}\right]$$

Le coefficient de Poisson ν est pris égal à 0,33 sur $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ [Bennett93,Westwood93,Baek95]. Le taux de relaxation $R_{\perp (001)}$ est ensuite défini par : $R_{\perp (001)} = 100 \times [(\Delta a/a)_{\perp (001)} / (\Delta a/a)_R]$ %. On procède de même pour les taux de relaxation $R_{// [110]}$ et $R_{// [1\underline{1}0]}$ [Bennett93,Baek95,Matragrano96b,Trudel97,Chauveau01]. L'ensemble des valeurs angulaires théoriques utiles sont rassemblées au tableau C.a ci-dessous.

Tableau C.a : Valeurs angulaires théoriques pour évaluer l'état de relaxation des buffers métamorphiques GaAs → InP (longueur d'onde des rayons X : λ_{Cu} = 1,54056Å)

(004)	*Angle de Bragg θ_B*	*Détecteur en $2\theta_B$*	*Angle avec la surface φ*	*Angle ω entre le faisceau RX incident et la surface de l'échantillon*
Substrat GaAs	33,026 °	66,052 °	0 °	33,026 °
Couche InP	31,669 °	63,338 °	0 °	31,669 °

(224)	*Angle de Bragg θ_B*	*Détecteur en $2\theta_B$*	*Angle avec la surface φ*	*Angle ω entre le faisceau RX incident et la surface de l'échantillon*
Substrat GaAs	41,875 °	83,750 °	35,264 °	Incidence rasante : $\omega = \theta - \varphi$ 6,611 ° Emergence rasante : $\omega = \theta + \varphi$ 77,139 °
Couche InP	40,016 °	80,032 °	35,264 °	Incidence rasante : $\omega = \theta - \varphi$ 4,752 ° Emergence rasante : $\omega = \theta + \varphi$ 75,280 °

Références Bibliographiques

- L'année de publication, comprise entre 1948 et 2005, est portée dans l'intitulé de la référence. Certaines d'entre elles – difficilement accessibles – sont citées à titre de Mention Historique (MH).

- Pour les actes de la conférence internationale IEDM – International Electron Devices Meeting :

IEDM90	*IEEE Proc. IEDM90*	San Francisco	USA – Californie	9-12 décembre 1990
IEDM93	*IEEE Proc. IEDM93*	Washington	USA – District de Columbia	5-8 décembre 1993
IEDM94	*IEEE Proc. IEDM94*	San Francisco	USA – Californie	11-14 décembre 1994
IEDM96	*IEEE Proc. IEDM96*	San Francisco	USA – Californie	8-11 décembre 1996
IEDM97	*IEEE Proc. IEDM97*	Washington	USA – District de Columbia	7-10 décembre 1997
IEDM98	*IEEE Proc. IEDM98*	San Francisco	USA – Californie	6-9 décembre 1998
IEDM00	*IEEE Proc. IEDM00*	San Francisco	USA – Californie	10-13 décembre 2000
IEDM01	*IEEE Proc. IEDM01*	Washington	USA – District de Columbia	2-5 décembre 2001
IEDM02	*IEEE Proc. IEDM02*	San Francisco	USA – Californie	8-11 décembre 2002
IEDM04	*IEEE Proc. IEDM04*	San Francisco	USA – Californie	13-15 décembre 2004

- Pour les actes de la conférence internationale IPRM – Indium Phosphide and Related Materials :

IPRM90	*IEEE Proc. IPRM90*	Denver	USA – Colorado	23-25 avril 1990
IPRM93	*IEEE Proc. IPRM93*	Paris	France	18-22 avril 1993
IPRM96	*IEEE Proc. IPRM96*	Schwäbisch Gmünd	Allemagne	21-25 avril 1996
IPRM97	*IEEE Proc. IPRM97*	Piscataway	USA – New Jersey	11-15 mai 1997
IPRM98	*IEEE Proc. IPRM98*	Tsukuba	Japon	11-15 mai 1998
IPRM99	*IEEE Proc. IPRM99*	Davos	Suisse	16-20 mai 1999
IPRM00	*IEEE Proc. IPRM00*	Williamsburg	USA – Virginie	14-18 mai 2000
IPRM01	*IEEE Proc. IPRM01*	Nara	Japon	14-18 mai 2001
IPRM02	*IEEE Proc. IPRM02*	Stockholm	Suède	12-16 mai 2002
IPRM03	*IEEE Proc. IPRM03*	Santa Barbara	USA – Californie	12-16 mai 2003
IPRM04	*IEEE Proc. IPRM04*	Kagoshima	Japon	31 mai - 4 juin 2004

Abedin04 M.N. Abedin, T.F. Refaat, O.V. Sulima et U.N. Singh – « AlGaAsSb-InGaAsSb HPTs with high optical gain and wide dynamic range » – *IEEE Trans. Electron Devices*, 51(12), p. 2013

Abrahams72 M.S. Abrahams, J. Blanc et C.J. Buiocchi – « Like-sign asymmetric dislocations in zinc-blende structure » – *Appl. Phys. Lett.*, 21(5), p. 185

Agarwal98 B. Agarwal, R. Pullela, U. Bhattacharya, D. Mensa, Q.-H. Lee, L. Samoska, J. Guthrie et M. Rodwell – « Ultrahigh f_{MAX} AlInAs/GaInAs Transferred-substrate HBTs for integrated circuits applications » – *Int. J. of High Speed Electron. and Syst.*, 9(2), p. 643

Agawa94 K. Agawa, K. Hirakawa, N. Sakamoto, Y. Hashimoto et T. Ikowa – « Electrical properties of heavily Si-doped (311)A GaAs grown by MBE » – *Appl. Phys. Lett.*, 65(9), p. 1171

RAhrenkiel98 R.K. Ahrenkiel, R. Ellingson, S. Johnston et M. Wanlass – « Recombination lifetime of $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ as a function of doping density » – *Appl. Phys. Lett.*, 72(26), p. 3470

SAhrenkiel98 S.P. Ahrenkiel, A.G. Norman, M.M. Al-Jassim, A. Mascarenhas, J. Mirecki-Millunchick, R.D. Twesten, S.R. Lee, D.M. Follstaedt et E.D. Jones – « Laterally modulated composition profiles in AlAs/InAs short-period superlattices » – *J. Appl. Phys.*, 84(11), p. 6088

Albrecht95 M. Albrecht, S. Christiansen, J. Michler, W. Dorsch, H.P. Strunk, P.O. Hansson et E. Bauser – « Surface ripples, crosshatch pattern, and dislocation formation : cooperating mechanisms in lattice mismatch relaxation » – *Appl. Phys. Lett.*, 67(9), p. 1232

Albrektsen93 O. Albrektsen, H.P. Meier, D.J. Arent et H.W.M. Salemink – « Terracing and step bunching in interfaces of MBE-grown (Al)GaAs multilayers » – *Appl. Phys. Lett.*, 62(17), p. 2105

Alexandre80 F. Alexandre, C. Raisin, M.I. Abdalla, A. Brenac et J.M. Masson – « Influence of growth conditions on tin incorporation in GaAs grown by MBE » – *J. Appl. Phys.*, 51(08), p. 4296

Alexandre95 F. Alexandre, J.L. Benchimol, P. Launay, J. Dangla et C. Dubon-Chevallier – « Modern epitaxial techniques for HBT structures » – *Solid State Electronics*, 38(9), p. 1667

Alvarez98 A.L. Alvarez, F. Calle, J.F. Valtueña, J. Faura, M.A. Sánchez, E. Calleja, E. Muñoz, J.R. Morante, D. González, D. Araujo et R. García Roja – « Influence of interface dislocations on surface kinetics during epitaxial growth of InGaAs » – *Appl. Surf. Sci.,* 123, p. 303

Amamiya94 Y. Amamiya, C.-W. Kim, N. Goto, S. Tanaka, N. Furuhata, H. Shimawaki et K. Honjo – « Microwave/millimeter-wave power HBTs with regrown extrinsic base layers » – *IEDM94,* 8.5.1

Anderson62 R.L. Anderson – « Experiments on Ge-GaAs heterojunctions » – *Solid State Electronics*, 5(5), p. 341 (MH)

André02 R. André, S. Wey et C.W. Tu – « Competition between As and P for incorporation during GSMBE of InGaAsP » – *J. Crystal Growth*, 235, p. 65

Andre04 C.L. Andre, J.J. Boeckl, D.M. Wilt, A.J. Pitera, M.L. Lee, E.A. Fitzgerald, B.M. Keyes et S.A. Ringel – « Impact of dislocations on minority carrier electron and hole lifetimes in GaAs grown on metamorphic SiGe substrates » – *Appl. Phys. Lett.*, 84(18), p. 3447

Andrews00 A.M. Andrews, A.E. Romanov, J.S. Speck, M. Bobeth et W. Pompe – « Development of cross-hatch morphology during growth of lattice mismatched layers *»* – *Appl. Phys. Lett.*, 77(23), p. 3740

Andrews02 A.M. Andrews, J.S. Speck, A.E. Romanov, M. Bobeth et W. Pompe – *«* Modeling cross-hatch surface morphology in growing mismatched layers » – *J. Appl. Phys.*, 91(4), p. 1933

Androussi94 Y. Androussi, A. Lefebvre, B. Courboulès, N. Grandjean, J. Massies, T. Bouhacina et J.P. Aimé – « Elastic misfit stress relaxation in highly strained InGaAs/GaAs structures » – *Appl. Phys. Lett.*, 65(9), p. 1162

Androussi95 Y. Androussi, A. Lefebvre, C. Delamarre, L.P. Wang, A. Dubon, B. Courboulès, C. Deparis et J. Massies – « Plastic stress relaxation in highly strained $In_{0.30}Ga_{0.70}As$/GaAs structures » – *Appl. Phys. Lett.*, 66(25), p. 3450

Araujo95 D. Araújo, D. González, R. García, A. Sacedón et E. Calleja – « Dislocation behavior in InGaAs step- and alternating step-graded structures: Design rules for buffer fabrication » – *Appl. Phys. Lett.*, 67(24), p. 3632

Arbiol99 J. Arbiol, F. Peiró, A. Cornet, J.R. Morante, K. Michelakis et A. Georgakilas – « Comparison of homogeneously grown and temperature-graded InAlAs buffers in the range 400-560°C : effects on surface morphology and layer stability » – *Thin Solid Films*, 357, p. 61

Arthur68 J.R. Arthur – « Intercation of Ga and As_2 molecular beams with GaAs surfaces » – *J. Appl. Phys.*, 39(8), p. 4032

Arthur69 J.R. Arthur et J.J. LePore – « GaAs, GaP and $GaAs_XP_{1-X}$ epitaxial films grown by molecular beam deposition » – *J. Vac. Sci. Technol.*, 6, p. 545 (MH)

Asahi04 H. Asahi, H.-J. Lee, A. Fujiwara, A. Imada, T. Mukai et S. Hasegawa – « GSMBE growth of Tl-containing semiconductors and their application to temperature-insensitive wavelength laser diodes » – *IPRM04,* WB2-1

Asbeck83 P.M. Asbeck, D.L. Miller, E.J. Babcock et C.G. Kirkpatrick – « Application of thermal pulse annealing to ion-implanted GaAlAs/GaAs HBTs » – *IEEE Electron Device Lett.*, 4(4), p. 81

Ashizawa88 Y. Ashizawa, S. Akbar, W.J. Schaff, L.F. Eastman, E.A. Fitzgerald et D.G. Ast – « Influence of lattice misfit on HBTs with lattice-mismatched InGaAs bases » – *J. Appl. Phys.*, 64(8), p. 4065 (voir [Fitzgerald88c])

Averett03 K.L. Averett, X. Wu, M.W. Koch et G.W. Wicks – « Low-voltage InAsP/InAs HBT and metamorphic InAs BJT devices grown by MBE » – *J. Crystal Growth*, 251, p. 852

AXT04 *Site Internet du fournisseur de substrats : American Xtal Technology Inc.*

Ayabe00 A. Ayabe, H. Asahi, H.J. Lee, O. Maeda, K. Konishi, K. Asami et S. Gonda – « Very small temperature-dependent band-gap energy in TlInGaAs/InP double heterostructures grown by GSMBE » – *Appl. Phys. Lett.*, 77(14), p. 2148

Ayers91 J.E. Ayers, S.K. Ghandhi et L.J. Schowalter – « Crystallographic tilting of heteroepitaxial layers» – *J. Crystal Growth*, 1991, 113, p. 430

Baek95 J.-H. Baek, B. Lee, M. Yoon, E.-H. Lee et C.S. Kim – « Lattice relaxation in $In_XAl_{1-X}As$/GaAs heterostructures grown on exact oriented and misoriented GaAs substrates » – *Appl. Phys. Lett.*, 66(26), p. 3657

Bahl00 S.R. Bahl, N. Moll, V.M. Robbins, H.-C. Kuo, B.G. Moser et G.E. Stillman – « Be diffusion in InGaAs/InP HBTs » – *IEEE Electron Device Lett.*, 21(7), p. 332

Baillargeon94 J.N. Baillargeon, A.Y. Cho, F.A. Thiel, R.J. Fischer, P.J. Pearah et K.Y. Cheng – « Reproducibility studies of lattice matched GaInAsP on (100) InP grown by MBE using solid phosphorus » – *Appl. Phys. Lett.*, 65(2), p. 207

Baillargeon96 J.N. Baillargeon, K.Y. Cheng, A.Y. Cho et S.N.G. Chu – « All solid source MBE growth of $Ga_XIn_{1-X}As_YP_{1-Y}$/InP lasers using phosphorus and arsenic valved cracking cells » – *J. Vac. Sci. Technol. B*, 14(3), p. 2244

Balakrishnan04 G. Balakrishnan, S. Huang, T.J. Rotter, A. Stintz, L.R. Dawson, K.J. Malloy, H. Xu et D.L. Huffaker – « 2.0µm wavelength InAs quantum dashes grown on a GaAs substrate using a metamorphic buffer layer » – *Appl. Phys. Lett.*, 84(12), p. 2058

Baquedano93 J.A. Baquedano, A.F.J. Levi, B. Jalali et A.Y. Cho – « Forward delay in scaled $Al_{0.48}In_{0.52}As/In_{0.53}Ga_{0.47}As$ HBTs » – *Appl. Phys. Lett.*, 63(16), p. 2231

Baquedano94 J.A. Baquedano, A.F.J. Levi et B. Jalali – « Comparison of graded and abrupt junction $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ HBTs » – *Appl. Phys. Lett.*, 64(1), p. 67

Bastard88 Wave mechanics applied to semiconductor heterostructures – G. Bastard – Ed. Les Editions de Physique, Paris, 1988

Bauknecht96 R. Bauknecht, H.P. Schneidel, J. Schmid et H. Melchior – « 12Gbit/s laser diode and optical modulator drivers with InP/InGaAs DHBTs » – *Electron. Lett.*, 32(23), p. 2156

Beam91 E. A. Beam III et Y. C. Kao – « The effect of reduced growth area by substrate patterning on misfit accommodation in MBE grown $In_XGa_{1-X}As$/GaAs » – *J. Appl. Phys.*, 69(8), p. 4253

Beam96 E.A. Beam III et H.F. Chau – « The use of CBr_4 and $SiBr_4$ doping in MOMBE and application to InP-based HBT structures » – *J. Crystal Growth*, 164, p. 389

Beanland92 R. Beanland – « Multiplication of misfit dislocations in epitaxial layers » – *J. Appl. Phys.*, 72(9), p. 4031

Beanland95 R. Beanland – « Dislocation multiplication mechanisms in low-misfit strained epitaxial layers » – *J. Appl. Phys.*, 77(12), p. 6217 & R. Beanland, M. Aindow, T.B. Joyce, P. Kidd, M. Lourenço et P.J. Goodhew – « A study of surface cross-hatch and misfit dislocation structure in $In_{0.15}Ga_{0.85}As$/GaAs grown by CBE » – *J. Crystal Growth*, 149, p. 1

Béarzi96 E. Béarzi, T. Benyattou, G. Guillot, O. Marty, M. Pitaval, M. Oustric, M. Gendry, G. Hollinger, J.C. Harmand et M. Quillec – « Anomalous optical behaviour of LT-InAlAs related to anisotropic composition modulation » – *IPRM96*, MA1-2

Bécourt97 N. Bécourt, F. Peiró, A. Cornet, J.R. Morante, P. Gorostiza, G. Halkias, K. Michelakis et A. Georgakilas – « Surface step bunching and crystal defects in InAlAs films grown by MBE on (111)B InP substrates » – *Appl. Phys. Lett.*, 71(20), p. 2961

Bell99a G.R. Bell, M. Itoh, T.S. Jones et B.A. Joyce – « Nanoscale effects of arsine kinetics on GaAs(001)-(2x4) homoepitaxy » – *Surf. Sci.,* 423, p. L280

Bell99b G.R. Bell, T.S. Jones et B.A. Joyce – « Direct observation of anisotropic step activity on GaAs(001) » – *Surf. Sci.,* 429, p. L492

Benabbas96 T. Benabbas, P. Francois, Y. Androussi et A. Lefebvre – « Stress relaxation in highly strained InAs/GaAs structures as studied by finite element analysis and TEM » – *J. Appl. Phys.*, 80(5), p. 2763

Benabbas99 T. Benabbas, Y. Androussi et A. Lefebvre – « A finite-element study of strain fields in vertically aligned InAs islands in GaAs » – *J. Appl. Phys.*, 86(4), p. 1945

Benchimol91 J.L. Benchimol, G. Le Roux, H. Thibierge, C. Daguet, F. Alexandre et F. Brillouet – « Incorporation of group III and group V elements in chemical beam epitaxy of GaInAsP alloys » – *J. Crystal Growth*, 107, p. 978

Benchimol00 J.L. Benchimol, J. Mba, B. Sermage, M. Riet, S. Blayac, P. Berdaguer, A.M. Duchenois, P. André, J. Thuret, C. Gonzalez et A. Konczykowska – « Investigation of carbon-doped base materials grown by CBE for Al-free InP HBTs » – *J. Crystal Growth*, 209, p. 476

Beneyton04 R. Beneyton, B. Canut, P. Regreny, M. Gendry, G. Grenet et G. Hollinger – « A comparative study of GaTlAs, InTlAs and GaInTlAs grown by SSMBE : the detrimental effect of indium » – *IPRM04*, WB2-2

Bennett93 B.R. Bennett et J.A. del Alamo – « Mismatched InGaAs/InP and InAlAs/InP heterostructures with high crystalline quality » – *J. Appl. Phys.*, 73(7), p. 3195 & « Optimal epilayer thickness for $In_XGa_{1-X}As$ and $In_YAl_{1-Y}As$ composition measurement by high-resolution x-ray diffraction » – *ibid.*, 73(12), p. 8304

Bennett03 B.R. Bennett, R. Magno et N. Papanicolaou – « Controlled n-type doping of antimonides and arsenides using GaTe » – *J. Crystal Growth*, 251, p. 532

Berger88 P.R. Berger, K. Chang, P. Bhattacharya, J. Singh et K.K. Bajaj – « Role of strain and growth conditions on the growth front profile of $In_XGa_{1-X}As$ on GaAs during the pseudomorphic growth regime » – *Appl. Phys. Lett.*, 53(8), p. 684

Bergman03 J. Bergman, G. Nagy, G. Sullivan, B. Brar, C. Kadow, H.-K. Lin, A. Gossard et M. Rodwell – « InAs/AlSb HFETs with f_T and f_{MAX} above 150GHz for low-power MMICs » – *IPRM03*, WA1.3

Betser95 Y. Betser, D. Ritter, G. Bahir, S. Cohen et J. Sperling – « Measurement of the minority carrier mobility in the base of HBTs using a magnetotransport method » – *Appl. Phys. Lett.*, 72(26), p. 3470 & Y. Betser et D. Ritter – « High emitter efficiency in InP/GaInAs HBT's with ultra high base doping levels » – *IEEE Electron Device Lett.*, 16(3), p. 97

Betser99 Y. Betser et D. Ritter – « Reduction of the base-collector capacitance in InP/GaInAs HBTs due to electron velocity modulation » – *IEEE Trans. Electron Devices*, 46(4), p. 628

Betser01 Y. Betser, D. Scott, D. Mensa, S. Jaganathan, T. Mathew et M.J. Rodwell – « InAlAs/InGaAs HBTs with simultaneously high values of F_T and F_{max} for mixed analog/digital applications » – *IEEE Electron Device Lett.*, 22(2), p. 56

Bhat96 R. Baht, W-P. Hong, C. Caneau, M.A. Koza, C-K. Nguyen et S. Goswami – « InP/GaAsSb/InP and InP/GaAsSb/InGaAsP dHBTs with a carbon-doped base grown by OMCVD » – *Appl. Phys. Lett.*, 68(7), p. 985

Bhattacharya95 U. Bhattacharya, M.J. Mondry, G. Hurtz, I.-H. Tan, R. Pullela, M. Reddy, J. Guthrie, M.J.W. Rodwell et J.E. Bowers – « Transferred substrate Schottky-collector HBTs : first results and scaling laws for high F_{MAX} » – *IEEE Electron Device Lett.*, 16(8), p. 357

Bhattacharya96 P. Bhattacharya – « Material and device fundamentals of InP-based microelectronics and optoelectronics » – *Compound Semiconductor*, 2(2), p. 35

Blayac00 S. Blayac, M. Riet, J.L. Benchimol, P. Berdaguer, N. Kauffman, J. Godin et A. Scavennec – « Lateral design of InP/InGaAs DHBTs for 40 Gbit/s ICs » – *IPRM00*, TUB1.1

Blayac01 Sylvain Blayac – *Thèse en Electronique de l'Université de Montpellier II, mars 2001 – «* Transistor Bipolaire à Double Hétérojonction InP/InGaAs pour circuits de communications optiques à très hauts débits »

Blayac02 S. Blayac, M. Riet, J.L. Benchimol, F. Alexandre, P. Berdaguer, M. Kahn, A. Pinquier, E. Dutisseuil, J. Moulu, A. Kasbari, A. Konczykowska et J. Godin – « MSI InP/InGaAs DHBT technology : beyond 40 Gbit/s circuits » – *IPRM02*, B1-4

Block96 T.R. Block, M. Wojtowicz, J. Cowles, L. Tran, A.K. Oki et D.C. Streit – « MBE growth and characterization of InGaAlAs-collector HBTs with 140 GHz f_{MAX} and 20V breakdown » – *J. Vac. Sci. Technol. B*, 14(3), p. 2221

Bollaert98 S. Bollaert, Y. Cordier, H. Happy, M. Zaknoune, V. Hoel, S. Lepilliet et A. Cappy – « Metamorphic $In_XAl_{1-X}As/In_XGa_{1-X}As$ HEMTs on GaAs substrate : the influence of In composition » – *IEDM98*, 9.4.1

Bollaert99 S. Bollaert, Y. Cordier, V. Hoel, M. Zaknoune, H. Happy, S. Lepilliet et A. Cappy – « Metamorphic $In_{0.4}Al_{0.6}As/In_{0.4}Ga_{0.6}As$ HEMTs on GaAs substrate » – *IEEE Electron Device Lett.*, 20(3), p. 123

Bollaert00 S. Bollaert, Y. Cordier, M. Zaknoune, H. Happy, V. Hoel, S. Lepilliet, D. Théron et A. Cappy – « The indium content in metamorphic $In_XAl_{1-X}As/In_XGa_{1-X}As$ HEMTs on GaAs substrate : a new structure parameter » – *Solid State Electronics*, 44, p. 1021

Bollaert01 S. Bollaert, Y. Cordier, M. Zaknoune, H. Happy, S. Lepilliet et A. Cappy – « 0,06µm gate length metamorphic $In_{0.52}Al_{0.48}As/In_{0.53}Ga_{0.47}As$ HEMTs on GaAs with high f_T and f_{MAX} » – *IPRM01*, WP-40

Bollaert02 S. Bollaert, Y. Cordier, M. Zaknoune, T. Parenty, H. Happy, S. Lepilliet et A. Cappy – « f_{max} of 490GHz metamorphic $In_{0.52}Al_{0.48}As/In_{0.53}Ga_{0.47}As$ HEMTs on GaAs substrate » – *Electron. Lett.*, 38(8), p. 389

Bolognesi97 C.R. Bolognesi, M.W. Dvorak, G. Soerensen et S.P. Watkins – « Improved breakdown voltages in submicrometre planar GaAs MESFETs with thin (Ga,In)P surface layer » – *Electron. Lett.*, 33(7), p. 636

Bolognesi99 C.R. Bolognesi, N. Matine, M.W. Dvorak, X.G. Xu, J. Hu et S.P. Watkins – « Non-blocking collector $InP/GaAs_{0.51}Sb_{0.49}/InP$ DHBTs with a staggered lineup base-junction » – *IEEE Electron Device Lett.*, 20(4),

p. 155 & mêmes auteurs excepté J. Hu : « InP/GaAsSb/InP DHBTs with high f_T and f_{MAX} for wireless communication applications » – *21st annual IEEE GaAs IC Symposium, 17-20 octobre 1999, p. 63*

Bolognesi01 C.R. Bolognesi, N. Matine, Martin W. Dvorak, P. Yeo, X.G. Xu et S.P. Watkins – « InP/GaAsSb/InP double HBTs: a new alternative for InP-Based DHBTs » – *IEEE Trans. Electron Devices*, 48(11), p. 2631

Bolognesi02 C.R. Bolognesi – « Antimonide-based high-speed electronics : a transistor perspective » » – *IPRM02*, B1-5 & C.R. Bolognesi, M.W. Dvorak, N. Matine, O.J. Pitts et S.P. Watkins – « Ultrahigh performance staggered lineup (« type-II ») InP/GaAsSb/InP NpN DHBTs » – *Jpn. J. Appl. Phys.*, 41(1/2B), p. 1131

Booyens78 H. Booyens, J.S. Vermaak et G.R. Proto – « On the temperature distributions around dislocations in III-V compounds due to Joule heating » – *J. Appl. Phys.*, 49(6), p. 3272

Booyens81 H. Booyens, J.H. Basson et M.B. Small – « The behavior of dislocations in GaAs substrates during the growth of $Ga_XAl_{1-X}As$ epitaxial layers » – *J. Appl. Phys.*, 52(6), p. 4112 & mêmes auteurs et R.M. Potemski – « Misfit dislocations and the morphology of GaAlAs epitaxial layers grown on GaAs » – *ibid.*, p. 4328

Bosacchi95 A. Bosacchi, F. Colonna, S. Franchi, P. Pascarella, P. Allegri et V. Avanzini – « Indium surface segregation in InGaAs-based structures prepared by MBE and ALMBE » – *J. Crystal Growth*, 150, p. 185

Bougrioua96 Z. Bougrioua, J.L. Farvacque et D. Ferré – « Effects of dislocations on transport properties of two dimensionnal electron gas. I. Transport at zero magnetic field » – *J. Appl. Phys.*, 79(3), p. 1536 & « ——— II. The quantum regime » – *ibid.*, p. 1546

Brault98 J. Brault, M. Gendry, G. Grenet, G. Hollinger, Y. Desières et T. Benyattou – « Role of buffer surface morphology and alloying effects on the properties of InAs nanostructures grown on InP(001) » – *Appl. Phys. Lett.*, 73(20), p. 2932

Brochard00 S. Brochard, P. Beauchamp et J. Grilhé – « Dislocation nucleation from surface steps : atomistic simulation in aluminium » – *Philosophical Magazine A*, 80(3), p. 503 & S. Brochard, P. Beauchamp et J. Grilhé – « Stress concentration near a surface step and shear localization » – *Phys. Rev. B*, 61(13), p. 8707

Brochard01 S. Brochard, P. Beauchamp et J. Grilhé – « Simulations of dislocation nucleation from atomic size surface steps and grooves » – *Mater. Sci. Eng. A*, 309, p. 456

Bulsara98 M.T. Bulsara, C. Leitz et E.A. Fitzgerald – « Relaxed $In_XGa_{1-X}As$ graded buffers grown with OMVPE on GaAs » – *Appl. Phys. Lett.*, 72(13), p. 1608

Caffin96 David Caffin – *Thèse en Electronique de l'Ecole Centrale de Paris, décembre 1996* – « Filière technologique TBH InP/GaInAs pour applications aux systèmes de communications à haut débit »

Caffin97 D. Caffin, A.-M. Duchenois, F. Héliot, C. Besombes, J.-L. Benchimol et P. Launay – « Base-collector leakage currents in InP/InGaAs DHBTs » – *IEEE Trans. Electron Devices*, 44(6), p. 930

Calawa81 A.R. Calawa – « On the use of AsH_3 in the moleculer beam epitaxial growth of GaAs » – *Appl. Phys. Lett.*, 38(9), p. 701

Cao89 D.S. Cao, C.H. Chen, K.L. Fry, E.H. Reihlen et G.B. Stringfellow – « Strained-layer superlattices for reduction of dislocation density in $GaAs_{1-X}P_X$ on GaAs by OMVPE » – *J. Appl. Phys.*, 65(6), p. 2451

Capano92 M.A. Capano – « Multiplication of dislocations in $Si_{1-X}Ge_X$ layers on Si(001) » – *Phys. Rev. B*, 45(20), p. 11768

Carmody03 C. Carmody, H.H. Tan, C. Jagadish, A. Gaarder et S. Marcinkevičius – « Ion-implanted $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ for ultrafast optoelectronic applications » – *Appl. Phys. Lett.*, 82(22), p. 3913

Casey77 H.C. Casey Jr. et E. Buehler – « Evidence for low surface recombination velocity on n-type InP » – *Appl. Phys. Lett.*, 30(5), p. 247

Cattani98 L. Cattani, M. Borgarino et F. Fantini – « Pulsed current stress of beryllium doped AlGaAs/GaAs HBTs » – *Microelec. Reliability*, 38, p. 1233

Chang89 K.H. Chang, P.K. Bhattacharya et R. Gibala – « Characteristics of dislocations at strained heteroepitaxial InGaAs/GaAs interfaces » – *J. Appl. Phys.*, 66(7), p. 2993

Chang90 K. Chang, P. Bhattacharya et R. Lai – « Lattice-mismatched $In_{0.53}Ga_{0.47}As/In_{0.52}Al_{0.48}As$ modulation-doped FET on GaAs : MBE growth and device performance » – *J. Appl. Phys.*, 67(7), p. 3323

Chang92 J.C.P. Chang, J. Chen, J.M. Fernandez, H.H. Wieder et K.L. Kavanagh – « Strain relaxation of compositionally graded $In_XGa_{1-X}As$ buffer layers for modulation-doped $In_{0.3}Ga_{0.7}As/In_{0.29}Al_{0.71}As$ heterostructures » – *Appl. Phys. Lett.*, 60(9), p. 1129

Chang93 J.C.P. Chang, T.P. Chin, C.W. Tu et K.L. Kavanagh – « Multiple dislocation loops in linearly graded $In_XGa_{1-X}As$ ($0 \leq x \leq 0,53$) on GaAs and $In_XGa_{1-X}P$ ($0 \leq x \leq 0,32$) on GaP » – *Appl. Phys. Lett.*, 63(4), p. 500

