

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR
ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

UNIVERSITE MENTOURI - CONSTANTINE

FACULTE DES SCIENCES DE L'INGENIEUR
DEPARTEMENT D'ELECTRONIQUE

Thèse

*Présentée pour obtenir le diplôme de Doctorat en sciences
En Electronique*

Spécialité : Microélectronique

N° d'ordre : 99 tis/2009

Série : 12/ELC/2009

Présentée par :

Maya LAKHDARA

Titre :

**Etude de Composants Semi-conducteurs
Réalisés en Technologie CMOS Dédiés à la
Radio Fréquence**

<u>Président :</u>	Monsieur	Abdelmadjid	BENGHALIA	Prof.	Univ. Mentouri Constantine
<u>Directeur de Thèse</u>	Mme	Saïda	LATRECHE	Prof	Univ. Mentouri Constantine
<u>Membres :</u>	Monsieur	Abdelhamid	BENHAYA	M.C	Univ. Batna
		Abdelhakim	MAHDJOUB	Prof.	Univ. Oum El Bouaghi
		Mohamed	BOUCHEMAT	Prof	Univ. Mentouri Constantine

Soutenu le : 16 / 11 / 2009

Avant propos

Ce travail a été effectué au Laboratoire Hyperfréquence et semi-conducteurs LHS institut d'électronique, université Mentouri de Constantine.

Avant tout propos, je tiens Profondément à remercier **Madame Saida LATRECHE** Professeur à l'université Mentouri d'avoir été durant ces années de recherche mon encadreur de thèse, dont la considération et la confiance qu'elle m'a accordée, m'ont grandement soutenu.

Elle a su durant ces années de recherche partager ses connaissances scientifiques et pédagogiques. J'ai été très sensible aux idées qu'elle m'a prodiguée, à la sollicitude avec laquelle elle m'a orienté, et aux conseils avisés qui m'ont permis de mener à bien ce travail.

Qu'il me soit permis d'exprimer ma profonde gratitude à Monsieur le professeur **Abdelmadjid BENGHALIA** pour m'avoir offert l'opportunité de présider ce jury.

Je remercie également Monsieur **Abdelhakim MAHDJOUB** Professeur à l'université d'Oum el Bouaghi, et Monsieur **Abdelhamid BENHAYA** Maître de Conférences à l'université de Batna, pour l'honneur qu'ils m'ont fait en acceptant la lourde tâche de rapporter ce travail de thèse. Qu'ils trouvent ici le témoignage de ma gratitude pour leurs participations au jury.

Je suis particulièrement reconnaissante à Monsieur le Professeur **Mohamed BOUCHEMAT** à l'université Mentouri pour avoir accepté d'examiner ce mémoire et d'en être le rapporteur.

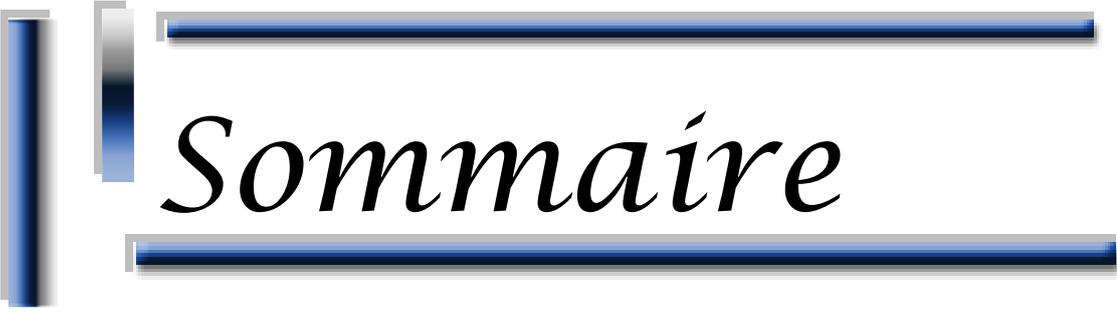
Ce travail n'aurait pu être effectué sans l'aide de Monsieur **Christian GONTRAND** Professeur à l'institut de Nanotechnologies de Lyon INL. INSA de Lyon. Je le remercie vivement de m'avoir accueilli au sein de son équipe.

Les discussions que nous avons eues ont toujours été aussi agréables qu'utiles, je lui suis reconnaissante pour ses encouragements et ses conseils.

J'associe à mes remerciements tous les membres du laboratoire LHS, de l'université Constantine pour l'ambiance conviviale dans laquelle s'est déroulée cette thèse, et pour avoir contribué de près ou de loin à l'accomplissement de ce travail.

Bien sûr, un grand merci à tous les thésards que j'ai eu l'occasion de côtoyer durant ces années de labeur. Je leur souhaite une Bonne continuation à tous.

Enfin, un grand merci pour ceux que je n'ai pu désigner et qui m'ont aidé de près ou de loin à parcourir ce chemin.



Sommaire

Sommaire

<i>Liste des figures</i>	I
<i>Liste des tableaux</i>	IX
<i>Introduction générale</i>	01
<u>Chapitre I : Éléments de la technologie SiGe et état de l'art</u>	
<i>Introduction</i>	05
<i>I. Mode de fonctionnement du transistor bipolaire</i>	06
<i>II. Le transistor bipolaire réel</i>	09
<i>II. 1. Bilan simplifié des courants circulants dans le transistor</i>	09
<i>II.1.1 Courant d'émetteur</i>	09
<i>II.1.2. Courant de base</i>	10
<i>II.1.3. Courant de collecteur</i>	11
<i>II.2. Performances statiques et dynamiques</i>	11
<i>II.2.1.Comportement statique</i>	12
<i>II.2.1.a) Facteur de transport dans la base</i>	12
<i>II.2.1.b) Efficacité d'injection de l'émetteur γ</i>	13
<i>II.2.1.c) Facteur de multiplication dans la zone de charge d'espace de la jonction BC</i>	14
<i>II. 3. Caractéristiques statiques du transistor bipolaire réel NPN</i>	15
<i>II. 3.1. Courbes de Gummel</i>	15
<i>II.4. Effets parasites du transistor bipolaire</i>	16
<i>II. 4.1. Courants non idéaux à faible polarisation</i>	17
<i>II. 4.1.1. Recombinaison en zone de charge d'espace</i>	17
<i>II. 4.1.2. Courant tunnel bande à bande</i>	17
<i>II. 4.2. Effets à fort niveau de courant</i>	19
<i>II. 4.2.1. Effet Kirk</i>	19
<i>II. 4.2.2. Effet Webster</i>	19
<i>II. 4.2.3. Le perçage de la base</i>	20
<i>II. 4.3. Effet Early</i>	20
<i>II.4.3.1. Effet Early direct</i>	20

II. 4.3.2. Effet Early inverse.....	21
II.5. Fonctionnement dynamique du transistor bipolaire	22
II.5. 1. Temps de transit et fréquence de transition f_T	22
II.5. 2. Fréquence maximale d'oscillation	24
III. Du transistor bipolaire à homojonction au transistor à hétérojonction SiGe.....	24
III. 1. Les limites du transistor bipolaire à homojonction BJT.....	24
III .1.1. Compromis gain- résistance de base-temps de transit dans la base.....	25
III.1.2. Compromis tension d'Early- tension de claquage collecteur- émetteur - fréquence de transition.....	26
III.1.3. Synthèse.....	26
III. 2. Intérêt et développement du matériau SiGe.....	27
III.3.L'alliage $Si_{1-x}Ge_x$ massif.....	28
III.3.1. Propriétés cristallines du SiGe	29
III.3.2. Définition de l'épaisseur critique	31
III.3. 3. Largeur de la bande interdite de l'alliage SiGe.....	33
III.3.4. Alignement des bandes d'énergie.....	36
IV. Transistor Bipolaire à Hétérojonction TBH.....	37
IV. 1. Historique	37
IV. 2. Etat de l'art des TBH SiGe.....	38
IV. 3. Principe de fonctionnement du TBH.....	39
IV. 4. Les différents profils de germanium.....	41
IV. 4. 1. Effet de base SiGe sur les performances électriques dans le cas d'un pourcentage de germanium constant.....	42
V. La technologie BiCMOS.....	45
V. 1. Architecture du TBH SiGe intégré en technologie BiCMOS	47
V. 1. 1. Structures quasi auto alignées	47
V. 1. 1. 1. Structure simple polysilicium	47
V. 1. 1. 2. Structure double polysilicium	48
V. 1. 2. Structures auto-alignées.....	49
V. 1. 2. 1. Structure double polysilicium auto-alignée.....	49
VI. Domaines d'applications.....	51
VII. Tendances	52

<i>Conclusion</i>	53
<i>Références bibliographiques</i>	54
<i>Chapitre II : Modèles relatifs au matériau SiGe et résolution numérique</i>	
<i>Introduction</i>	59
<i>I . Mise en équations du phénomène de transport dans les hétérojonctions</i>	60
<i>I.1. Formulation du système d'équation</i>	61
<i>I.2. Discontinuité des bandes d'énergie</i>	63
<i>I.3. Statistique de Boltzmann</i>	64
<i>II. Modèle physiques des couches Si_{1-x} Ge_x contraint sur du silicium</i>	66
<i>II.1. Constante diélectrique</i>	66
<i>II.2. Densité de charge</i>	67
<i>II.3. La largeur de la bande interdite</i>	67
<i>II.4. Réduction de la bande interdite "BGN"</i>	68
<i>II.5. Discontinuités de bandes : répartition</i>	69
<i>II.6. Les densités effectives d'états</i>	70
<i>II. 7. Mobilité des porteurs</i>	71
<i>II.7.1 Mobilité du le silicium</i>	71
<i>II.7.2. La mobilité du SiGe</i>	73
<i>II.8. Durée de vie de porteurs</i>	75
<i>II.9. Taux de génération - recombinaison</i>	75
<i>II.10. Concentration intrinsèque</i>	76
<i>III. Elaboration d'un module de résolution des hétérojonctions SiGe</i>	77
<i>III.1. Traitement analytique préliminaire des équations</i>	78
<i>III.2. Résolution du système d'équations</i>	80
<i>III.3. Discrétisation des équations par le concept des différences finies</i>	80
<i>III.3.1. Equation généralisée à discrétiser</i>	80
<i>III.3.2 Application aux équations fondamentales des hétérojonctions</i>	82
<i>III.3.2. 1. Equation de Poisson</i>	82
<i>III.3.2.1. Equation de continuité des électrons</i>	83
<i>III.3.2.3. Equation de continuité des trous</i>	86
<i>III.4. Solution du système</i>	87

IV. Logiciel de simulation	89
IV .1 Structure générale du logiciel	90
VI. 2. Modules de résolution	91
IV.2.1. Solution initiale	91
IV.2.2. Solution finale	91
Conclusion	94
Références bibliographiques	95
<u>Chapitre III : Modélisation des défauts électriquement actifs dans un TBH SiGe</u>	
Introduction	99
I. Structure d'étude	100
I.1.Diagramme de bandes d'énergie	103
I.2 Mobilités des porteurs	104
I.3. Concentration intrinsèque	106
I.4 Densités de porteurs	107
I.5.Caractéristiques de Gummel	110
I.5.1 Caractéristiques I(V)	110
I.5.2. Gain en courant	111
II. Théorie des défauts	113
II.1.Introduction sur les défauts	113
II.2 Définition des défauts du réseau cristallin	113
II. 2.1. Défauts de surface	114
II. 2.2. Défauts de volume	114
II. 3. Les niveaux d'énergie associés aux défauts	115
II. 3.1. Les niveaux superficiels	116
II. 3.2. Les niveaux profonds	116
II. 4. Caractéristiques des défauts profonds	117
II.5. Notions de génération et recombinaison	119
II.6 Statistique d'occupation des centres profonds	119
II.7. Nécessité de la caractérisation	122
II. 8. Origine des défauts dans les TBH SiGe	123