SChang93 S.Z. Chang, T.-C. Chang et S.-C. Lee – « The growth of highly mismatched $In_XGa_{1-X}As$ ($0,28 \leq x \leq 1$) on GaAs by MBE » – *J. Appl. Phys.*, 73(10), p. 4916 & auteurs précités et J.-L. Shen et Y.-F. Chen – « Material and electrical properties of highly mismatched $In_XGa_{1-X}As$ on GaAs by MBE » – *J. Appl. Phys.*, 74(11), p. 6912

Chatterjee95 B. Chatterjee et S.A. Ringel – « Hydrogen passivation and its effects on carrier trapping by dislocations in InP/GaAs heterostructures » – *J. Appl. Phys.*, 77(8), p. 3885

Chaudhuri62 A.R. Chaudhuri, J.R. Patel et L.G. Rubin – « Velocities and densities of dislocations in germanium and other semiconductor crystals » – *J. Appl. Phys.*, 33(9), p. 2736

Chauveau01 Jean-Michel Chauveau – *Thèse en Sciences des Matériaux de l'Université de Lille I, décembre 2001* – « Influence des conditions de croissance sur la qualité structurale et la morphologie de surface de rampes à composition graduelle InAlAs sur GaAs : application aux HEMTs métamorphiques. »

Chauveau03a J.-M. Chauveau, Y. Cordier, H.J. Kim, D. Ferré, Y. Androussi et J. Di Persio – « Interplay between relaxation, surface morphology and composition modulation in InAlAs graded buffer layers » – *J. Crystal Growth*, 251, p. 112

Chauveau03b J.-M. Chauveau, Y. Androussi, A. Lefebvre, J. Di Persio et Y. Cordier – « Indium content measurements in metamorphic high electron mobility transistor structures by combination of x-ray reciprocal space mapping and transmission electron microscopy » – *J. Appl. Phys.*, 93(7), p. 4219

Chelli99 C. Chelli, D. Cui, S.M. Hubbard, A. Eisenbach, D. Pavlidis, S.K. Krawczyk et B. Sermage – « Minority carrier lifetime in MOCVD-grown C- and Zn-doped InGaAs » – *IPRM99*, MoP16

WChen89 W.K. Chen, J.F. Chen, J.C. Chen, H.M. Kim, L. Anthony, C.R. Wie et P.L. Liu – « Indium phosphide on gallium arsenide heteroepitaxy with interface layer grown by flow-rate modulation epitaxy » – *Appl. Phys. Lett.*, 55(8), p. 749

Chen89a Y.-K. Chen, R.N. Nottenburg, M.B. Panish, R.A. Hamm et D.A. Humphrey – « Subpicosecond InP/InGaAs Heterostructure Bipolar Transistors » – *IEEE Electron Device Lett.*, 10(6), p. 267

Chen89b Y.-K. Chen, A.F.J. Levi, R.N. Nottenburg, P.H. Beton et M.B. Panish – « High-frequency study of nonequilibrium transport in HBTs » – *Appl. Phys. Lett.*, 55(17), p. 1789

Chen93 Y. Chen, Z. Liliental-Weber, J. Washburn, J.F. Klem et J.Y. Tsao – « Nonconservative formation of <100> misfit dislocation arrays at $In_{0.20}Ga_{0.80}As$/GaAs(001) interfaces during post-growth annealing » – *Appl. Phys. Lett.*, 63(16), p. 2234

YCChen93 Y.C. Chen, J. Singh et P.K. Bhattacharya – « Suppression of defect propagation in semiconductors by pseudomorphic layers » – *J. Appl. Phys.*, 74(6), p. 3800

Chen96 Y. Chen, X.W. Lin, Z. Liliental-Weber, J. Washburn, J.F. Klem et J.Y. Tsao – « Dislocation formation mechanism in strained $In_XGa_{1-X}As$ islands grown on GaAs(001) substrates » – *Appl. Phys. Lett.*, 68(1), p. 111

Chen99 C.-H. Chen, U.M. Gösele et T.Y. Tan – « Dopant diffusion and segregation in semiconductor heterostructures : Part1. Zn and Be in III-V compound superlattices » – *Appl. Phys. A*, 68, p. 9

Chen00 Y.-J. Chen, J.M. Kuo et B.H. Kear – « De-hydrogenation studies of carbon-doped $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ grown by GSMBE and their applications to InP/$In_{0.53}Ga_{0.47}As$ HBTs » – *IPRM00*, MB1.2

Chen01 X.J. Chen, A.Z. Li, J.X. Chen, Y.Q. Chen et Q.K. Yang – « GSMBE grown $In_{0.49}Ga_{0.51}P$/GaAs HBTs with heavily beryllium doped base and undoped spacer » – *J. Crystal Growth*, 227, p. 352

Chen04 M.Y. Chen, M. Sokolich, D.H. Chow, S. Bui, Y. Royter, D. Hitko, S. Thomas III, C.H. Fields, R.D. Rajavel et B. Shi – « Patterned n+ implant into InP substrate for HBT subcollector » – *IEEE Trans. Electron Devices*, 51(10), p. 1736

Cheng81 K.Y. Cheng, A.Y. Cho et W.A. Bonner – « Beryllium doping in $Ga_{0.47}In_{0.53}As$ and $Al_{0.48}In_{0.52}As$ grown by molecular-beam epitaxy » – *J. Appl. Phys.*, 52(7), p. 4672

Chertouk00 M. Chertouk, F. Benkhelifa, M. Dammann, M. Walther, K. Köhler et G. Weimann – « Metamorphic InAlAs/InGaAs HEMT MMIC technology on GaAs substrate : from promise to reality » – *2000 GaAs MANTECH Conference*

Chin91 V.W.L. Chin et T.L. Tansley – « Alloy scattering and lattice strain effects on the electron mobility in $In_XGa_{1-X}As$ » – *Solid State Electronics*, 34(10), p. 1055

Chin93 T.P. Chin, J.C.P. Chang, K.L. Kavanagh, C.W. Tu, P.D. Kirchner et J.M. Woodall – « GSMBE growth, characterization, and light-emitting diode application of $In_XGa_{1-X}P$ on GaP(100) » – *Appl. Phys. Lett.*, 62(19), p. 2369

Chin94 T.P. Chin, H.Q. Hou, C.W. Tu, J.C.P. Chang et N. Otsuka – « InGaAs/InP and InAsP/InP quantum well structures on GaAs(100) with a linearly graded InGaP buffer layer grown by GSMBE » – *Appl. Phys. Lett.*, 64(15), p. 2001

Chin96 T.P. Chin, J.C.P. Chang, J.M. Woodall, W.L. Chen et G.I. Haddad – « InGaP/GaAs/InGaP DHBTs grown by solid-source MBE with a valved phosphorus cracker » – *J. Vac. Sci. Technol. B*, 14(3), p. 2225

Chin99 T.P. Chin, A.L. Gutierrez-Aitken, J. Cowles, E.N. Kaneshiro, A.C. Han, T.R. Block, A.K. Oki et D.C. Streit – « InP-collector DHBTs by valved phosphorus cracker » – *J. Vac. Sci. Technol. B*, 17(3), p. 1136

Cho70 A.Y. Cho, M.B. Panish et I. Hayashi – *Proc. 3rd Int. Symp. on GaAs and Related Compounds*, Aachen (Germany), 1970 & *Inst. Phys. Conf. Ser. 9, Ed. H. Beneking Inst. Phys., London-Bristol*, 1971, p.18 (MH)

Cho71 A.Y. Cho – « GaAs Epitaxy by a Molecular Beam method: observations of surface structure on the (001) face » – *J. Appl. Phys.*, 42(5), p. 2074 & (MH : A.Y. Cho, *J. Vac. Sci. Technol.*, 1971, 8, p. S 31)

Cho95 A.Y. Cho – « Twenty years of molecular beam epitaxy » – *J. Crystal Growth*, 150, p. 1

Cho99 A.Y. Cho – « How molecular beam epitaxy (MBE) began and its projection into the future » – *J. Crystal Growth*, 201, p. 1

Chokshi02 N. Chokshi, M. Bouville et J.M. Millunchick – « Pit formation during the morphological evolution of InGaAs/GaAs » – *J. Crystal Growth*, 236, p. 563

Chor96 E.F. Chor et C.J. Peng – « Composite step-graded collector of InP/InGaAs/InP DHBT for minimised carrier blocking » – *Electron. Lett.*, 32(15), p. 1409

Chu89 S.N.G. Chu, W.T. Tsang, T.H. Chiu et A.T. Macrander – « Lattice-mismatch-generated dislocation structures and their confinement using superlattices in heteroepitaxial GaAs/InP and InP/GaAs grown by CBE » – *J. Appl. Phys.*, 66(2), p. 520

Chyi96 J.-I. Chyi, J.-L. Shieh, J.-W. Pan et R.-M. Lin – « Material properties of compositional graded $In_XGa_{1-X}As$ and $In_XAl_{1-X}As$ epilayers grown on GaAs substrates » – *J. Appl. Phys.*, 79(11), p. 8367

Claverie92 A. Claverie, K.M. Yu, W. Swider, Z. Liliental-Weber, M. O'Keefe, R. Kilaas, J. Pamulapati et P.K. Bhattacharya – « Structural characterization of low-temperature molecular beam epitaxial $In_{0.52}Al_{0.48}As$/InP heterolayers » – *Appl. Phys. Lett.*, 60(8), p. 989

Claxton87 P.A. Claxton, J.S. Roberts, J.P.R. David, C.M. Sotomayor-Torres, M.S. Skolnick, P.R. Tapster et K.J. Nash – « Growth and characterisation of quantum wells and selectively doped heterostructures of InP/$In_{0.53}Ga_{0.47}As$ grown by solid source MBE » – *J. Crystal Growth*, 81, p. 288

Cléton96 F. Cléton, B. Sieber, A. Lefebvre, A. Bensaada, R. A. Masut, J. M. Bonard, J. D. Ganière et M. Ambri – « Transmission electron microscopy and cathodoluminescence of tensile-strained $Ga_XIn_{1-X}P$/InP heterostructures – I. Spatial variations of the tensile stress relaxation » – *J. Appl. Phys.*, 80(2), p. 827 & Auteurs précités exceptés : A. Lefebvre et M. Ambri – « ——— II. On the origin of luminescence heterogeneities in tensile stress relaxed $Ga_XIn_{1-X}P$/InP heterostructures » – *ibid.*, p. 837

Contrata99 W. Contrata et N. Iwata – « Double-doped $In_{0.35}Al_{0.65}As$/$In_{0.35}Ga_{0.65}As$ power heterojunction FET on GaAs substrate with 1 W output power » – *IEEE Electron Device Lett.*, 20(7), p. 369

Cordier98 Y. Cordier, S. Bollaert, J. diPersio, D. Ferre, S. Trudel, Y. Druelle et A. Cappy – « MBE grown InAlAs/InGaAs lattice mismatched layers for HEMT application on GaAs substrate » – *Appl. Surf. Sci.,* 123, p. 734

Cordier99 Y. Cordier et D. Ferré – « InAlAs buffer layers grown lattice mismatched on GaAs with inverse steps » – *J. Crystal Growth*, 201, p. 263

Cordier00 Y. Cordier, J.-M. Chauveau, D. Ferre et J. Dipersio – « Comparison of $In_{0.33}Al_{0.67}As$/$In_{0.34}Ga_{0.66}As$ on GaAs metamorphic HEMTs grown by MBE with normal and inverse step on linear graded buffer layers » – *J. Vac. Sci. Technol. B*, 18(5), p.2513

Cordier01 Y. Cordier, M. Zaknoune, S. Trassaert et J.M. Chauveau – « Stacking of metamorphic InAlAs/InGaAs heterostructures on GaAs substrate » – *J. Appl. Phys.*, 90(11), p. 5774

Cordier03 Y. Cordier, P. Lorenzini, J.-M. Chauveau, D. Ferré, Y. Androussi, J. DiPersio, D. Vignaud et J.-L. Codron – « Influence of MBE growth conditions on the quality of InAlAs/InGaAs metamorphic HEMTs on GaAs » – *J. Crystal Growth*, 251, p. 822

Coutts99 T.J. Coutts – « A review of progress in thermophotovoltaic generation of electricity » – *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 1999, 3, p. 77 (cf. p.108)

Cowles96 J. Cowles, L. Tran, H. Wang, E. Lin, T. Block, D. Streit et A. Oki – « InP-based HBT technology for millimeter-wave MMIC VCOs » – *IEDM96*, 8.1.1, p. 199

Cui02 D. Cui, D. Pavlidis, S.S.H. Hsu et A. Eisenbach – « Comparison of DC high-frequency performance of zinc-doped and carbon-doped InP/InGaAs HBTs grown by MOCVD » – *IEEE Trans. Electron Devices*, 49(5), p. 725 & D. Cui, D. Pavlidis, D. Sawdai, P. Chin et T. Block – « Technology and first electrical characteristics of complementary NPN and PNP InAlAs/InGaAs HBTs » – *Jpn. J. Appl. Phys.*, 41(1-2B), p. 1124

Cullis95 A.G. Cullis, A.J. Pidduck et M.T. Emeny – « Misfit dislocation sources at surface ripple troughs in continuous heteroepitaxial layers » – *Phys. Rev. Lett.*, 75(12), p. 2368

Cullis96 A.G. Cullis, A.J. Pidduck et M.T. Emeny – « Growth morphology evolution and dislocation introduction in the InGaAs/GaAs heteroepitaxial system » – *J. Crystal Growth*, 158, p. 15

Dahlström03 M. Dahlström, X.-M. Fang, D. Lubyshev, M. Urteaga, S. Krishnan, N. Parthasarathy, Y.M. Kim, Y. Wu, J.M. Fastenau, W.K. Liu et M.J.W. Rodwell – « Wideband DHBTs using a graded carbon-doped InGaAs base » – *IEEE Electron Device Lett.*, 24(7), p. 433

Dahlström04 M. Dahlström, Z. Griffith, Y.-M. Kim et M.J.W. Rodwell – « High current density and high power density operation of ultra high speed InP DHBTs » – *IPRM04*, FB3-4 & M. Dahlstöm et M.J.W. Rodwell – « Current density limits in InP DHBTs : collector current spreading and effective electron velocity » – *ibid.*, WP-15

Damlencourt99 J.F. Damlencourt, J.L. Leclercq, M. Gendry, P. Regreny et G. Hollinger – « High-quality fully relaxed $In_{0.65}Ga_{0.35}As$ layers grown on InP using the paramorphic approach » – *Appl. Phys. Lett.*, 75(23), p. 3638

Dammann00 M. Dammann, M. Chertouk, W. Jantz, K. Köhler et G. Weimann – « Reliability of InAlAs/InGaAs HEMTs grown on GaAs substrate with metamorphic buffer » – *Microelec. Reliability*, 40, p. 1709

Dammann02 M. Dammann, F. Benkhelifa, M. Meng et W. Jantz – « Reliability of metamorphic HEMTs for power applications » – *Microelec. Reliability*, 42, p. 1569

Dammann04 M. Dammann, A. Leuther, R. Quay, M. Meng, H. Konstanzer, W. Jantz et M. Mikulla – « Reliability of 70 nm metamorphic HEMTs » – *Microelec. Reliability*, 44, p. 939

DARPA *Site Internet de la Defense Advanced Research Projects Agency – Ministère de la Défense américain*

Davey68 J.E. Davey et T. Pankey – « Epitaxial GaAs films deposited by vacuum evaporation » – *J. Appl. Phys.*, 39(4), p. 1941

David95 J.P.R. David, Y.H. Chen, R. Grey, G. Hill, P.N. Robson et P. Kightley – « Effect of misfit dislocations on leakage currents in strained multiquantum well structures » – *Appl. Phys. Lett.*, 67(7), p. 906

Deal89 M.D. Deal et H.G. Robinson – « Diffusion of implanted beryllium in gallium arsenide as a function of anneal temperature and dose » – *Appl. Phys. Lett.*, 55(10), p. 996

Dehaese95 O. Dehaese, X. Wallart et F. Mollot – « Kinetic model of element III segregation during MBE of III-III'-V semiconductor compounds » – *Appl. Phys. Lett.*, 66(1), p. 52

Dehaese97 Olivier Dehaese – *Thèse en Sciences des Matériaux de l'Université de Lille I, octobre 1997 – «* Contribution à l'étude d'interfaces de semi-conducteurs III-V par spectroscopies de photoélectrons : cas de l'interface GaAs-GaInP »

Delage01 S.L. Delage – « Heterojunction Bipolar Transistors for millimeter waves applications : trends and achievements » – *Ann. Télécommun.*, 2001, AT56, 1-2, p. 5

Demichel01 Sylvain Demichel – *Thèse en Electronique de l'Université de Paris VI, mai 2001* – « Transistors Bipolaires à Hétérojonction à collecteur Métallique (M.H.B.T) à base fine : réalisation technologique dans la filière InP/InGaAs et caractérisation »

Dentai86 A.G. Dentai, C.H. Joyner, B. Tell, J.L. Zyskind, J.W. Sulhoff, J.F. Ferguson, J.C. Centanni, S.N.G. Chu et C.L. Cheng – « MOVPE InGaAs/InP grown directly on GaAs substrates » – *Electron. Lett.*, 22(22), p. 1186

Dentai97 A.G. Dentai, J.C. Campbell, C.H. Joyner et G.J. Qua – « InGaAs pin photodiodes grown on GaAs substrates by MOVPE » – *Electron. Lett.*, 23(1), p. 38

Desplanque03 Ludovic Desplanque – *Thèse en Electronique de l'Université de Lille I, novembre 2003* – « Caractérisation électro-optique de composants térahertz par échantillonnage Franz-Keldysh subpicoseconde »

Dhondt97 François Dhondt – *Thèse en Electronique de l'Université de Lille I, juillet 1997* – « Modélisation électrothermique des Transistors Bipolaires à Hétérojonction (TBH) pour les applications de puissance à haut rendement en bande X »

D'Hondt97 M. D'Hondt, I. Moerman et P. Demeester – « Characterisation of 2% mismatched InGaAs and InAsP layers grown on different buffer layers and at different growth temperatures » – *J. Crystal Growth*, 170, p. 616

Diéguez97 A. Diéguez, A. Vilà, A. Cornet, S.A. Clark, D.I. Westwood et J.R. Morante – « Defects, surface roughening, and anisotropy on the tensile $In_XGa_{1-X}As$/InP(001) system » – *J. Vac. Sci. Technol. B*, 15(3), p. 687

Digital98 Digital Instrument NanoScope SPM Training Notebook (Version 3.0 – 1 août 1998) & MultiMode SPM Instruction Manual (Version 4.31ce – 27 octobre 1997) – Digital Instrument Veeco Metrology Group

Disseix97 P. Disseix, J. Leymarie, A. Vasson, A.-M. Vasson, C. Monier, N. Grandjean, M. Leroux et J. Massies – « Effects of segregation on the optical properties of (In,Ga)As/GaAs quantum wells grown by MBE under various conditions » – *Mater. Sci. Eng. B*, 44, p. 151

Dixon90 R.H. Dixon et P.J. Goodhew – « On the origin of misfit dislocations in InGaAs/GaAs strained layers » – *J. Appl. Phys.*, 68(7), p. 3163

Dodo98 H. Dodo, Y. Amamiya, T. Niwa, M. Mamada, N. Goto et H. Shimawaki – « Microwave low-noise AlGaAs/InGaAs HBT's with p+-regrown base contacts » – *IEEE Electron Device Lett.*, 19(4), p. 121

Dodson87 B.W. Dodson et J.Y. Tsao – « Relaxation of strained-layer semiconductor structures via plastic flow » – *Appl. Phys. Lett.*, 51(17), p. 1325 + Erratum : *ibid.*, 52(10), p. 852

Dodson88 B.W. Dodson – « Work hardening and strain relaxation in strained-layer buffers » – *Appl. Phys. Lett.*, 53(1), p. 37

Dong98 L. Dong, J. Schnitker, R.W. Smith et D.J. Srolovitz – « Stress relaxation and misfit dislocation nucleation in the growth of misfitting films : A molecular dynamics simulation study » – *J. Appl. Phys.*, 83(1), p. 217

Dong03a Y. Dong, D.W. Scott, Y. Wei, A.C. Gossard et M.J. Rodwell – « Molecular beam epitaxy of low-resistance polycristalline p-type GaSb » – *IPRM03*, ThA1.6

Dong03b Y. Dong, Y.L. Okuno et U.K. Mishra – « Selective area growth of InP through narrow openings by MOCVD and its application to InP HBT » – *IPRM03*, ThB2.3

Dong04 Y. Dong, Y. Wei, Z. Griffith, M. Urteaga, M. Dahlström et M.J.W. Rodwell – « InP HBT with a selectively implanted collector » – *Solid State Electronics*, 48, p. 1699

Driad94 R. Driad, A.M. Duchenois, D. Zerguine, F. Alexandre, P. Legay et P. Launay – « Fully-planar AlGaAs/GaAs HBT's achieved by selective CBE regrowth » – *IEEE Electron Device Lett.*, 15(11), p. 480

Driad99 R. Driad, S.R. Laframboise, Z.H. Lu, S.P. McAlister et W.R. McKinnon – « Passivation of InP-based HBTs » – *Solid State Electronics*, 1999, 43, p. 1445 & R. Driad, W.R. McKinnon, S.P. McAlister, A. Renaud, T. Garanzotis et A.J. SpringThorpe – « InAlAs/InP/InGaAs/InP DHBTs with a novel composite-emitter design » – *IPRM99*, WeP01

Driad00 R. Driad, W.R. McKinnon, Z.H. Lu, S.P. McAlister, P.J. Poole et S. Charbonneau – « Surface passivation of InGaAs for HBT applications » – *J. Vac. Sci. Technol. A*, 18(2), p. 697

Drouot95 V. Drouot, M. Gendry, C. Santinelli, P. Viktorovitch, G. Hollinger, S. Elleuch et J.-L. Pelouard – « High electron mobility in pseudomorphic modulation-doped $In_{0.75}Ga_{0.25}As$/InAlAs heterostructures achieved with growth interruptions » – *J. Appl. Phys.*, 77(4), p. 1810

Drouot96 V. Drouot, M. Gendry, C. Santinelli, X. Letartre, J. Tardy, P. Viktorovitch, G. Hollinger, M. Ambri et M. Pitaval – « Design and growth investigations of strained $In_XGa_{1-X}As$/InAlAs/InP heterostructures for HEMT application » – *IEEE Trans. Electron Devices*, 43(10), p. 1326

Duez00 Valérie Duez – *Thèse en Electronique de l'Université de Lille I, juillet 2000* – « Hétérostructures semiconductrices uni- et bi-polaires : de la physique au composant »

Duhamel81 N. Duhamel, P. Henoc, F. Alexandre et E.V.K. Rao – « Influence of growth temperature on Be incorporation in molecular beam epitaxy GaAs epilayers » – *Appl. Phys. Lett.*, 39(1), p. 49

Dumke72 W.P. Dumke, J.M. Woodall et V.L. Rideout – « GaAs/GaAlAs heterojunction transistor for high frequency operation » – *Solid State Electronics*, 15(12), p. 1339

Dumont03 H. Dumont, D. Rutzinger, C. Vincent, J. Dazord, Y. Monteil, F. Alexandre et J. L. Gentner – « Surface segregation of boron in $B_XGa_{1-X}As$/GaAs epilayers studied by x-ray photoelectron spectroscopy and atomic force microscopy » – *Appl. Phys. Lett.*, 82(12), p. 1830

Dunstan91a D.J. Dunstan – « Relaxed buffer layers » – *Semicond. Sci. Technol.*, 6, p. A76

Dunstan91b D.J. Dunstan, S. Young et R.H. Dixon – « Geometrical theory of critical thickness and relaxation in strained-layer growth » – *J. Appl. Phys.*, 70(6), p. 3038

Dunstan91c D.J. Dunstan, P. Kidd, L.K. Howard et R.H. Dixon – « Plastic relaxation of InGaAs grown on GaAs » – *Appl. Phys. Lett.*, 59(26), p. 3390

Dunstan94 D.J. Dunstan, P. Kidd, P.F. Fewster, N.L. Andrew, R. Grey, J.P.R. David, L. González, Y. González, A. Sacedón et F. González-Sanz – « Plastic relaxation of metamorphic single layer and multilayer InGaAs/GaAs structures » – *Appl. Phys. Lett.*, 65(7), p. 839

Dvorak00 M.W. Dvorak, N. Matine, C.R. Bolognesi, X.G. Xu et S.P. Watkins – « Design and performance of InP/GaAsSb/InP DHBTs » – *J. Vac. Sci. Technol. A*, 18(2), p. 761 & M.W. Dvorak, O.J. Pitts, S.P. Watkins et C.R. Bolognesi – « Abrupt junction InP/GaAsSb/InP DHBTs with F_T as high as 250 GHz and $BV_{CE0} > 6V$ » – *IEDM00*, 35.4.1

Dvorak01 M. W. Dvorak, C.R. Bolognesi, O.J. Pitts et S.P. Watkins – « 300GHz InP/GaAsSb/InP double HBTs with high current capability and $BV_{CE0} > 6V$ » – *IEEE Electron Device Lett.*, 22(8) p. 361

Early52 J.M. Early – « Effects of space-charge layer widening in junction transistors » – *Proc. of the IRE*, 1952, 40, p. 1401-1406 (MH)

ECE-TR0104 *ECE Technical Report 01-04* – « Research in high speed electronics » – 1998-1999 reprints of Pr. M. Rodwell and collaborators – University of California, Santa-Barbara

Eda86 K. Eda, M. Inada, Y. Ota, A. Nakagawa, T. Hirose et M. Yanagihara – « Emitter-base-collector self-aligned HBTs using wet etching process » – *IEEE Electron Device Lett.*, 7(12), p. 694

Enquist85 P. Enquist, G.W. Wicks, L.F. Eastman et C. Hitzman – « Anomalous redistribution of beryllium in GaAs grown by MBE » – *J. Appl. Phys.*, 58(11), p. 4130

Enquist93 P.M. Enquist, D.B. Slater, J.A. Hutchby, A.S. Morris et R.J. Trew – « Self-aligned AlGaAs/GaAs HBT with selectively regrown OMVPE emitter » – *IEEE Electron Device Lett.*, 14(6), p. 295

Evoy96 S. Evoy, G.F. Redinbo et H.G. Craighead – « Cathodoluminescence and photoluminescence analysis of $In_XGa_{1-X}As$ QW structures » – *Appl. Phys. Lett.*, 68(9) p. 1259

Fang90 S.F. Fang, K. Adomi, S. Iyer, H. Morkoç, H. Zabel, C. Choi et N. Otsuka – « Gallium arsenide and other compound semiconductors on silicon » – *J. Appl. Phys.*, 68(7), p. R31

Fastenau04 J.M. Fastenau, D. Lubyshev, X.-M. Fang, C. Doss, Y. Wu, W.K. Liu, S. Bals, Z. Griffith, Y.-M. Kim et M.J.W. Rodwell – « Strain relaxation and dislocation filtering in metamorphic HBT and HEMT structures grown on GaAs substrates by MBE » – *IPRM04*, WP-8

Feng04 M. Feng, W. Hafez et J.-W. Lai – « Over 500GHz InP Heterojunction Bipolar Transistors » – *IPRM04*, FA1-1

Ferrari01 C. Ferrari, E. Villaggi, N. Armani, G. Carta et G. Rossetto – « Deviation from Vegard law in lattice matched InGaAs/InP epitaxial structures » – *IPRM01*, WP-50

Fetzer04 C.M. Fetzer, R.R. King, P.C. Colter, K.M. Edmondson, D.C. Law, A.P. Stavrides, H. Yoon, J.H. Ermer, M.J. Romero et N.H. Karam – « High-efficiency metamorphic GaInP/GaInAs/Ge solar cells grown by MOVPE » – *J. Crystal Growth*, 261, p. 341

Fewster93 P.F. Fewster et N.L. Andrew – « Determining the lattice relaxation in semiconductor layer systems by x-ray diffraction » – *J. Appl. Phys.*, 74(5), p. 31211

Fitzgerald88a E.A. Fitzgerald, D.G. Ast, P.D. Kirchner, G.D. Pettit et J.M. Woodall – « Structure and recombination in InGaAs/GaAs heterostructures » – *J. Appl. Phys.*, 63(3), p. 693

Fitzgerald88b E.A. Fitzgerald, P.D. Kirchner, R. Proano, G.D. Pettit, J.M. Woodall et D.G. Ast – « Elimination of interface defects in mismatched epilayers by a reduction in growth area » – *Appl. Phys. Lett.*, 52(18), p. 1496

Fitzgerald88c E.A. Fitzgerald, D.G. Ast, Y. Ashizawa, S. Akbar et L.F. Eastman – « Dislocation structure, formation, and minority-carrier recombination in AlGaAs/InGaAs/GaAs HBTs » – *J. Appl. Phys.*, 64(5), p. 2473

Fitzgerald89 E.A. Fitzgerald, G.P. Watson, R.E. Proano, D.G. Ast, P.D. Kirchner, G.D. Pettit et J.M. Woodall – « Nucleation mechanisms and the elimination of misfit dislocations at mismatched interfaces by reduction in growth area » – *J. Appl. Phys.*, 65(6), p. 2220

Fitzgerald91 E.A. Fitzgerald – « Dislocations in strained-layer epitaxy : theory, experiment, and applications » – *Materials Science Reports*, 7(3), p.87

Fitzgerald92 E.A. Fitzgerald, Y.-H. Xie, D. Monroe, P.J. Silverman, J.M. Kuo, A.R. Kortan, F.A. Thiel et B.E. Weir – « Relaxed Ge_XSi_{1-X} structures for III-V integration with Si and high mobility two-dimensional electron gases in Si » – *J. Vac. Sci. Technol. B*, 10(4), p.1807

Fox90a B.A. Fox et W.A. Jesser – « Investigation of the asymmetric misfit dislocation morphology in epitaxial layers with the zinc-blende structure » – *J. Appl. Phys.*, 68(6), p. 2739

Fox90b B.A. Fox et W.A. Jesser – « The effect of frictional stress on the calculation of critical thickness in epitaxy » – *J. Appl. Phys.*, 68(6), p. 2801

Foxon75 C.T. Foxon et B.A. Joyce – « Kinetic studies of the growth of III-V compounds using modulated molecular beam techniques » – *J. Crystal Growth*, 31, p. 122 & C.T. Foxon et B.A. Joyce – « Interaction kinetics of As_4 and Ga on {100} GaAs surfaces using a modulated moleculer beam technique » – *Surf. Sci.,* 50, p. 434

Foxon77 C.T. Foxon et B.A. Joyce – « Interaction kinetics of As_2 and Ga on {100} GaAs surfaces » – *Surf. Sci.,* 64, p. 293

Foxon80 C.T. Foxon, B.A. Joyce et M.T. Norris – « Composition effects in the growth of $Ga(In)As_YP_{1-Y}$ alloys by MBE » – *J. Crystal Growth*, 49(1), p. 132

Frank49 F.C. Frank et J.H. Van der Merwe – *Proc. Roy. Soc. London A*, 1949, 198, p. 205 (MH)

Frank56 F.C. Frank et D. Turnbull – *Phys. Rev.*, 1956, 104, p. 617 (MH)

Freeman03 G. Freeman, B. Jagannathan, S.J. Jeng, J.-S. Rieh, A.D. Stricker, D.C. Ahlgren et S. Subbanna – « Transistor design and application considerations for > 200-GHz SiGe HBTs » – *IEEE Trans. Electron Devices*, 50(3), p. 645

Freiberger04 *Site Internet du fournisseur de substrats : Freiberger Compound Materials GmbH.*

Fresina96 M.T. Fresina, Q.J. Hartmann, S. Thomas, D.A. Ahmari, D. Caruth, M. Feng et G.E. Stillman – « InGaP/GaAs HBT with novel layer structure for emitter ledge fabrication » – IEDM96, 8.3.1

Freund90 L.B. Freund – « A criterion for arrest of a threading dislocation in a strained epitaxial layer due to an interface misfit dislocation in its path » – *J. Appl. Phys.*, 68(5), p. 2073

Fritz87 I.J. Fritz – « Role of experimental resolution in measurements of critical layer thickness for strained-layer epitaxy » – *Appl. Phys. Lett.*, 51(14), p. 1080

Fritz95 I. J. Fritz, L. R. Dawson, J. A. Olsen et A. J. Howard – « Graded-composition buffer layers using digital AlGaAsSb alloys » – *Appl. Phys. Lett.*, 67(16), p. 2320

Fujihara01 A. Fujihara, Y. Ikenaga, H. Takahashi, M. Kawanaka et S. Tanaka – « High-speed InP/InGaAs DHBTs with ballistic collector launcher structure » – *IEDM01*, 35.3.1

Fujiwara03 A. Fujiwara, H.J. Lee, A. Imada, S. Hasegawa, K. Oe, S. Gonda et H. Asahi – « Temperature-dependence of lasing spectrum for TlInGaAs/InP DH laser diodes and 77K CW operation » – *IPRM03*, TuB2.6

Fukano88 H. Fukano, Y. Kawamura et Y. Takanashi – « High-speed InAlAs/InGaAs HBTs » – *IEEE Electron Device Lett.*, 9(6), p. 312

Fukano93 H. Fukano, Y. Takanashi et M. Fujimoto – « Surface currents in InP/InGaAs HBTs produced by passivation film formation » – *Jpn. J. Appl. Phys.*, 32(2/12B), p. L1788

Fushimi97 H. Fushimi and K. Wada – « Degradation mechanism in carbon-doped GaAs minority-carrier injection devices » – *IEEE Trans. on Electron. Devices*, 44(11), p. 1996

Gai87 M. Gai, P.C. Taylor, B.F. Usher et P.J. Orders – « Photoluminescence in strained InGaAs-GaAs heterostructures » – *J. Appl. Phys.*, 62(9), p. 3898

Garcia87 J.C. Garcia, A. Barski, J.P. Contour et J. Massies – « Dimer As source using a high efficiency catalytic cracking oven for MBE » – *Appl. Phys. Lett.*, 51(8), p. 593

Garcia89 J.C. Garcia, C. Neri et J. Massies – « A comparative study of the interaction kinetics of As_2 and As_4 molecules with Ga-rich GaAs (001) surfaces » – *J. Crystal Growth*, 98, p. 511

Gee92 R.C. Gee, T.-P. Chin, C.W. Tu, P.M. Asbeck, C.L. Lin, P.D. Kirchner et J.M. Woodall – « InP/InGaAs HBTs grown by GSMBE with carbon-doped base » – *IEEE Electron. Dev. Lett.*, 13(05), p. 247

Gendry92 M. Gendry, V. Drouot, C. Santinelli et G. Hollinger – « Critical thicknesses of highly strained InGaAs layers grown on InP by MBE » – *Appl. Phys. Lett.*, 60(18), p. 2249

Gendry95a M. Gendry, V. Drouot, G. Hollinger et S. Mahajan – « Effect of surface steps and nonstoichiometry on critical thickness of strained InGaAs layers grown by MBE on InAlAs/InP heterostructures » – *Appl. Phys. Lett.*, 66(1), p. 40

Gendry95b M. Gendry, L. Porte, G. Hollinger, J.L. Loubet, C. Miossi et M. Pitaval – « Evidence for inhomogeneous growth rate in partially relaxed InGaAs/InP heterostructures » – *J. Appl. Phys.*, 78(5), p. 3138

Gendry97 M. Gendry, G. Grenet, Y. Robach, P. Krapf, L. Porte et G. Hollinger – « Role of surface energy and surface reconstructions on the 2D-to-3D growth-mode transition of strained $In_XGa_{1-X}As$ layers on InP (001) » – *Phys. Rev. B*, 56(15), p. 9271

Gendry03 M. Gendry et G. Hollinger – « Experimental evidence for critical 2D nuclei in the 2D/3D growth mode transition of compressive and tensile strained InGaAs on InP(001) » – *J. Crystal Growth*, 257, p. 51

Gendry04 M. Gendry, C. Monat, J. Brault, P. Regreny, G. Hollinger, B. Salem, G. Guillot, T. Benyattou, C. Bru-Chevallier, G. Bremond et O. Marty – « From large to low height dispersion for self-organized InAs quantul sticks emitting at 1.55µm on InP(001) » – *J. Appl. Phys.*, 95(9), p. 4761

Georgakilas92 A. Georgakilas, P. Panayotatos, J. Stoemenos, J.-L. Mourrain et A. Christou – « Achievements and limitations in optimized GaAs films grown on Si by MBE » – *J. Appl. Phys.*, 71(6), p. 2679

Gibbings89 C.J. Gibbings, C.G. Tuppen et M. Hockly – « Dislocation nucleation and propagation in $Si_{0.95}Ge_{0.05}$ layers on silicon » – *Appl. Phys. Lett.*, 54(2), p. 148

Gill96 D.M. Gill, B.C. Kane, S.P. Svensson, D.-W. Tu, P.N. Uppal et N.E. Byer – « High-performance, 0.1µm InAlAs/InGaAs HEMTs on GaAs » – *IEEE Electron Device Lett.*, 17(7), p. 328

Girardot99 A. Girardot, A. Henkel, S.L. Delage, M.A. DiForte-Poisson, E. Chartier, D. Floriot, S. Cassette et P.A. Rolland – « High-performance collector-up InGaP/GaAs HBT with Schottky contact » – *Electron. Lett.*, 35(8), p. 670

Godet02 J. Godet, L. Pizzagalli, S. Brochard et P. Beauchamp – « Surface step effects on Si(100) under uniaxial tensile stress, by atomistic calculations » – *Scripta Materialia*, 47, p. 481

Godey05 S. Godey, S. Dhellemmes, A. Wilk, M. Zaknoune et F. Mollot – « CBr_4 and Be heavily doped InGaAs grown in a production MBE system » – *J. Crystal Growth*, 278, p. 600

Godin02 J. Godin – « GaAsSb ou InGaAs : quel matériau de base pour le TBH InP de demain ? » – *Recueil des communications orales des 9èmes Journées Nationales Microélectronique Optoélectronique, JNMO2002*, Saint-Aygulf (France), 29 septembre-2 octobre 2002

Goldman94 R.S. Goldman, H.H. Wieder, K.L. Kavanagh, K. Rammohan et D.H. Rich – « Anisotropic structural, electronic, and optical properties of InGaAs grown by MBE on misoriented substrates » – *Appl. Phys. Lett.*, 65(11), p. 1424

Goldman95 R.S. Goldman, H.H. Wieder et K.L. Kavanagh – « Correlation of anisotropic strain relaxation with substrate misorientation direction at InGaAs/GaAs(001) interfaces » – *Appl. Phys. Lett.*, 67(3), p. 344

Goldman96 R.S. Goldman, K.L. Kavanagh, H.H. Wieder, V.M. Robbins, S.N. Ehrlich et R.M. Feenstra – « Correlation of buffer strain relaxation modes with transport properties of two-dimensional electron gases » – *J. Appl. Phys.*, 80(12), p. 6849

Goldman98 R. S. Goldman, K. L. Kavanagh, H. H. Wieder, S. N. Ehrlich et R. M. Feenstra – « Effects of GaAs substrate misorientation on strain relaxation in $In_XGa_{1-X}As$ films and multilayers » – *J. Appl. Phys.*, 83(10), p. 5137

Gonzalez97 D. González, D. Araújo, G. Aragón et R. García – « Work-hardening effects in the lattice relaxation of single layer heterostructures » – *Appl. Phys. Lett.*, 71(17), p. 2475

Gonzalez99 D. González, G. Aragón, D. Araújo et R. García – « Effect of In-content on the misfit dislocation interaction in InGaAs/GaAs layers » – *Thin Solid Films*, 343, p.302

Gonzalez01 M.U. González, Y. González, L. González, M. Calleja et J.A. Sánchez-Gil – « *In situ* laser light scattering studies on the influence of kinetics on surface morphology during growth of $In_{0.2}Ga_{0.8}As$/GaAs » – *J. Appl. Phys.*, 89(5), p. 2665

Goodhew99 P.J. Goodhew et K. Giannakopoulos – « Strain relaxation in III-V semiconductor heterostructures » – *Micron*, 30, p.59

Gösele81 U. Gösele et F. Morehead – « Diffusion of zinc in GaAs : a new model » – *J. Appl. Phys.*, 52(7), p. 4617

Gourley88 P.L. Gourley, I.J. Fritz et L.R. Dawson – « Controversy or critical layer thickness for InGaAs/GaAs strained-layer epitaxy » – *Appl. Phys. Lett.*, 52(5), p. 377

Gozu01 S.-I. Gozu, T. Kita, Y. Sato, S. Yamada et M. Tomizawa – « Characterization of high indium content metamorphic InGaAs/InAlAs modulation-doped heterostructures » – *J. Crystal Growth*, 227, p. 155

Grandjean94a Nicolas Grandjean – *Thèse en Physique de l'Université de Nice-Sophia Antipolis, février 1994* – « Phénomènes de surface en croissance épitaxiale fortement contrainte de (In,Ga)As sur GaAs : relaxation élastique, transistion 2D-3D, effet surfactant »

Grandjean94b N. Grandjean, J. Massies, M. Leroux, J. Leymarie, A. Vasson et A.M. Vasson – « Improved GaInAs/GaAs heterostructures by high growth rate MBE » – *Appl. Phys. Lett.*, 64(20), p. 2664

Grandjean96 N. Grandjean, J. Massies et M. Leroux – « Monte Carlo simulation of In surface segregation during the growth of $In_XGa_{1-X}As$ on GaAs(001) » – *Phys. Rev. B*, 53(3), p. 998

Grandjean97 N. Grandjean, J. Massies et O. Tottereau – « Surface segregation in (Ga,In)As/GaAs quantum boxes » – *Phys. Rev. B*, 55(16), p. R10 189

Grandjean99 N. Grandjean et J. Massies – « Molecular beam epitaxy growth of nitride materials » – *Mater. Sci. Eng. B*, 59, p. 39

Grenet98 G. Grenet, M. Gendry, M. Oustric, Y. Robach, L. Porte, G. Hollinger, O. Marty, M. Pitaval et C. Priester – « Surface spinodal decomposition in low temperature $Al_{0.48}In_{0.52}As$ grown on InP(001) by MBE » – *Appl. Surf. Sci.,* 123, p. 324

Griffith04a Z. Griffith, M. Dahlström, M. Urteaga, M.J.W. Rodwell, X.-M. Fang, D. Lubyshev, Y. Wu, J.M. Fastenau et W.K. Liu – « InGaAs-InP mesa DHBTs with simultaneously high f_T and f_{MAX} and low C_{CB}/I_C ratio » – *IEEE Electron Device Lett.*, 25(5), p. 250

Griffith04b Z. Griffith, Y.M. Kim, M. Dahlström, A.C. Gossard et M.J.W. Rodwell – « Low leakage current metamorphic InGaAs/InP DHBTs with f_T and $f_{MAX} > 268$GHz on a GaAs substrate » – *IPRM04*, FB3.1

Griffith05 Z. Griffith, M. Dahlström, M.J.W. Rodwell, X.-M. Fang, D. Lubyshev, Y. Wu, J.M. Fastenau et W.K. Liu – « InGaAs-InP DHBTs for increased digital IC bandwith having a 391-GHz f_T and 505-GHz f_{MAX} » – *IEEE Electron Device Lett.*, 26(1), p. 11

Groenen97 J. Groenen, G. Landa, R. Carles, P.S. Pizani et M. Gendry – « Tensile and compressive strain relief in $In_XGa_{1-X}As$ epilayers grown on InP probed by Raman scattering » – *J. Appl. Phys.*, 82(2), p. 803

Günther58 K.G. Günther – *Z. Naturforschung*, 1958, 13a, p. 1081 (MH)

Gutierrez-Aitken99 A. Gutierrez-Aitken, E. Kaneshiro, B. Tang, J. Notthoff, P. Chin, D. Streit et A. Oki – 69 GHz frequency divider with a cantilevered base InP DHBT » – *IEDM99*, 32.3.1

Gutierrez-Aitken01 A. Gutierrez-Aitken, A.K. Oki, D. Sawdai, E. Kaneshiro, P.C. Grossman, W. Kim, G. Leslie, T. Block, M. Wojtowicz, P. Chin, F. Yamada et D.C. Streit – « InP HBT production process » – *2001 GaAs MANTECH Conference*

Guyer00 J.E. Guyer, S.A. Barnett et P.W. Voorhees – « Morphological evolution of $In_{0.26}Ga_{0.74}As$ grown under compression on GaAs(001) and under tension on InP(001) » – *J. Crystal Growth*, 217, p. 1

Hafez03a W. Hafez, J.-W. Lai et M. Feng – « Record f_T and $f_T + f_{MAX}$ performance of InP/InGaAs SHBTs » – *Electron. Lett.*, 39(10), p. 811

Hafez03b W. Hafez, J.-W. Lai et M. Feng – « Submicron InP-InGaAs SHBTs with f_T of 377 GHz » – *IEEE Electron Device Lett.*, 24(5), p. 292

Hafez03c W. Hafez, J.-W. Lai et M. Feng – « Low-power high-speed operation of submicron InP-InGaAs SHBTs at 1 mA » – *IEEE Electron Device Lett.*, 24(7), p. 427

Hafez03d W. Hafez, J.-W. Lai et M. Feng – « Vertical scaling of 0.25-µm emitter InP/InGaAs SHBTs with f_T of 452 GHz » – *IEEE Electron Device Lett.*, 24(7), p. 436

Hafez03e W. Hafez, J.-W. Lai et M. Feng – « InP/InGaAs SHBTs with 75 nm collector and $f_T > 500$GHz » – *Electron. Lett.*, 39(20), p. 1475

Hafez04 W. Hafez et M. Feng – « 0,25 µm emitter InP SHBTs with $f_T = 550$ GHz and $BV_{CE0} > 2V$ » – *IEDM04*, 22.2.1

Hafez05 W. Hafez et M. Feng – « Experimental demonstration of pseudomorphic HBTs with cutoff frequencies above 600GHz » – *Appl. Phys. Lett.*, 86, p. 152101

Hafizi90a M.E. Hafizi, C.R. Crowell, L.M. Pawlowicz et M.E. Kim – « Improved current gain and f_T through doping profile selection in linearly graded HBTs » – *IEEE Trans. Electron Devices*, 37(8), p. 1779

Hafizi90b M.E. Hafizi, C.R. Crowell et M.E. Grupen – « The DC characteristics of GaAs/AlGaAs HBTs with application to device modeling » – *IEEE Trans. Electron Devices*, 37(10), p. 2121

Hafizi91 M. Hafizi, D.C. Streit, L.T. Tran, K.W. Kobayashi, D.K. Umemoto, A.K. Oki et S.K. Wang – « Experimental study of AlGaAs/GaAs HBT device design for power applications » – *IEEE Electron Device Lett.*, 12(11), p. 581

Hafizi92 M. Hafizi, R.A. Metzger, W.E. Stanchina, D.B. Rensch, J.F. Jensen et W.W. Hooper – « The effects of base dopant diffusion on DC and RF characteristics of InGaAs/InAlAs HBTs » – *IEEE Electron Device Lett.*, 13(3), p. 140

Hafizi93a M. Hafizi, R.A. Metzger et W.E. Stanchina – « Stability of beryllium-doped compositionally graded and abrupt AlInAs/GaInAs HBTs » – *Appl. Phys. Lett.*, 63(1), p. 93

Hafizi93b M. Hafizi, W.E. Stanchina, R.A. Metzger, J.F. Jensen et F. Williams – « Reliability of InAlAs/InGaAs HBTs » – *IEEE Trans. Electron Devices*, 40(12), p. 2178

Hafizi93c M. Hafizi, T. Liu, P.A. Macdonald, M. Lui, P. Chu, D.B. Rensch, W.E. Stanchina et C.S. Wu – « High-performance microwave power AlInAs/GaInAs/InP DHBTs with compositionally graded base-collector junction » – *IEDM93*, 32.3.1

Hagen78 W. Hagen et H. Strunk – « A new type of source generating misfit dislocations » – *Appl. Phys.*, 17(1), p.85

Hamm89 R.A. Hamm, M.B. Panish, R.N. Nottenburg, Y.K. Chen et D.A. Humphrey – « Ultrahigh Be doping of $Ga_{0.47}In_{0.53}As$ by low-temperature molecular beam epitaxy » – *Appl. Phys. Lett.*, 54(25), p. 2586

Hamm95 R.A. Hamm, S. Chandrasekhar, L. Lunardi et M. Geva – « Characteristics of carbon doped InGaAs using carbontetrabromide by metalorganic molecular beam epitaxy » – *J. Crystal Growth*, 148, p. 1

Hanson92 A.W. Hanson, S.A. Stockman et G.E. Stillman – « $InP/In_{0.53}Ga_{0.47}As$ Heterojunction Bipolar Transistors with a carbon-doped base grown by MOCVD » – *IEEE Electron Device Lett.*, 13(10), p. 504

Harmand88 Jean-Christophe Harmand – *Thèse en Physique de l'Université de Paris VII, mars 1988* – « Possibilités offertes par l'Epitaxie par Jets Moléculaires dans la croissance d'hétérostructures GaAs/GaAlAs pour transistors bipolaires »

Harmand89a J.C. Harmand, T. Matsuno et K. Inoue – « Lattice-mismatched growth and transport properties of InAlAs/InGaAs heterostructures on GaAs substrates » – *Jpn. J. Appl. Phys.*, 28(7), p. L1101

Harmand89b J.C. Harmand, T. Matsuno et K. Inoue – « InGaAs/InAlAs(Si) modulation-doped heterostructures intentionally lattice mismatched to InP substrate » – *J. Appl. Phys.*, 66(6), p. 2633

Harmon93 E.S. Harmon, M.L. Lovejoy, M.R. Melloch, M.S. Lundstrom, D. Ritter et R.A. Hamm – « Minority-carrier mobility enhancement in *p+* InGaAs lattice matched to InP » – *Appl. Phys. Lett.*, 63 (5), p. 636

Harris03 J.S. Harris, Jr. – « GaInNAsSb based long-wavelength lasers » – *IPRM03*, ThB1.1

Harrison97 D.A. Harrison, R. Arès, S.P. Watkins, M.L.W. Thewalt, C.R. Bolognesi, D.J.S. beckett et A.J. SpringThorpe – « Large photoluminescence enhancements from epitaxial GaAs passivated by postgrowth phosphidization » – *Appl. Phys. Lett.*, 70(24), p. 3275

Harrison03 I. Harrison, M. Dahlström, S. Krishnan, Z. Griffith, Y.M. Kim et M.J.W. Rodwell – « Thermal limitations of InP HBT's in 80 and 160 $Gbits^{-1}$ IC's » – *IPRM03*, TuP17

Harrison04 I. Harrison, M. Dahlström, S. Krishnan, Z. Griffith, Y.M. Kim et M.J.W. Rodwell – « Thermal limitations of InP HBTs in 80- and 160-Gb ICs » – *IEEE Trans. Electron Devices*, 51(4), p. 529

Hata90 M. Hata, T. Isu, A. Watanabe et Y. Katayama – « Distributions of growth rates on patterned surfaces measured by scanning microprobe reflection high-energy electron diffraction » – *J. Vac. Sci. Technol. B*, 8(4), p.692

Haupt96 M. Haupt, K. Köhler, P. Ganser, S. Emminger, S. Müller et W. Rothemund – « Growth of high quality $Al_{0.48}In_{0.52}As/Ga_{0.47}In_{0.53}As$ heterostructures using strain relaxed $Al_XGa_YIn_{1-X-Y}As$ buffer layers on GaAs » – *Appl. Phys. Lett.*, 69(3), p. 412

Haupt97 M. Haupt, K. Köhler, P. Ganser, S. Müller et W. Rothemund – « MBE of $Al_{0.48}In_{0.52}As/Ga_{0.47}In_{0.53}As$ heterostructures on metamorphic $Al_XGa_YIn_{1-X-Y}As$ buffer layers » – *J. Crystal Growth*, 175, p. 1028

Häusler95 K. Häusler, K. Eberl et W. Sigle – « Properties of graded $In_{X0\leq X\leq 0.5}Ga_{1-X}As$ layers grown by MBE » – *Semicond. Sci. Techno.*, 10, p. 167

Hayama88 N. Hayama, M. Madihian, A. Okamoto, H. Toyoshima et K. Honjo – « Fully self-aligned AlGaAs/GaAs HBTs for high-speed Integrated-Circuits application » – *IEEE Trans. Electron Devices*, 35(11), p. 1771

Hayama90 N. Hayama et K. Honjo – « Emitter size effect on current gain in fully self-aligned AlGaAs/GaAs HBT's with AlGaAs surface passivation layer » – *IEEE Electron Device Lett.*, 11(9), p. 388

Hayes83 J.R. Hayes, F. Capasso, A.C. Gossard, R.J. Malik et W. Wiegmann – « Bipolar transistor with graded band-gap base » – *Electron. Lett.*, 19(11), p. 410

Hayes84 J.R. Hayes, A.C. Gossard et W. Wiegmann – « Collector/emitter offset voltage in DHBTs » – *Electron. Lett.*, 20(19), p. 766

He04 G. He, J. Howard, M. Le, P. Partyka, B. Li, G. Kim, R. Hess, R. Bryie, R. Lee, S. Rustomji, J. Pepper, M. Kail, M. Helix, R.B. Elder, D.S. Jansen, N.E. Harff, J.F. Prairie, E.S. Daniel et B.K. Gilbert – « Self-aligned InP DHBT with fT and fmax over 300 GHz in a new manufacturable technology » – *IEEE Electron Device Lett.*, 25(8), p. 520

Henkel97 A. Henkel, S.L. Delage, M.-A. diForte-Poisson, E. Chartier, H. Blanck et H.L. Hartnagel – « Collector-up InGaP/GaAs-DHBTs with high f_{MAX} » – *Electron. Lett.*, 33(7), p. 634

Henry78 C.H. Henry *et al.* – « The effect of surface recombination on current in $Al_XGa_{1-X}As$ Heterojunctions » – *J. Appl. Phys.*, 49, p. 3530

Henry84 C.H. Henry, R.A. Logan, F.R. Merritt et C.G. Bethea – « Radiative and nonradiative lifetimes in n-type and p-type 1.6µm InGaAs » – *Electron. Lett.*, 20(9), p. 358

Herbeaux89 C. Herbeaux, J. DiPersio et A. Lefebvre – « Misfit dislocations in $In_{0.15}Ga_{0.85}As$/GaAs strained-layer superlattices » – *Appl. Phys. Lett.*, 54(11), p. 1004

Herbeaux90 Christian Herbeaux – *Thèse en Sciences des Matériaux de l'Université de Lille I, juin 1990* – « Etude par microscopie electronique en transmission des défauts structuraux induits par les contraintes dans les heterostructures $Ga_{1-X}In_XAs$/InP et $Ga_{1-X}In_XAs$/GaAs. »

Herman91 M.A. Herman, D. Bimberg et J. Christen – « Heterointerfaces in quantum wells and epitaxial growth processes: Evaluation by luminescence techniques » – *J. Appl. Phys.*, 70, p. R1

HermanPxxx Molecular Beam Epitaxy (2nde édition) – M.A. Herman et H. Sitter – Ed. Springer-Verlag, Springer Series in Materials Science 7, 1996 – *Se reporter Page xxx du volume.*

Heyn03 Ch. Heyn, S. Mendach, S. Löhr, S. Beyer, S. Schnüll et W. Hansen – « Growth of shallow InAs HEMTs with metamorphic buffer » – *J. Crystal Growth*, 251, p. 832

Hiraoka88 Y.S. Hiraoka et J. Yoshida – « Two-dimensional analysis of the surface recombination effect on current gain for GaAlAs/GaAs HBT's » – *IEEE Trans. Electron Devices*, 35(7), p. 857

Ho92 W.J. Ho, N.L. Wang, M.F. Chang, A. Sailer et J.A. Higgins – « Self-aligned, emitter-edge-passivated AlGaAs/GaAs HBTs with extrapolated maximum oscillation frequency of 350 GHz » – *IEEE Trans. Electron Devices*, 39(11), p. 2655

Hohnisch95 M. Hohnisch, H.-J. Herzog and F. Schäffler – « Relaxation of compositionnally graded $Si_{1-X}Ge_X$ buffers: a TEM study » – *J. Crystal Growth*, 157, p. 126

Hoke93 W.E. Hoke, P.J. Lemonias, D.G. Weir et H.T. Hendriks – « MBE growth of boron-doped GaAs films » – *J. Vac. Sci. Technol. B*, 11(3), p.902

Hoke99 W.E. Hoke, P.J. Lemonias, J.J. Mosca, P.S. Lyman, A. Torabi, P.F. Marsh, R.A. McTaggart, S.M. Lardizabal et K. Hetzler – « Moleculer beam epitaxial growth and device performance of metamorphic HEMT structures fabricated on GaAs substrates » – *J. Vac. Sci. Technol. B*, 17(3), p.1131

Hoke01 W.E. Hoke, P.J. Lemonias, T.D. Kennedy, A. Torabi, E.K. Tong, R.J. Bourque, J.-H. Jang, G. Cueva, D.C. Dumka, I. Adesida, K.L. Chang et K.C. Hsieh – « Metamorphic HBTs and *P-I-N* photodiodes on GaAs substrates prepared by MBE » – *J. Vac. Sci. Technol. B*, 19(4), p.1505

Hoke03 W.E. Hoke, T.D. Kennedy, A. Torabi, C.S. Whelan, P.F. Marsh, R.E. Leoni, S.M. Lardizabal, Y. Zhang, J.H. Jang, I. Adesida, C. Xu et K.C. Hsieh – « Properties of metamorphic materials and device structures on GaAs substrates » – *J. Crystal Growth*, 251, p. 804 & auteurs précités exceptés : S.M. Lardizabal, Y. Zhang, J.H. Jang, I. Adesida – « High indium metamorphic HEMT on a GaAs substrate » – *ibid.*, p. 827

Holmes95 D.M. Holmes, J.G. Belk, J.L. Sudijono, J.H. Neave, T.S. Jones et B.A. Joyce – « Differences between As2 and As4 in the homoepitaxial growth of GaAs(110) by MBE » – *Appl. Phys. Lett.*, 67(19), p. 2848

Horio95 K. Horio et A. Nakatani – « Analysis of carrier-blocking effect in AlGaAs/GaAs HBT's with insulating external collector and design criteria for collector-up HBT's » – *IEEE Trans. Electron Devices*, 42(11), p. 1897

Houghton90 D.C. Houghton, C.J. Gibbings, C.G. Tuppen, M.H. Lyons et M.A.G. Halliwell – « Equilibrium critical thickness for $Si_{1-X}Ge_X$ strained layers on (100) Si » – *Appl. Phys. Lett.*, 56(5), p. 460

Houghton91 D.C. Houghton – « Strain relaxation kinetics in $Si_{1-X}Ge_X$ heterostructures » – *J. Appl. Phys.*, 70(4), p. 2136

Houston00 P.A. Houston – « High-frequency HBT device design and technology » – *Electronics & Communication Engineering Journal*, October 2000, p.220

Houtsma04 V.E. Houtsma, J. Chen, J. Frackoviak, T. Hu, R.F. Kopf, R.R. Reyes, A. Tate, Y. Yang, N.G. Weimann et Y.K. Chen – « Self-heating of submicrometer InP-InGaAs DHBTs » – *IEEE Electron Device Lett.*, 25(6), p. 357

Hsin00 Y.M. Hsin et P.M. Asbeck – « Experimental I-V characteristics of AlGaAs/GaAs and GaInP/GaAs (D)HBTs with thin bases » – *Solid State Electronics*, 44, p. 587

Hsu92 J.W.P. Hsu, E.A. Fitzgerald, Y.H. Xie, P.J. Silverman et M.J. Cardillo – « Surface morphology of related Ge_XSi_{1-X} films » – *Appl. Phys. Lett.*, 61(11), p. 1293

Hu92 J. Hu, D. Pavlidis et K. Tomizawa – « Monte Carlo studies of the effect of emitter junction grading on the electron transport in InAlAs/InGaAs HBTs » – *IEEE Trans. Electron Devices*, 39(6), p. 1273

Hu95 J.C. Hu, M.D. Deal et J.D. Plummer – « Modeling the diffusion of implanted be in GaAs » – *J. Appl. Phys.*, 78(3), p. 1606

Huang95 C.-H. Huang, T.-L. Lee et H.-H. Lin – « Relation between the collector current and the two-dimensional electron gas stored in the base-collector heterojunction notch of InAlAs/InGaAs/InAlGaAs DHBTs » – *Solid State Electronics*, 38(10), p. 1765

Hudait03 M.K. Hudait, Y. Lin, M.N. Palmisiano et S.A. Ringel – « 0.6-eV bandgap $In_{0.69}Ga_{0.31}As$ thermophotovoltaic devices grown on $InAs_YP_{1-Y}$ step-graded buffers by MBE » – *IEEE Electron Device Lett.*, 24(9), p. 538 & M.K. Hudait, Y. Lin, D.M. Wilt, J.S. Speck, C.A. Tivarus, E.R. Heller, J.P. Pelz et S.A. Ringel – « High-quality $InAs_YP_{1-Y}$ step-graded buffer by MBE » – *Appl. Phys. Lett.*, 82(19), p. 3212

Hudait04 M.K. Hudait, Y. Lin, M.N. Palmisiano, C. Tivarus, J.P. Pelz et S.A. Ringel – « Comparison of mixed anion, $InAs_YP_{1-Y}$ and mixed cation, $In_XAl_{1-X}As$ metamorphic buffers grown by MBE on (100) InP substrates » – *J. Appl. Phys.*, 95(8), p. 3952

Hull88 R. Hull, J.C. Bean, D.J. Werder et R.E. Leibenguth – « *In situ* observations of misfit dislocation propagation in Ge_XSi_{1-X}/Si(100) heterostructures » – *Appl. Phys. Lett.*, 52(19), p. 1605

Hull89 R. Hull, J.C. Bean et C. Buescher – « A phenomenological description of strain relaxation in Ge_XSi_{1-X}/Si(100) heterostructures » – *J. Appl. Phys.*, 66(12), p. 5837

Hussain04 T. Hussain, Y. Royter, D. Hitko, M. Montes, M. Madhav, I. Milosavljevic, R. Rajavel, S. Thomas, M. Antcliffe, A. Arthur, Y. Boegeman, M. Sokolich, J. Li et P. Asbeck – « First demonstration of sub-0,25µm-width emitter InP-DHBTs with >400 GHz f_T and >400 GHz f_{MAX} » – *IEDM04*, 22.3.1

Hwang99 H.-P. Hwang, J.-L. Shieh et J.-I. Chyi – « D.c. and microwave characteristics of $In_{0.32}Al_{0.68}As/In_{0.33}Ga_{0.67}As$ HBTs grown on GaAs » – *Solid State Electronics*, 43, p. 463

Ida96 M. Ida, S. Yamahata, K. Kurishima, H. Ito, T. Kobayashi et Y. Matsuoka – « Enhancement of F_{MAX} in InP/InGaAs HBT's by selective MOCVD growth of heavily-doped extrinsic base regions » – *IEEE Trans. Electron Devices*, 43(11), p. 1812

Ida00 M. Ida, K. Kurishima, H. Nakajima, N. Watanabe et S. Yamahata – « Undoped-emitter InP/InGaAs HBTs for high-speed and low-power applications » – *IEDM00*, 8.6.1

Ida01 M. Ida, K. Kurishima, N. Watanabe et T. Enoki – « InP/InGaAs DHBTs with 341-Ghz f_T at high current density of over 800 kA/cm² » – *IEDM01*, 35.4.1

Ida02 M. Ida, K. Kurishima et N. Watanabe – « Over 300GHz f_T and f_{max} InP/InGaAs DHBTs with a thin pseudomorphic base » – *IEEE Electron Device Lett.*, 23(12), p. 694

Ida03 M. Ida, K. Kurishima, K. Ishii et N. Watanabe – « High-speed InP/InGaAs DHBTs with a thin pseudomorphic base » – *IEEE GaAs Digest*, 2003, p. 211

IET *Site Internet du fondeur : Intelligent Epitaxy Technology (Richardson, Texas – USA)* – IET se distingue par l'utilisation de bâtis industriels en SSMBE équipés d'un contrôle dynamique optique des flux III.