<i>II.9 Modélisation des défauts de gravure dans les TBH</i>	124
<i>II.9.1. Section de capture et énergie d'activation</i>	125
<i>II.9.2. Densité effectives des défauts</i>	126
<i>II.9.3. Type de pièges</i>	126
<i>II.9.4. Caractéristiques des pièges modélisés</i>	126
<i>II.9.5. Localisation des défauts</i>	127
<i>III. Modélisation des défauts placés latéralement dans les TBH SiGe</i>	129
<i>III.1 .Influence des défauts sur les caractéristiques électriques</i>	129
<i>III.2. Influence de la section efficace de capture σ_p des défauts</i>	131
<i>III.3. Influence de la densité effective N_T</i>	132
<i>III.4. Influence du niveau d'énergie E_T du défaut</i>	133
<i>Conclusion</i>	135
<i>Références bibliographiques</i>	136
<i>Chapitre IV : Limites du SiGe et apport du carbone dans les TBH SiGeC</i>	
<i>Introduction</i>	139
<i>I. Le matériau SiGeC</i>	141
<i>I. 1. Propriétés cristallines</i>	141
<i>I.2. Structure cristalline de l'alliage</i>	141
<i>I.3. Incorporation du carbone</i>	143
<i>I. 3.1. Paramètre de maille</i>	143
<i>I.3.2. Largeur de la bande interdite du matériau SiGeC</i>	144
<i>I. 3.3 Apport du carbone dans les TBH SiGe</i>	145
<i>II. Modèles physiques relatifs aux SiGeC</i>	149
<i>II.1. Constante diélectrique</i>	149
<i>II.2. Largeur de la bande interdite du SiGeC</i>	149
<i>II.3. Durée de vie de porteurs</i>	150
<i>II.4 Réduction de la bande interdite BGN</i>	150
<i>II.5 Densité effective d'état</i>	150
<i>III. Modélisation des TBH à base SiGeC</i>	151
<i>III.1 Etude des propriétés électriques</i>	152

III.1.1 Diagramme de bandes d'énergie	152
III.1. 2 Densités des porteurs en fonction du pourcentage de carbone.....	153
III.1. 3. Potentiel électrostatique.....	156
III.2. Courbes de Gummel et gain en courant	157
III. 2.1. caractéristiques obtenus par sibiridif.....	157
III. 2.2. caractéristiques expérimentales et simulées.....	158
III. 3. Optimisation de l'épaisseur de la base	160
IV. Etude température des TBH SiGeC	165
IV. 1. Dépendances physique des TBH SiGe C en température.....	166
IV. 1. 1. Dépendance des densités effectives d'état avec la température.....	166
IV.1.2. Dépendance de la largeur de bande interdite en température.....	166
IV.1.2.1 Largeur de la bande interdite du Silicium.....	166
IV.1.2.1 Largeur de la bande interdite de l'alliage SiGeC contraint	166
IV.1.3. Dépendance de la concentration intrinsèque en température.....	167
IV.1.4. Diagramme de bandes d'énergie en fonction de la température	168
IV.1.5 Densités des porteurs.....	170
IV.2. Effet de la température sur le fonctionnement statique des TBH SiGeC.....	170
IV.3 Caractéristiques de sorties $I_C(V_{CE})$	175
Conclusion.....	176
Références bibliographiques.....	178
Conclusion générale	182
Glossaire	187

Liste des figures

Chapitre I	Éléments de la technologie SiGe et état de l'art	Page
Figure I.1	a) Schéma d'un transistor bipolaire NPN. b) Représentation symbolique du NPN utilisée dans les schémas électriques.....	06
Figure I.2	Transistor bipolaire NPN polarisé en mode direct.....	07
Figure I.3	Diagramme de bandes d'un transistor bipolaire NPN : a – au repos et b – en régime de fonctionnement normal. L'abaissement des barrières pour les électrons et pour les trous autorise le passage du courant.....	08
Figure I.4	Profil de dopage d'un transistor bipolaire.....	09
Figure I.5	Principaux courants du transistor bipolaire dans un mode de fonctionnement direct.....	09
Figure I.6	Mécanisme d'avalanche dans la jonction base/collecteur polarisée en inverse.....	15
Figure I.7	Exemple de tracé des courbes de Gummel d'un transistor NPN.....	15
Figure I.8	Exemple de courbe de Gummel.....	16
Figure I.9	Explication de l'effet tunnel à faible polarisation [8].....	18
Figure I.10	Courants contribuant à l'effet tunnel à faible polarisation, et résultante du courant.....	19
Figure I.11	Effet Early direct : La variation d'épaisseur de zone de charge d'espace B/C est à l'origine d'une variation de courant collecteur..	21
Figure I.12	Caractéristiques de sortie d'un transistor bipolaire mettant en évidence la tension d'Early directe.....	21
Figure I.13	Explication de l'effet Early inverse par une modulation de l'épaisseur de base neutre par la polarisation V_{BE}	22
Figure I.14	Evolution de la fréquence de transition.....	23
Figure I.15	Extraction de τ_{EC} en fonction f_T avec le courant collecteur de l'inverse du courant collecteur.....	23
Figure I.16	Exemples de maille dans un cristal de SiGe. Les atomes sont représentés par des sphères de couleur gris clair et de petite taille (14 électrons) pour le Silicium et de plus grande taille (32 électrons) et de couleur bleue pour les atomes de Germanium. Les traits matérialisent les limites des structures cubiques à faces centrées.....	29

Figure I.17	<i>Variation du paramètre de maille du cristal Si_{1-x}Ge_x en fonction de la composition de Germanium. La courbe en pointillés représente l'approximation par la loi de Vegard [27].....</i>	30
Figure I.18	<i>Largeur de bande interdite et longueur d'onde d'absorption en fonction du paramètre de maille pour différents composés et alliages semi-conducteurs, d'après [30].....</i>	30
Figure I.19	<i>Représentation 2D des deux types de croissance possibles : (a) Croissance pseudomorphique, avec contrainte biaxiale dans le plan de l'interface ; (b) Croissance relaxée, des dislocations apparaissent dans le plan de l'interface.....</i>	31
Figure I.20	<i>Epitaxie d'un film en désaccord de maille avec le substrat cubique. Une épaisseur <i>h</i> plus faible que l'épaisseur critique <i>h_c</i> conduit à un film contraint pseudomorphique (b) alors que dans le cas d'une épaisseur plus importante que <i>h_c</i>, il y a relaxation des contraintes de la couche épitaxiée par génération de dislocations à l'interface (c).....</i>	32
Figure I.21	<i>Espace de stabilité des films SiGe déposés sur substrat Si indiquant les courbes d'épaisseurs limites en fonction de la composition pour les états stables et métastables [35].....</i>	32
Figure I.22	<i>Structures de bandes du silicium et du germanium [36].....</i>	33
Figure I.23	<i>Largeur de bande interdite indirecte en fonction de la composition de l'alliage SiGe à 296 K [38]. La position de gauche sur l'axe horizontal repère le cas du Germanium pur tandis que celle de droite repère celui du Silicium.....</i>	34
Figure I.24	<i>Exemples de mailles présentes à l'interface SiGe(au-dessus)/ Si(au dessous). Les flèches noires traduisent de manière symbolique la contrainte sur les liaisons Si - Ge, induite par l'accord de maille forcé du SiGe sur le Si.....</i>	34
Figure I.25	<i>Valeur de la bande interdite du Si_{1-x}Ge_x contraint ou non sur Si en fonction du taux de Ge <i>x</i> pour T= 300K [37].....</i>	35
Figure I.26	<i>Classification des configurations d'alignement des bandes dans les hétérostructures. Type I : la bande interdite de plus faible largeur est incluse dans celle de plus grande largeur ; Type II : alignement en escalier ; Type III : alignement continu sur l'une des bandes (conduction ou valence) répercutant l'intégralité de l'écart de largeur de bande interdite sur l'autre bande ; [27].....</i>	36
Figure I.27	<i>Schéma de la structure de bande d'un empilement Si/SiGe/ Si où le film SiGe est en compression et d'un empilement SiGe/ Si/ SiGe où le film silicium est en contrainte.....</i>	37
Figure I.28	<i>Diagramme de bandes d'énergie du TBH Si/SiGe à taux de germanium constant.....</i>	40
Figure I.29	<i>Les différents profils de germanium à travers les films SiGe. Profils uniforme, trapézoïdal ou bien triangulaire.....</i>	41

Figure I.30	Diagramme d'énergie d'un HBT SiGe à profil.....	42
Figure I.31	Diagramme de bandes d'un transistor bipolaire a hétérojonction SiGe, à taux de Ge constant.....	43
Figure I.32	Profils de dopage extraits par SIMS pour un profil de Ge trapézoïdal,[54]. La ligne verticale représente la limite du polysilicium. La graduation du Ge est portée sur l'axe de droite.....	47
Figure I.33	Vue en coupe d'une structure quasi auto-alignée (QSA) simple polysilicium [8].....	48
Figure I.34	a) Vue en coupe de l'architecture double polysilicium quasi auto-alignée b) Distance d entre le bord de la fenêtre émetteur et le lien bases intrinsèque/extrinsèque sources d'un éventuel désalignement [8].....	49
Figure I.35	Vue en coupe de la structure double-polysilicium totalement auto-alignée [8].....	50
Figure I.36	Réduction de la distance émetteur/contact de base (d) induite par l'auto-alignement [8].....	50
Figure I.37	Valeurs de f_T et f_{MAX} obtenues par les différents concurrents entre 2002 et 2006 [8].....	50
Figure I.38	Puce intégré en Silicium : CMOS, TBH SiGe, système complet de télécommunication opto-microonde, system-on-chip, [50].....	51
Chapitre II	Modèles relatifs au matériau SiGe et résolution numérique	
Figure II.1	Schéma de la discontinuité en bande de valence à la jonction émetteur/base.....	61
Figure II.2	Topologies diode N-P et P-N pour une hétérojonction de type I, cas du SiGe/Si.....	64
Figure II.3	Variation de la bande interdite en fonction de la fraction de Germanium x pour a) le $Si_{1-x}Ge_x$ non contraint, b) le $Si_{1-x}Ge_x$ contraint sur substrat $Si_{1-x/2}Ge_{x/2}$; c) le $Si_{1-x}Ge_x$ contraint sur Silicium et d) du Silicium contraint sur substrat $Si_{1-x}Ge_x$ [4].....	68
Figure II.4	Construction du diagramme des bandes d'énergie d'une structure n-Si/p-SiGe/n-Si à profil graduel de Germanium au travers de la base.....	69
Figure II.5	Schéma de l'alignement de bandes entre le Si et le SiGe contraint sur Si.....	70
Figure II.6	Courbes de densités effectives d'états normalisées N_c et N_v et produit normalisé des densités en fonction de x.....	71
Figure II.7	Evolution de la mobilité des porteurs en fonction du dopage, à 300 K, dans le cas où les porteurs sont minoritaires ou majoritaires.....	72
Figure II.8	Evolution de la mobilité des porteurs en fonction de la température à différents niveaux de dopage.....	73

Figure II.9	Définition du domaine d'intégration $R_{i,j}$ pour le volume de la géométrie simulée.....	81
Figure II.10	Algorithme global du logiciel SIBIDIF.....	90
Figure II.11	Algorithme de la résolution finale.....	91
Figure II.12	Organigramme de la résolution finale.....	92
Chapitre III	Modélisation des défauts électriquement actifs dans un TBH SiGe	
Figure III.1	Coupe schématique d'un TBH SiGe issu de la filière BiCMOS6[1]...	100
Figure III.2	Vue en coupe d'un TBH à base SiGe avec un microscope électronique à balayage (MEB) [3].....	101
Figure III.3	Coupe d'un TBH schématisée.....	101
Figure III.4	Exemple de la structure simulée.....	101
Figure III.5	Profil de dopage pour la structure d'étude.....	102
Figure III.6	Profil optimisé des dopants du transistor utilisant un profil constant de germanium à 20%.....	102
Figure II.7	a) Diagramme de bandes d'énergie d'un transistor à homojonction BJT et d'un TBH à base $Si_{0.8}Ge_{0.2}$ b) un zoom sur la base du transistor.....	103
Figure III.8	Profil du Ge dans la base du TBH.....	104
Figure III.9	Largeur de la bande interdite d'un transistor à homojonction silicium BJT et d'un TBH à base $Si_{0.8}Ge_{0.2}$	104
Figure III.10	Evolution de la mobilité des porteurs des électrons et des trous en fonction du dopage pour un BJT.....	105
Figure III.11	Evolution de la mobilité des électrons et des trous en fonction du dopage pour un TBH à base SiGe.....	105
Figure III.12	Un Zoom sur l'évolution de la mobilité des porteurs des électrons et des trous en fonction du dopage pour un BJT et TBH dans la base du transistor Algorithme de la résolution finale.....	106
Figure III.13	Concentration intrinsèque pour un TBH SiGe.....	106
Figure III.14	Evolution des densités des électrons dans le cas d'un transistor bipolaire tout silicium (BJT) et un TBH à base, $Si_{0.8}Ge_{0.2}$	107
Figure III.15	Evolution des densités des trous dans le cas d'un transistor bipolaire tout silicium (BJT) et un TBH à base, $Si_{0.8}Ge_{0.2}$	108
Figure III.16	Evolution de l'erreur relative des électrons et des trous en fonction du nombre d'itérations pour un TBH à base SiGe d'un taux de germanium de 20%.....	108

Figure III.17	<i>Evolution du potentiel Electrostatique pour un BJT et un TBH à base de SiGe.....</i>	109
Figure III.18	<i>Evolution du champ pour un BJT et un TBH à base de SiGe.....</i>	109
Figure III.19	<i>Evolution de l'erreur du potentiel en fonction du nombre d'itérations pour un TBH à base SiGe.....</i>	110
Figure III.20	<i>Courant de collecteur et de base en fonction de la polarisation de la base (Vbe) pour un BJT et un TBH SiGe.....</i>	111
Figure III.21	<i>Gain en courant en fonction de la polarisation de la base (Vbe) pour un BJT et TBH SiGe.....</i>	112
Figure III.22	<i>Gain en courant en fonction de la polarisation de la base (Vbe) et du pourcentage de Ge.....</i>	112
Figure III.23	<i>Gain en courant en fonction de la polarisation de la base (Vbe) et sa largeur.....</i>	112
Figure III.24	<i>Classification des défauts en volume.....</i>	115
Figure III.25	<i>Schéma des sites cristallins de type interstitiel et lacunaire.....</i>	115
Figure III.26	<i>Défauts ponctuels dans un semi-conducteur.....</i>	115
Figure III.27	<i>Structure électronique des défauts profonds.....</i>	117
Figure III.28	<i>Mécanisme a) interstitiel b) lacunaire c) couche SiGe relaxée : dislocations.....</i>	118
Figure III.29	<i>Recombinaison directe (gauche) ou indirecte par un niveau profond (droite).....</i>	118
Figure III.30	<i>Emission et capture des porteurs.....</i>	119
Figure III.31	<i>La structure étudiée : BiCMOS6 0.35µm à hétérojonction à base SiGe avec un émetteur en polysilicium gravé et fabriqué à partir d'une technologie simple quasi -auto alignée.....</i>	123
Figure III.32	<i>Localisation des défauts dans la structure étudiée. Les défauts sont placés horizontalement sous les espaceurs d'oxyde et latéralement à l'interface émetteur/espaceurs.....</i>	124
Figure III.33	<i>Localisation des défauts latéraux (à l'interface émetteur espaceurs).....</i>	127
Figure III.34	<i>Localisation des défauts horizontaux (sous les espaceurs).....</i>	127
Figure III.35	<i>Profil de défauts latéraux.....</i>	128
Figure III.36	<i>Profil de défauts sous les espaceurs.....</i>	128
Figure III.37	<i>Gain en courant en fonction de V_{BE} pour un TBH sans défauts avec défauts horizontaux et latéraux.....</i>	128
Figure III.38	<i>Schématisation de la structure étudiée avec des défauts placés à</i>	

	<i>l'interface espaceurs d'oxyde/ émetteur ; introduction des oreillettes.....</i>	129
Figure III.39	<i>Courant de base et de collecteur en fonction de V_{BE} pour un TBH SiGe avec et sans défauts.....</i>	130
Figure III.40	<i>Gain en courant (β) en fonction de V_{BE} pour un TBH SiGe avec et sans défauts.....</i>	130
Figure III.41	<i>Comparaison du courant de base et de collecteur en fonction de V_{BE} pour un TBH SiGe Simulé par SIBIDIF et des résultats expérimentaux [28].....</i>	131
Figure III.42	<i>Gain en courant maximal (β_{max}) en fonction de la section efficace de capture pour un TBH SiGe avec des défauts placés horizontalement et latéralement.....</i>	131
Figure III.43	<i>Evolution du gain maximum avec la section de capture simulé par ISE [23].....</i>	132
Figure III.44	<i>Courant de base et de collecteur en fonction de V_{BE} pour un TBH SiGe en fonction de la densité effective des défauts N_T.....</i>	133
Figure III.45	<i>Gain en courant (β) en fonction de la densité effective des défauts N_T.....</i>	133
Figure III.46	<i>Courant de base et de collecteur en fonction de V_{BE} pour un TBH SiGe en fonction de la position du défaut dans le gap du semi-conducteur.....</i>	134
Figure III.47	<i>Gain en courant (β) de V_{BE} pour un TBH SiGe en fonction de la position du défaut dans le gap du semi-conducteur.....</i>	134
Chapitre IV	Limites du SiGe et apport du carbone dans les TBH SiGeC	
Figure IV.1	<i>Tableau périodique des éléments de Mendeleïev.....</i>	142
Figure IV.2	<i>Schéma représentant les différents films contraint et relaxé du Si/SiGeC et Si/SiGe sur Si.....</i>	144
Figure IV.3	<i>Profil de diffusion du bore dans un TBH à base a) SiGe b) SiGeC [5].....</i>	146
Figure IV.4	<i>Schématisation du profil de bore typique pour une diffusion de Bore à travers l'échantillon. Les profils de bore et de germanium sont représentés respectivement en continu et en pointillé.....</i>	147
Figure IV.5	<i>Schématique de la section transversale du TBH, montrant la couche introduite de carbone par implantation épitaxie dans la base Si/SiGe pour supprimer la TED [18].....</i>	148
Figure IV.6	<i>Profil de Bore dans deux TBH fabriqués après un recuit thermique. L'échantillon 1 (ligne en pointillés) est exempt de carbone dans sa base. L'échantillon 2 (ligne en trait plein) est dopé avec une concentration de carbone de 10^{20} cm^{-3}. [18].....</i>	148

Figure IV.7	Exemple de la structure simulée un d'un TBH à Base $Si_{1-x-y}Ge_xC_y$ avec une épaisseur de la base de 30nm.....	152
Figure IV.8	a)Diagramme de bandes d'un (TBH) NPN à base SiGe et SiGeC avec un pourcentage de germanium de 20% et du carbone 1% b) un Zoom sur la base $W_B=30nm$, $V_{BE}=0.7V$	153
Figure IV.9	Largeur de la bande interdite E_g d'un BJT silicium et un TBH NPN à base SiGe et SiGeC avec un pourcentage de germanium de 20% et du carbone 1%.	153
Figure IV.10	Evolution des densités de trous d'un TBH à base $Si_{1-x}Ge_x, Si_{1-x-y}Ge_xC_y$ avec un taux de germanium de 20% et un taux de carbone (0.5%, 0.75%, et 1%).....	154
Figure IV.11	Evolution des densités d'électrons d'un TBH à base $Si_{1-x}Ge_x, Si_{1-x-y}Ge_xC_y$ avec un taux de germanium de 20% et un taux de carbone (0.5%, 0.75%, et 1%).....	155
Figure IV.12	a)Densité d'électrons et b) des trous pour un TBH à base SiGeC avec un taux de carbone de 0.75 % et de germanium de 20% en fonction de la polarisation de la base de 0.4V à 0.9V.....	156
Figure IV.13	a) Potentiel électrostatique d'un BJT et un TBH à base de SiGe (Ge=20%) et SiGeC (0.5%, 0.75% et 1%) $V_{be}=0.7V$.b) un Zoom du potentiel sur la base du TBH.	156
Figure IV.14	Courbes de Gummel courant de collecteur et de base (I_c et I_B) en fonction de la polarisation de la base (V_{BE}) d' un TBH SiGe et SiGeC avec Ge=20% et C (0.5%, 0.75% et 1%).....	157
Figure IV.15	Gain en courant de (β) en fonction de la polarisation de la base (V_{BE}) d'un TBH SiGe et SiGeC avec Ge=20% et C (0.5%, 0.75% et 1%).....	158
Figure IV.16	Caractéristiques électriques $I_c (V_{BE})$ et $I_B (V_{BE})$ pour un TBH SiGeC simulé à l'aide de SIBIDIF, ADS et des mesures.....	159
Figure IV.17	Gain en courant $\beta (V_{BE})$ d'un TBH SiGeC simulé à l'aide de SIBIDIF, ADS et des mesures obtenues expérimentalement.....	159
Figure IV.18	Caractéristiques de sortie $I_c (V_{CE})$ d'un TBH SiGeC simulé à l'aide de SIBIDIF, ADS et des mesures obtenus expérimentalement.....	160
Figure IV.19	Gain en courant $\beta (V_{BE})$ d'un TBH SiGeC simulé à l'aide de SIBIDIF en fonction de l'épaisseur de la base.....	162
Figure IV.20	Evolution de la densité des trous en 3D pour un TBH SiGeC $V_{BE}=0.7V$ Pour une épaisseur de la base de a) 100nm,b) 50nm et c) 30nm.....	163
Figure IV.21	Evolution de la densité des électrons en 3D pour un TBH SiGeC $V_{BE}=0.7V$ Pour une épaisseur de la base de a) 100nm,b) 50nm et c) 30nm.....	164
Figure IV.22	Variation de la densité effective d'état a)des électrons et b) des trous dans la base à 250K, 300K, 350K	166

Figure IV.23	Variation de la concentration intrinsèque (n_i) du TBH SiGeC à 250K, 300K, 350K températures.....	168
Figure IV.24	Variation des bandes d'énergies pour un TBH SiGeC à 250K, 300K, 350K $V_{BE}=0.7V$	169
Figure IV.25	Variation de la largeur de la bande interdite E_g pour un TBH SiGeC à 250K, 300K, 350K.....	169
Figure IV.26	Variation des densités de porteurs : a) électrons b) trous pour un TBH SiGeC à des températures 250K, 300K, 350K.....	170
Figure IV.27	Courant de collecteur I_C en fonction de V_{BE} pour un TBH $Si_{0.7925}Ge_{0.2}Co_{0.0075}$ Pour des températures comprises entre $T=300K$ et $77K$	171
Figure IV.28	Variation de la mobilité des électrons et des trous (μ_n et μ_p) pour un TBH SiGeC A 250K, 300K, 350K.....	171
Figure IV.29	Courant de base I_B en fonction de V_{BE} pour un TBH $Si_{0.7925}Ge_{0.2}Co_{0.0075}$ Pour des températures comprises entre $T=300K$ et $77K$	172
Figure IV.30	Gain en courant (β) en fonction de V_{BE} pour un TBH $Si_{0.7925}Ge_{0.2}Co_{0.0075}$ Pour des températures comprises entre $T=300K$ et $77K$	173
Figure IV.31	Gain en courant maximale (β_{max}) en fonction de la température $T=300K$ et $77K$	174
Figure IV.32	Courbes de Gummel I_C , $I_B(V_{BE})$ pour un HBT SiGeC simulé par SIBIDIF, comparé à des simulations ADS et à des mesures expérimentales pour $T= 300K$ et $T=150K$	174
Figure IV.33	$I_C(V_{CE})$ pour un HBT SiGeC simulé par SIBIDIF, pour $T= 300K$ et $T=150K$	175