III-VsReview Advanced Semiconductors Buyers' Guide 2002/2003 – III-Vs Review – Ed. Elsevier

Iizuka95 N. Iizuka, K. Tsuda, T. Nozu, T. Sugiyama, Y. Kuriyama et M. Obara – « MBE growth for a heavily-doped thin base layer of HBTs used for high-speed integrated circuits » – *J. Crystal Growth*, 150, p. 1297

Ilegems77 M. Ilegems – « Beryllium doping and diffusion in molecular-beam epitaxy of GaAs and $Al_XGa_{1-X}As$ » – *J. Appl. Phys.*, 48(3), p. 1278

Imada04 A. Imada, T. Mukai, A. Fujiwara, H.-J. Lee, S. Hasegawa et H. Asahi – « Reduced temperature dependence of refractive index in TlInGaAs by addition of Tl » – *IPRM04*, WP-42

Ishibashi01 T. Ishibashi – « Nonequilibrium electron transport in HBTs » – *IEEE Trans. Electron Devices*, 48(11), p. 2595

Ishida95 H. Ishida et D. Ueda – « Orientation effect on AlGaAs/GaAs HBTs » – *IEEE Electron Device Lett.*, 16(10), p. 448

Ito86 H. Ito – « Generation-recombination current in the emitter-base junction of AlGaAs/GaAs HBTs » – *Jpn. J. Appl. Phys.*, 25(9), p. 1400

Ito91 H. Ito, T. Furuta et T. Ishibashi – « Minority electron lifetimes in heavily doped *p*-type GaAs grown by MBE » – *Appl. Phys. Lett.*, 58(25), p. 2936

Ito92 H. Ito, O. Nakajima, T. Furuta et J.S. Harris Jr. – « Influence of dislocations on the DC characteristics of AlGaAs/GaAs heterojunction bipolar transistors » – *IEEE Electron Device Lett.*, 13(5), p. 232

Ito96 H. Ito, S. Yamahata et K. Kurishima – « Evaluation of base transit time in ultra-thin carbon-doped base InP/InGaAs HBT » – *Electron. Lett.*, 32(15), p. 1413

Itoh98 M. Itoh, G.R. Bell, A.R. Avery, T.S. Jones, B.A. Joyce et D.D. Vvedensky – « Island nucleation and growth on reconstructed GaAs(001) surface » – *Phys. Rev. Lett.*, 81(3), p. 633

Jäckel02 H. Jäckel, U. Hammer, J. Ruiz, I. Schnyder, V. Schwarz, M. Gaspar, D. Huber, M. Rohner et A. Huber – « High speed InP-based HBTs and OEICs » – *IEDM02*, 4.1

Jackson93 S.L. Jackson, J.N. Baillargeon, A.P. Curtis, X. Liu, J.E. Baker, J.I. Malin, K.C. Hsieh, S.G. Bishop, K.Y. Cheng et G.E. Stillman – « Generation of fast-switching As_2 and P_2 beams from AsH_3 and PH_3 for GSMBE growth of InGaAs/InP MQW and SL structures » – *J. Vac. Sci. Technol. B*, 11(3), p. 1045

Jain95 U. Jain, S.C. Jain, A.H. Harker et R. Bullough – « Nucleation of dislocation loops in strained epitaxial layers » – *J. Appl. Phys.*, 77(1), p. 103

Jalali89 B. Jalali, R.N. Nottenburg, Y.K. Chen, A.F.J. Levi, D. Sivco, A.Y. Cho et D.A. Humphrey – « Near-ideal lateral scaling in abrupt AlInAs/InGaAs HBT prepared by MBE » – *Appl. Phys. Lett.*, 54(23), p. 2333

Jalali90a B. Jalali, R.N. Nottenburg, A.F.J. Levi, R.A. Hamm, M.B. Panish, D. Sivco et A.Y. Cho – « Base doping limits in heterostructure bipolar transistors » – *Appl. Phys. Lett.*, 56(15), p. 1460

Jalali90b B. Jalali, Y.-K. Chen, R.N. Nottenburg, D. Sivco, D.A. Humphrey et A.Y. Cho – « Influence of base thickness on collector breakdown in abrupt InAlAs/InGaAs HBTs » – *IEEE Electron Device Lett.*, 11(9), p. 400

JalaliPxxx <u>InP HBTs : Growth, Processing and Applications</u> – B. Jalali and S. J. Pearton – Ed. Artech House Publishers, 1995 – *Se reporter Page xxx du volume*.

Jang01 J.H. Jang, G. Cueva, D.C. Dumka, W.E. Hoke, P.J. Lemonias et L. Adesida – « Long wavelength $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ metamorphic p-i-n photodiodes on GaAs substrates » – *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 13(2), p.151

Jastrzebski75 L. Jastrzebski, J. Lagowski et H.C. Gatos – « Application of scanning electron microscopy to determination of surface recombination velocity: GaAs » – *Appl. Phys. Lett.*, 27(10), p. 537

Jensen91 J.F. Jensen, W.E. Stanchina, R.A. Metzger, D.B. Rensch, R.F. Lohr, R.W. Quen, M.W. Pierce, Y.K. Allen et P.F. Lou – « AlInAs/GaInAs HBT IC technology » – *IEEE Journal of Solid-State Circuits*, 26(3), p. 415

Jeong03 Y. Jeong, Y. Song, S. Choi, M. Yoon et K. Yang – « F_{MAX} enhancement in InP-based DHBTs using a new lateral reverse-etching technique » – *IPRM03*, TuA1.3

Jesser67 W.A. Jesser et D. Kühlmann-Wilsdorf – *Phys. Stat. Sol.*, 19, p. 95 (MH)

Jesser88 W.A. Jesser et J.H Van Der Merwe – « An exactly solvable model for calculating critical misfit and thickness in epitaxial superlattices. II. Layers of unequal elastic constants and thicknesses » – *J. Appl. Phys.*, 63(6), p. 1928 (voir [Merwe88])

Jesson93 D.E. Jesson, S.J. Pennycook, J.-M. Baribeau et D.C. Houghton – « Direct imaging of surface cusp evolution during strained-layer epitaxy and implications for strain relaxation » – *Phys. Rev. Lett.*, 71(11), p. 1744

Jian98 J. Jian, J.X. Zhou, Z. Zhong et C. Soo-Jin – « Atom diffusion during MBE growth on patterned substrate » – *Microelectronic Engineering*, 43, p.409

Jin03 Z. Jin, F. Otten, S. Neumann, T. Reimann, W. Prost et F.-J. Tegude – « Passivation of graded-base InP/InGaAs/InP DHBTs by room-temperature deposited SiN_X » – *IPRM03*, TuP16

Jin04 Z. Jin, W. Prost, S. Neumann et F.J. Tegude – « Current transport mechanisms and their effects on the performances of InP-based DHBTs with different base structures » – *Appl. Phys. Lett.*, 84(15), p. 2910 & Z. Jin, S. Neumann, W. Prost et F.-J. Tegude – « Surface recombination mechanism in graded-base InGaAs-InP HBTs » – *IEEE Trans. Electron Devices*, 51(6), p. 1044

Joe03 J.H. Joe et M. Missous – « Effects of compositionally graded bases and annealing on InGaP-GaAs HBTs grown by MBE using a GaP decomposition source » – *2003 GaAs Symposium, Munich*, p.267

Johnson93 F.G. Johnson, G.W. Wicks, R.E. Viturro et R. LaForce – « MBE growth of arsenide/phosphide heterostructures using valved, solid group V sources » – *J. Vac. Sci. Technol. B*, 11(3), p. 823

Johnson00 S.R. Johnson, P. Dowd, W. Braun, U. Koelle, C.M. Ryu, M. Beaudoin, C.-Z. Guo et Y.-H. Zhang – « Long wavelength pseudomorphic InGaPAsSb type-I and type-II active layers grown on GaAs » – *J. Vac. Sci. Technol. B*, 18(3), p. 1545

Joulaud03 L. Joulaud, J. Mangeney, J.-M. Lourtioz, P. Crozat et G. Patriarche – « Thermal stability of ion-irradiated InGaAs with (sub-) picosecond carrier lifetime » – *Appl. Phys. Lett.*, 82(6), p. 856

Jourba99 S. Jourba, M. Gendry, P. Regreny et G. Hollinger – « Highly strained $In_XGa_{1-X}As$/InP quantum wells grown by SSMBE for applications in the 2-2.3µm spectral range » – *J. Crystal Growth*, 201, p. 1101

Jourdan92 N. Jourdan, F. Alexandre, C. Dubon-Chevallier, J. Dangla et Y. Gao – « Heavily doped GaAs(Be)/GaAlAs HBT's grown by MBE with high device performances and high thermal stability » – *IEEE Trans. Electron Devices*, 39(4), p. 767

Joyce86 B.A. Joyce, P.J. Dobson, J.H. Neave, K. Woodbridge, J. Zhang, P.K. Larsen et B. Bôlger – « RHEED studies of heterojunction and quantum well formation during MBE growth – from multiple scattering to band offsets » – *Surf. Sci.*, 168, p. 423

Jusserand90 B. Jusserand, F. Mollot, J.-M. Moison et G. Le Roux – « Atomic-scale roughness of GaAs/AlAs interfaces : a Raman scattering study of asymmetrical short-period superlattices » – *Appl. Phys. Lett.*, 57(6), p. 560

Kadoiwa99 K. Kadoiwa, S. Izumi, Y. Yamamoto, N. Hayafuji et T. Sonoda – « Novel InGaAs contact layer growth for hetero-junction bipolar transistors (HBTs) by using the multiple group-V source molecular beam epitaxy (MBE) system » – *J. Crystal Growth*, 203, p. 18

Kahn03 M. Kahn, S. Blayac, M. Riet, Ph. Berdaguer, V. Dhalluin, F. Alexandre et J. Godin – « Measurement of base and collector transit times in thin-base InGaAs/InP HBT » – *IEEE Electron Device Lett.*, 24(7), p. 430

Kahn04 Mathias Kahn – *Thèse en Sciences de l'Université de Paris XI Orsay, juin 2004* – « Transistor Bipolaire à Hétérojonction GaInAs/InP pour circuits ultra-rapides : structure, fabrication et caractérisation »

Kanbe84 H. Kanbe *et al.* – « (In,Ga)As/InP n-p-n HBTs grown by Liquid Phase Epitaxy with high DC current gain » – *IEEE Electron Device Lett.*, 5(5), p. 172

Kaneto93 T. Kaneto, K.W. Kim et M.A. Littlejohn – « A comparison of minority electron transport in $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ and GaAs » – *Appl. Phys. Lett.*, 63(1), p. 48

Kang95 J.M. Kang, C.S. Son, M.-S. Kim, Y. Kim, S.-K. Min et C.S. Kim – « Origin of crystallographic tilt in InGaAs/GaAs(001) heterostructures » – *Appl. Phys. Lett.*, 67(05), p. 641

Kangawa02 Y. Kangawa, T. Ito, A. Taguchi, K. Shiraishi, T. Irisawa et T. Ohachi – « Monte Carlo simulation for temperature dependence of Ga diffusion length on GaAs(001) » – *Appl. Surf. Sci.,* 190, p. 517

Kasper77 E. Kasper et H.-J. Herzog – « Elastic strain and misfit dislocation density in $Si_{0.92}Ge_{0.08}$ films on silicon substrates » – *Thin Solid Films,* 44, p. 357

Kavanagh88 K.L. Kavanagh, M.A. Capano, L.W. Hobbs, J.C. Barbour, P.M.J. Marée, W. Schaff, J.W. Mayer, D. Pettit, J.M. Woodall, J.A. Stroscio et R.M. Feenstra – « Asymmetries in dislocation densities, surface morphology, and strain of GaInAs/GaAs single heterolayers » – *J. Appl. Phys.*, 64(10), p. 4843

Kavanagh92 K.L. Kavanagh, J.C.P. Chang, J. Chen, J.M. Fernandez et H.H. Wieder – « Lattice tilt and dislocations in compositionally step-graded buffer layers for mismatched InGaAs/GaAs heterointerfaces » – *J. Vac. Sci. Technol. B*, 10(4), p.1820

Kidd96 P. Kidd, D.J. Dunstan, H.G. Colson, M.A. Lourenço, A. Sacedón, F. González-Sanz, L. González, Y. González, R. García, D. González, F.J. Pacheco et P.J. Goodhew – « Comparison of the crystalline quality of step-graded and continuously graded InGaAs buffer layers » – *J. Crystal Growth*, 169, p. 649

Kikawa99 T. Kikawa, S. Takatani, H. Masuda et T. Tanoue – « Passivation of InP-based HBTs in relation to surface Fermi level » – *Jpn. J. Appl. Phys.*, 38(1/2B), p. 1195

AKim99 A.Y. Kim, W.S. McCullough et E.A. Fitzgerald – « Evolution of microstructure and dislocation dynamics in $In_XGa_{1-X}P$ graded buffers grown on GaP by MOVPE : engineering device-quality substrate materials » – *J. Vac. Sci. Technol. B*, 17(4), p. 1485

AKim00 A.Y. Kim, M.E. Groenert et E.A. Fitzgerald – « Visible LED grown on optimized $\nabla_X[In_XGa_{1-X}]P/GaP$ epitaxial transparent substrates with controlled dislocation density » – *J. Electron. Mater.*, 29(8), p. L9

MKim02 M. Kim, T. Kim, S. Jeon, M. Yoon, Y.-S. Kwon et K. Yang – « Performance of new self-aligned InP/InGaAs HBTs using crystallographically defined emitter contact technology » – *Jpn. J. Appl. Phys.*, 41(1-2B), p. 1139

MKim03 M. Kim, S.-K. Jeon, S.-H. Shin et Y.-S. Kwon – « New self-aligned InP/InGaAs HBTs with InGaAs dummy emitter for crystallographically defined emitter contact » – *IPRM03*, TuP8

SOKim00 S.O. Kim, P.Velling, U. Auer, M. Agethen, W. Prost et F.-J. Tegude – « High f_T, high current gain InP/InGaAs:C HBT grown by LP-MOVPE with non-gaseous sources » – *IPRM00*, WB2.1 & S.O. Kim, P.Velling, M. Agethen, Th. Reimann, W. Prost et F.-J. Tegude – « InP-based HBT with graded InGaAlAs base layer grown by LP-MOVPE » – *GaAs IC 2000*

Kim02a Y.M. Kim, M.J.W. Rodwell et A.C. Gossard – « Thermal characteristics of InP, InAlAs and AlGaAsSb metamorphic buffer layers used in $In_{0.52}Al_{0.48}As/In_{0.53}Ga_{0.47}As$ HBTs grown on GaAs substrates » – *J. Electron. Mater.*, 31(3), p. 196

Kim02b Y.M. Kim, M. Dahlstrŏm, S. Lee, M.J.W. Rodwell et A.C. Gossard – « $InP/In_{0.53}Ga_{0.47}As/InP$ DHBTs on GaAs substrates using InP metamorphic buffer layer » – *Solid State Electronics*, 46, p. 1541

Kim02c Y.M. Kim, M. Dahlstrŏm, S. Lee, M.J.W. Rodwell et A.C. Gossard – « High-performance $InP/In_{0.53}Ga_{0.47}As/InP$ Double HBTs on GaAs substrates » – *IEEE Electron Device Lett.*, 23(6), p. 297

Kim02d Y.M. Kim, M. Urteaga, M.J.W. Rodwell et A.C. Gossard – « High speed, low leakage current $InP/In_{0.53}Ga_{0.47}As/InP$ metamorphic Double HBTs » – *Electron. Lett.*, 38(21), p. 1288

Kim03a Y.M. Kim, M. Dahlstrŏm, M.J.W. Rodwell et A.C. Gossard – « Thermal properties of metamorphic buffer materials for growth of InP DHBTs on GaAs substrates » – *IEEE Trans. Electron Devices*, 50(5), p. 1411

Kim03b Y.M. Kim, M. Urteaga, M. Dahlstrom, M.J.W. Rodwell et A.C. Gossard – « 200 GHz f_{max}, f_T $InP/In_{0.53}Ga_{0.47}As/InP$ metamorphic DHBTs on GaAs substrates » – *IPRM03*, TuP13 & Diaporama en @ccès libre sur le site web personnel du Pr. Mark J.W. Rodwell

Kim04 Y.M. Kim, Z. Griffith, M.J.W. Rodwell et A.C. Gossard – « High bandwith and low-leakage current InP-$In_{0.53}Ga_{0.47}As$-InP DHBTs on GaAs substrate » – *IEEE Electron Device Lett.*, 25(4), p. 170

Kimerling78 L.C. Kimerling – « Recombination enhanced defect reactions » – *Solid-State Electronics*, 21, p. 1391

Kirk62 C.T. Kirk – « A theory of transistor cutoff frequency (f_{tau}) fall-off at high current density » – *IEEE Trans. Electron Devices*, 9, p. 164

Kitabayashi95 H. Kitabayashi et T. Waho – « Atomic force microscope observation of the initial stage of InAs growth on GaAs substrates » – *J. Crystal Growth*, 150, p. 152

Kondow96 M. Kondow, S. Natatsuka, T. Kitatani, Y. Yazawa et M. Okai – « Room-temperature continuous-wave operation of GaInNAs/GaAs laser diode » – *Electron. Lett.*, 32(24), p. 2244

Kostrzewa03a M. Kostrzewa, P. Regreny, M.P. Besland, J.L. Leclercq, G. Grenet, P. Rojo-Romeo, E. Jalaguier, P. Perreau, H. Moriceau, O. Marty et G. Hollinger – « High quality epitaxial growth on new InP/Si substrate » – *IPRM03*, ThA1.5

Kostrzewa03b M. Kostrzewa, G. Grenet, P. Regreny, J.L. Leclercq, N. Mokni, A. Danescu, F. Sidoroff, E. Jalaguier, P. Perreau, H. Moriceau et G. Hollinger – « Feasibility of strain relaxed InAsP and InGaAs compliant substrates » – *IPRM03*, ThP12

Kotani03 K. Kotani, R. Yamabi, T. Kawasaki, M. Yanagisawa, S. Yaegassi et H. Yano – « High-speed and uniform self-aligned InGaAs/InP HBTs for 40 Gb/s fiber optic communications applications » – *Jpn. J. Appl. Phys.*, 42(1-4B), p. 2352

Koumetz96 S. Koumetz, J. Marcon, K. Ketata, M. Ketata, F. Lefebvre, P. Martin et P. Launay – « Post-growth diffusion of Be doped InGaAs epitaxial layers : experimental and simulated distributions » – *Materials Science and Engineering B*, 37, p. 208

Krapf97 P. Krapf, Y. Robach, M. Gendry et L. Porte – « Influence of step edges elastic relaxation on the morphology of compressively and tensilely strained $In_{1-X}Ga_XAs$ layers epitaxially grown on InP » – *J. Crystal Growth*, 181, p. 337

Kret99 S. Kret, T. Benabbas, C. Delamarre, Y. Androussi, A. Dubon, J.Y. Laval, A. Lefebvre – « High resolution electron microscope analysis of lattice distortions and In segregation in highly strained $In_{0.35}Ga_{0.65}As$ coherent islands grown on GaAs(001) » – *J. Appl. Phys.*, 86(4), p. 1988

Krishnamoorthy91 V. Krishnamoorthy, P. Ribas et R.M. Park – « Strain relief study concerning the $In_XGa_{1-X}As/GaAs$ ($0,07 \leq x \leq 0,5$) material system » – *Appl. Phys. Lett.*, 58(18), p. 2000

Krishnamoorthy92a V. Krishnamoorthy, Y. W. Lin et R. M. Park – « Application of critical compositional difference concept to the growth of low dislocation density ($< 10^4/cm^2$) $In_XGa_{1-X}As$ ($x \leq 0,5$) on GaAs » – *J. Appl. Phys.*, 72(5), p. 1752

Krishnamoorthy92b V. Krishnamoorthy, Y.W. Lin, L. Calhoun, H.L. Liu et R.M. Park – « Residual strain analysis of $In_XGa_{1-X}As/GaAs$ heteroepitaxial layers » – *Appl. Phys. Lett.*, 61(22), p. 2680

Krishnan01 S. Krishnan, M. Dahlström, T. Mathew, Y. Wei, D. Scott, M. Urteaga, M.J.W. Rodwell, W.K. Liu, D. Lubyshev, X.M. Fang et Y. Wu – « InP/InGaAs/InP DHBTs with 300 GHz F_{MAX} » – *IPRM01*, TuB1-2

Kroemer04 H. Kroemer – « The 6.1å family (InAs, GaSb, AlSb) and its heterostructures : a selective review » – *Physica E*, 20, p. 196

Kui94 J. Kui, W.A. Jesser et S.H. Jones – « Misfit dislocation generation mechanisms in InGaAs/GaAs heterostructures » – *J. Appl. Phys.*, 76(12), p. 7829

Kuo99 H.C. Kuo, D. Ahmari, B.G. Moser, J. Mu, M. Hattendorf, D. Scott, R. Meyer, M. Feng et G.E. Stillman – « Growth of carbon doping $Ga_{0.47}In_{0.53}As$ using CBr_4 by GSMBE for InP/InGaAs HBT applications » – *J. Vac. Sci. Technol. B*, 17(3), p.1185

Kurishima91 K. Kurishima, T. Makimoto, T. Kobayashi et T. Ishibashi – « InP/InGaAs HBTs grown at low temperature by MOCVD » – *Jpn. J. Appl. Phys.*, 30(2B), p. L258

Kurishima93 K. Kurishima, H. Nakajima, T. Kobayashi, Y. Matsuoka et T. Ishibashi – « High-speed InP/InGaAs DHBTs with suppressed collector currentblocking » – *Appl. Phys. Lett.*, 62(19), p. 2372

Kurishima94 K. Kurishima, H. Nakajima, T. Kobayashi, Y. Matsuoka et T. Ishibashi – « Fabrication and characterization of high-performance InP/InGaAs DHBTs » – *IEEE Trans. Electron Devices*, 41(8), p. 1319

Kurishima95 K. Kurishima, H. Nakajima, S. Yamahata, T. Kobayashi et Y. Matsuoka – « Effects of a compositionnally-graded $In_XGa_{1-X}As$ base in abrupt-emitter InP/InGaAs HBT » – *Jpn. J. Appl. Phys.*, 34(1-2B), p. 1221

Kvam93 E.P. Kvam et R. Hull – « Surface orientation and stacking fault generation in strained epitaxial growth » – *J. Appl. Phys.*, 73(11), p. 7407

Kwon03 O. Kwon, M.M. Jazwiecki, R.N. Sacks et S.A. Ringel – « High-performance, metamorphic $In_XGa_{1-X}As$ tunnel diodes grown by MBE » – *IEEE Electron Device Lett.*, 24(10), p. 613

LaBella99 V.P. LaBella, H. Yang, D.W. Bullock, P.M. Thibado, P. Kratzer et M. Scheffler – « Atomic structure of the GaAs(001)-(2x4) surface resolved using STM and first-principles theory » – *Phys. Rev. Lett.*, 83(15), p. 2989

Lacey98 G. Lacey, C.R. Whitehouse, P.J. Parbrook, A.G. Cullis, A.M. Keir, P. Möck, A.D. Johnson, G.W. Smith, G.F. Clark, B.K. Tanner, T. Martin, B. Lunn, J.H.C. Hogg, M.T. Emeny, B. Murphy et S. Bennett – « In-situ direct measurement of activation energies for the generation of misfit dislocations in the InGaAs/GaAs (001) system » – *Appl. Surf. Sci.,* 123, p. 718

Lambert83 M. Lambert et D. Huet – « Epitaxie par jets moléculaires de InGaAs et de InP sur substrats de InP » – *Revue de Physique Appliquée*, 18, p.757

Lampin97a J.-F. Lampin et F. Mollot – « Light-hole resonant tunneling through a tensile-strained GaAsP quantum well » – *Appl. Phys. Lett.*, 71(8), p. 1080

Lampin97b Jean-François Lampin – *Thèse en Electronique de l'Université de Lille I, octobre 1997* – « Application des contraintes biaxiales à l'amélioration du transport vertical des trous dans les hétérostructures. »

Laskar93 J. Laskar, R.N. Nottenburg, J.A. Baquedano, A.F.J. Levi et J. Kolodzey – « Forward transit delay in $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ HBTs with nonequilibrium transport » – *IEEE Trans. Electron Devices*, 40(11), p. 1942

LeCorre87 A. LeCorre, J. Caulet, M. Gauneau, S. Loualiche, H. L'Haridon, D. Lecrosnier, A. Roizes et J.P. David – « Influence of oxygen incorporation on beryllium-doped InGaAs grown by molecular beam epitaxy » – *Appl. Phys. Lett.*, 51(20), p. 1597

Lee87 M.K. Lee, D.S. Wuu et H.H. Tung – « Heteroepitaxial growth of InP on GaAs by LP-MOCVD » – *J. Appl. Phys.*, 62(8), p. 3209

Lee89 W.-S. Lee, D. Ueda, T. Ma, Y.-C. Pao et J.S. Harris Jr. – « Effect of emitter-base spacing on the current gain of AlGaAs/GaAs HBTs » – *IEEE Electron Device Lett.*, 10(5), p. 200

Lee92 W.-S. Lee, T. Enoki, S. Yamahata, Y. Matsuoka et T. Ishibashi – « Submicrometer self-aligned AlGaAs/GaAs HBT process suitable for digital applications » – *IEEE Trans. Electron Devices*, 39(12), p. 2694

Lee98 Q. Lee, B. Agarwal, D. Mensa, R. Pullela, J. Guthrie, L. Samoska et M.J.W. Rodwell – « A > 400 GHz f_{MAX} Transferred-substrate HBT IC technology » – *IEEE Electron Device Lett.*, 19(3), p. 77

Lee99 Q. Lee, S.C. Martin, D. Mensa, R.P. Smith, J. Guthrie et M.J.W. Rodwell – « Submicron transferred-substrate HBTs » – *IEEE Electron Device Lett.*, 20(8), p. 396

Lee01 S. Lee, H.J. Kim, M. Urteaga, S. Krishnan, Y. Wei, M. Dahlström et M. Rodwell – « Transferred-substrate InP/InGaAs/InP DHBTs with f_{MAX} = 425 GHz » – *Electron. Lett.*, 37(17), p. 1096

Lee02 K. Lee, D. Yu, M. Chung, J. Kang et B. Kim – « New collector undercut technique using a SiN sidewall for low base contact resistance in InP/InGaAs SHBTs » – *IEEE Trans. Electron Devices*, 49(6), p. 1079

Lee03 R. Lee – « Accelerated life test results of InGaAs/InP HBTs » – *IEEE GaAs 2003 Digest*, p. 74

Lefebvre91 A. Lefebvre, C. Herbeaux et J. DiPersio – « Interactions of misfit dislocations in $In_XGa_{1-X}As$/GaAs interfaces » – *Philosophical Magazine A*, 63, p. 471

Lefebvre01 E. Lefebvre, Y. Cordier, F. Mollot, S. Demichel, D. Sicault, R. Teissier et J.-L. Pelouard – « Epitaxie par Jets Moléculaires pour TBH InP/InGaAs » – *Recueil des communications orales des 20èmes journées nationales sur l'Epitaxie par Jets Moléculaires, EJM2001*, Saint-Aygulf (France), 24-26 septembre 2001

Lefebvre02 E. Lefebvre, M. Zaknoune, F. Mollot, R. Teissier, D. Sicault et J.-L. Pelouard – « Optimisation of abrupt emitter-base junction for heavily Be-doped InP/$In_{0.53}Ga_{0.47}As$ HBT » – *IPRM02*, PII-33

Lefebvre03 E. Lefebvre, M. Zaknoune, Y. Cordier et F. Mollot – « Optimisation of buffer layers for InP-metamorphic HBT on GaAs » – *IPRM03*, ThP4

LeGoues92a F.K. LeGoues, B.S. Meyerson, J.F. Morar et P.D. Kirchner – « Mechanism and conditions for anomalous strain relaxation in graded thin films and superlattices » – *J. Appl. Phys.*, 71(9), p. 4230