Liste des tableaux

Chapitre I	Éléments de la technologie SiGe et état de l'art	Pa ge
Tableau I.1	Réglage technologiques des différents paramètres.....	
Tableau I.2	Performances de diverses technologies bipolaires SiGe représentatives de l'état de l'art [50].....	25
Tableau I.3	Rapport des figures de mérites d'un TBH SiGe et d'un transistor homojonction BJT pour différents profils de Germanium [50].....	39
Tableau I.4	Les informations dimensionnelles moyennes obtenues sur le TBH SiGe intégré en technologie BiCMOS [27].....	42
Chapitre II	Modèles relatifs au matériau SiGe et résolution numérique	47
Tableau II.1	Variation de la masse effective des trous en fonction du % Ge [34].....	
Tableau II.2	Valeur des paramètres entrant dans le calcul des durées de vie des électrons et des trous [30].....	74
Tableau II.3	Les constantes de normalisation [38].....	75
Chapitre III	Modélisation des défauts électriquement actifs dans un TBH SiGe	79
Tableau III.1	Taux d'émission et de capture de porteurs libres pour un centre profond.....	
Tableau III.2	Dimensions des échantillons à mesurer par DLTS [15], [24].....	119
Tableau III.3	Sections efficaces de capture et énergie d'activation des échantillons mesurés par DLTS [24].....	125
Tableau III.4	Signature des défauts de gravure modélisés par SIBIDIF.....	125
Chapitre IV	Limites du SiGe et apport du carbone dans les TBH SiGeC	126
Tableau IV.1	La durée de vie et la largeur de bande dans le SiGeC en fonction du pourcentage en carbone pour un taux de Ge de 20%.....	150
Tableau IV.2	Paramètres physiques des TBH SiGeC simulés.....	151
Tableau IV.3	Evolution des principaux paramètres électriques avec l'épaisseur de la couche de SiGe C (profil de SiGe : 20-30 %) ... [32].....	165



*Introduction
Générale*

Introduction Générale

De nos jours, l'industrie micro-électronique est dominée (plus de 95%) par les dispositifs sur silicium. La pureté du matériau, la finesse et le contrôle des procédés permettent au silicium de repousser toujours plus les limites technologiques qu'on lui prédit, et de poursuivre ainsi, depuis des décennies, la croissance des performances électriques et physiques des composants. Le silicium est aujourd'hui incontournable dans le développement de l'industrie semi-conducteur, une part importante de la recherche est consacrée à la mise au point de matériaux permettant de compenser ses points faibles.

Ces matériaux sont sélectionnés pour leurs propriétés physiques mais surtout pour leur compatibilité avec le silicium. De façon pratique, tant qu'un matériau n'est pas compatible avec le silicium, ses coûts de production sont élevés et réduisent son application aux niches technologiques où ses propriétés physiques rendent son utilisation indispensable.

Ces 30 dernières années, les transistors bipolaires à base de silicium ont connu un accroissement considérable de leurs performances. Un premier saut de performance s'est produit lors de l'introduction du germanium dans la base du transistor au début des années 80 (transistors à hétérojonctions Si/SiGe), le second lors de l'introduction du carbone dans les années 90 (transistors Si/SiGeC).

La technologie Silicium-Germanium (SiGe), répond à ce besoin conjoint de l'économie et des performances. Des transistors bipolaires à hétérojonction ou des transistors à effet de champ, aux dispositifs quantiques, un nombre important de fonctions sont alors permises. Seules certaines réussissent le pari de l'intégration à moindre coût, mais les fonctions fondamentales tendent déjà à bouleverser les habitudes du concepteur de circuits radiofréquences qui voit une technologie nouvelle se présenter à lui, face aux technologies III-V pour un moindre coût. De plus, de nombreuses études restent également à mener pour évaluer l'ensemble des possibilités offertes par l'alliage SiGe.

En effet, les trois premiers éléments de la colonne IV de la classification périodique des éléments forment des alliages silicium-germanium-carbone (SiGeC) qui sont à la fois compatibles avec le silicium et qui offrent des paramètres physiques différents. Ainsi la juxtaposition au silicium d'alliages SiGeC de teneurs en germanium et carbone contrôlées permet une ingénierie des hétérostructures, semblable aux matériaux III-V.

On dispose alors de nouveaux degrés de liberté pour la modification des structures de bande et des niveaux de contrainte dans l'échantillon de silicium, ouvrant la voie à une nouvelle gamme d'ingénierie des dispositifs.

En quelques années, cet accroissement des performances a été exponentiel dans le cas des TBH, grâce aux alliages SiGe(C), permettant aux composés IV-IV d'atteindre, voire de dépasser, les caractéristiques électriques des dispositifs III-V. L'utilisation d'une base SiGe permet d'améliorer globalement les performances statiques et hyperfréquences du transistor. En atteignant des fréquences de fonctionnement de l'ordre de 300GHz.

En outre, la forte croissance de la demande en composants et circuit-radio fréquences, observée ces dernières années dans le domaine des télécommunications, motive plus que jamais le développement des nouvelles filières technologiques.

Les secteurs de la téléphonie mobile et du multimédia qui connaissent l'essor le plus remarquable, visent un marché « grand public », ce qui impose une production à faible coût et une haute intégration : c'est l'un des enjeux de la filière BiCMOS qui associe les fortes potentialités aux radiofréquences des transistors bipolaires à hétérojonctions en technologie Silicium Germanium Carbone (SiGe- SiGeC) avec la technologie CMOS.

Historiquement, les technologies BiCMOS employaient des transistors bipolaires tout silicium. L'introduction du Germanium dans la base du composant a permis l'ingénierie de la structure de bandes. Les performances des transistors bipolaires se sont donc rapidement améliorées grâce aux progrès réalisés sur les matériaux.

Le SiGe offre à l'heure actuelle une maturité de procédé, un niveau d'intégration et des rendements proches de ce qui est couramment obtenu pour le silicium. Les technologies utilisant du SiGe commencent à remplacer les matériaux III-V pour la partie réception des systèmes de communication dans le domaine RF-basse fréquence ; la partie émission utilisant des amplificateurs de puissance restent encore l'apanage des composants III-V, ainsi que le domaine des très hautes fréquences qui s'élèvent au dessus du THz.

D'autre part, dès que les premières technologies furent développées, les transistors bipolaires SiGe ont été décrits et optimisés pour différentes applications qui se sont avérées être des points forts de ces nouveaux HBT. Il a pu être recensé cinq principales catégories d'applications pour le SiGe, qui restent toutes dans les gammes de fréquences de l'ordre d'une centaine de GHz, avec des fréquences de transition et des fréquences maximales record de près de 300GHz. Ce sont :

- 1) les applications faibles bruits;
- 2) potentiellement les amplificateurs de puissance pour émetteurs-récepteurs ;
- 3) les circuits numériques pour les transmissions numériques haut débit;
- 4) les applications cryogéniques ;
- 5) et éventuellement les applications en environnement irradié.

Chacune de ces catégories d'applications a pu profiter de l'apport de l'alliage de Silicium-Germanium pour l'optimisation de nombreux paramètres électriques (f_T , f_{max} , β ,....*ect.*). Cette facilité d'optimisation provient du degré de liberté qu'apporte le choix du profil de Germanium utilisé pour « travailler » les bandes d'énergies du Silicium.

Le développement de ces filières vise à accroître les performances de ces composants et à élargir leur domaine d'application. En effet, ces technologies permettent aujourd'hui l'intégration de systèmes radiofréquences complets sur une seule puce et ceci à faible coût. Ceci crée des besoins importants au niveau de la caractérisation et de la modélisation pour la conception des circuits. Ce sont ces besoins et les performances attrayantes de ces composants qui ont conduit au développement de nouveaux logiciels reproduisant le mieux possible leur fonctionnement.

Cette thèse a pour objectif de mettre en avant les limitations existants dans le transistor bipolaire classique et de déboucher sur l'impact de la base SiGe. Nous avons modélisé des TBH à base SiGe(C) intégré dans la filière BiCMOS dédiés à la radio fréquence, dans le but d'optimiser au mieux les performances statiques et dynamiques de ces composants.

Ce document est structuré selon quatre chapitres principaux en plus d'une introduction générale et d'une conclusion générales.

Le premier chapitre a pour but d'introduire le transistor bipolaire à hétérojonction à base Si/SiGeC. Dans un premier temps, nous rappelons la théorie de fonctionnement du transistor bipolaire. D'autre part, nous mettons en avant les propriétés du matériau SiGe, et nous présentons les améliorations qu'apporte ce matériau sur le transistor bipolaire. Nous concluons par un état de l'art et notamment quelques travaux publiés sur le développement de transistors bipolaires à base SiGe intégrés en technologie BiCMOS. Les applications potentielles de ce composant novateur seront analysées. Ce chapitre est donc essentiel pour tracer les voies d'exploration du matériau et ses applications comme base d'un transistor bipolaire.

En revanche, le deuxième chapitre expose de façon quantitative chacun des paramètres nécessaires à la simulation physique du matériau SiGe contraint sur du silicium. Le rôle de ce

chapitre est de rassembler les diverses notions qui seront nécessaires pour, d'une part, comprendre comment ont été dérivées les équations fondamentales des hétérojonctions et d'autre part comprendre la physique de ces équations. Ceci nous amènera tout naturellement à la résolution de ces équations en utilisant le logiciel SIBIDIF et en développant un module propre aux TBH SiGe. En outre, nous expliquons de façon non exhaustive, comment résoudre ces équations selon le concept des différences finies et en tirer les informations utiles au concepteur de composants.

Cependant, la présence de défauts technologiques, non encore totalement cernés sont rédhibitoires vis-à-vis d'un bon fonctionnement autour du GHz. En pratique, ces défauts induisent des bruits basse fréquence, qui, via des non-linéarités des circuits intégrant ces composants, créent un bruit RF, en l'occurrence le bruit de phase.

Le troisième chapitre, développe une analyse théorique sur les défauts électriquement actifs qui peuvent exister dans les semi-conducteurs. Nous rappelons également certaines notions relatives à la définition de l'activité électrique de ces défauts dont la présence est rédhibitoire vis-à-vis d'un bon fonctionnement autour du GHz. Il est alors intéressant de modéliser à l'aide du logiciel SIBIDIF, la répercussion de ces mêmes défauts sur le comportement électrique d'un TBH, en particulier les défauts de gravure du polysilicium issus de technologie BiCMOS6 0.35 μm .

Finalement, le quatrième chapitre, s'appuie de manière fondamentale sur les limites des alliages SiGe. En effet, le carbone compense fortement l'accroissement du paramètre de maille des films SiGe par rapport aux substrats de silicium. De plus, il réduit fortement la diffusion du bore. La modélisation des TBH à base SiGeC est d'une importance cruciale pour garantir non seulement le bon fonctionnement des dispositifs utilisant ces matériaux, mais aussi l'exploitation optimale des avantages amenés par l'utilisation des alliages SiGe et SiGeC. En outre, nous présentons des comparaisons entre des résultats simulés et des mesures afin de valider le travail réalisé.

Outre la prise en compte des aspects électriques, la modélisation de ces composants doit impérativement inclure les effets de la température vu l'utilisation de ces composants dans des applications micro-ondes donc susceptibles d'être exposés à différentes températures. Comme aboutissement, une conclusion générale viendra mettre fin à ce travail, elle se veut à la fois résumé synthétique des chapitres précédents et perspectives d'avenir.



Chapitre I

*Éléments de la technologie
SiGe et état de l'art*

Introduction

La miniaturisation des systèmes électroniques et la conception d'applications demandant des performances fréquentielles de plus en plus élevées amènent à l'élaboration de circuits intégrés numériques et analogiques adaptés. Pour ces derniers, le transistor bipolaire reste un des composants clés. Les technologies les plus récentes font appel aux transistors bipolaires à hétérojonction (TBH) pour lesquels la jonction émetteur –base est réalisé avec des matériaux semi-conducteurs différents.

Le transistor bipolaire à hétérojonction (TBH) à été breveté en 1948 par W. Shockley [1] à la suite de l'invention du transistor bipolaire à homojonction (BJT) [2]. Les progrès technologiques ont conduit tout d'abord à la réalisation de TBH à base de matériaux III-V permettant d'atteindre des fréquences de fonctionnement jusqu' alors inaccessibles avec des transistors bipolaires classiques sur silicium. Cependant, vu un coût de fabrication élevé et une incompatibilité avec la technologie silicium, les concepteurs se sont tournés vers la réalisation d'etrostructures à base de l'alliage silicium-germanium : soit les transistors bipolaires à hétérojonction Si/SiGe.

Le TBH Silicium-Germanium (SiGe) a été développé pour des applications comme les ASICs (Application Specific Integrated Circuit, Circuits intégrés pour les applications spécifiques) petits signaux, la conversion de données et surtout pour les applications radiofréquences. Cette technologie exploite la maturité acquise dans les technologies BJT classiques tout en offrant la compatibilité avec la technologie CMOS et la possibilité d'une haute densité d'intégration.

Pour les applications radiofréquences, la technologie TBH SiGe est plus rapide que celle des BJT Si. Pour les applications d'ASICs petits signaux, elle offre outre la rapidité et le faible coût, une réduction du bruit de phase en comparaison avec la technologie standard sur Silicium et une réduction de la consommation en puissance car elle permet de réaliser des circuits à complexité plus grande en comparaison avec la technologie TBH AsGa. Pour les applications MMICs (Monolithic Microwave Integrated Circuit, Circuits Intégrés Monolithiques à Micro-ondes), les TBH SiGe sont exploités pour leur aptitude à intégrer plus de fonctions sur une même puce.

A l'heure actuelle, pour les technologies les plus avancées, la réalisation des hétérojonctions à base SiGe s'effectue en incorporant une petite concentration de carbone. Ce

sont les transistors bipolaires à hétérojonction Si/SiGeC. L'ajout de ce matériau au sein de la base permet d'augmenter les performances HF en vue d'application micro-ondes. Il est alors possible d'obtenir alors des fréquences de fonctionnement proches du niveau des TBH à matériaux III-V.

A travers ce chapitre didactique, nous présentons tout d'abord les éléments de base qui décrivent le fonctionnement d'un transistor bipolaire à homojonction (BJT), et permettent de l'optimiser tant du point de vue statique que dynamique.

Après avoir établi les contraintes et les limitations des BJT classiques nous mettons en évidence les raisons du choix d'une hétérojonction SiGe/Si par rapport aux autres technologies dans la deuxième partie.

L'état de l'art du TBH et les débouchés envisagés sont abordées dans la troisième partie de ce chapitre. En revanche, la quatrième partie de ce chapitre est dédiée aux propriétés physiques du matériau $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ massif et contraint. Quant à la cinquième partie, elle aborde l'apport de la base SiGe sur les performances électriques apportées par un profil de germanium constant et graduel.

Par ailleurs, la dernière partie synthétise l'intégration technologique de la couche SiGe dans une filière BiCMOS stabilisée.

I. Mode de fonctionnement du transistor bipolaire

Le transistor bipolaire a été inventé en 1948 par Bardeen et Brattain, et sa théorie a été élaborée en 1949 par Shockley. Depuis 1951, date du premier transistor à jonction, les développements poussés, tant sur les matériaux que sur les dimensions du dispositif, ont permis d'atteindre des performances records, largement utilisées dans le domaine des télécommunications ou dans des applications nécessitant de fortes puissances.

Le transistor bipolaire est un composant électronique composé de trois zones semi-conductrices successives dopées dans les deux configurations possibles NPN ou PNP, appelées successivement émetteur, base et collecteur. Il s'agit donc de deux jonctions PN tête-bêche ayant une région en commun (figure I.1).

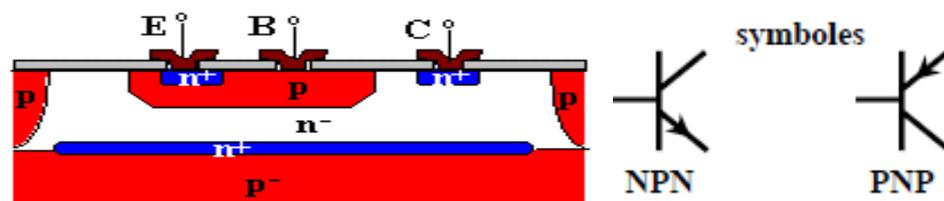


Figure I.1 : a) Schéma d'un transistor bipolaire NPN. b) Représentation symbolique du NPN utilisée dans les schémas électriques.

Le transistor considéré tout au long de cette thèse est le transistor NPN, c'est celui qui a fait l'objet des développements les plus poussés au cours des dernières années. Il faut cependant noter que les différents courants du transistor bipolaire font intervenir les deux types de porteurs (électrons et trous), contrairement aux composants à effet de champ, où un seul type de porteur est sollicité. Le transistor bipolaire peut être polarisé de 4 manières différentes, qui déterminent chacune un mode de fonctionnement [3].

Les différents modes de fonctionnement du transistor bipolaire sont :

- *Mode direct* : Jonction émetteur/base en direct et base/collecteur en inverse.
- *Mode saturé* : Jonction émetteur/base en direct et base/collecteur en direct.
- *Mode inverse* : Jonction émetteur/base en inverse et base/collecteur en direct.
- *Mode bloqué* : Jonction émetteur/base en inverse et base/collecteur en inverse.

Le mode le plus couramment utilisé dans les applications analogiques et radio –fréquences est le mode direct (figure I.2). C'est la proximité des deux jonctions du composant qui est à la base de l'effet transistor : Pour obtenir un bon fonctionnement du composant, il faut que les porteurs minoritaires injectés dans la base par l'émetteur, les électrons, parviennent jusqu'à la jonction BC. Ceci implique l'emploi de bases assez fines pour éviter la recombinaison en volume. Il est impératif que la longueur de diffusion des électrons soit supérieure à l'épaisseur de la base neutre W_B .

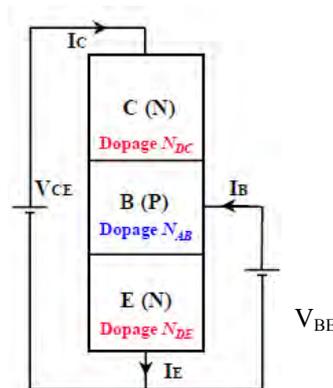


Figure I.2 : Transistor bipolaire NPN polarisé en mode direct.

Le profil de bandes d'énergie d'un transistor NPN au repos est présenté sur la figure I.3-a. Lorsque la jonction émetteur/base est polarisée en direct, les barrières s'abaissent pour les trous et les électrons, autorisant ainsi le passage du courant de collecteur. Les électrons diffusent de la base vers le collecteur, et sont happés par la zone de charge d'espace (ZCE) base/collecteur. La

polarisation inverse de cette jonction base/collecteur sert à créer un très fort champ électrique qui accélère les électrons (figure I.3–b).

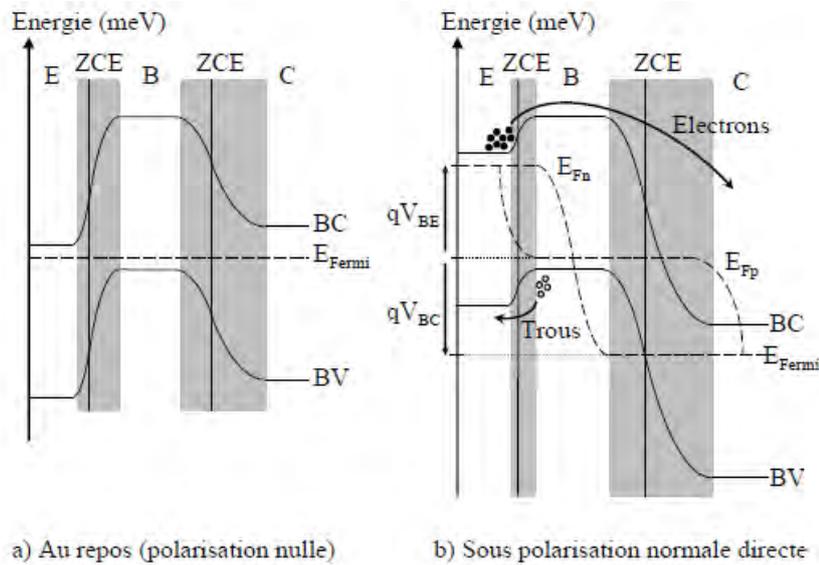


Figure I.3 : Diagramme de bandes d'un transistor bipolaire NPN : a – au repos et b – en régime de fonctionnement normal. L'abaissement des barrières pour les électrons et pour les trous autorise le passage du courant.

Le transistor bipolaire est un composant dit actif qui se comporte comme une source de courant commandée en tension. La jonction émetteur/base contrôle le courant principal du transistor. Dans le cas d'un transistor à homojonction, il faut que la jonction E/B soit fortement dissymétrique (dopage de l'émetteur très supérieur au dopage de la base) pour que la majorité des porteurs injectés soient des électrons, permettant ainsi d'obtenir une efficacité d'injection maximale. La quantité de trous injectés dans l'émetteur sera très faible en regard des électrons injectés dans la base.

Ces électrons injectés dans la base atteignent la jonction base/collecteur par un mécanisme de diffusion. Le courant collecteur dépend donc du gradient d'électrons dans la base. Dans un transistor idéal, le courant ne doit pas varier lorsque la polarisation de la jonction base/collecteur varie. Afin de garantir cet effet, il ne faut pas que le gradient d'électrons dépende de la tension B/C. Ceci est possible en assurant un dopage de base très supérieur à celui du collecteur. On en déduit le profil de dopage générique d'un transistor représenté sur la figure I.4 :

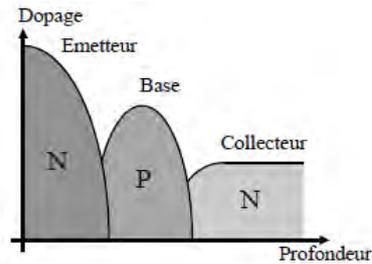


Figure I.4 Profil de dopage d'un transistor bipolaire.

II. Le transistor bipolaire réel

En réalité, plusieurs phénomènes physiques font que le transistor ne constitue pas une source de courant contrôlée idéale. Il peut exister des défauts qui, associés à des phénomènes de génération-recombinaison, font apparaître des composantes de courant supplémentaires. Certains phénomènes physiques liés à la modulation de la largeur de la base neutre (effet Early) modifient également l'idéalité du composant. L'architecture elle-même du transistor, par l'introduction de résistances séries, éloigne les courants du comportement idéal.

II.1. Bilan simplifié des courants circulants dans le transistor

La figure I.5 schématise le fonctionnement réel du transistor bipolaire NPN en régime direct. L'idéal serait que le courant émetteur ne soit constitué que des seuls électrons injectés et que la totalité de ceux-ci soient collectés. En réalité des phénomènes secondaires perturbent ce courant principal et dégradent les performances statiques du transistor.

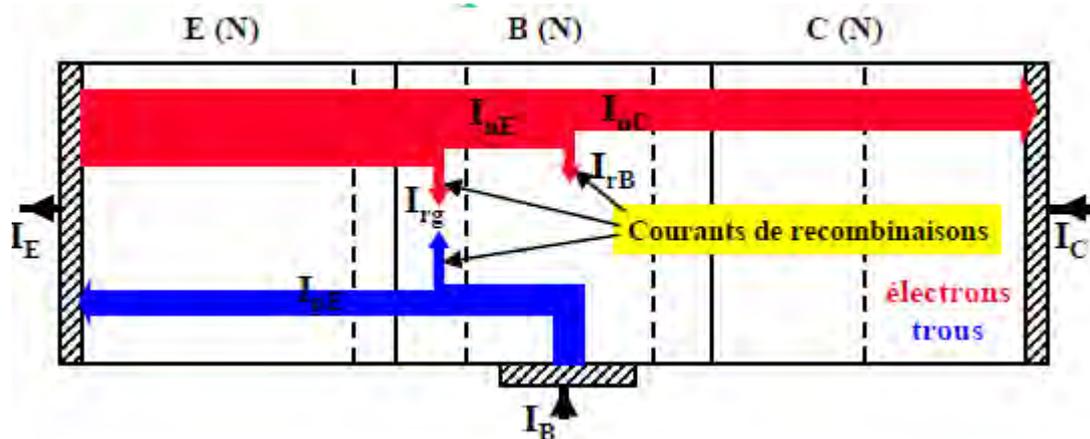


Figure I. 5 : Principaux courants du transistor bipolaire dans un mode de fonctionnement direct.