LeGoues92b F.K. LeGoues, K. Eberl et S.S. Iyer – « Relaxation by the modified Frank-Read mechanism in compositionally uniform thin films » – *Appl. Phys. Lett.*, 60(23), p. 2862 & F.K. LeGoues, J.A. Ott, K. Eberl et S.S. Iyer – « *In situ* study of relaxation of SiGe thin films by the modified Frank-Read mechanism » – *Appl. Phys. Lett.*, 61(2), p. 174

LeGoues93 F.K. LeGoues, P.M. Mooney et J.O. Chu – « Crystallographic tilting resulting from nucleation limited relaxation » – *Appl. Phys. Lett.*, 62(2), p. 140 & F.K. LeGoues, P.M. Mooney et J. Tersoff – « Measurement of the activation barrier to nucleation of dislocations in thin films » – *Phys. Rev. Lett.*, 71(3), p. 396 + Erratum : *ibid.*, 71(19), p. 3234

Lelarge03 F. Lelarge, F. Gaborit et J.L. Gentner – « New multiwafer gas source MBE system for flexible and cost effective fabrication of GaInAsP/InP based opto-electronic devices » – *IPRM03*, TuB1.5

Leur88 R.H.M. van de Leur, A.J.G. Schellingerhout, F. Tuinstra et J.E. Mooij – « Critical thickness for pseudomorphic growth of Si/Ge alloys and superlattices » – *J. Appl. Phys.*, 64(6), p. 3043

Leuther03 A. Leuther, A. Tessmann, M. Dammann, W. Reinert, M. Schlechtweg, M. Mikulla, M. Walther et G. Weimann – « 70nm low-noise metamorphic HEMT technology on 4 inch GaAs wafers » – *IPRM03*, WA1.2

Levi87 A. Levi et Y.Yafet – « Nonequilibrium electron transport in bipolar devices » – *Appl. Phys. Lett.*, 51(1), p. 42

Levi88 A.F.J. Levi – « Scaling 'ballistic' heterojunction bipolar transistors » – *Electron. Lett.*, 24(20), p. 1273

Levi92 A.F.J. Levi, B. Jalali, R.N. Nottenburg et A.Y. Cho – « Vertical scaling in heterojunction bipolar transistors with nonequilibrium base transport » – *Appl. Phys. Lett.*, 60(4), p. 460

Li91 W.Q. Li et P. Bhattacharya – « MBE GaAs/$Al_{0.2}Ga_{0.8}As$ HBT on (311)A GaAs substrate with all-silicon doping » – *IEEE Trans. Electron Devices*, 38(12), p. 2718

Li93 X. Li, W.I Wang, A.Y. Cho et D.L. Sivco – « Amphoteric doping of Si in InAlAs/InGaAs/InP(311)A heterostructures grown by MBE » – *J. Vac. Sci. Technol. B*, 11(3), p.912

Li95a W. Li, Z. Wang, J. Liang, Q. Liao, B. Xu, Z. Zhu et B. Yang – « Investigation of the epitaxial growth of $In_XGa_{1-X}As$ on GaAs(001) and extension of two-dimensional-three-dimensional growth mode transition » – *Appl. Phys. Lett.*, 66(9), p. 1080

Li95b J.H. Li, E. Koppensteiner, G. Bauer, M. Hohnisch, H.-J. Herzog et F. Schäffler – « Evolution of strain relaxation in compositionally graded $Si_{1-X}Ge_X$ films on Si(001) » – *Appl. Phys. Lett.*, 67(2), p. 223

Li00 N.Y. Li, P.C. Chang, A.G. Baca, X.M. Xie, P.R. Sharps et H.Q. Hou – « DC characteristics of MOVPE-grown npn InGaP/InGaAsN DHBTs » – *Electron. Lett.*, 36(1), p. 81

WLi00 W. Li, J. Likonen, J. Haapamaa et M. Pessa – « Study of concentration-dependent Be diffusion in GaInP layers grown by GSMBE » – *J. Appl. Phys.*, 87(10), p. 7592

Li05 J.C. Li, M. Chen, D.A. Hitko, C.H. Fields, B. Shi, R. Rajavel, P.M. Asbeck et M. Sokolich – « A submicrometer 252 GHz f_T and 283 GHz f_{MAX} InP DHBT with reduced C_{BC} using selectively implanted buried subcollector (SIBS) » – *IEEE Electron Device Lett.*, 26(3), p. 136

Lievin85 J.-L. Lievin et F. Alexandre – « Ultra-high doping levels of GaAs with beryllium by molecular beam epitaxy » – *Electron. Lett.*, 21(10), p. 413

Lievin86 J.-L. Lievin, C. Dubon-Chevallier, F. Alexandre, G. Leroux, J. Dangla et D. Ankri – « $Ga_{0.72}Al_{0.28}As/Ga_{0.99}Be_{0.01}As$ Heterojunction Bipolar Transistor grown by Molecular Beam Epitaxy » – *IEEE Electron Device Lett.*, 7(2), p. 129

Lim99 Y.S. Lim, J.Y. Lee et T.W. Kim – « The strain relaxation in a lattice-mismatched heterostructure » – *J. Crystal Growth*, 200, p. 421

Lin85 H.-H. Lin et S.-C. Lee – « Super-gain AlGaAs/GaAs HBTs using an emitter edge-thinning design » – *Appl. Phys. Lett.*, 47(8), p. 839

Lind88 M.D. Lind, G.J. Sullivan, T.Y. Liu et H. Kroemer – « Rotational slip in III-V heterostructures grown by MBE » – *J. Appl. Phys.*, 64(5), p. 2746

Lipsanen96 H. Lipsanen, M. Sopanen, M. Taskinen, J. Tulkki et J. Ahopelto – « Enhanced optical properties of IT in situ passivated near-surface $Al_XGa_{1-X}As$/GaAs quantum wells » – *Appl. Phys. Lett.*, 68(16), p. 2216

Liu91a W.U. Liu, D. Costa et J.S. Harris Jr. – « Theoretical comparison of base bulk recombination current and surface recombination current of a mesa AlGaAs/GaAs HBT » – *Solid State Electronics*, 34(10), p. 1119

Liu91b W. Liu – « Experimental comparison of base recombination in abrupt and graded AlGaAs/GaAs HBTs » – *Electron. Lett.*, 27(23), p. 2115

Liu92a W. Liu – « Ideality factor of extrinsic base surface recombination current in AlGaAs/GaAs HBTs » – *Electron. Lett.*, 28(4), p. 379

Liu92b W.U. Liu et J.S. Harris Jr. – « Parasitic conduction current in the passivation ledge of AlGaAs/GaAs HBTs » – *Solid State Electronics*, 35(7), p. 891 & « Effects of emitter-base contact spacing on the current gain in HBTs » – *Jpn. J. Appl. Phys.*, 31(1/08), p. 2349

Liu92c W. Liu et J.S. Harris Jr. – « Diode ideality factor for surface recombination current in AlGaAs/GaAs HBTs » – *IEEE Trans. Electron Devices*, 39(12), p. 2726

Liu93 Y. Liu, S. Shimomura, N. Sano, K. Gamo, A. Adachi et S. Hiyamizu – « Improved GaAs/AlAs multilayer structures grown by MBE on patterned GaAs(100) substrates with ridges along the [001] direction » – *Semicond. Sci. Technol.*, 8, p. 2197

Liu95 W. Liu, D. Hill, H.-F. Chau, J. Sweder, T. Nagle et J. Delaney – « Laterally Etched Undercut (LEU) technique to reduce base-collector capacitances in HBTs » – *IEEE Proc. GaAs IC Symposium*, p. 167

Liu01 W.K. Liu, D. Lubyshev, Y. Wu, X.-M. Fang, T. Yurasits, A.B. Cornfeld, D. Mensa, S. Jaganathan, R. Pullela, M. Dahlström, P.K. Sundararajan, T. Mathew et M. Rodwell – « MBE growth of large diameter InP-based lattice-matched and metamorphic HBTs » – *IPRM01*, WP-40

Liu03 Amy W.K. Liu – Research & Development Manager, IQE – Diaporama communiqué suite à la conférence IPRM03, lié à [Lubyshev03] – Cliché publié avec l'aimable autorisation de IQE Inc., Bethlehem, PA, USA

Liu04 H.G. Liu, N. Tao, S.P. Watkins et C.R. Bolognesi – « Extraction of the average collector velocity in high-speed NpN InP/GaAsSb/InP DHBTs » – *IPRM04*, WA4-3 & « Extraction of the average collector velocity in high-speed "Type-II" InP-GaAsSb-InP DHBTs » – *IEEE Electron Device Lett.*, 25(12), p. 769

Lo88 Y.H. Lo, M.C. Wu, H. Lee et S. Wang – « Dislocation microstructures on flat and stepped Si surfaces: guidance for growing high-quality GaAs on (100) Si substrates » – *Appl. Phys. Lett.*, 52(17), p. 1386

Longini62 R.L. Longini – « Rapid zinc diffusion in GaAs » – *Solid State Electronics*, 5(3), p. 127 (MH)

Lopez95 M. López et Y. Nomura – « Surface diffusion length of Ga adatoms in MBE on GaAs(100)-(110) facet structures » – *J. Crystal Growth*, 150, p. 68

Lopez97 J.M. López-González et L. Prat – « The importance of bandgap narrowing distribution between the conduction and valence bands in abrupts HBT's » – *IEEE Trans. Electron Devices*, 44(7), p. 1046

Lowney91 J.R. Lowney et H.S. Bennett – « Majority and minority electron and hole mobilities in heavily doped GaAs » – *J. Appl. Phys.*, 69(10), p. 7102

Lubyshev00 D. Lubyshev, W.K. Liu, T. Stewart, A.B. Cornfeld, J. Patton, J.M. Millunchick, W. Hoke, C. Meaton, K. Nichols et S.P. Svensson – « A comparative study of As, Sb and P-based metamorphic HEMT » – *2000 GaAs MANTECH Conference* & « MBE growth of high quality metamorphic HEMT structures on GaAs » – *IPRM00*, WP2.13

Lubyshev01 D. Lubyshev, W.K. Liu, T.R. Stewart, A.B. Cornfeld, X.-M. Fang, X. Xu, P. Specht, C. Kisielowski, M. Naidenkova, M.S. Goorsky, C.S. Whelan, W.E. Hoke, P.F. Marsh, J.M. Millunchick et S.P. Svensson – « Strain relaxation and dislocation filtering in metamorphic HEMT structures grown on GaAs substrates » – *J. Vac. Sci. Technol. B*, 19(4), p. 1510

Lubyshev03 D.I. Lubyshev, O.Malis, K. Teker, Y. Wu, J.M. Fastenau, X.-M. Fang, C. Doss, A.B. Cornfeld et W.K. Liu – « Production of next generation InP-HBT epiwafers by MBE » – *IPRM03*, ThB2.2

Lutryi94 S. Luryi – « How to make an ideal HBT and sell it too » – *IEEE Trans. Electron Devices*, 41(12), p. 2241

Lutz95 M.A. Lutz, R.M. Feenstra, F.K. LeGoues, P.M. Mooney et J.O. Chu – « Influence of misfit dislocations on the surface morphology of $Si_{1-X}Ge_X$ films » – *Appl. Phys. Lett.*, 66(6), p. 724

MacPherson96 G. MacPherson et P.J. Goodhew – « A refined scheme for the reduction of threading dislocation densities in $In_XGa_{1-X}As$/GaAs epitaxial layers » – *J. Appl. Phys.*, 80(12), p. 6706

MacPherson97 G. MacPherson et P.J. Goodhew – « Dislocation blocking in $In_XGa_{1-X}As$ ($x < 0.20$) layers grown on GaAs substrates revealed by strain sensitive etching with aqueous CrO_3-HF solutions » – *Appl. Phys. Lett.*, 70(21), p. 2873

Maigné94 P. Maigné et J.-M. Baribeau – « Measurement of residual strain in InGaAs buffer layers » – *J. Appl. Phys.*, 76(3), p. 1962

Maigné95 P. Maigné, M.W.C. Dharma-Wardana, D.J. Lockwood et J.B. Webb – « Relaxation in tensile-strained InAlSb/InSb heterostructures » – *J. Appl. Phys.*, 77(4), p. 1466

Maigné96 P. Maigné, M. Gendry, T. Venet, Y. Tahri et G. Hollinger – « Measurement of the extent of strain relief in InGaAs layers grown under tensile strain on InP(001) substrates » – *Appl. Phys. Lett.*, 69(5), p. 682

Maigné97 P. Maigné et D. Coulas – « Structural investigation of MOVPE grown InGaAs buffer layers » – *J. Crystal Growth*, 170, p. 743

Makimoto91 T. Makimoto, K. Kurishima, T. Kobayashi et T. Ishibashi – « InP/InGaAs Double HBT grown on Si » – *Jpn. J. Appl. Phys.*, 30(12B), p. 3815 & « InP/InGaAs DHBTs grown on (100) Si by MOCVD » – *IEEE Electron Device Lett.*, 12(7), p. 369

Malik83 R.J. Malik, J.R. Hayes, F. Capasso, K. Alavi et A.Y. Cho – « High-gain $Al_{0.48}In_{0.52}As/Ga_{0.47}In_{0.53}As$ vertical n-p-n HBTs grown by MBE » – *IEEE Electron Device Lett.*, 4(10), p. 383

Malik85 R.J. Malik, F. Capasso, R.A. Stall, R.A. Kiehl, R.W. Ryan, R. Wunder et C.G. Bethea – « High-gain, high-frequency AlGaAs/GaAs graded band-gap base bipolar transistors with a Be diffusion setback layer in the base » – *Appl. Phys. Lett.*, 46(6), p. 600

Malik89 R.J. Malik, L.M. Lunardi, R.W. Ryan, S.C. Shunk et M.D. Feuer – « Submicron scaling of AlGaAs/GaAs self-aligned thin emitter HBTs (SATE-HBT) with current gain independent of emitter area » – *Electron. Lett.*, 25(17), p. 1175

Marcon03 J. Marcon, M. Ihaddadene et K. Ketata – « Determination of beryllium and self-interstitial diffusion parameters in InGaAs » – *J. Crystal Growth*, 253, p. 174

Marée87 P.M.J. Marée, J.C. Barbour, J.F. van der Veen, K.L. Kavanagh, C.W.T. Bulle-Lieuwma et M.P.A. Viegers – « Generation of misfit dislocations in semiconductors » – *J. Appl. Phys.*, 62(11), p. 4413

Marsh02 P.F. Marsh, C.S. Whelan, W.E. Hoke, R.E. Leoni et T.E. Kazior – « Reliability of metamorphic HEMTs on GaAs substrates » – *Microelec. Reliability*, 42, p. 997

Martini01 S. Martini, A.A. Quivy, D. Ugarte, C. Lange, W. Richter et V.E. Tokranov – « Step bunching in InGaAs/GaAs quantum wells grown by MBE on GaAs(001) vicinal surfaces » – *J. Crystal Growth*, 227, p. 46

Masato91 H. Masato, T. Matsuno et K. Inoue – « $In_{0.5}Ga_{0.5}As$/InAlAs modulation-doped field effect transistors on GaAs substrates grown by low-temperature molecular beam epitaxy » – *Jpn. J. Appl. Phys.*, 30(12-B), p. 3850

Massies87 J. Massies, F. Turco, A. Saletes et J.P. Contour – « Experimental evidence of difference in surface and bulk compositions of $Al_XGa_{1-X}As$, $Al_XIn_{1-X}As$ and $Ga_XIn_{1-X}As$ epitaxial layers grown by MBE » – *J. Crystal Growth*, 80(2), p. 307

Massies92 J. Massies, N. Grandjean et V.H. Etgens – « Surfactant mediated epitaxial growth of $In_XGa_{1-X}As$ on GaAs(001) » – *Appl. Phys. Lett.*, 61(1), p. 99

Mateos00 J. Mateos, T. González, D. Pardo, V. Hoel, H. Happy et A. Cappy – « Improved Monte Carlo algorithm for the simulation of δ-doped AlInAs/GaInAs HEMT's» – *IEEE Trans. Electron Devices*, 47(1), p. 250

MathieuPxxx Physique des semiconducteurs et des composants électroniques (4ème édition) – Henry Mathieu – Ed. Masson, 1998 – *Se reporter Page xxx du volume*.

Matine96a N. Matine, J.L. Pelouard, F. Pardo, R. Teissier et M. Pessa – « Novel approach for InP-based ultrafast HBTs » – *IPRM96*, TuB1-3

Matine96b Noureddine Matine – *Thèse en Sciences de l'Université de Paris XI Orsay, juillet 1996* - « Réalisation et Caractérisation de Transistors Bipolaires à Hétérojonction InP/InGaAs/Métal (Structure MHBT) »

Matine98a N. Matine, M.W. Dvorak, J.L. Pelouard, F. Pardo et C.R. Bolognesi – « InP HBTs by vertical and lateral wet etching » – *IPRM98*, TuP-31

Matine98b N. Matine, M.W. Dvorak, C.R. Bolognesi, X. Xu, J. Hu, S.P. Watkins et M.L.W. Thewalt – « Nearly ideal InP/GaAsSb/InP DHBT with ballistically launched collector electrons » – *Electron. Lett.*, 34(17), p. 1700

Matine99 N. Matine, M.W. Dvorak, J.-L. Pelouard, F. Pardo et C.R. Bolognesi – « Fabrication and characterization of InP HBTs with emitter edges parallel to [001] and [010] crystal orientations » – *Jpn. J. Appl. Phys.*, 38(1-2B), p. 1200

Matine00 N. Matine, M.W. Dvorak, S. Lam et C.R. Bolognesi – « Demonstration of GSMBE grown InP/$GaAs_{0.51}Sb_{0.49}$/InP DHBTs » – *IPRM00*, TUB1.2

Matragrano96a M.J. Matragrano, D.G. Ast, G.P. Watson et J.R. Shealy – « Measurement of the mean free path of dislocation glide in the InGaAs/GaAs materials system » – *J. Appl. Phys.*, 79(2), p. 776

Matragrano96b M.J. Matragrano, D.G. Ast, J.R. Shealy et V. Krishnamoorthy – « Anisotropic strain relaxation of GaInP epitaxial layers in compression and tension » – *J. Appl. Phys.*, 79(11), p. 8371

Matsuoka96 Y. Matsuoka, S. Yamahata, K. Kurishima et H. Ito – « Ultrahigh-speed InP/InGaAs DHBTs and analyses of their operation » – *Jpn. J. Appl. Phys.*, 35(1-11), p. 5646

Matthews70 J.W. Matthews, S. Mader et T.B. Light – « Accommodation of misfit across the interface between crystals of semiconducting elements or compounds » – *J. Appl. Phys.*, 41(9), p. 3800

Matthews74 J.W. Matthews et A.E. Blakeslee – « Defects in epitaxial multilayers : I. Misfit dislocations » – *J. Crystal Growth*, 27, p. 118 (MH)

Matthews75 J.W. Matthews – « Defects associated with the accommodation of misfit between crystals » – *J. Vac. Sci. Technol.,* 1975, 12, 1, p.126 (MH)

Matthews76 J.W. Matthews, A.E. Blakeslee et S. Mader – « Use of misfit strain to remove dislocations from epitaxial thin films » – *Thin Solid Films*, 33(2), p. 253 (MH)

Mattord93 T.J. Mattord, K. Sadra, A. Srinivasan, A. Tang, T.R. Block, Y.C.A. Shih, D.P. Neikirk et B.G. Streetman – « Real-time flux monitoring and feedback control of a valved arsenic source » – *J. Vac. Sci. Technol. B*, 1993, 11, 3, p. 1050

Mazzer93 M. Mazzer, F. Romanato, A.V. Drigo et A. Carnera – « Mechanisms of strain relaxation in III-V semiconductor heterostructures » – *J. Crystal Growth*, 126, p. 125

Mba99 Joseph Mba – *Thèse en Electronique de l'INSA de Lyon, janvier 1999* – « Fabrication, caractérisation et modélisation des Transistors Bipolaires à double Hétérojonction InP pour circuits de communications optiques à très hauts débits (40 Gbit/s) »

McAlister97 S.P. McAlister, W.R. McKinnon, R. Driad et A.P. Renaud – « Use of dipole doping to suppress switching in InP DHBTs » – *J. Appl. Phys.*, 82(10), p. 5231

McDermott96 B.T. McDermott, E.R. Gertner, S. Pittman, C.W. Seabury et M.F. Chang – « Growth and doping of GaAsSb via MOCVD for InP HBTs » – *Appl. Phys. Lett.*, 68(10), p. 1386

McLevige78 W.V. McLevige, K.V. Vaidyanathan, B.G. Streetman, M. Ilegems, J. Comas et L. Plew – « Annealing studies of Be-doped GaAs grown by molecular beam epitaxy » – *Appl. Phys. Lett.*, 33(2), p. 127

Mensa98 D. Mensa, Q. Lee, J. Guthrie, S. Jaganathan et M.J.W. Rodwell – « Transferred-substrate HBTs with 250GHz current-gain cutoff frequency » – *IEDM98*, 25.2.1

Mensa99 D. Mensa, Q. Lee, J. Guthrie, S. Jaganathan et M.J.W. Rodwell – « Transferred-substrate HBTs with 254GHz f_T » – *Electron. Lett.*, 35(7), p. 605

Merwe63 J.H. Van Der Merwe – « Crystal interfaces. Part I. Semi-infinite crystals » – *J. Appl. Phys.*, 34(1), p. 117 & « Crystal interfaces. Part II. Finite overgrowths » – *ibid.*, p.123

Merwe72 J.H. Van der Merwe – « Structure of epitaxial crystal interfaces » – *Surf. Sci.,* 31, p. 198

Merwe88 J.H. Van der Merwe et W.A. Jesser – « An exactly solvable model for calculating critical misfit and thickness in epitaxial superlattices: layers of equal elastic constants and thicknesses » – *J. Appl. Phys.*, 63(5), p. 1509 & [Jesser88] « ———————— II. Layers of unequal elastic constants and thicknesses » – *ibid.*, 63(6), p. 1928 & « The prediction and confirmation of critical epitaxial parameters – *ibid.*, 64(10), p. 4968

Metzger92a R.A. Metzger, T. Liu, W.E. Stanchina, R.G. Wilson, J.F. Jensen, L.G. McCray, M.W. Pierce, T.V. Kargodorian, Y.K. Allen, P.F. Lou et U.K. Mishra – « Control of Be diffusion in AlInAs/GaInAs HBTs through use of low-temperature GaInAs » – *J. Vac. Sci. Technol. B*, 10(2), p. 859

Metzger92b R.A. Metzger et L.G. McCray – « X-ray and photoluminescence characterization of low temperature AlInAs grown by MBE » – *Appl. Phys. Lett.*, 61(18), p. 2196

Metzger92c R.A. Metzger, M. Hafizi, R.G. Wilson, W.E. Stanchina, J.F. Jensen et L.G. McCray – « Be diffusion at the emitter-base junction of graded AlInAs/GaInAs HBTs » – *J. Vac. Sci. Technol. B*, 10(6), p. 2347

Metzger93 R.A. Metzger, M. Hafizi, W.E. Stanchina, T. Liu, R.G. Wilson et L.G. McCray – « Confinement of high Be doping levels in AlInAs/GaInAs *npn* HBTs by low temperature MBE growth » – *Appl. Phys. Lett.*, 63(10), p. 1360

Miller78 B.I. Miller, J.H. McFee, R.J. Martin et P.K. Tien – « Room-temperature operation of lattice-matched InP/$Ga_{0.47}In_{0.53}As$/InP double-heterostructure lasers grown by MBE » – *Appl. Phys. Lett.*, 33(1), p. 44

DMiller85 D.L. Miller et P. Asbeck – « Be redistribution during growth of GaAs and AlGaAs by molecular beam epitaxy » – *J. Appl. Phys.*, 57(6), p. 1816

JMiller85 J.N. Miller, D.M. Collins et N.J. Moll – « Control of Be diffusion in molecular beam epitaxy GaAs » – *Appl. Phys. Lett.*, 46(10), p. 960

Millunchick97 J.M. Millunchick, R.D. Twesten, D.M. Follstaedt, S.R. Lee, E.D. Jones, Y. Zhang, S.P. Ahrenkiel et A. Mascarenhas – « Lateral composition modulation in AlAs/InAs short period superlattices grown on InP(001) » – *Appl. Phys. Lett.*, 70(11), p. 1402

Mircea81 A. Mircea-Roussel – « Photoluminescence des composés III-V. Quelques exemples d'utilisation » – *Acta Electronica*, 24(3), p.273

Miska04 P. Miska, J. Even, C. Platz, B. Salem, T. Benyattou, C. Bru-Chevalier, G. Guillot, G. Bremond, Kh. Moumanis, F.H. Julien, O. Marty, C. Monat et M. Gendry – « Experimental and theoritical investigation of carrier confinement in InAs quantum dashes grown on InP(001) » – *J. Appl. Phys.*, 95(03), p. 1074

Miyamoto96 Y. Miyamoto, J.M.M. Rios, A.G. Dentai et S. Chandrasekhar – « Reduction of base-collector capacitance by undercuting the collector and subcollector in GaInAs/InP DHBT's » – *IEEE Electron Device Lett.*, 17(3), p. 97

Mo90 Y.W. Mo, R. Kariotis, B.S. Swartzentruber, M.B. Webb et M.G. Lagally – « Growth of Si on flat and vicinal Si(001) surfaces : A scanning tunneling microscopy study » – *J. Vac. Sci. Technol. B*, 8(2), p. 232

Mochizuki90 K. Mochizuki, S. Goto, H. Kakibayashi et C. Kusano – « Substrate misorientation effect on Be transport during MBE growth of GaAs » – *Jpn. J. Appl. Phys.*, 29(7), p. 1235

Mochizuki91 K. Mochizuki, H. Masuda, M. Kawata, K. Mitani et C. Kusano – « Observation of the surface recombination current with an ideality factor of unity in AlGaAs/GaAs HBTs » – *Jpn. J. Appl. Phys.*, 30(2B), p. L266

Mochizuki92 K. Mochizuki, S. Isomae, H. Masuda, T. Tanoue et C. Kusano – « Stress effect on current-induced degradation of Be-doped AlGaAs/GaAs HBTs » – *Jpn. J. Appl. Phys.*, 31(1-3), p. 751 & K. Mochizuki, S. Goto, T. Mishima et C. Kusano – « Influence of substrate orientation on Be transport during MBE of AlGaAs/GaAs HBTs » – *ibid.*, 31(1-11), p. 3495

Mochizuki00 K. Mochizuki, R.J. Welty et P.M. Asbeck – « GaInP/GaAs collector-up tunnelling-collector HBTs with zero-offset and low-knee-voltage characteristics » – *Electron. Lett.*, 36(3), p. 264

MOCVD H. Horikawa, Y. Ogawa, Y. Kawai et M. Sakuta – « Heteroepitaxial growth of InP on a GaAs substrate by LP-MOVPE » – *Appl. Phys. Lett.*, 53(5), p. 397 & N. Hayafuji, T. Kimura, N. Yoshida, N. Kaneno, M. Tsugami, K. Mizuguchi, T. Murotani et S. Ibuki – « Improvement of InP crystal quality on GaAs substrates by thermal cyclic annealing » – *Jpn. J. Appl. Phys.*, 28(10), p. L1721 & T. Sugino, M. Maeda, K. Kawarai et J. Shirafuji – « Low-temperature epitaxial growth of InP by remote plasma-assisted MOCVD » – *J. Crystal Growth*, 166, p. 628 & [Chen89] & [Takano96] & [Makimoto91]

Moison89 J.M. Moison, C. Guille, F. Houzay, F. Barthe et M. Van Rompay – « Surface segregation of third-column atoms in group III-V arsenide compounds : ternary alloys and heterostructures » – *Phys. Rev. B*, 40(9), p. 6149

Molina94 S.I. Molina, F.J. Pacheco, D. Araújo, R. García, A. Sacedón, E. Calleja, Z. Yang and P. Kidd – « Strain relief in linearly graded composition buffer layers : A design scheme to grow dislocation-free ($< 10^5$ cm^{-2}) and unstrained epilayers » – *Appl. Phys. Lett.*, 65(19), p. 2460

Mollot04 Communication privée : observations sur couches épaisses d'AlAs épitaxiées en MBE sur substrat GaAs

Mondry85 M.J. Mondry et H. Kroemer – « HBT using a (Ga,In)P emitter on a GaAs base, grown by MBE » – *IEEE Electron Device Lett.*, 6(4), p. 175

Monier00 C. Monier, P.C. Chang, N.Y. Li, J.R. LaRoche, A.G. Baca, H.Q. Hou, F. Ren et S.J. Pearton – « Simulation and design of InGaAsN-based HBTs for complementary low-power applications » – *Solid State Electronics*, 44, p. 1515

Monier03 C. Monier, D. Sawdai, A. Cavus, R. Sandhu, M. Lange, J. Wang, J. Yamamoto, R. Hsing, S. Hayashi, A. Noori, T. Block, M.S. Goorsky et A. Gutierrez-Aitken – « High indium content metamorphic (In,Al)As/(In,Ga)As HBTs » – *IPRM03*, TuA1.5

Mooney93 P.M. Mooney, F.K. LeGoues, J.0. Chu et S. F. Nelson – « Strain relaxation and mosaic structure in relaxed SiGe layers » – *Appl. Phys. Lett.*, 62(26), p. 3464

Mooney94 P.M. Mooney, F.K. LeGoues, J. Tersoff et J.0. Chu – « Nucleation of dislocations in SiGe layers grown on (001)Si » – *J. Appl. Phys.*, 75(8), p. 3968 & P.M. Mooney, F.K. LeGoues et J.L. Jordan-Sweet – « Dislocation nucleation barrier in SiGe/Si structures graded to pure Ge » – *Appl. Phys. Lett.*, 65(22), p. 2845

Mooney95 P.M. Mooney, J.L. Jordan-Sweet, J.O. Chu et F.K. LeGoues – « Evolution of strain relaxation in step-graded SiGe/Si structures » – *Appl. Phys. Lett.*, 66(26), p. 3642

Morelhao95 S.L. Morelhão, L.H. Avanci, L.P. Cardoso, F. Riesz, K. Rakennus et T. Hakkarainen – « Structural studies on InP/GaAs heterostructures using multiple X-ray diffraction » – *Vacuum*, 1995, 46 (8-10), p. 1013

Morgan91 D.V. Morgan *et al.* – « Physics and technology of heterojunction devices » – *IEE Materials and Science Devices Series 8*, 1991

Morita02 T. Morita, T. Arai, H. Nagatsuka, Y. Miyamoto et K. Furuya – « Fabrication of InP/InGaAs DHBTs with a 0,1-µ-wide-emitter » – *Jpn. J. Appl. Phys.*, 41(2-2A), p. L121

Morris74 F.J. Morris et H. Fukui – *J. Vac. Sci. Technol.,* 1974, 11, p. 506 (MH)