II.1.1. Courant d'émetteur

Le courant d'émission I_E est constitué de :

- Un courant d'électrons I_{nE} injectés de l'émetteur dans la base (composante du transistor idéal : courant de diffusion).
- Un courant de trous I_{pE} injectés de la base vers l'émetteur (composante du transistor idéal : courant de diffusion).
- Eventuellement, un courant de fuite à la jonction (E-B) I_{rg} dont les origines physiques peuvent être variées. Il peut s'agir soit de génération - recombinaison dans la ZCE (E-B) soit d'un effet tunnel assisté par phonons et/ ou défauts, ou encore à la trop grande proximité du contact de base extrinsèque si celui-ci introduit des centres de génération-recombinaison abondants à une distance faible devant la longueur de diffusion.

Ces courants sont de même signe et sortent de l'émetteur :

$$I_E = I_{nE} + I_{pE} + I_{rg} \quad (I-1)$$

II.1.2. Courant de base

Le courant de base est constitué de :

- Un courant de trous : I_{pE} injectés de la base vers l'émetteur.
- Un courant de recombinaison en base neutre : $I_{BR} = (1-\beta) I_{nE}$ fournissant les trous qui vont se recombiner avec les électrons en excès circulant dans la base. Ce courant correspond à la différence entre le courant injecté I_{nE} et le courant collecté à la jonction base collecteur I_{nC} .

$$I_{nC} = \beta \cdot I_{nE} \quad (I-2)$$

Où β désigne le facteur de transport dans la base. Il est défini comme étant le rapport du courant d'électrons arrivant à la jonction base- collecteur I_{nC} et le courant injecté de l'émetteur I_{nE} .

$$I_{BR} = I_{nE} - I_{nC} = I_{nE} (1 - \beta) \quad (I-3)$$

Pour les bases fines, le facteur de transport β est presque égal à l'unité. Le courant I_{BR} est alors quasiment inexistant dans les transistors à base fine.

- Un courant de fuite dans la jonction (E-B) : I_{rz}
- Un courant de fuite dans la jonction (B-C) : I_{LC} (dû a des défauts dans la ZCE base collecteur).

- Un courant de trous généré par le phénomène d'ionisation par impact dans la ZCE BC.

Ce phénomène n'apparaît que si le champ électrique à la jonction BC est élevé. Cette composante vaut $[(1-M) \cdot \beta \cdot I_{nE}]$ où M désigne le coefficient d'avalanche caractérisant les phénomènes d'ionisation par impact. Elle correspond à un flux sortant.

- Un courant inverse de la jonction (B-C) I_{C0} .

Le courant de base total I_B s'exprime alors selon :

$$I_B = I_{pE} + I_{BR} + I_{rZ} + I_{LC} - (M-1) \beta \cdot I_{nE} - I_{C0} \quad (I-4)$$

II.1.3. Courant de collecteur

Le courant de collecteur I_C est constitué de :

- La composante principale du courant de collecteur correspondant à la collection des électrons issus de l'émetteur après leur transport dans la base $B \cdot I_{nE}$ et multiplication éventuelle dans la jonction base - collecteur ($M \cdot B \cdot I_{nE}$).
- Eventuellement, un courant de fuite de la jonction (B-C) (dû à des défauts dans la ZCE base collecteur).
- Une composante du courant inverse de la jonction (B-C) I_{CB0} .

M : est le facteur de multiplication des porteurs dans la jonction B-C. Il est généralement associé à un phénomène d'ionisation par impact dans la ZCE. Des tensions d'avalanches élevées permettent d'obtenir un coefficient M proche de 1.

Finalement, le courant collecteur s'écrit :

$$I_C = M \cdot \beta I_{nE} - I_{LC} - I_{CB0} \quad (I-5)$$

De part la loi de conservation des courants on a :

$$I_B = I_E - I_C \quad (I-6)$$

II.2. Performances statiques et dynamiques

Au paragraphe suivant nous analyserons en détail les performances statiques et dynamiques du transistor bipolaire. Toutefois, nous pouvons d'ores et déjà discerner les paramètres importants pour un bon fonctionnement.

II.2.1. Comportement statique

Dans les applications analogiques, le transistor bipolaire est souvent utilisé comme amplificateur de courant. Les montages à émetteur commun et à base commune permettent de mettre en évidence les paramètres caractérisant la capacité du transistor à amplifier le courant en fonctionnement statique. .

Le gain en courant en émetteur commun α du montage est défini par la relation :

$$I_C = \alpha I_E + I_{C0} \quad (I-7)$$

Où : I_{C0} est le courant de fuite de la jonction base - collecteur, ce courant étant très faible on a :

$$\alpha = \frac{I_C}{I_E} \approx \frac{I_C}{I_{nC}} \cdot \frac{I_{nC}}{I_E} \approx \frac{I_C}{I_{nC}} \cdot \frac{I_{nC}}{I_{nE}} \cdot \frac{I_{nE}}{I_E} \approx M \cdot \beta \cdot \gamma \quad (I-8)$$

Le gain α peut être décomposé en trois facteurs qui caractérisent le fonctionnement statique dans les différentes zones du transistor.

En posant :

$$\gamma = \frac{I_{nE}}{I_E} : \text{Efficacité d'injection de l'émetteur.}$$

$$\beta = \frac{I_{nC}}{I_{nE}} : \text{Facteur de transport dans la base.}$$

$$M = \frac{I_C}{I_{nC}} : \text{Facteur de multiplication dans la ZCE base- collecteur.}$$

On a la relation suivante :

$$\alpha = \gamma \cdot \beta \cdot M \quad (I-9)$$

II.2.1.a) Facteur de transport dans la base

$\beta = \frac{I_{nC}}{I_{nE}}$ mesure l'aptitude des charges à transiter via la base neutre sans se recombiner, c'est le

facteur de transport dans la base.

$$\beta = 1 - \frac{t_B}{\tau_B} \quad (I-10)$$

Où t_B est le temps de transit dans la base et τ_B la durée de vie des électrons dans la région quasi-neutre de la base [4].

Dans le cas d'une base courte, le facteur de transport devient :

$$\beta = 1 - \frac{W_B^2}{2L_n^2} \quad (\text{I-11})$$

Où $L_n = \sqrt{D_{nB} \cdot \tau_n}$ représente la longueur de diffusion des électrons (D_{nB} est le coefficient de diffusion des électrons) et W_B est la largeur de la base. Ce facteur de transport est maximum lorsque $W_B \ll L_n$. Le facteur de transport β sera d'autant plus proche de l'unité que :

- t_B : est faible, donc l'épaisseur de la base est faible. Ceci est rendu possible par la technique de l'épitaxie de la base dans le cas d'un TBH à base SiGe ;
- τ_B est élevé, ce qui est favorisé par un dopage de base faible (inférieur à $2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$). C'est pourquoi, dans le cas du TBH, nous pouvons augmenter le dopage de la base afin de réduire sa résistance, sans dégrader le facteur de transport grâce, à la réduction de l'épaisseur de la base.

II.2.1.b) Efficacité d'injection de l'émetteur γ

$$\gamma = \frac{I_{nE}}{I_E} \text{ mesure l'importance du courant d'électrons (pour un NPN) dans le courant}$$

d'émetteur : c'est l'efficacité d'injection de l'émetteur.

$$\gamma = \frac{I_{nE}}{I_E} = \frac{I_{nE}}{I_{nE} + I_{pE} + I_{rg}} \quad (\text{I-12})$$

En négligeant les recombinaisons (I_{rg}), on peut déterminer l'efficacité d'injection maximale

$$\text{comme suit : } \gamma_{\max} = \frac{1}{1 + \frac{I_{pE}}{I_{nE}}} \quad (\text{I-13})$$

Pour un transistor bipolaire à homojonction classique (BJT), on obtient le rapport des courants

$$\frac{I_{pE}}{I_{nE}} \text{ par l'expression suivante : } \frac{I_{pE}}{I_{nE}} = \frac{N_{AB} \cdot W_B \cdot D_{pE}}{N_{DE} \cdot W_E \cdot D_{nB}} \quad (\text{I-14})$$

Avec : N_{AB} le dopage de la base, N_{DE} le dopage de l'émetteur, W_E et W_B les profondeurs d'émetteur et de base, D_{pE} et D_{nE} les coefficients de diffusion des trous dans l'émetteur et les électrons dans la base. Pour avoir une bonne efficacité d'injection, dans le cas d'un BJT il faut donc :

- Soit surdoper l'émetteur par rapport à la base $N_{DE} > N_{AB}$.
- Soit minimiser l'épaisseur de la base $W_B < W_E$.
- Soit augmenter la barrière présentée aux trous où diminuer celle vue par les électrons par l'emploi pour la base d'un matériau de largeur de bande interdite inférieure à celle de l'émetteur. Nous verrons qu'une hétérojonction de type Si/SiGe est particulièrement adaptée pour l'obtention d'une forte efficacité d'injection.

II.2.1.c) Facteur de multiplication dans la zone de charge d'espace de la jonction BC

L'avalanche est un phénomène de multiplication des porteurs soumis à un fort champ électrique. Lorsque la polarisation en inverse de la jonction devient très forte, un nombre important de paires électrons/trous sont créées par un phénomène d'ionisation par choc. Ces porteurs ainsi libérés dérivent grâce au fort champ électrique et peuvent, par un phénomène d'ionisation par impact générer au passage d'autres paires électrons-trous : C'est le phénomène d'avalanche. Le phénomène est décrit par le schéma présenté en figure I.6.

L'avalanche est caractérisée par le facteur de multiplication M , qui mesure l'augmentation du courant dans la zone de charge d'espace pour un type de porteurs.

M peut s'exprimer de façon phénoménologique par :

$$M = \frac{I_C}{I_{nc}} = \frac{1}{1 - \left| \frac{V_{CB}}{BV_{CB0}} \right|^n} \quad n \approx 3 \quad (I-15)$$

Ce paramètre est défini comme le rapport du courant d'électrons sortant et le courant d'électrons entrant dans la zone de charge d'espace de la jonction BC [5] .

Le paramètre $B.V_{CB0}$: désigne la tension d'avalanche correspondante à la jonction base - collecteur et n un facteur intrinsèque au matériau. M doit être très proche de 1, ce qui imposera des tensions d'avalanche élevées, donc un faible dopage de collecteur.

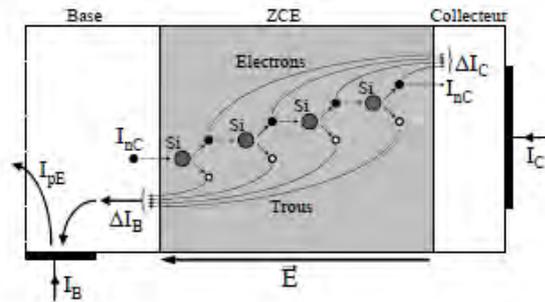


Figure I. 6 : Mécanisme d'avalanche dans la jonction base/collecteur polarisée en inverse.

II. 3. Caractéristiques statiques du transistor bipolaire réel NPN

Pour étudier en détails les caractéristiques électriques du transistor, plusieurs types de mesures sont nécessaires, utilisant différentes conditions de polarisation.

II. 3.1. Courbes de Gummel

La mesure la plus usuelle pour caractériser le comportement statique d'un transistor en régime direct consiste à tracer des courbes de Gummel. Celles-ci représentent les courants de base et collecteur représentés en échelle logarithmique en fonction de la polarisation émetteur/base.