Mowbray94 D.J. Mowbray, O.P. Kowalski, M. Hopkinson, M.S. Skolnick et J.P.R. David – « Electronic band structure of AlGaInP grown by SSMBE » – *Appl. Phys. Lett.*, 65(2), p. 213 & mêmes auteurs et : M.C. DeLong et A.G. Cullis – « SSMBE growth of GaInP and GaInP-containing quantum wells » – *J. Appl. Phys.*, 75(4), p. 2029

Mozume97 T. Mozume et K. Hosomi – « Be redistribution in InGaAs and InP grown by GSMBE » – *J. Crystal Growth*, 175, p. 1223

MRS90 M. Halliwell, T. Ryan, I. Bassignana et S. Bates – « Characterisation of epitaxial structures by HR-XRD » – MRS Short Courses C.23, 1990

Munns96 G.O. Munns, W.L. Chen et G.I. Haddad – « HBTs with low temperature Be-doped base grown by CBE » – *J. Crystal Growth*, 164, p. 476

Murata04 K. Murata, K. Sano, T. Enoki, H. Sugahara et M. Tokumitsu – « InP-based IC technologies for 100-Gbit/s and beyond » – *IPRM04*, TuA1-1

Nagaï74 H. Nagaï – « Structure of vapor-deposited $Ga_XIn_{1-X}As$ crystals » – *J. Appl. Phys.*, 45(9), p. 3789

Nagaï76 H. Nagaï et Y. Noguchi – « Crack formation in InP-$Ga_XIn_{1-X}As$-InP double-heterostructure fabrication » – *Appl. Phys. Lett.*, 29(11), p. 740

Nagao99 S. Nagao, R. Diffily, H. Gotoh, H. Ito, T. Kuroda et F. Minami – « The effect of oxygen incorporation on interfacial recombination in GaInP/AlGaInP double heterostructures grown by molecular beam epitaxy using a solid phosphorus valved cell » – *J. Crystal Growth*, 201, p. 1097

Nagata88 K. Nagata, O. Nakajima, Y. Yamauchi, T. Nittono, H. Ito et T. Ishibashi – « Self-aligned AlGaAs/GaAs HBT with low emitter resistance utilizing InGaAs cap layer » – *IEEE Trans. Electron Devices*, 35(1), p. 2

Nakajima85 O. Nakajima, K. Nagata, H. Ito, T. Ishibashi et T. Sugeta – « Emitter-Base junction size effect on current gain *Hfe* of AlGaAs/GaAs HBTs » – *Jpn. J. Appl. Phys.*, 24(8), p. L596 & « Suppression of emitter size effect on current gain in AlGaAs/GaAs HBTs » – *Jpn. J. Appl. Phys.*, 24(10), p. 1368

Nakajima90 O. Nakajima, H. Ito, T. Nittono et K. Nagata – « Current induced degradation of Be-doped AlGaAs/GaAs HBT's and its suppression by Zn diffusion into extrinsic base layer » – *IEDM90*, 28.2.1

Nakajima92 O. Nakajima, H. Ito, T. Nittono et K. Nagata – « Current-induced degradation of AlGaAs/GaAs HBTs and its suppression by thermal annealing in As overpressure » – *Jpn. J. Appl. Phys.*, 31,1(8), p. 2343

Nakajima96 H. Nakajima, K. Kurishima, S. Yamahata, T. Kobayashi et Y. Matsuoka – « Low-current operation of high-speed InP/InGaAs HBTs » – *Solid State Electronics*, 39(4), p. 439

Natali00a M. Natali, D. De Salvador, M. Berti, A.V. Drigo, L. Lazzarini, G. Salviati, G. Rossetto et G. Torzo – « Crack formation in tensile InGaAs/InP layers » – *J. Vac. Sci. Technol. B*, 18(5), p. 2527

Natali00b M. Natali, F. Romanato, E. Napolitani, D. De Salvador et A.V. Drigo – « Lattice curvature generation in graded $In_XGa_{1-X}As$/GaAs buffer layers » – *Phys. Rev. B*, 62(16), p. 11054

Neave83 J.H. Neave, B.A. Joyce, P.J. Dobson et N. Norton – « Dynamics of film growth of GaAs by MBE for RHEED observations » – *Appl. Phys. A*, 31, p.1 (MH)

Neave85 J.H. Neave, P.J. Dobson, B.A. Joyce et J. Zhang – « RHEED oscillations from vicinal surfaces - a new approach to surface diffusion measurements » – *Appl. Phys. Lett.*, 47(2), p. 100

Neumann03 S. Neumann, W. Prost et F.-J. Tegude – « Growth of highly p-type doped GaAsSb:C for HBT application » – *IPRM03*, FB2.5

Newman04 F.D. Newman, M.A. Stan, S.L. Murray et C.S. Murray – « Tellurium surfactant effects in the growth of lattice mismatched $InAs_XP_{1-X}$ by MOVPE » – *J. Crystal Growth*, 272, p. 650

Ng04 C.W. Ng et H. Wang – « On the surface stability of UV-cured InP/InGaAs HBTs using polyimide for passivation » – *IPRM04*, TP-18

Nguyen96 C. Nguyen, T. Liu, M. Chen, H.-C. Sun et D. Rensch – « AlInAs/GaInAs/InP double heterojunction bipolar transistor with a novel base-collector design for power applications » – *IEEE Electron Device Lett.*, 17(3), p. 133

Nilsson89 S. Nilsson, E. Van Gieson, D.J. Arent, H.P. Meier, W. Walter et T. Forster – « Ga adatom migration over a nonplanar substrate during MBE growth of GaAs/AlGaAs heterostructures » – *Appl. Phys. Lett.*, 55(10), p. 972

Nishinaga96 T. Nishinaga, X.Q. Shen et D. Kishimoto – « Surface diffusion length of cation incorporation studied by microprobe-RHEED/SEM MBE » – *J. Crystal Growth*, 163, p. 60

Nomarski04 *Informations trouvées sur les sites Internet* : http://www.institutoptique.fr (Institut d'Optique de Paris) & http://www.microscopy.bekerley.edu/Resources/DIC.html (Université de Berkeley, Californie – USA) & http:/www.microscopyu.com (Nikon) & http://cf.olympus-europa.com (Olympus)

Nottenburg86a R.N. Nottenburg, H. Temkin, M.B. Panish et R.A. Hamm – « High gain InGaAs/InP HBTs grown by GSMBE » – *Appl. Phys. Lett.*, 49(17), p. 1112

Nottenburg86b R.N. Nottenburg, H. Temkin, M.B. Panish, R. Bhat et J.C. Bischoff – « InGaAs/InP dHBTs with near-ideal β versus Ic characteristic » – *IEEE Electron Device Lett.*, 7(11), p. 643

Nottenburg87 R.N. Nottenburg, J.C. Bischoff, M.B. Panish et H. Temkin – « High-speed InGaAs(P)/InP DHBTs » – *IEEE Electron Device Lett.*, 8(6), p. 282

Nottenburg88 R.N. Nottenburg, Y.-K. Chen, M.B. Panish, R. Hamm et D.A. Humphrey – « High Current Gain Submicrometer InP/InGaAs HBT » – *IEEE Electron Device Lett.,* 9(10), p. 524

Nottenburg90 R.N. Nottenburg, A.F.J. Levi, B. Jalali, D. Sivco, D.A. Humphrey et A.Y. Cho – « Nonequilibrium electron transport in HBTs probed by magnetic field » – *Appl. Phys. Lett.*, 56(26), p. 2660

Novak89 J. Novák, M. Kuliffayová, M. Morvic et P. Kordo – « Growth and properties of low-doped $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ LPE layers using rare-earth oxides » – *J. Crystal Growth*, 96, p. 645

NSM *Site Internet – Ioffe Physico-Technical Institute, Saint-Petersbourg – Russie*

Ogura00 T. Ogura et T. Nishinaga – « Efficiency difference in Ga adatom incorporation in MBE growth of GaAs with As_2 and As_4 molecular beams » – *J. Crystal Growth*, 211, p. 416

Ohkubo91 M. Ohkubo, A. Iketani, T. Ijichi et T. Kikuta – « InGaAs/InP DHBTs with step graded InGaAsP between InGaAs base and InP collector grown by MOCVD » – *Appl. Phys. Lett.*, 59(21), p. 2697

Ohta89 K. Ohta, T. Kojima et T. Nakagawa – « Anisotropic surface migration of Ga atoms on GaAs (001) » – *J. Crystal Growth*, 95, p. 71

Oka97 T. Oka, K. Hirata, K. Ouchi, H. Uchiyama, T. Taniguchi, K. Mochizuki et T. Nakamura – « InGaP/GaAs HBT's with high-speed and low-current operation fabricated using WSi/Ti as the base electrode and burying SiO in the extrinsic collector » – *IEDM97*, 30.1.1

Oka98 T. Oka, K. Hirata, K. Ouchi, H. Uchiyama, T. Taniguchi, K. Mochizuki et T. Nakamura – « Advanced performance of small-scled InGaP/GaAs HBT's with f_T over 150 GHz and f_{MAX} over 250 GHz » – *IEDM98*, 25.1.1

Oka01 T. Oka, K. Hirata, H. Suzuki, K. Ouchi, H. Uchiyama, T. Taniguchi, K. Mochizuki et T. Nakamura – « High-speed small-scale InGaP/GaAs HBT Technology and its application to ICs » – *IEEE Trans. Electron Devices*, 48(11), p. 2625

Okada97 T. Okada, G.C. Weatherly et D.W. McComb – « Growth of strained InGaAs layers on InP substrates » – *J. Appl. Phys.*, 81(5), p. 2185

Olego84 D.J. Olego, R. Schachter et J.A. Baumann – « Passivation of the GaAs surface by an amorphous phosphorus overlayer » – *Appl. Phys. Lett.*, 45(10), p. 1127

Olego92 D.J. Olego, Y. Okuno, T. Kawano et M. Tamura – « Structural and optoelectronic properties and their relationship with strain relaxation in heteroepitaxial InP layers grown on GaAs substrates » – *J. Appl. Phys.*, 71(9), p. 4492

Olsen74 G.H. Olsen, M.S. Abrahams et T.J. Zamerowski – *J. Electrochem. Soc.*, 1974, 121, p. 1650 (MH)

Olsen75 G.H. Olsen et R.T. Smith – *Physica Status Solidi A*, 20, p. 63 (MH)

Olsen78 G.H. Olsen, C.J. Nuese et R.T. Smith – « The effect of elastic strain on energy band gap and lattice parameter in III-V compounds » – *J. Appl. Phys.*, 49(11), p. 5523

Olsen96 J.A. Olsen, E.L. Hu, S.R. Lee, I.J. Fritz, A.J. Howard, B.E. Hammons et J.Y. Tsao – « X-ray reciprocal-space mapping of strain relaxation and tilting in linearly graded InAlAs buffers » – *J. Appl. Phys.*, 79(7), p. 3578

Ouchi02 K. Ouchi, T. Mishima, M. Kudo et H. Ohta – « GSMBE growth of metamorphic $InP/In_{0.5}Al_{0.5}As/In_{0.5}Ga_{0.5}As/InAsP$ high-electron-mobility structures on GaAs substrates » – *Jpn. J. Appl. Phys.*, 41(1-2B), p. 1004

Ouchi03 K. Ouchi, H. Ohta, M. Kudo et T. Mishima – « High current gain InP/InGaAs HBT with a low resistance compositionally graded base structure » – *IPRM03*, TuP7

Oustric96 Mireille Oustric – *Thèse en Sciences des Matériaux et des Surfaces de l'Ecole Centrale de Lyon, novembre 1996* – « Défauts et séparation de phase dans InAlAs préparé par Epitaxie par Jets Moléculaires : influence sur les propriétés électriques. »

Palankovski99 V. Palankovski, G. Kaiblinger-Grujin et S. Selberherr – « Study of dopant-dependent band gap narrowing in compound semiconductor devices » – *Materials Science and Engineering B*, 66, p. 46

Panish80 M.B. Panish – *J. Electrochem. Soc.*, 1980, 127, p.2729 (MH)

Panish91 M.B. Panish, R.A. Hamm, D. Ritter, H.S. Luftman et C.M. Cotell – « Redistribution of beryllium in InP and $Ga_{0.47}In_{0.53}As$ grown by HSMBE and MOMBE » – *J. Crystal Growth*, 112, p. 343

PanishPxxx — Gas Source Molecular Beam Epitaxy – M.B. Panish et H. Temkin – Springer Series in Materials Science 26 – Ed. Springer-Verlag, 1993 – *Se reporter Page xxx du volume.*

Pankove99 — J.I. Pankove – « GaN : from fundamentals to applications » – *Mater. Sci. Eng. B*, 61, p. 305

Pao86 — Y.-C. Pao, T. Hierl et T. Cooper – « Surface effect-induced fast Be diffusion in heavily dopeg GaAs grown by MBE » – *J. Appl. Phys.*, 60(1), p. 201

Pao99 — Y.-C. Pao – « Heterojunction and interface space charge effects on interstitial Be diffusion during MBE growth » – *J. Crystal Growth*, 201, p. 202

Park98 — S.H. Park, T.P. Chin, Q.Z. Liu, S.L. Fu, T. Nakamura, P.K.L. Yu et P.M. Asbeck – « Submicron self-aligned HBT's by selective emitter regrowth » – *IEEE Electron Device Lett.*, 19(4), p. 118

Pashley89 — M.D. Pashley – « Electron counting model and its application to island structures on MBE grown GaAs(001) and ZnSe(001) » – *Phys. Rev. B*, 40(15), p. 10481

Pashley01 — D.W. Pashley, J.H. Neave et B.A. Joyce – « A model for the appearance of chevrons on RHEED patterns from InAs quantum dots » – *Surf. Sci.,* 476, p. 35

Pearton87 — S.J. Pearton, C.S. Wu, M. Stavola, F. Ren, J. Lopata, W.C. Dautremont-Smith, S.M. Vernon et V.E. Haven – « Hydrogenation of GaAs on Si: Effects on diode reverse leakage current » – *Appl. Phys. Lett.*, 51(7), p. 496

Pease03 — E.A. Pease, L.R. Dawson, L.G. Vaughn, P. Rotella et L.F. Lester – « 2.5-3.5 µm optically pumped GaInSb/AlGaInSb multiple quantum well lasers grown on AlInSb metamorphic buffer layers » – *J. Appl. Phys.*, 93(6), p. 3177

Pekarik92 — J.J. Pekarik, H. Kroemer et J.H. English – « An AlSb-InAs-AlSb double-heterojunction P-n-P bipolar transistor » – *J. Vac. Sci. Technol. B*, 10(2), p.1032

Pelouard93 — J.L. Pelouard, N. Matine, F. Pardo, D. Sachelarie et J.L. Benchimol – « Fully self-aligned InP/InGaAs HBT grown by CBE with a Schottky collector » – *IPRM93*, p. 393

Pelouard97 — J.L. Pelouard, R. Teissier, N. Matine et F. Pardo – « Dynamic behaviour of the metal heterojunction bipolar transistor » – *IPRM97*, MP35

People85 — R. People et J.C. Bean – « Calculation of critical layer thickness versus lattice mismatch for Ge_XSi_{1-X}/Si strained-layer heterostructures » – *Appl. Phys. Lett.*, 47(3), p. 322 + Erratum : *ibid.*, 49(4), p. 229

Pizani98 — P.S. Pizani, T.M. Boschi, F. Lanciotti, J. Groenen, R. Carles, P. Maigné et M. Gendry – « Alloying effects on the critical layer thickness in $In_XGa_{1-X}As$/InP heterostructures analyzed by Raman scattering » – *Appl. Phys. Lett.*, 72(4), p. 436

Plis03 — E. Plis, P. Rotella, S. Raghavan, L.R. Dawson, S. Krishna, D. Le et C.P. Morath – « Growth of room-temperature "arsenic free" infrared photovoltaic detectors on GaSb substrate using metamorphic InAlSb digital alloy buffer layers » – *Appl. Phys. Lett.*, 82(11), p. 1658

Ponchet95 — A. Ponchet, A. Le Corre, A. Godefroy, S. Salaiin et A. Poudoulec – « Influence of stress and surface reconstruction on the morphology of tensile GaInAs grown on InP(001) by GSMBE » – *J. Crystal Growth*, 153, p. 71

Priester00 — C. Priester et G. Grenet – « Surface roughness and alloy stability interdependence in lattice-matched and lattice-mismatched heteroepitaxy » – *Phys. Rev. B*, 61(23), p. 16029

Putero99 — Magali Putero – *Thèse en Sciences des Matériaux de l'Université d'Aix-Marseille III, janvier 1999* – « Premiers stades de la relaxation plastique dans les hétérostructures à très faible désaccord de paramètre. »

Qian97 — W. Qian, M. Skowronski, R. Kaspi, M. De Graef et V. P. Dravid – « Nucleation of misfit and threading dislocations during epitaxial growth of GaSb on GaAs(001) substrates » – *J. Appl. Phys.*, 81(11), p. 7268

Radhakrishnan99 — K. Radhakrishnan, H.Q. Zheng, P.H. Zhang, S.F. Yoon et G.I. Ng – « Characterization of silicon-doped InP grown by solid-source MBE using a valved phosphorus cracker cell » – *J. Crystal Growth*, 204, p. 275

Radhakrishnan02 — K. Radhakrishnan, K. Yuan et H.Q. Zheng – « InGaAs/InP single quantum well structure grown on GaAs substrate with linearly graded metamorphic InGaP buffer layer by solid source MBE » – *Solid State Electronics*, 46, p. 877

Radhakrishnan04 — K. Radhakrishnan, K. Yuan et W. Hong – « Characterization of InGaAs/InP single quantum well structure on GaAs substrate with metamorphic buffer grown by MBE » – *J. Crystal Growth*, 261, p. 16

Radzimski88 — Z.J. Radzimski, B.L. Jiang, G.A. Rozgonyi, T.P. Humphreys, N. Hamaguchi et S.M. Bedair – « Depth-dependent imaging of dislocations in heteroepitaxial layers » – *J. Appl. Phys.*, 64(5), p. 2328

Rajan87 K. Rajan, R. Devine, W.T. Moore et P. Maigné – « Dislocation structure in $In_XGa_{1-X}As$/GaAs strained-layer superlattices » – *J. Appl. Phys.*, 62(5), p. 1713

Ratana.01 S. Ratanathammaphan, S. Thainoi, P. Changmoang, S. Sopitpan et C. Antarasena – « MBE growth of InP layers on GaAs substrates using GaP decomposition source » – *J. Crystal Growth*, 227, p. 260

Razeghi86 M. Razeghi, J. Ramdani, H. Verriele, D. Decoster, M. Constant et J. Vanbremeersch – « Planar monolithic integrated photoreceiver for 1.3-1.55 µm wavelength applications using GaInAs-GaAs heteroepitaxies » – *Appl. Phys. Lett.*, 49(04), p. 215

Regreny02 P. Regreny, F. Sanchez-Almazan, R. Beneyton, M. Gendry, G. Grenet, G. Hollinger, J. Olivares, A. Sibai, G. Guillot et G. Bremond – « Effect on lattice parameter and optical band gap of thallium incorporation in a GaInAs matrix » – *IPRM02*, B8-4

Ren91 F. Ren, T.R. Fullowan, J. Lothian, P.W. Wisk, C.R. Abernathy, R.F. Kopf, A.B. Emerson, S.W. Downey et S.J. Pearton – « Stability of carbon and beryllium-doped base GaAs/AlGaAs HBTs » – *Appl. Phys. Lett.*, 59(27), p. 3613

Ren96 F. Ren, R.A. Hamm, J.R. Lothian, R.G. Wilson et S.J. Pearton – « Passivation of carbon doping in InGaAs during ECR-CVD of SiN_X » – *Solid State Electronics*, 39(5), p. 763

Rey74 G. Rey et J.P. Bailbe – « Some aspects of current gain variations in bipolar transistors » – *Solid State Electronics*, 17(10), p. 1045 (MH)

Rezazadeh97 A.A. Rezazadeh, T. Ahmad et M.A. Crouch – « Bias stress reliability of Be-, Zn- and C-doped base microwave HBTs » – *Microelec. Reliability*, 37(10), 1703

Ribas90 P. Ribas, V. Krishnamoorthy et R.M. Park – « Device quality $In_{0.4}Ga_{0.6}As$ grown on GaAs by molecular beam epitaxy » – *Appl. Phys. Lett.*, 57(10), p. 1040

RIBER *Site Internet de la société RIBER (France)* – conception/fabrication de bâtis et sources de MBE

Rieh02 J.-S. Rieh, B. Jagannathan, H. Chen, K.T. Schonenberg, D. Angell, A. Chinthakindi, J. Florkey, F. Golan, D. Greenberg, S.-J. Jeng, M. Khater, F. Pagette, S. Schnabel, P. Smith, A. Stricker, K . Vaed, R. Volant, D. Ahlgren, G. Freeman, K.K. Stein et S. Subbanna – « SiGe HBTs with cut-off frequency of 350 GHz » – *IEDM02,* 31.3.1

Rieh03 J.-S. Rieh, B. Jagannathan, H. Chen, K. Schonenberg, S.-J. Jeng, M. Khater, D. Ahlgren, G. Freeman et S. Subbanna – « Performance and design considerations for high speed SiGe HBTs of f_T/f_{MAX} = 375GHz/210GHz » – *IPRM03*, ThA2.4

Riesz91 F. Riesz, K. Lischka, K. Rakennus, T. Hakkarainen et A. Pesek – « Tilting of lattice planes in InP epilayers grown on miscut GaAs substrates : the effect of initial growth conditions » – *J. Crystal Growth*, 114, p. 127

Riesz93 F. Riesz – « The role of surface steps in the asymmetric surface dislocation nucleation in vicinal heterostructures with compressive and tensile stresses » – *Surf. Sci. Lett.,* 292, p. L817

Riesz95 F. Riesz – « Can epilayer tilt relieve misfit strain in lattice-mismatched heterostructures ? » – *Vacuum*, 46, p. 1021

Riesz96 F. Riesz – « Crystallographic tilting in lattice-mismatched heteroepitaxy: A Dodson-Tsao relaxation approach » – *J. Appl. Phys.*, 79(8), p. 4111 & « Crystallographic tilting in high-misfit (100) semiconductor heteroepitaxial systems » – *J. Vac. Sci. Technol. A*, 14(2), p. 425

Ritter91 D. Ritter, R.A. Hamm, A. Feygenson, M.B. Panish et S. Chandrasekhar – « Diffuse base transport in narrow base InP/$Ga_{0.47}In_{0.53}As$ HBTs » – *Appl. Phys. Lett.*, 59(26), p. 3431

Ritter92 D. Ritter, R.A. Hamm, A. Feygenson, H. Temkin, M.B. Panish et S. Chandrasekhar – « Bistable hot electron transport in InP/GaInAs composite collector heterojunction bipolar transistors » – *Appl. Phys. Lett.*, 61(1), p. 70

Rodwell00 M. Rodwell, Y. Betser, S. Jaganathan, T. Mathew, P.K. Sundararajan, S.C. Martin, R.P. Smith, Y. Wei, M. Urteaga, D. Scott et S. Long – « Submicron lateral scaling of HBTs and other vertical-transport devices : towards THz bandwidths » – *Proc. 2000 European GaAs Conference, Paris, France, October 2-6, 2000*

Rodwell01 M.J.W. Rodwell, M. Urteaga, T. Mathew, D. Scott, D. Mensa, Q. Lee, J. Guthrie, Y. Betser, S.C. Martin, R.P. Smith, S. Jaganathan, S. Krishnan, S.I. Long, R. Pullela, B. Agarwal, U. Bhattacharya, L. Samoska et M. Dahlström – « Submicron Scaling of HBTs » – *IEEE Trans. Electron Devices*, 48(11), p. 2606

Rodwell03 M. Rodwell, D. Scott, M. Urteaga, M. Dahlström, Z. Griffith, Y. Wei, N. Parthasarathy, Y.M. Kim, R. Pierson, P. Rowell et B. Brar – « InP bipolar transistors : high speed circuits and manufacturable submicron fabrication processes » – *2003 GaAs Symposium, Munich,* p.537

Rohner01 M. Rohner, B. Willén et H. Jäckel – « Velocity-modulation and transit-time effects in InP/InGaAs HBTs » – *IEEE Electron Device Lett.*, 22(9), p. 417

Rohner02 M. Rohner, Bo Willén et H. Jäckel – « Sub-f_T gain resonance of InP/InGaAs-HBTs » – *IEEE Trans. Electron Devices*, 49(2), p. 213

Rohner03 M. Rohner, B. Willén et H. Jäckel – « Velocity modulation in III/V-HBTs » – *IEEE Trans. Electron Devices*, 50(5), p. 1205

Romanato99 F. Romanato, E. Napolitani, A. Carnera, A.V. Drigo, L. Lazzarini, G. Salviati, C. Ferrari, A. Bosacchi et S. Franchi – « Strain relaxation in graded composition InGaAs/GaAs buffer layers » – *J. Appl. Phys.*, 86(9), p. 4748

Romanov99 A.E. Romanov, W. Pompe, S. Mathis, G.E. Beltz et J.S. Speck – « Threading dislocation reduction in strained layers » – *J. Appl. Phys.*, 85(1), p. 182

Rouhani02 M.D. Rouhani, H. Kassem, J.D. Torre, G. Landa, A. Rocher et D. Estève – « Role of the substrate imperfections on the island nucleation and defect formation: case of GaSb/GaAs(001) » – *Mater. Sci. Eng. B*, 88, p. 181

Russel00 J.J. Russell, J. Zou, A.R. Moon et D.J.H. Cockayne – « Investigation of threading dislocation blocking in strained-layer InGaAs/GaAs heterostructures using scanning cathodoluminescence microscopy » – *J. Appl. Phys.*, 88(3), p. 1307

Sacedon95 A. Sacedón, F. González-Sanz, E. Calleja, E. Muñoz, S.I. Molina, F.J. Pacheco, D. Araújo, R. García, M. Lourenço, Z. Yang, P. Kidd et D. Dunstan – « Design of InGaAs linear graded buffer structures » – *Appl. Phys. Lett.*, 66(24), p. 3334

Sachelarie96 D. Sachelarie, J.L. Pelouard et J.L. Benchimol – « Orientation effect on Si_3N_4 passivated InP/InGaAs HBTs » – *IPRM96*, TuB1-3

Sakaki77 H. Sakaki, L. Chang, R. Ludeke, C. Chang, G. Sai-Halasz et L. Esaki – « $In_{1-X}Ga_XAs$-$GaSb_{1-Y}As_Y$ heterojunctions by MBE » – *Appl. Phys. Lett.*, 31(3), p. 211

Salviati02 G. Salviati, C. Ferrari, L. Lazzarini, L. Nasi, A.V. Drigo, M. Berti, D. De Salvador, M. Natali et M. Mazzer – « Structural characterization of InGaAs/InP heterostructures grown under compressive and tensile stress » – *Appl. Surf. Sci.,* 188, p. 36

Samavedam97 S.B. Samavedam et E.A. Fitzgerald – « Novel dislocation structure and surface morphology effects in relaxed Ge/Si-Ge(graded)/Si structures » – *J. Appl. Phys.*, 81(7), p. 3108

Sanchez00 F. Sanchez-Almazan, M. Gendry, P. Regreny, E. Bergignat, G. Grenet, G. Hollinger, J. Olivares, G. Bremond, O. Marty et M. Pitaval – « On thallium incorporation in GaInTlAs layers grown on InP by low temperature MBE » – *IPRM00*, WB2.8

Sandroff87 C.J. Sandroff, R.N. Nottenburg, J.C. Bischoff et R. Bhat – « Dramatic enhancement in the gain of GaAs/AlGaAs HBT by surface chemical passivation » – *Appl. Phys. Lett.*, 51(1), p. 33

Savary01 P. Savary, A. Girardot, G. Montoriol, F. Dupis, B. Thibaud, R. Jaoui, L. Chapoux, V. Esnault, L. Cornibert, O. Izumi, D. Hill, M. Sadaka, H. Henry, E. Yu, M. Tutt, M. Majerus, R. Uscola, F. Clayton, C. Rampley, S. Klingbeil, K. Rajagopalan, A. Mitra et A. Reyes – « Dual-band multi-mode power amplifier module using a third generation HBT technology » – *IEEE GaAs Digest*, 2001, p. 71

Sawdai99 D. Sawdai, K. Yang, S.S.-H. Hsu, D. Pavlidis et G.I. Haddad – « Power performance of InP-based single and double HBTs » – *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques,* 47(8), p. 1449

Sawdai01 D. Sawdai, E. Kaneshiro, A. Gutierrez-Aitken, P.C. Grossman, K. Sato, W. Kim, G. Leslie, J. Eldredge, T. Block, P. Chin, L. Tran, A.K. Oki et D.C. Streit – « High performance, high yield InP DHBT production for 40 Gbps applications » – *IPRM01*, ThB1-2

Saxena81 A.K. Saxena – « Electron mobility in Ga1-xAlxAs alloys » – *Phys. Rev. B*, 24(6), p. 3295

Schlechtweg03 M. Schlechtweg, A. Tessmann, A. Leuther, C. Schwörer, M. Lang, U. Nowotny et O. Kappeler – « Integrated circuits based on 300GHz f_T metamorphic HEMT technology for millimeter-wave and mixed-signal applications » – *2003 GaAs Symposium, Munich,* p. 465

Schoenfeld98 W. Schoenfeld, M.J. Antonell et C.R. Abernathy – « Doping of InSb and InAs using CBr 4 during growth by GSMBE » – *J. Crystal Growth*, 188, p. 50

Schnyder00 I. Schnyder, M. Rohner, E. Gini, D. Huber, C. Bergamaschi et H. Jäckel – « A laterally etched collector InP/InGaAs(P) DHBT process for high speed power applications » – *IPRM00*, WB2.3

Schubert86 E.F. Schubert et W.T. Tsang – « Photoluminescence line shape of excitons in alloy semiconductors » – *Phys. Rev. B*, 34(4), p. 2991

Schubert90 E.F. Schubert, J.M. Kuo, R.F. Kopf, H.S. Luftman, L.C. Hopkins et N.J. Sauer – « Beryllium δ doping of GaAs grown by MBE » – *J. Appl. Phys.*, 67(4), p. 1969

Schuler98 Olivier Schuler – *Thèse en Electronique de l'Université de Lille I, novembre 1998* – « Epitaxie par Jets Moléculaires à Sources Gazeuses des matériaux AlGaInP sur substrat GaAs pour applications hyperfréquences »

Schuler99 O. Schuler, X. Wallart et F. Mollot – « A GSMBE growth study of strained $Ga_{1-X}In_XP$ on GaAs » – *J. Crystal Growth*, 201, p. 280

Schwarz99 K.W. Schwarz – « Simulation of dislocations on the mesoscopic scale. I. Methods and examples » – *J. Appl. Phys.*, 85(1), p.108 & « ———— II. Application to strained-layer relaxation » – *ibid.*, p. 120

Schwörer03 C. Schwörer, A. Tessmann, A. Leuther, H. Massler, W. Reinert et M. Schlechtweg – « Low-noise W-band amplifiers for radiometer applications using a 70nm metamorphic HEMT technology » – *2003 GaAs Symposium, Munich,* p. 373

Scott89 E.G. Scott, D. Wake, G.D.T. Spiller et G.J. Davies – « Beryllium diffusion in GaInAs grown by MBE » – *J. Appl. Phys.*, 66(11), p. 5344

Scott04 D. Scott, Y. Wei, M. Urteaga et M.J. Rodwell – « RF performance and process development of InP DHBTs using non-selective emitter regrowth » – *IPRM04*, FB3.6 & D. Scott, Y. Wei, Y. Dong, A.C. Gossard et M.J. Rodwell – « A 183 GHz f_T and 165 GHz f_{MAX} regrown-emitter DHBT with abrupt InP emitter » – *IEEE Electron Device Lett.*, 25(6), p. 360

Searles94 S. Searles et D.L. Pulfrey – « An analysis of Space-Charge-Region recombination in HBT's » – *IEEE Trans. Electron Devices*, 41(4), p. 476

Seifert96 W. Seifert, N. Carlsson, P. Castrillo, D. Hessman, T. Junno, M.-E. Pistol, L. Samuelson et R. Wallenberg – « In-situ grown dots of InP on GaAs and GaInP – a comparison » – *IPRM96*, ThB1-3

Sermage96 B. Sermage, J.L. Benchimol, J.C. Michel, F. Alexandre, P. Launay et D. Caffin – « Carrier lifetime in carbon doped $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ » – *IPRM96*, WPC-28

Sermage98 B. Sermage, J.L. Benchimol et G.M. Cohen – « Carrier lifetime in p-doped InGaAs and InGaAsP » – *IPRM98*, FA1-4

Sexton03 J. Sexton et M. Missous – « Thermal stability of beryllium doped InP/InGaAs single and double HBTs grown by SSMBE » – *2003 GaAs Symposium, Munich,* p.271

Sheinman03 B. Sheinman et D. Ritter – « Capacitance of abrupt one-sided heterojunctions » – *IEEE Trans. Electron Devices*, 50(4), p. 1075 & B. Sheinman, V. Sidorov et D. Ritter – « Capacitance of abrupt one-sided InP/InGaAs heterojunctions » – *IPRM03*, TuP11

Shen93 X.-Q. Shen et T. Nishinaga – « Arsenic pressure dependence of the surface diffusion in MBE on (111)B-(001) mesa-etched GaAs substrates studied by *in situ* scanning microprobe reflection high-energy electron diffraction » – *Jpn. J. Appl. Phys.*, 32 (2-8B), p. L1117

Shieh97 J. Shieh, M. Chang, Y. Cheng et J. Chyi – « Defects in metamorphic $In_XAl_{1-X}As$ ($x<0,4$) epilayers grown on GaAs substrates » – *J. Appl. Phys.*, 82(1), p. 210

Shigematsu95 H. Shigematsu, T. Iwai, Y. Matsumiya, H. Ohnishi, O. Ueda et T. Fujii – « Ultrahigh f_T and f_{max} new self-alignment InP/InGaAs HBT's with a highly Be-doped base layer grown by ALE/MOCVD » – *IEEE Electron Device Lett.*, 16(2), p. 55

Shimawaki93 H. Shimawaki, Y. Amamiya, N. Furuhata et K. Honjo – « High-F_{MAX} AlGaAs/InGaAs and AlGaAs/GaAs HBT's fabricated with MOMBE selective growth in extrinsic base regions » – *IEEE Trans. Electron Devices*, 40(11), p. 2124

Shimawaki95 H. Shimawaki, Y. Amamiya, N. Furuhata et K. Honjo – « High-F_{MAX} AlGaAs/InGaAs and AlGaAs/GaAs HBT's with p+/p regrown base contacts » – *IEEE Trans. Electron Devices*, 42(10), p. 1735

Shimizu03 H. Shimizu, C. Setiagung, Y. Ikenaga, M. Ariga, K. Kumada, T. Hama, N. Iwai et A. Kasukawa – « 1,3µm-GaInNAsSb based material and its application to VCSELs » – *IPRM03*, WA2.2

Shin98 H. Shin, C. Gaessler et H. Leier – « Reduction of base-collector capacitance in InP/InGaAs HBT's using a novel double polyimide planarization process » – *IEEE Electron Device Lett.*, 19(8), p. 297

Shinohara95 M. Shinohara et N. Inoue – « Behavior and mechanism of step bunching during MOVPE of GaAs » – *Appl. Phys. Lett.*, 66(15), p. 1936

Shinohara04 K. Shinohara, Y. Yamashita, A. Endoh, I. Watanabe, K. Hikosaka, T. Matsui, T. Mimura et S. Hiyamizu – « 547-GHz f_T $In_{0.7}Ga_{0.3}As$ –$In_{0.52}Al_{0.48}As$ HEMTs with reduced source and drain resistance » – *IEEE Electron Device Lett.*, 25(5), p. 241 & « Nanogate InP-HEMT technology for ultrahigh-speed performance » – *IPRM04*, FB2-3

Shintani95 K. Shintani et H. Yonezawa – « Comparative study of critical thicknesses of strained epitaxial layers based on the zero-energy criterion of dislocation half-loops » – *J. Appl. Phys.*, 78(8), p. 5022

Shiraishi92 K. Shiraishi – « Ga adatom diffusion on an As-stabilized GaAs(001) surface via missing As dimer rows: First-principles calculation » – *Appl. Phys. Lett.*, 60(11), p. 1363

Shiryaev94 S.Y. Shiryaev, F. Jensen et J.W. Petersen – « On the nature of cross-hatch patterns on compositionally graded $Si_{1-X}Ge_X$ alloy layers » – *Appl. Phys. Lett.*, 64(24), p. 3305

Shitara92 T. Shitara, J. Zhang, J.H. Neave et B.A. Joyce – « Ga adatom incorporation kinetics at steps on vicinal GaAs (001) surfaces during growth of GaAs by MBE » – *J. Appl. Phys.*, 71(9), p. 4299

Shockley48 W. Shockley – U.S. Patent 2,569,347 – June 1948 (MH)

Sibai03 A. Sibai, J. Olivares, G. Guillot, G. Bremond, F. Sanchez-Almazan, M. Gendry, P. Regreny et G. Hollinger – « Optical absorption spectroscopy measurement of the gap shrinkage due to thallium incorporation in GaInTlAs alloys » – *J. Appl. Phys.*, 94(04), p. 2403

Sicault01 Delphine Sicault – *Thèse en Electronique de l'Université de Paris VI, juillet 2001* – « Physique du transport balistique dans le Transistor Bipolaire à Hétérojonction sur substrat InP : étude et application à des structures innovantes ultra-rapides »

Sicault02 D. Sicault, R. Teissier, F. Pardo, J.-L. Pelouard et F. Mollot – « Experimental study of hot-electron inelastic scattering rate in p-type InGaAs » – *Phys. Rev. B*, 65, 121301(R)

Skala94 S.L. Skala, S.T. Chou, K.-Y. Cheng, J.R. Tucker et J.W. Lyding – « Scanning tunneling microscopy of step bunching on vicinal GaAs(100) annealed at high temperatures » – *Appl. Phys. Lett.*, 65(6), p. 722

Snyder91 C.W. Snyder, B.G. Orr, D. Kessler et L.M. Sander – « Effect of strain on surface morphology in highly strained InGaAs films » – *Phys. Rev. Lett.*, 66(23), p. 3032

Sokolich01 M. Sokolich, C.H. Fields et M. Madhav – « Submicron AlInAs/InGaAs HBT with 160 GHz f_T at 1mA collector current » – *IEEE Electron Device Lett.*, 22(1), p. 8 & M. Sokolich, A.R. Kramer, Y.K. Boegeman et R.R. Martinez – « Demonstration of sub-5 ps CML ring oscillator gate delay with reduced parasitic AlInAs/InGaAs HBT » – *IEEE Electron Device Lett.*, 22(7), p. 309 & M. Sokolich, S. Thomas III et C.H. Fields – « High-speed and low-power InAlAs/InGaAs HBTs for dense ultra high speed digital applications » – *IEDM01*, 35.5.1

Sokolich03 M. Sokolich, M.Y. Chen, D.H. Chow, Y. Royter, S. Thomas III, C.H. Fields, D.A. Hitko, B. Shi, M. Montes, S.S. Bui, Y.K. Boegeman, A. Arthur, J. Duvall, R. Martinez, T. Hussain, R.D. Rajavel, J.C. Li, K. Elliott et J.D. Thompson – « InP HBT integrated circuit technology with selectively implanted subcollector and regrown devices layers » – *IEEE GaAs Digest*, 2003, p.219

Speck96 J.S. Speck, M.A. Brewer, G. Beltz, A.E. Romanov et W. Pompe – « Scaling laws for the reduction of threading dislocation densities in homogeneous buffer layers » – *J. Appl. Phys.*, 80(7), p. 3808

Stanchina90 W.E. Stanchina, R.A. Metzger, J.F. Jensen, D.B. Rensch, M.W. Pierce, M.J. Delaney, R.G. Wilson, T.V. Kargodorian et Y.K. Allen – « Improved high frequency performance of AlInAs/GaInAs HBTs through use of low temperature GaInAs » – *IPRM90*, MA.3

Stanchina01 W.E. Stanchina, M. Sokolich et K.R. Elliott – « Process and integration technologies for InP ICs » – *IPRM01*, ThB1-1

Stanford04 *Geballe Lab. for Advanced Materials – X-Ray Lab. On-line Courses MATSCI 162/172 – Stanford University*

Stiffler92 S.R. Stiffler, C.L. Stanis, M.S. Goorsky et K.K. Chan – « The role of dislocation-dislocation interactions in the relaxation of pseudomorphically strained semiconductors. I. Theory » – *J. Appl. Phys.*, 71(10), p.4814 &

mêmes auteurs et E. de Frésart – « II. Experiment – The relaxation of UV-CVD SiGe thin films » – *ibid.*, p. 4820

Streit91 D.C. Streit, M.E. Hafizi, D.K. Umemoto, J.R. Velebir, L.T. Tran, A.K. Oki, M.E. Kim, S.K. Wang, C.W. Kim, L.P. Sadwick et R.J. Hwu – « Effect of exponentially graded base doping on the performance of GaAs/AlGaAs HBTs » – *IEEE Electron Device Lett.*, 12(5), p. 194 & mêmes auteurs sauf : M.E. Kim, S.K. Wang, C.W. Kim et L.P. Sadwick et R.J. Hwu et avec : K.S. Stolt, F.M. Yamada, Y. Saito et S. Bui – « High-reliability GaAs-AlGaAs HBT's by MBE with Be base doping and InGaAs emitter contacts » – *IEEE Electron Device Lett.*, 12(9), p. 471

Streit96 D.C. Streit, A.K. Oki, T.R. Block, M.D. Lammert, M.M. Hoppe, D.K. Umemoto et M. Wojtowicz – « Commerciel HBT production by MBE » – *J. Vac. Sci. Technol. B*, 14(3), p. 2216

Su85 L.M. Su, N. Grote, R. Kaumanns et H. Schroeter – « NpnN DHBT on InGaAsP/InP » – *Appl. Phys. Lett.*, 47(1), p. 28

Sumitomo00 *Documentation Sumitomo* – « Sumitomo III-V semiconductors », référence EU-5R3 (2000.5) – Sumitomo Electric Industries, Ltd.

SzeP145 Physics of Semiconductor Devices (2nde édition) – S. M. Sze – Ed. John Wiley & Sons, Wiley-Interscience Publication, 1981 – *Se reporter Page 145 du volume*

Tabatabaie-Alavi79 K. Tabatabaie-Alavi *et al.* – « LPE-grown InGaAsP/InP HBTs » – *IEDM79,* p. 643-646 (MH)

Tadayon88 B. Tadayon, S. Tadayon, M.G. Spencer, G.L. Harris, L. Rathbun, J.T. Bradshaw, W.J. Schaff, P.J. Tasker et L.F. Eastman – « Growth of GaAs-Al-GaAs by migration-enhanced epitaxy » – *Appl. Phys. Lett.*, 53(26), p. 2664

Tadayon93 S. Tadayon, G. Metze, A. Cornfeld, K. Pande, H. Huang et B. Tadayon – « Application of micro-airbridge isolation in high speed HBT fabrication » – *Electron. Lett.*, 29(1), p. 26

Tagare96 M.V. Tagare, T.P. Chin et J.M. Woodall – « Heavy Be doping of GaP and $In_XGa_{1-X}P$ » – *J. Vac. Sci. Technol. B*, 14(3), p.2325

Tai88 K. Tai, T.R. Hayes, S.L. McCall et W.T. Tsang – « Optical measurement of surface recombination in InGaAs QW mesa structures » – *Appl. Phys. Lett.*, 53(4), p. 302

Takahashi94 R. Takahashi, Y. Kawamura, T. Kagawa et H. Iwamura – « Ultrafast 1.55-µm photoresponses in low-temperature-grown InGaAs/InAlAs quantum wells » – *Appl. Phys. Lett.*, 65(14), p. 1790

Takano96 Y. Takano, T. Sasaki, Y. Nagaki, K. Kuwahara, S. Fuke et T. Imai – « Two-step growth of InP on GaAs substrates by MOVPE » – *J. Crystal Growth*, 169, p. 621

Takeyari04 R. Takeyari et N. Kikuchi – « Next-generation hybrid design of optoelectronic components with electronic components based on InP and related materials » – *IPRM04*, PL3

Tamura92 M. Tamura, A. Hashimoto et Y. Nakatsugawa – « Threading dislocations in $In_XGa_{1-X}As$/GaAs heterostructures » – *J. Appl. Phys.*, 72(8), p. 3398

Tanaka93 S.-I. Tanaka, H. Shimawaki, K. Kasahara et K. Honjo – « Characterization of current-induced degradation in Be-doped HBT's based in GaAs and InP » – *IEEE Trans. Electron Devices*, 40(7), p. 1194

Tanaka03 K. Tanaka, K. Mochizuki, H. Yamada et C. Takubo – « GaInP/GaAs collector-up tunnelling-collector HBTs with underneath via-hole structure » – *Electron. Lett.*, 39(3), p. 326

Teissier98 R. Teissier, J.-L. Pelouard et F. Mollot – « Direct measurement of ballistic electron distribution and relaxation length in InP-based HBT using electroluminescence spectroscopy » – *Appl. Phys. Lett.*, 72(21) p. 2730

Teissier99 R. Teissier, D. Sicault, A. Goujon, J.-L. Pelouard, F. Pardo et F. Mollot – « Radiative emission rate modulation in semiconductor heterostructures coupled to a mirror: A probe of ballistic electron mean free path » – *Appl. Phys. Lett.*, 75(1) p. 103

Tejwani88 M.J. Tejwani, H. Kanber, B.M. Paine et J.M. Whelan – « Growth and diffusion of abrupt beryllium-doped profiles in gallium arsenide by organometallic vapor phase epitaxy » – *Appl. Phys. Lett.*, 53(24), p. 2411

Tersoff93 J. Tersoff – « Dislocations and strain relief in compositionally graded layers » – *Appl. Phys. Lett.*, 62(7), p. 693 + Erratum : *ibid.*, 64(20), p. 2748

Tersoff94 J. Tersoff et F.K. LeGoues – « Competing relaxation mechanisms in strained layers » – *Phys. Rev. Lett.*, 72(22), p. 3570

Thobel90 J.L. Thobel, L. Baudry, A. Cappy, P. Bourel et R. Fauquembergue – « Electron transport properties of strained $In_XGa_{1-X}As$ » – *Appl. Phys. Lett.*, 56(4), p. 346

Thomas97 M. Thomas, H.-R. Blank, K.C. Wong et H. Kroemer – « Buffer-dependent mobility and morphology of InAs/(Al,Ga)Sb quantum wells » – *J. Crystal Growth*, 175, p. 894

Thomas03 S. Thomas III, K. Elliott, D.H. Chow, B. Shi, P. Deelman, P. Brewer, A. Arthur, R. Rajavel, C.H. Fields et M. Madhav – « Fabrication and performance of InAs-based HBTs » – *IPRM03*, TuA1.4

Tillmann95 K. Tillmann, D. Gerthsen, P. Pfundstein, A. Förster et K. Urban – « Structural transformations and strain relaxation mechanisms of $In_{0.6}Ga_{0.4}As$ islands grown by MBE on GaAs(001) substrates » – *J. Appl. Phys.*, 78(6), p. 3824

Tischler92 M.A. Tischler, P.M. Mooney, B.D. Barker, F. Cardone et M.S. Goorsky – « MOVPE and characterization of boron-doped (Al,Ga)As » – *J. Appl. Phys.*, 71(2), p. 984

Tiwari88a S. Tiwari – « A new effect at high currents in HBTs » – *IEEE Electron Device Lett.*, 9(3), p. 142

Tiwari88b S. Tiwari, A. Ginzberg, S. Akhtar, S.L. Wright, R.F. Marks, Y.H. Kwark et R. Kiehl – « Heterostructure devices using self-aligned p-type diffused ohmic contacts » – *IEEE Electron Device Lett.*, 9(8), p. 422

Tiwari88c S. Tiwari, D.J. Frank et S.L. Wright – « Surface recombination in GaAlAs/GaAs HBTs » – *J. Appl. Phys.*, 64(10), p. 5009

Tiwari90 S. Tiwari et S.L. Wright – « Material properties of *p*-type GaAs at large dopings » – *Appl. Phys. Lett.*, 56(6), p. 563

Tok97 E.S. Tok, T.S. Jones, J.H. Neave, J. Zhang et B.A. Joyce – « Is the arsenic incorporation kinetics important when growing GaAs(001), (110), and (111)A films ? » – *Appl. Phys. Lett.*, 71(22), p. 3278

Tokumitsu89 E. Tokumitsu, A.G. Dentai et C.H. Joyner – « Reduction of the surface recombination current in InGaAs/InP Pseudo-HBTs using a thin InP passivation layer » – *IEEE Electron Device Lett.*, 10(12), p. 585

Tomioka90 T. Tomioka, T. Fujii, H. Ishikawa, S. Sasa, A. Endoh, Y. Bamba, K. Ishii et Y. Kataoka – « Suppression of beryllium diffusion by incorporating indium in AlGaAs for HBT applications using MBE » – *Jpn. J. Appl. Phys.*, 29(5), p. L716

Tournié91 E. Tournié, Y.-H. Zhang, N.J. Pulsford et K. Ploog – « Structural and optical properties of $Al_{0.48}In_{0.52}As$ layers grown on InP by MBE : influence of the substrate temperature and of a buffer layer » – *J. Appl. Phys.*, 70(12), p. 7362

Tournié95 E. Tournié, N. Grandjean, A. Trampert, J. Massies et K.H. Ploog – « Surfactant-mediated molecular-beam epitaxy of III-V strained-layer heterostructures » – *J. Crystal Growth*, 150, p. 460

Toyoshima93 H. Toyoshima, T. Shitara, P.N. Fawcett, J. Zhang, J.H. Neave et B.A. Joyce – « In adatom migration studies by RHEED oscillations on vicinal InAs(001) surfaces » – *J. Appl. Phys.*, 73(5), p. 2333

Trampert95 A. Trampert, E. Tournié et K.H. Ploog – « Novel plastic strain-relaxation mode in highly mismatched III-V layers induced by two-dimensional epitaxial growth » – *Appl. Phys. Lett.*, 66(17), p. 2265

Trudel97 Stéphane Trudel – *Thèse en Sciences des Matériaux de l'Université de Lille I, mars 1997* – « Etude par double et triple diffraction des rayons X et modélisation de la relaxation des contraintes dans des hétérostructures semiconductrices GaInAs/GaAs et AlInAs/GaAs à rampe de composition graduelle linéaire. »

TRW-NG *Publications des Laboratoires TRW Space & Technology devenus Northrop Grumman Space Technology, Redondo Beach (Los Angeles, California)* – [Streit96] & [Yamada00] & [Gutierrez-Aitken01] & [Sawdai01]

Tsai87 H.L. Tsai et J.W. Lee – « Defect structures at the GaAs/Si interface after annealing » – *Appl. Phys. Lett.*, 51(2), p. 130

Tsai89 H.L. Tsai et R.J. Matyi – « Generation of misfit dislocation in GaAs grown on Si » – *Appl. Phys. Lett.*, 55(3), p. 265

Tsang84 W.T. Tsang – « Chemical Beam Epitaxy of InP and GaAs » – *Appl. Phys. Lett.*, 45(11), p. 1234

Tsang85 W.T. Tsang – « Chemical Beam Epitaxy of InGaAs » – *J. Appl. Phys.*, 58(03), p. 1415

Tsao87 J.Y. Tsao, B.W. Dodson, S.T. Picraux D.M. Cornelison – « Critical stresses for Si_XGe_{1-X} strained-layer plasticity » – *Phys. Rev. Lett.*, 59(21), p. 2455

Tsuchiya94 T. Tsuchiya, T. Taniwatari, M. Komori, R. Tsuneta et H. Kakibayashi – « Comparison of relaxation process of compressive and tensile strains in InGaAs lattice-mismatched layers on InP substrates » – *Jpn. J. Appl. Phys.*, 33(1-1A), p. 230

Tsunashima02 S. Tsunashima, H. Nakajima, E. Sano, M. Ida, K. Kurishima, N. Watanabe, T. Enoki et H. Sugahara – « 90-GHz operation of a novel dynamic frequency divider using InP/InGaAs HBTs » – *IPRM02*, B1-2

Tuppen90 C.G. Tuppen et C.J. Gibbins – « A quantitative analysis of strain relaxation by misfit dislocations glide in $Si_{1-x}Ge_x$ heterostructures » – *J. Appl. Phys.*, 68(4), p. 1526

Tuppen90b C.G. Tuppen, C.J. Gibbings, M. Hockly et S.G. Roberts – « Misfit dislocation multiplication processes in $Si_{1-x}Ge_x$ alloys for $x < 0.15$ » – *Appl. Phys. Lett.*, 56(1), p. 54

Tuttle89 G. Tuttle, H. Kroemer et J.H. English – « Electron concentrations and mobilities in AlSb/InAs/AlSb quantum wells » – *J. Appl. Phys.*, 65(12), p. 5239

Tuttle90 G. Tuttle, H. Kroemer et J.H. English – « Effects of interface layer sequencing on the transport properties of InAs/AlSb quantum wells : Evidence for antisite donors at the InAs/AlSb interface » – *J. Appl. Phys.*, 67(06), p. 3032

Uchida93 Y. Uchida, H. Kakibayashi et S. Goto – « Electrical and structural properties of dislocations confined in a InGaAs/GaAs heterostructure » – *J. Appl. Phys.*, 74(11), p. 6720

Ueda97 O. Ueda, A. Kawano, T. Takahashi, T. Tomioka, T. Fujii et S. Sasa – « Current status of reliability of InGaP/GaAs HBTs » – *Solid State Electronics*, 41(10), p. 1605

Uematsu91 M. Uematsu et K. Wada – « Recombination-enhanced impurity diffusion in Be-doped GaAs » – *Appl. Phys. Lett.*, 58(18), p. 2015

Ulhaq-Bouillet93 Corinne Ulhaq-Bouillet – *Thèse en Sciences des Matériaux de l'Université de Lille I, mars 1993* – « Etude par microscopie electronique en transmission des mécanismes de relaxation plastique dans les hétérostructures GaInAs/GaAs. »

Umemoto91 D.K. Umemoto, J.R. Velebir, K.W. Kobayashi, A.K. Oki et D.C. Streit – « Integrated npn/pnp GaAs/AlGaAs HBTs grown by selective MBE » – *Electron. Lett.*, 27(17), p. 1517

Urteaga03 M. Urteaga et M.J.W. Rodwell – « Power gain singularities in Transferred-Substrate InAlAs-InGaAs-HBTs » – *IEEE Trans. Electron Devices*, 50(7), p. 1589

Urteaga04 M. Urteaga, R. Pierson, P. Rowell, B. Brar, Z. Griffith, M. Dahlström, M.J. Rodwell, S. Lee, N. Nguyen et C. Nguyen – « Wide bandwidth InP DHBT technology utilizing dielectric sidewall spacers » – *IPRM04*, FA1-4

Vaccaro01 P.O. Vaccaro – « Epitaxial growth and amphoteric doping on GaAs (n11)A-oriented substrates » – *IPRM01*, TuA2-2

Valtuena97 J.F. Valtueña, A. Sacedón, A.L. Alvarez, I. Izpura, F. Calle, E. Calleja, G. MacPherson, P.J. Goodhew, F.J. Pacheco, R. García et S.I. Molina – « Influence of the surface morphology on the relaxation of low-strained $In_xGa_{1-x}As$ linear buffer structures » – *J. Crystal Growth*, 182, p. 281

VanDerPauw58 L.J. Van der Pauw – Philips Research Reports, vol. 13, p.1 (MH)

VanHove83 J.M. Van Hove, C.S. Lent, P.R. Pukite et P.I. Cohen – « Damped oscillations in RHEED during GaAs MBE » – *J. Vac. Sci. Technol. B*, 1(3), p.741 (MH)

VanHove87 J.M. Van Hove et P.I. Cohen – « RHEED measurement of surface diffusion during the growth of GaAs by MBE » *J. Crystal Growth*, 81, p. 13

VEECO *Site Internet de la société VEECO (USA)* – conception/fabrication de bâtis et sources de MBE, à travers ses divisions *Applied Epi* et *Thermo VG Semicon* (acquisition en 2003).

Veuhoff81 E. Veuhoff, W. Pletschen, P. Balk et H. Lüth – « Metalorganic CVD of GaAs in a molecular beam system » – *J. Crystal Growth*, 55, p. 30

Vignaud02 D. Vignaud, J.-F. Lampin, E. Lefebvre, M. Zaknoune et F. Mollot – « Electron lifetime of heavily Be-doped $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ as a function of growth temperature and doping density » – *Appl. Phys. Lett.*, 80(22), p. 4151

Viktorovitch91 P. Viktorovitch, M. Gendry, S.K. Krawczyk, F. Krafft, P. Abraham, A. Bekkaoui et Y. Monteil – « Improved electronic properties of GaAs surfaces stabilized with phosphorus » – *Appl. Phys. Lett.*, 58(21), p. 2387

Villaggi02 E. Villaggi, C. Bocchi, N. Armani, G. Carta, G. Rossetto et C. Ferrari – « Deviation from Vegard law in lattice-matched InGaAs/InP epitaxial structures » – *Jpn. J. Appl. Phys.*, 41(1-2B), p. 1000

Vogjdani82 N. Vogjdani, A. Lamarchand et M. Paradan – *J. Phys. Colloq. C5*, 1982, 43, p. 339 (MH)

Wada93 Y. Wada et K. Wada – « GaAs surface passivation by deposition of an ultrathin InP-related layer » – *Appl. Phys. Lett.*, 63(3), p. 379

Wallart00 X. Wallart, O. Schuler, D. Deresmes et F. Mollot – « Composition effect on the growth mode, strain relaxation and critical thickness of tensile $Ga_{1-x}In_xP$ layers » – *Appl. Phys. Lett.*, 76(15), p. 2080 & X.