Ces caractéristiques permettent d'évaluer les performances du transistor bipolaire commandé par une polarisation V_{BE} . Parmi ces caractéristiques, citons les courbes de Gummel, et la représentation graphique du gain en courant figure I.7.

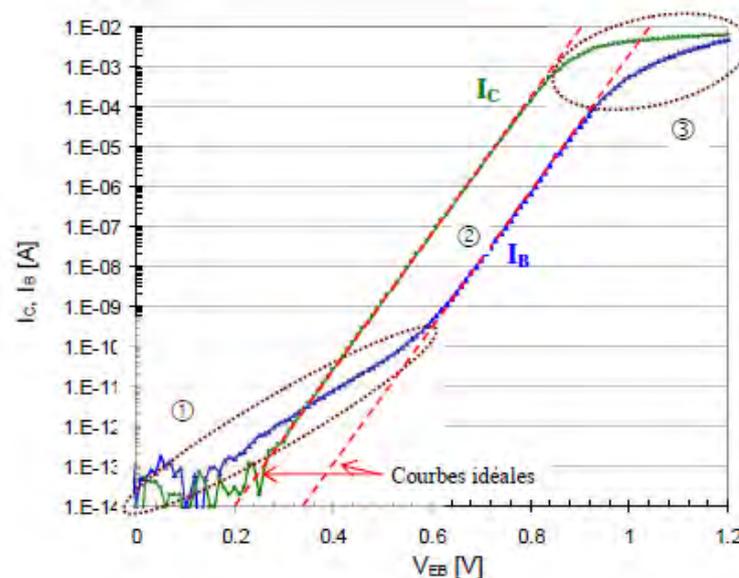


Figure I.7 : Exemple de tracé des courbes de Gummel d'un transistor NPN.

① Pour de faibles polarisations V_{EB} , le courant de collecteur est quasi idéal (n proche de 1), cependant le courant de base donne des indications sur la présence d'éventuelles recombinaisons dans la zone de charge d'espace E/B. ou la présence d'effet tunnel. En présence de recombinaisons, le facteur d'idéalité n est compris entre 1 et 2. En revanche, pour l'effet tunnel n est supérieur à 2.

② Pour une certaine gamme de polarisation V_{EB} , ici comprise entre ~ 0.6 et $\sim 0.8V$, les courants de base et collecteur suivent leur comportement idéal. Le gain du transistor atteint alors un plateau maximal.

③ Pour les fortes polarisations V_{EB} , les effets de résistances séries apparaissent et sont responsables de la décroissance du courant de base et du courant collecteur par rapport aux courbes idéales. D'autre part, l'effet Kirk accentue la décroissance du courant collecteur pour les fortes injections de trous dans le collecteur. Ces deux effets sont généralement confondus, néanmoins la décroissance plus rapide du courant collecteur par rapport au courant de base pour les fortes polarisations est visible.

II.4. Effets parasites du transistor bipolaire

L'effet fondamental du transistor est malheureusement altéré par plusieurs effets parasites tels que l'effet *EARLY*, l'effet *KIRK*....etc. En réalité, les courants de base et de collecteur ne varient linéairement que dans une zone restreinte que nous appelons zone idéale. En dehors de cette zone idéale, différents effets non linéaires se font sentir et influent sur les caractéristiques du composant figure I.8.

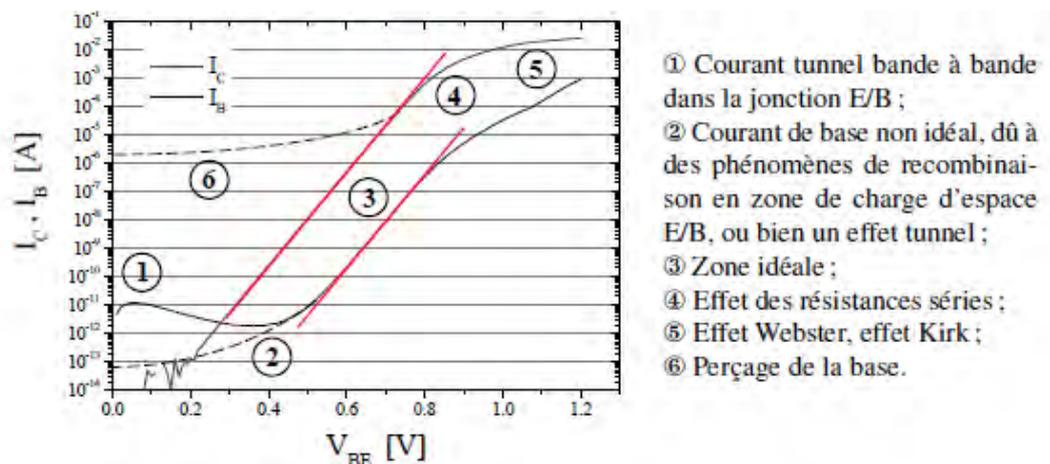


Figure I. 8 : Exemple de courbe de Gummel.

II. 4.1. Courants non idéaux à faible polarisation

Nous pouvons voir sur la figure I.8 des courants fortement non idéaux, notamment en ce qui concerne le courant de base. Ces courants sont parfois visibles à faible polarisation, puis sont masqués, ou bien disparaissent, lorsque la tension V_{BE} augmente.

II. 4.1.1. Recombinaison en zone de charge d'espace

Dans le cas où la jonction E/B comporte des défauts, le courant de recombinaison I_{rg} peut ne plus être négligeable. Ce courant est en général exprimé de la manière suivante, où n prend une valeur comprise entre 1 et 2 [6]:

$$I_{rg} \propto \exp\left(\frac{qV_{BE}}{nKT}\right) \quad (I.16)$$

Le courant de recombinaison peut avoir une origine surfacique (les défauts sont répartis sur toute la surface du composant) ou bien « périmétrique » (défauts placés sur la périphérie de la jonction E/B). Une analyse de ce courant en fonction de la taille du dispositif permet de remonter à la localisation du phénomène.

On distingue les recombinaisons directes électron-trou et les recombinaisons assistées par les centres de recombinaisons. Le premier type correspond à la rencontre entre un électron et un trou qui se recombinent, le second fait intervenir la notion des défauts qui peuvent être présents dans la zone de charge d'espace, en volume comme en surface.

En effet, ces derniers peuvent agir comme des pièges à électrons (ou à trous), qui par attraction coulombienne attirent un trou (ou un électron), provoquant la recombinaison des deux particules. Ils peuvent également se comporter comme un centre de transition des électrons et de trous entre les bandes de valence et de conduction.

II. 4.1.2. Courant tunnel bande à bande

Quand on polarise une jonction en directe avec de forts niveaux de dopage (environ 10^{20} atomes/cm³ pour l'émetteur), les électrons passent à travers la jonction directement, c'est à dire sans passer par la hauteur de barrière. Cette traversée s'effectue des états occupés de la bande de conduction de la région n (émetteur) vers les états vides de la bande de valence de la région p (base) (figure I.9-b). Ces électrons arrivant dans une région où ils sont minoritaires vont donc se recombiner. En polarisation directe, ce phénomène est souvent assisté par des défauts présents dans la zone de charge d'espace. En revanche, en polarisation inverse, l'effet tunnel peut se réaliser bande à bande ; les bandes de conduction et de valence entre les deux régions de la

jonction sont alors alignées.

Le courant tunnel bande-à-bande est visible sur le courant de base entre 0 et 0.4 V [7]. Ce courant apparaît lorsque la jonction E/B est très abrupte : Forts dopages où épaisseur de jonction faible. Dans le cas de forts dopages, les zones de base et d'émetteur sont partiellement dégénérées, ce qui autorise le passage d'électrons directement de bande-à-bande, figure I.9.

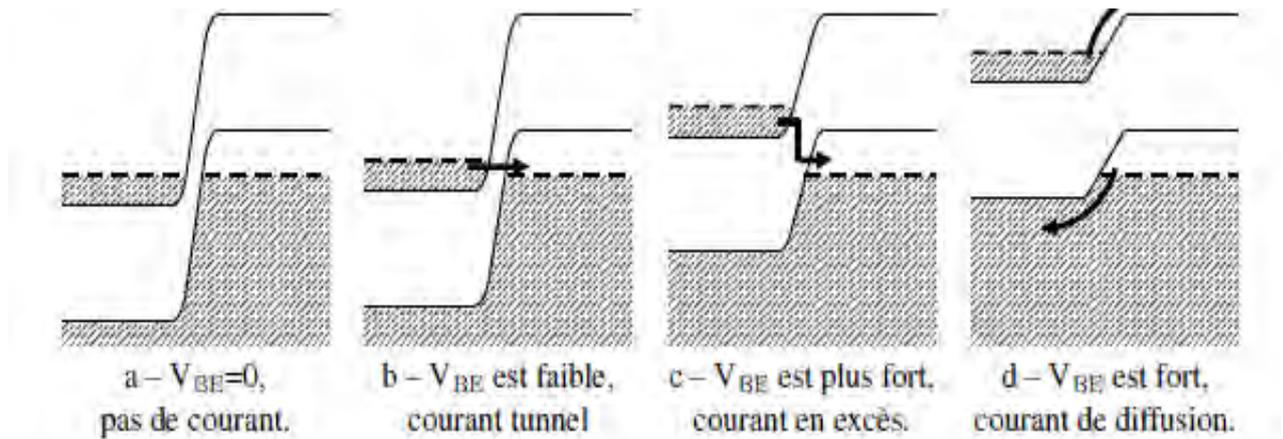


Figure I.9 : Explication de l'effet tunnel à faible polarisation [8].

Ce courant tunnel peut se décomposer en plusieurs phases successives :

- Lorsque V_{BE} est nul, il n'y a pas de courant (figure I.9-a).
- Un courant tunnel bande-à-bande, (figure I.9-b).
- Un courant en excès (figure I.9-c). Ce courant en excès est un courant de recombinaison assisté par pièges. Les porteurs utilisent des états d'énergie localisés dans la bande interdite. Le trajet des porteurs peut être compliqué, en fonction de la position des pièges dans la zone de charge d'espace.
- Le courant thermique classique du composant (figure I.9-d). Le courant tunnel n'est plus possible, et le courant en excès est noyé sous le courant thermique classique des porteurs.

Le courant tunnel est en fonction du champ électrique maximum régnant dans la jonction, il dépend donc de la tension appliquée à cette dernière [9]. En pratique, dans le cas de la présence d'une composante de courant tunnel, le coefficient d'idéalité est supérieur à 2.

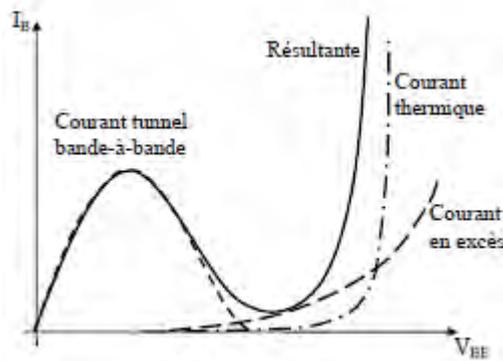


Figure I. 10 : Courants contribuant à l'effet tunnel à faible polarisation, et résultante du courant.

II. 4.2. Effets à fort niveau de courant

II. 4.2.1. Effet Kirk

L'effet Kirk est le principal effet limitant des performances hyperfréquences du composant. Il est dû au fait que les électrons injectés dans le collecteur se déplacent selon un mécanisme de dérive. Compte-tenu du fort champ électrique qui règne à la jonction B/C, on peut considérer que les électrons ont atteint leur vitesse limite V_{sat} . Dès lors, leur temps de transit n'est plus négligeable dans la jonction B/C, et lorsque la densité de courant devient importante, la concentration d'électrons injectés atteint puis dépasse le dopage collecteur. Il en découle une extension importante de la zone de charge d'espace dans le collecteur. La base s'élargit de manière brutale, provoquant une forte diminution du gain. On peut calculer le courant auquel apparaît l'effet Kirk selon la formule ci-dessous :

$$J_{C\text{Kirk}} = qN_C V_{sat} \quad (\text{I.17})$$

Nous voyons donc que le seuil de l'effet Kirk dépend du dopage collecteur. Afin d'augmenter les performances fréquentielles du composant, il faut donc augmenter le dopage collecteur, ce qui dégrade de manière non négligeable la tenue en tension du composant [10], [11].