Wallart, C. Priester, D. Deresmes et F. Mollot – « Interplay between segregation, roughness and local strains in the growth of $Ga_{0.75}In_{0.25}P$ alloy » – *Appl. Phys. Lett.*, 77(2), p. 253 & X. Wallart et F. Mollot – « Strained layer growth of $Ga_{1-X}In_XP$ on GaAs (100) and GaP (100) substrates » – *Appl. Surf. Sci.,* 166, p. 446

Wallart01 X. Wallart, D. Deresmes et F. Mollot – « Relationship between surface reconstruction and morphology of strained $Ga_{1-X}In_XP$ layers grown on GaP(001) by GSMBE » – *Appl. Phys. Lett.*, 78(19), p. 2961 & « Growth of strained $Ga_{1-X}In_XP$ layers on GaP(001) by GSMBE: similarities and differences with the growth of strained arsenides » – *J. Crystal Growth*, 227, p. 255

Wang88 G.-W. Wang, Y.-K. Chen, W.J. Schaff et L.F. Eastman – « A 0.1-µm gate $Al_{0.5}In_{0.5}As/Ga_{0.5}In_{0.5}As$ MODFET fabricated on GaAs substrates » – *IEEE Trans. Electron Devices*, 35(7), p. 818

Wang97 S.M. Wang, C. Karlsson, N. Rorsman, M. Bergh, E. Olsson, T.G. Andersson et H. Zirath – « MBE growth and characterization of $In_XGa_{1-X}As$ ($0.57 \leq x \leq 1$) on GaAs using InAlAs graded buffer » – *J. Crystal Growth*, 175, p. 1016

Wang00 H. Wang et G.-I. Ng – « Avalanche multiplication in InP/InGaAs DHBTs with composite collectors » – *IEEE Trans. Electron Devices*, 47(6), p. 1125 & H. Wang, G.I. Ng, H. Zheng, Y.Z. Xiong, L.H. Chua, K. Yuan, K. Radhakrishnan et S.F. Yoon – « Demonstration of aluminium-free metamorphic $InP/In_{0.53}Ga_{0.47}As/InP$ DHBTs on GaAs substrates » – *IEEE Electron Device Lett.*, 21(9), p. 427 & H. Wang, G.I. Ng, H. Zheng, L.H. Chua et Y.Z. Xiong – « DC and microwave characteristics of metamorphic $InP/In_{0.53}Ga_{0.47}As$ HBTs grown on GaAs substrates » – *IPRM00*, TUB1.1

Wang01 H. Wang, G.I. Ng, H. Yang et K. Radhakrishnan – « Understanding the degradation of InP/InGaAs HBTs induced by silicon nitride passication » – *IPRM01*, WP-32 & « Ammonia (NH_3) plasma surface passivation of InP/InGaAs HBTs » – *ibid.*, WB2-5 & H. Wang, G.I. Ng, H. Zheng, H. Yang, Y. Xiong, S. Halder, K. Yuan, C.L. Tan, K. Radhakrishnan et S.F. Yoon – « Metamorphic InP/InGaAs/InP HBTs on GaAs substrate : DC and microwave performances » – *IEEE Trans. Electron Devices*, 48(12), p. 2671

Wang02 H. Wang, H. Yang et K. Radhakrishnan – « Temperature-dependent breakdown behavior in InP DHBTs with InGaAs/InP composite collector » – *IPRM02*, PI-25 & « A comparative study of silicon nitride passivation on InP-based DHBTs with different emitter structures » – *ibid.*, PII-6 & « Metamorphic InP/InGaAs HBTs under high-current and current high temperature stress » – *ibid.*, B4-4 & mêmes auteurs et C.L. Tan « On the thermal resistance of metamorphic and lattice-matched InP HBTs : a comparative study » – *ibid.*, PI-22

Wang03 H. Wang, H. Yang, W.-P. Neo, K. Radhakrishnan et C.L. Tan – « Temperature dependence of avalanche multiplication in InP-based HBTs with InGaAs/InP composite collector: device characterization and physics model » – *IEEE Trans. Electron Devices*, 50(12), p. 2335 & mêmes auteurs sauf : W.-P. Neo et C.L. Tan – « Theoretical and experimental investigation of temperature-dependent avalanche multiplication in InP-based HBTs with InGaAs/InP composite collector » – *IPRM03*, TuP15

ZWang03 Z.M. Wang, J.L. Shultz et G.J. Salamo – « Morphology evolution during strained (In,Ga)As epitaxial growth on GaAs vicinal (100) surfaces » – *Appl. Phys. Lett.*, 83(9), p. 1749

Wang04 H. Wang, H. Yang, K. Radhakrishnan, T.K. Ng et W.C. Cheong – « The influence of emitter material on silicon nitride passivation-induced degradation in InP-based HBTs » – *IEEE Trans. Electron Devices*, 51(1), p. 8 & mêmes auteurs et : Y. Tian sauf : H. Yang, K. Radhakrishnan, T.K. Ng et W.C. Cheong – « Physically based analysis of hot carrier induced degradation in InP/InGaAs DHBTs » – *IPRM04*, FB3-5

Washburn90 J. Washburn et E.P. Kvam – « Possible dislocation multiplication source in (001) semiconductor epitaxy » – *Appl. Phys. Lett.*, 57(16), p. 1637

Watanabe03 K. Watanabe, M. Hashimoto, H. Kudo, H. Uchiyama, H. Ota, K. Ouchi et R. Takeyari – « 50-Gbit/s AGC and modulator driver amplifier ICs based on InP/InGaAs HBT technology » – *IPRM03*, ThA2.3

Watkins97 S.P. Watkins, R. Arès, G. Soerensen, W. Zhong, C.A. Tran, J.E. Bryce et C.R. Bolognesi – « Atomic force microscopy study of morphology and dislocation structure of InAs and GaSb grown on highly mismatched substrates » – *J. Crystal Growth*, 170, p. 788

Webb92 C. Webb, D. Liu et J.N. Eckstein – « Evidence for an As4 sticking coefficient > 0.5 in the MBE of GaAs » – *Appl. Phys. Lett.*, 60(5), p. 571

Webster54 W.M. Webster – « On the variation of junction-transistor current amplification factor with emitter current » – *Proc. of the IRE*, 1954, 42, p. 914 (MH)

Webster04 R.T. Webster et A.F. Anwar – « Noise in metamorphic AlGaAsSb/InGaAs/AlGaAsSb HEMTs » – *Solid State Electronics*, 48, p. 2007

Wegscheider93 W. Wegscheider et H. Cerva – « Effect of compressive and tensile strain on misfit dislocation injection in SiGe epitaxial layers » – *J. Vac. Sci. Technol. B*, 11(3), p. 1056

Wei04 Y. Wei, D.W. Scott, Y. Dong, A.C. Gossard et M.J. Rodwell – « A 160-GHz f_T and 140-Ghz f_{MAX} submicrometer InP DHBT in MBE regrown-emitter technology » – *IEEE Electron Device Lett.*, 25(5), p. 232

Weiner04 J.S. Weiner, J.S. Lee, A. Leven, Y. Baeyens, V. Houtsma, G. Georgiou, Y. Yang, J. Frackoviak, A. Tate, R. Reyes, R.F. Kopf, W.-J. Sung, N.G. Weimann et Y.-K. Chen – « An InGaAs-InP HBT differential transimpedance amplifier with 47-GHz bandwith » – *IEEE Journal of Solid-State Circuits*, 39(10), p. 1720

Welser00 R.E. Welser, P.M. DeLuca et N. Pan – « Turn-on voltage investigation of GaAs-based bipolar transistors with $Ga_{1-X}In_XAs_{1-Y}N_Y$ base layers » – *IEEE Electron Device Lett.*, 21(12), p. 554

Werner93 P. Werner, N.D. Zakharov, Y. Chen, Z. Liliental-Weber, J. Washburn, J.F. Klem et J.Y. Tsao – « Stress releasing mechanisms in $In_{0.2}Ga_{0.8}As$ layers grown on misoriented GaAs [001] substrate » – *Appl. Phys. Lett.*, 62(22), p. 2798

Westergren96 U. Westergren, B. Willén et H. Asonen – « 20GHz bandwith monolithic optoelectronic receiver based on SSMBE-grown InP HBT technology » – *Electron. Lett.*, 32(18), p. 1719

Westwater97 S.P. Westwater, T.J. Bullough, T.B. Joyce, B.R. Davidson et L. Hart – « The suppression of misfit dislocation introduction in heavily carbon doped GaAs » – *Appl. Phys. Lett.*, 70(1), p. 60

Westwood93 D.I. Westwood et D.A. Woolf – « Residual strain measurements in thick $In_XGa_{1-X}As$ layers grown on GaAs (100) by MBE » – *J. Appl. Phys.*, 73(3), p. 1187 & D.I. Westwood, D.A. Woolf, A. Vilà, A. Cornet et J.R. Morante – « Influence of mismatch on the defects in relaxed epitaxial InGaAs/GaAs(100) films grown by MBE » – *J. Appl. Phys.*, 74(3), p. 1731

Whelan00 C.S. Whelan, P.F. Marsh, W.E. Hoke, R.A. McTaggart, C.P. McCarroll et T.E. Kazior – « GaAs metamorphic HEMT (MHEMT) : an attractive alternative to InP HEMTs for high performance low noise and power applications » – *IPRM00*, WB1.1 & C.S. Whelan, S.M. Lardizabal, P.M. Buhles et auteurs précités – « A comparison of channel In content in low noise metamorphic HEMTs with $In_XGa_{1-X}As$ ($0.3 < x \leq 0.6$) » – *ibid.*, WB1.4 & C.S. Whelan, P.F. Marsh, W.E. Hoke et T.E. Kazior – « GaAs metamorphic HEMT (MHEMT) : the ideal candidate for high performance, millimeter wave low noise and power applications » – *2000 GaAs MANTECH Conference*

Wicks91 G.W. Wicks, M.W. Koch, J.A. Varriano, F.G. Johnson, C.R. Wie, H.M. Kim et P. Colombo – « Use of a valved, solid phosphorus source for the growth of $Ga_{0.5}In_{0.5}P$ and $Al_{0.5}In_{0.5}P$ by MBE » – *Appl. Phys. Lett.*, 59(3), p. 342

Willén95a B. Willén, H. Asonen et M. Toivonen – « InGaAs/InP HBT grown by all-solid source MBE » – *Electron. Lett.*, 31(17), p. 1514

Willén95b B. Willén, U. Westergren et H. Asonen – « High-gain, high-speed InP/InGaAs DHBTs with a step-graded base-collector heterojunction » – *IEEE Electron Device Lett.*, 16(11), p. 479

Willén96 B. Willén, M. Mokhtari et U. Westergren – « New planarisation process for low current, high-speed InP/InGaAs HBTs » – *Electron. Lett.*, 32(3), p. 266

Willén97 B. Willén et D. Haga – « InP-HBTs with good high frequency performance at low collector currents using silicon nitride planarisation » – *Electron. Lett.*, 33(8), p. 719

Willén01 B. Willén, M. Rohner et H. Jäckel – « Unilateral power gain limitations due to dynamic base widening effects » – *IEEE Electron Device Lett.*, 22(8), p. 370

Willén02 B. Willén, M. Rohner, V. Schwarz et H. Jäckel – « Experimental evaluation of the InP-InGaAs-HBT power-gain resonance » – *IEEE Electron Device Lett.*, 23(10), p. 579

Willis90 J.R. Willis, S.C. Jain et R. Bullough – « The energy of an array of dislocations in an epitaxial layer: implications for strain relaxation in semiconductor heterostructures » – *Phil. Mag. A*, 62, p. 115

Win92 P. Win, Y. Druelle, A. Cappy, Y. Cordier, J. Favre et C. Bouillet – « Metamorphic $In_{0.30}Ga_{0.70}As/In_{0.29}Al_{0.71}As$ layer on GaAs : a new structure for high performance HEMT realization » – *Appl. Phys. Lett.*, 61(8), p. 922

Win93 Pascal Win – *Thèse en Electronique de l'Université de Lille I, juillet 1993* – « Transistor à effet de champ à couche métamorphique AlInAs/GaInAs/GaAs : un nouveau composant pour l'amplification hyperfréquence et la logique ultra rapide. »

Won88 T. Won, S. Agarwala et H. Morkoç – « $In_{0.52}Al_{0.48}As/In_{0.53}Ga_{0.47}As$ HBT on GaAs by molecular beam epitaxy » – *Appl. Phys. Lett.*, 53(23), p. 2311

Won89a T. Won et H. Morkoç – « Self-aligned $In_{0.52}Al_{0.48}As/In_{0.53}Ga_{0.47}As$ heterojunction bipolar transistors with graded interface on semi-insulating InP grown by molecular beam epitaxy » – *IEEE Electron Device Lett.*, 10(3), p. 138

Won89b T. Won, S. Iyer, S. Argawala et H. Morkoç – « Collector offset voltage of HBTs grown by MBE » – *IEEE Electron Device Lett.*, 10(6), p. 274

WT04 *Site Internet du fournisseur de substrats : Wafer Technology Ltd.*

Wu92 C.-C. Wu et S.-C. Lee – « Emitter composition and geometry related surface recombination current of AlGaAs/GaAs HBTs » – *J. Appl. Phys.*, 72(11), p. 5483

Wu95 Y.-H. Wu, J.-S. Su, W.-C. Hsu, W. Lin, W.-C. Liu, M.-J. Kao et R.-T. Hsu – « Emitter edge-thinning effect on InGaAs/InP Double-Heterostructure-Emitter Bipolar Transistor » – *Jpn. J. Appl. Phys.*, 34(1/11), p. 5908

Wu02 Y. Wu, D. Lubyshev, X.-M. Fang, J.M. Fastenau, A.B. Cornfeld, A.W.K. Liu, H. Yang, H. Wang, R. Radhakrishnan et J.C.M. Hwang – « A comparative study of DC and microwave characteristics of lattice-matched InP HBTs and metamorphic HBTs grown by MBE » – *2002 GaAs MANTECH Conference*

Xin03 Y.-C. Xin, L.G. Vaughn, L.R. Dawson, A. Stintz, Y. Lin, L.F. Lester et D.L. Huffaker – « InAs quantum-dot GaAs-based lasers grown on AlGaAsSb metamorphic buffers » – *J. Appl. Phys.*, 94(3), p. 2133

Xu03 G. Xu et C. Zhang – « Analysis of dislocation nucleation from a crystal surface based on the Peierls-Nabarro dislocation model » – *J. Mech. Phys. Solids*, 2003, 51, p. 1371

Yamabi03 R. Yamabi, K. Kotani, T. Kawasaki, M. Yanagisawa, S. Yaegassi et H. Yano – « Reliability of InGaAs/InP HBTs with InP passivation structure » – *IPRM03*, TuP6

Yamabi04 R. Yamabi, Y. Tsuji, K. Hiratsuka et H. Yano – « Fabrication of mesa-type InGaAs *pin* PDs with InP passivation » – *IPRM04*, TP-33

Yamada00 F.M. Yamada, A.K. Oki, D.C. Streit, B.L. Hikin, E.N. Kaneshire, M.D. Lammert, L.T. Tran, T.R. Block, P.C. Grossman, J.r. Scarpulla et A.L. Guitierrez-Aiken – « Performance and reliability of an advanced production GaAs HBT process technology » – *2000 GaAs MANTECH Conference*

Yamahata92 S. Yamahata, Y. Matsuoka et T. Ishibashi – « High-F_{max} collector-up AlGaAs/GaAs HBTs with a heavily carbon-doped base fabricated by oxygen-ion implantation » – *IEEE Trans. Electron Devices*, 39(11), p. 2655

Yamahata93 S. Yamahata, Y. Matsuoka et T. Ishibashi – « High-Fmax collector-up AlGaAs/GaAs HBTs with a heavily carbon-doped base fabricated using oxygen-ion implantation » – *IEEE Electron Device Lett.*, 14(4), p. 173

Yamahata94 S. Yamahata, K. Kurishima, H. Nakajima, T. Kobayashi et Y. Matsuoka – « Ultra-high f_{MAX} and f_T InP/InGaAs DHBTs with step-graded InGaAsP collector » – *IEEE Proc. GaAs IC Symposium*, 1994, p. 345

Yamahata95 S. Yamahata, K. Kurishima, H. Ito et Y. Matsuoka – « Over-220-GHz-f_T-and-f_{MAX} InP/InGaAs DHBTs with a new hexagonal-shaped emitter » – *IEEE Proc. GaAs IC Symposium*, 1995, p.163

Yamashiki99 A. Yamashiki et T. Nishinaga – « Arsenic pressure dependence of incorporation diffusion length on (001) and (110) surfaces and inter-surface diffusion in MBE of GaAs » – *J. Crystal Growth*, 198, p. 1125

Yanagisawa04 M. Yanagisawa, K. Kotani, T. Kawasaki, R. Yamabi, S. Yaegassi et H. Yano – « A robust all-wet-etching process for mesa formation of InGaAs-InP HBT featuring high uniformity and high reproducibility » – *IEEE Trans. Electron Devices*, 51(8), p. 1234

Yang93 W.H. Yang et D.J. Srolovitz – « Cracklike surface instabilities in stresses solids » – *Phys. Rev. Lett.*, 71(10), p. 1593

Yang95 K. Yang, J.C. Cowles, J.R. East et G.I. Haddad – « Theoretical and experimental DC characterization of InGaAs-based abrupt emitter HBT's » – *IEEE Trans. Electron Devices*, 42(6), p. 1047

Yang97 K. Yang, G.O. Munns et G.I. Haddad – « High f_{max} InP DHBTs with chirped InGaAs/InP superlattice base-collector junction grown by CBE » – *IEEE Electron Device Lett.*, 18(11), p. 553

Yang02 Y. Yang, J. Frackoviak, C.T. Liu, C.J. Chen, L.-L. Chua, W.J. Sung, A. Tate, J. Tong, R. Reyes, R. Kopf, R. Ruel, D. Werder, V. Houtsma, G. Georgiou, J.S. Weiner, Y. Baeyens et Y.K. Chen – « High-performance and high uniformity InP/InGaAs/InP DHBT technology for high-speed optical communication systems » – *IEEE GaAs Digest*, 2002, p. 269

Yang04 H. Yang, H. Wang, K. Radhakrishnan et C.L. Tan – « Thermal resistance of metamorphic InP-based HBTs on GaAs substrates using a linearly graded $In_XGa_{1-X}P$ metamorphic buffer » – *IEEE Trans. Electron Devices*, 51(8), p. 1221 & mêmes auteurs excepté C.L. Tran : « A comparative study of metamorphic InP/InGaAs HBTs (MHBTs) grown by gas and solid source MBE » – *J. Crystal Growth*, 268, p. 410

Yi03 S.S. Yi, S.J. Chung, H. Rohdin, M. Hueschen, D. Bour, N. Moll, D.R. Chamberlin et J. Amano – « Growth and device performance of InP/GaAsSb HBTs » – *IPRM03*, ThB2.1

Yokotsuka91 T. Yokotsuka, A. Takamori et M. Nakajima – « Growth of heavily Be-doped AlInP by gas source molecular beam epitaxy » – *Appl. Phys. Lett.*, 58(14), p. 1521

Yonenaga87 I. Yonenaga et K. Sumino – « Effects of In impurity on the dynamic behavior of dislocations in GaAs » – *J. Appl. Phys.*, 62(4), p. 1212

Yonenaga89 I. Yonenaga et K. Sumino – « Impurity effects on the generation, velocity, and immobilization of dislocations in GaAs » – *J. Appl. Phys.*, 65(1), p. 85

Yonenaga93a I. Yonenaga et K. Sumino – « Dynamic activity of dislocations in GaP » – *J. Appl. Phys.*, 73(4), p. 1681

Yonenaga93b I. Yonenaga et K. Sumino – « Effects of dopants on dynamic behavior of dislocations and mechanical strength in InP » – *J. Appl. Phys.*, 74(2), p. 917

Yonenaga98 I. Yonenaga – « Dynamic behavior of dislocations in InAs : in comparison with III-V compounds and other semiconductors » – *J. Appl. Phys.*, 84(8), p. 4209

Yoo89 H.-J. Yoo, J.R. Hayes, C. Caneau, R. Bhat et M. Koza – « Fabrication of lateral planar InP/GaInAsP HBT by selective area epitaxial growth » – *Electron. Lett.*, 25(3), p. 191 & « Fabrication and characterization of lateral InP/InGaAsP heterojunctions and bipolar transistors » – *Appl. Phys. Lett.*, 54(23), p. 2318

Yoon93 S.F. Yoon – « Surface morphology and quality of strained InGaAs grown by MBE on GaAs » – *J. Vac. Sci. Technol. B*, 11(3), p. 562

Yoon97 S.F. Yoon – « An investigation of the effects of high As overpressure on the growth of $In_{0.52}Al_{0.48}As$ on InP substrates by MBE » – *J. Crystal Growth*, 178, p. 207

Yoon98 S.F. Yoon, P.H. Zhang, H.Q. Zheng et K. Radhakrishnan – « The effects of arsenic pressure on the properties of $In_{1-X-Y}Ga_XAl_YAs$ layers grown by MBE » – *J. Crystal Growth*, 191, p. 24

Yu91 S. Yu, T.Y. Tan et U. Gösele – « Diffusion mechanism of zinc and beryllium in gallium arsenide » – *J. Appl. Phys.*, 69(6), p. 3547

Yu03 D. Yu, K. Lee, B. Kim, D. Ontiveros, K. Vargason, J.M. Kuo et Y.C. Kao – « Ultra high-speed InP-InGaAs SHBTs with f_{MAX} of 478GHz » – *IEEE Electron Device Lett.*, 24(6), p. 384

Yu04 D. Yu, K. Choi, K. Lee, B. Kim, H. Zhu, K. Vargason, J.M. Kuo et Y.C. Kao – « Realization of high-speed InP SHBTs using novel but simple techniques for parasitic reduction » – *IPRM04*, FB3.2 & mêmes auteurs plus P. Pinsukanjana : « Ultra high-speed 0,25-µm emitter InP-InGaAs SHBTs with f_{MAX} of 687 GHz » – *IEDM04*, 22.4.1

Yuan01 K. Yuan, K. Radhakrishnan, H.Q. Zheng, Q.D. Zhuang et G.I. Ng – « Characterization of linearly graded metamorphic InGaP buffer layers on GaAs using high-resolution X-ray diffraction » – *Thin Solid Films*, 391, p. 36

Yuan02 K. Yuan et K. Radhakrishnan – « Growth and characterization of compositionally graded InGaP layers on GaAs substrate by solid-source molecular beam epitaxy » – *J. Crystal Growth*, 243, p. 288

Zakharov93 N.D. Zakharov, Z. Liliental-Weber, W. Swider, A.S. Brown et R. Metzger – « Structure of $Ga_{0.47}In_{0.53}As$ epitaxial layers grown on InP substrates at different temperatures » – *Appl. Phys. Lett.*, 63(20), p. 2809

Zaknoune98a M. Zaknoune, O. Schuler, F. Mollot, D. Théron et Y. Crosnier – « Non-selective wet chemical etching of GaAs and AlGaInP for device applications » – *J. Vac. Sci. Technol. B*, 16(1), p. 223

Zaknoune98b M. Zaknoune, B. Bonte, C. Gaquiere, Y. Cordier, Y. Druelle, D. Théron et Y. Crosnier – « InAlAs/InGaAs metamorphic HEMT with high current density and high breakdown voltage » – *IEEE Electron Device Lett.*, 19(9), p. 345

Zaknoune99 Mohammed Zaknoune – *Thèse en Electronique de l'Université de Lille I, février 1999* – « Etude de la technologie et des potentialités pour l'amplification de puissance hyperfréquence des transistors à effet de champ des filières phosphure AlGaInP/GaInAs et métamorphique AlInAs/GaInAs sur substrat GaAs. »

Zaknoune03 M. Zaknoune, M. Ardouin, Y. Cordier, S. Bollaert, B. Bonte et D. Théron – « 60-GHz high power performance $In_{0.35}Al_{0.65}As$-$In_{0.35}Ga_{0.65}As$ metamorphic HEMTs on GaAs » – *IEEE Electron Device Lett.*, 24(12), p. 724

Zanden00 K. van der Zanden, D. Schreurs, R. Vandersmissen et G. Borghs – « High-performant high-gain amplifiers based on metamorphic GaAs HEMT's » – *2000 GaAs MANTECH Conference*

Zangwill96 A. Zangwill – « Some causes and a consequence of epitaxial roughening » – *J. Crystal Growth*, 163, p. 8

Zhang92 Q.M. Zhang, G.-L. Tan, W.T. Moore et J.M. Xu – « Effects of displaced p-n junction of HBTs » – *IEEE Trans. Electron Devices*, 39(11), p. 2430

Zhang94 K. Zhang, Y.C. Chen, J. Singh et P. Bhattacharya – « Reduction of Be out-diffusion from heavily doped GaAs:Be layers by pseudomorphic $In_XGa_{1-X}As$ barrier layers » – *Appl. Phys. Lett.*, 65(7), p. 872

Zhang96 K. Zhang, X. Zhang, P. Bhattacharya et J. Singh – « Influence of pseudomorphic base-emitter spacer layers on current-induced degradation of beryllium-doped InGaAs/InAlAs HBTs » – *IEEE Trans. Electron Devices*, 43(1), p. 8

Zhang03 Y. Zhang, C.S. Whelan, R. Leoni III, P.F. Marsh, W.E. Hoke, J.B. Hunt, C.M. Laighton et T.E. Kazior – « 40-Gbit/s OEIC on GaAs substrate through metamorphic buffer technology » – *IEEE Electron Device Lett.*, 24(9), p. 529

Zheng00 H.Q. Zheng, K. Radhakrishnan, H. Wang, K.H. Yuan, S.F. Yoon et G.I. Ng – « Metamorphic InP/InGaAs double-heterojunction bipolar transistors on GaAs grown by molecular-beam epitaxy » – *Appl. Phys. Lett.*, 77(6), p. 869

XZhu03 X. Zhu, D. Pavlidis et G. Zhao – « First high-frequency and power demonstration of InGaAlAs/GaAsSb/InP DHBTs » – *IPRM03*, TuP14

HZhu04 H.J. Zhu, J.M. Kuo, P. Pinsukanjana, X.J. Jin, K. Vargason, M. Herrera, D. Ontiveros, C. Boehme et Y.C. Kao – « GaAsSb-based HBTs grown by production MBE system » – *IPRM04*, WP-6

XZhu04 X. Zhu, D. Pavlidis et G. Zhao – « First power demonstration of InP/GaAsSb/InP DHBTs » – *IPRM04*, FB3-3

Ziegler00 V. Ziegler, C. Gässler, C. Wölk, F.-J. Berlec, R. Deufel, M. Berg, J. Dickmann, H. Schumacher, E. Alekseev et D. Pavlidis – « InP-based and metamorphic devices for multifunctional MMICs in mm-wave communication systems » – *IPRM00*, WB1.2 & V. Ziegler, C. Gässler, C. Wölk, R. Deufel, F.-J. Berlec, J. Dickmann, N. Käb et H. Schumacher – « Monolithic integration of metamorphic PIN diodes and HFETs for heterointegrated MMICs » – *2000 GaAs Symposium, Paris*

Zimmermann03 L. Zimmermann, J. John, S. Degroote, G. Borghs, C. Van Hoof et S. Nemeth – « Extended wavelength InGaAs on GaAs using InAlAs buffer for back-side-illuminated short-wave infrared detectors » – *Appl. Phys. Lett.*, 82(17), p. 2838

Zohar04 G. Zohar, S. Cohen, V. Sidorov, A. Gavrilov, B. Sheinman et D. Ritter – « Reduction of base-transit time of InP-InGaAs HBTs due to electron injection from an energy ramp and base-composition grading » – *IEEE Trans. Electron Devices*, 51(5), p. 658

Zolper03 J.C. Zolper – « Challenges and opportunities for InP HBT mixed signal circuit technology » – *IPRM03*, PLE3

Zou96 J. Zou et D.J.H. Cockayne – « Nucleation of semicircular misfit dislocation loops from the epitaxial surface of strained-layer heterostructures » – *J. Appl. Phys.*, 79(10), p. 7632

Communications Scientifiques

Revue Internationale

- D. Vignaud, J.-F. Lampin, E. Lefebvre, M. Zaknoune et F. Mollot
  « Electron lifetime of heavily Be-doped $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ as a function of growth temperature and doping density »
  Applied Physics Letters, 2002, 80(22), p. 4151 *Citation (17/02/2005)* [Carmody03]

Conférences Internationales *(avec actes)*

- E. Lefebvre, M. Zaknoune, Y. Cordier et F. Mollot *Poster*
  « Optimisation of buffer layers for InP-metamorphic Heterojunction Bipolar Transistor on GaAs »
  IEEE International Conference on Indium Phosphide and Related Materials (15th IPRM)
  Santa Barbara (California), May 12-16, 2003, ThP4 *Citations (17/02/2005)* [Fastenau04][Yang04]
- E. Lefebvre, M. Zaknoune, F. Mollot, R. Teissier, D. Sicault et J.-L. Pelouard *Poster*
  « Optimisation of abrupt emitter-base junction for heavily Be-doped $InP/In_{0.53}Ga_{0.47}As$ HBT »
  IEEE International Conference on Indium Phosphide and Related Materials (14th IPRM)
  Stockholm (Sweden), May 12-16, 2002, PII-33 *Citation (17/02/2005)* [Jäckel02]
- D. Vignaud, J.-F. Lampin, E. Lefebvre, M. Zaknoune et F. Mollot *Oral*
  « Electron lifetime of heavily Be-doped $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ as a function of growth temperature and doping »
  IEEE International Conference on Indium Phosphide and Related Materials (14th IPRM)
  Stockholm (Sweden), May 12-16, 2002, B7-6

Conférences Nationales

- E. Lefebvre, M. Zaknoune, F. Mollot, R. Teissier, D. Sicault et J.-L. Pelouard *Poster*
  « Optimisation de la jonction émetteur-base pour TBH $InP/In_{0.53}Ga_{0.47}As$ à base fortement dopée au Be »
  9èmes Journées Nationales de Microélectronique et d'Optoélectronique (JNMO 2002)
  St Aygulf (Var), 29 septembre-2 octobre 2002, B-1.50 (recueil des résumés de posters)
- D. Vignaud, J.-F. Lampin, E. Lefebvre, M. Zaknoune et F. Mollot *Poster*
  « Temps de vie des électrons dans $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ (Be) en fonction de la T de croissance et du dopage »
  9èmes Journées Nationales de Microélectronique et d'Optoélectronique (JNMO 2002)
  St Aygulf (Var), 29 septembre-2 octobre 2002, C-1.87 (recueil des résumés de posters)
- E. Lefebvre, Y. Cordier, F. Mollot, S. Demichel, D. Sicault, R. Teissier et J.-L. Pelouard *Oral*
  « Epitaxie par Jets Moléculaires pour Transistors Bipolaires à Hétérojonction InP/InGaAs »
  20èmes Journées Nationales sur l'Epitaxie par Jets Moléculaires (EJM 2001)
  St Aygulf (Var), 24-26 septembre 2001 (recueil des résumés de communications orales)
- Y. Cordier, M. Zaknoune, S. Bollaert, M. Boudrissa, E. Lefebvre, P. Miska, D. Vignaud, F. Mollot, A. Cappy, J.-M. Chauveau, S. Trudel, D. Ferré, Y. Androussi et J. DiPersio *Oral*
  « Les structures métamorphiques AlInAs/GaInAs sur substrat GaAs : croissance et applications »
  20èmes Journées Nationales sur l'Epitaxie par Jets Moléculaires (EJM 2001)
  St Aygulf (Var), 24-26 septembre 2001 (recueil des résumés de communications orales)

RESUME : Les Transistors Bipolaires à Hétérojonction fonctionnent à hautes fréquences sous des tensions d'environ 5V, en particulier dans le système de matériaux InP/InGaAs. Il est souhaitable d'obtenir ces performances non pas sur InP mais sur GaAs, substrat plus robuste, disponible en taille supérieure et préféré en industrie. Un buffer métamorphique GaAs → InP est alors requis pour relaxer la contrainte due au désaccord de paramètre de maille. Cette thèse porte sur la croissance par Epitaxie par Jets Moléculaires de tels buffers et de TBH InP/InGaAs à base fortement dopée au béryllium. Les buffers sont évalués via un protocole expérimental dédié au TBH, associant des caractérisations « matériaux » (photoluminescence, Double Diffraction des rayons X, microscopies optique et à force atomique AFM) et électriques (diodes métamorphiques). Nous comparons ainsi les deux processus de relaxation possibles : avec introduction progressive de la contrainte sur buffer graduel In(Ga)AlAs, abrupte sur buffer uniforme InP. Le rôle de la cinétique des adatomes III en front de croissance sur le processus graduel est démontré. Les performances des TBH métamorphiques InP/InGaAs épitaxiés sur GaAs via un buffer graduel InGaAlAs sont au final proches de celles des TBH de référence sur InP.

Mots Clés :

Epitaxie par Jets Moléculaires (III-V)	**Cinétique des adatomes III**
Buffer métamorphique GaAs → InP	**Front de croissance, tilt, cross-hatch**
Transistor Bipolaire à Hétérojonction	**Fort dopage d'InGaAs au béryllium**

SUMMARY : Heterojunction Bipolar Transistors currently operate at high frequencies under voltage of approximately 5V, in particular in the InP/InGaAs materials system. It is desirable to obtain these performances on GaAs rather than on InP substrates, because GaAs ones are more reliable, available in higher size and preferred in industry. A GaAs → InP metamorphic buffer is then required to relax the strain due to the lattice mismatch. This thesis deals with the growth by Molecular Beam Epitaxy of such buffers and of InP/InGaAs HBT with highly beryllium doped base. The buffers are evaluated thanks to an experimental protocol dedicated to HBT, which associates materials (photoluminescence, Double axis X-Ray Diffraction, optical and atomic force AFM microscopy) and electrical characterizations (metamorphic diodes). We thus compare the two possible relaxation processes : progressive strain introduction on InGaAlAs graded buffer and abrupt strain introduction on InP uniform buffer. The dependency of the graded process on the III adatoms kinetic on the growth front is demonstrated. The performances of metamorphic InP/InGaAs HBT grown on GaAs via an InGaAlAs graded buffer are finally close to those of the reference HBT on InP.

Key Words :

Molecular Beam Epitaxy (III-V)	**Kinetics of the III adatoms**
GaAs → InP metamorphic buffer	**Growth front, tilt, cross-hatch**
Heterojunction Bipolar Transistor	**High beryllium doping of InGaAs**