II. 4.2.2. Effet Webster

La concentration d'électrons injectés est faible devant le dopage de base N_A . Or à de très fortes polarisations, la quantité d'électrons peut devenir supérieure à ce dopage. Dans ce cas, la concentration de porteurs majoritaires augmente pour maintenir la neutralité électrique [12].

Cet effet est équivalent à une augmentation du dopage apparent de la base. Comme le nombre de Gummel de la base est inversement proportionnel au dopage, le gain diminue lorsque

la tension augmente. Un calcul rigoureux permet de démontrer que le courant collecteur est de la forme :

$$I_c \propto \exp\left(\frac{q V_{BE}}{2KT}\right) \quad (I.18)$$

Cependant, l'augmentation des dopages de base contribue à retarder l'apparition de l'effet Webster.

II. 4.2.3. Le perçage de la base

Lorsqu'une forte polarisation est appliquée au transistor, la région de déplétion relative à la jonction BC pénètre la base si profondément qu'elle atteint l'émetteur avant que le claquage par avalanche ne se produise. L'émetteur et le collecteur sont alors connectés par une unique région de déplétion où règne un champ électrique intense. Un important courant passe directement de l'émetteur au collecteur [13]. L'effet transistor est ainsi complètement supprimé. Une base fine et peu dopée favorise le perçage. Ce dernier devient alors le phénomène limitant la tension maximale applicable entre l'émetteur et le collecteur.

II. 4.3. Effet Early

L'expression du courant collecteur en fonction de la tension V_{BE} fait intervenir en paramètre la largeur de la base neutre W_B , qui n'est pas indépendante des tensions appliquées sur le composant. La modulation de la largeur de base en fonction des tensions V_{BE} ou V_{CB} a pour conséquence une déviation du courant collecteur par rapport à l'idéalité. C'est ce qu'on appelle *l'effet Early*.

Il existe deux effets Early, selon que la modulation de l'épaisseur de base provient de la jonction émetteur/base ou base/collecteur [14].

II. 4.3.1. Effet Early direct

L'effet Early direct est dû à une variation de la largeur de base W_B avec la tension V_{CB} , comme illustré dans la figure I.11.

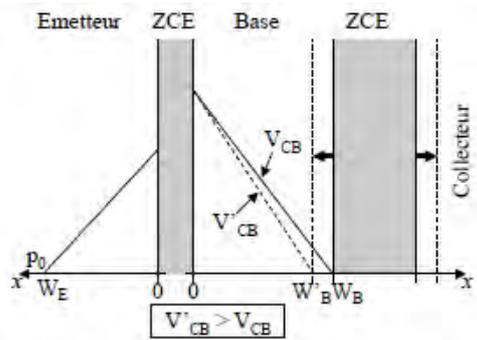


Figure I. 11 : Effet Early direct : La variation d'épaisseur de zone de charge d'espace B/C est à l'origine d'une variation de courant collecteur.

Lorsque la tension V_{CB} augmente, la zone de charge d'espace s'étend plus dans la base, et l'épaisseur de la base neutre diminue. Le gradient d'électrons étant plus fort, le courant collecteur augmente. L'effet Early direct est caractérisé par la tension du même nom, noté V_{Af} ("f" pour "forward"), dont la définition est donnée sur la figure I.11.

Le dopage de la base étant généralement bien supérieur au dopage du collecteur, les tensions d'Early directes sont généralement élevées (supérieures à une centaine de Volt).

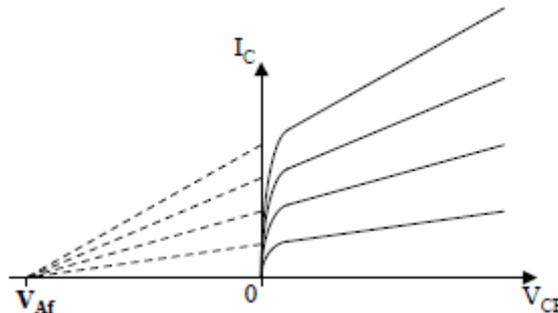


Figure I. 12 : Caractéristiques de sortie d'un transistor bipolaire mettant en évidence la tension d'Early directe.

II. 4.3.2. Effet Early inverse

L'Early inverse est dû à une variation de W_B avec la tension V_{BE} , comme expliqué sur la figure I.13. Comme la jonction E/B contrôle l'injection des porteurs dans la base, cet effet se caractérise par un écart à l'idéalité. Le rapport de dopage très important existant entre la base et l'émetteur joue en défaveur de l'effet Early inverse.

Cet effet Early inverse est très pénalisant pour le transistor bipolaire à hétérojonction, car il a pour effet d'augmenter la largeur de la base neutre, ce qui fait chuter le gain en courant : il en

découle une perte importante des performances hyperfréquentielles. L'effet Early inverse est lui aussi quantifié par une tension d'Early inverse, notée V_{Ar} ("r" pour "reverse").

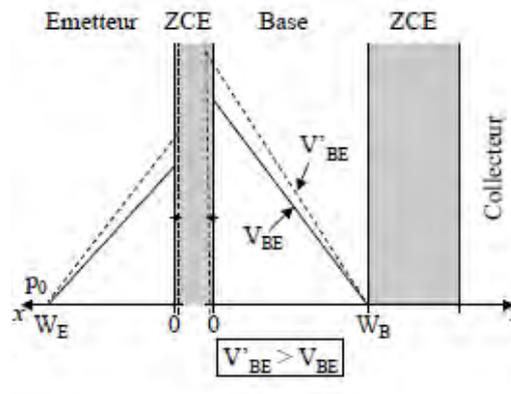


Figure I. 13 : Explication de l'effet Early inverse par une modulation de l'épaisseur de base neutre par la polarisation V_{BE} .

II.5. Fonctionnement dynamique du transistor bipolaire

Dans les parties précédentes, nous avons étudié le fonctionnement statique du transistor bipolaire. Or le transistor bipolaire est un composant qui présente des performances dynamiques très élevées, ce qui en fait le composant de choix pour les applications RF.

Nous allons présenter dans ce paragraphe deux grandeurs révélatrices des performances dynamiques du transistor bipolaire ; la fréquence de transition f_T et la fréquence maximale d'oscillation f_{max} [15] [16].

II.5. 1. Temps de transit et fréquence de transition f_T

La fréquence de transition est un paramètre très important permettant de caractériser le comportement dynamique du transistor bipolaire [17]. Elle est définie comme étant la fréquence à laquelle le gain dynamique en courant vaut 1. Elle est reliée au temps de transit τ_{EC} par la relation :

$$f_T = \frac{1}{2\pi\tau_{EC}} \quad (I-19)$$

Le terme τ_{EC} traduit le temps que met le transistor à changer d'état après une petite variation de la tension. Le temps de transit peut s'exprimer par la relation :

$$\tau_{EC} = \tau_F + \frac{KT}{qI_C} (C_{jE} + C_{jC}) + (R_E + R_C)C_{jC} \quad (I-20)$$

Où l'on retrouve les trois termes mentionnés ci-dessus, à savoir :

- τ_F : le temps caractéristique du transport,
- C_{jc}, C_{je} : les capacités de jonctions émetteur et collecteur,
- R_E, R_C : les résistances d'émetteur et de collecteur.

- En régime de faible injection, le terme $KT/q \cdot I_C \cdot (C_{je} + C_{jc})$ est prédominant devant les autres termes, alors que ce terme devient très négligeable en régime de forte injection.
- En régime de forte injection, la fréquence de transition f_T est en revanche dégradée par les résistances R_C et R_E .

D'après la formule (I-20) on peut aisément distinguer que pour les forts courants (lorsque le terme $\frac{KT}{qI_C}(C_{je} + C_{jc})$ devient négligeable) τ_{EC} atteint sa valeur minimale (figure I.15) et vaut

alors :

$$\tau_{ECmin} = \tau_F + (R_C + R_E) C_{jc} \tag{I-21}$$

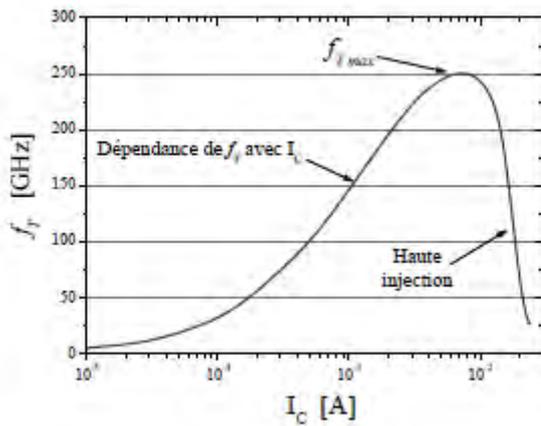


Figure I. 14 : Evolution de la fréquence de transition fonction f_T avec le courant collecteur

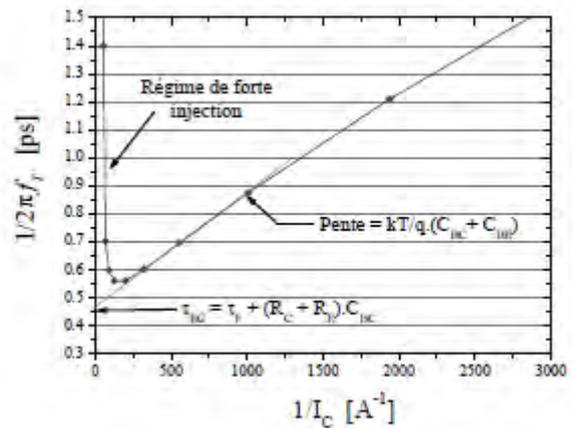


Figure I. 15 : Extraction de τ_{EC} en de l'inverse du courant collecteur.

En outre, on sait que l'apparition de l'effet Kirk, en régime de forte injection, limite le courant de collecteur. En pratique, la valeur τ_{ECmin} est déterminée par la valeur I_C juste avant l'apparition de l'effet Kirk.

II.5. 2. Fréquence maximale d'oscillation

La fréquence maximale d'oscillation est un autre paramètre important permettant d'apprécier les performances dynamiques du transistor bipolaire. Elle est définie comme étant la fréquence pour laquelle le gain dynamique en puissance vaut 1 [18].

$$f_{\max} = \sqrt{\frac{f_T}{8\pi R_B C_{BC}}} \quad (\text{I-22})$$

$$R_B = \frac{\rho}{W_B} \quad (\text{I-23})$$

Dans cette expression, ρ représente la résistivité de la base. Pour un même dopage de la base et donc pour une même résistivité toute réduction de la largeur de la base, a pour effet d'augmenter la résistance. En revanche, pour une même largeur de la base toute diminution de la résistivité donc toute augmentation du dopage de base, a pour effet de réduire la résistance de la base.

$$C_{BC}(0) = \sqrt{\frac{q\varepsilon_0\varepsilon_r N_C}{2 \cdot V_j}} \quad (\text{I-24})$$

D'après cette relation, toute diminution du dopage de collecteur se traduit par une diminution de la capacité base -collecteur. Ainsi, pour optimiser la fréquence d'oscillation maximale f_{\max} , il est nécessaire de minimiser la résistance R_B ainsi que la capacité de la jonction base collecteur C_{BC} .

III. Du transistor bipolaire à homojonction au transistor à hétérojonction SiGe

III. 1. Les limites du transistor bipolaire à homojonction BJT

Nous venons de passer en revue les différents paramètres caractérisant le fonctionnement du transistor bipolaire. Dans ce paragraphe, nous mettons en évidence les différents compromis à prendre en compte lors du choix des caractéristiques de la base et du collecteur.

Suivant l'application envisagée, il est évident que certains facteurs de mérite doivent être optimisés au détriment d'autres. En effet, pour la réalisation de sources de courants ou le cas des circuits logiques, le gain en courant ou la tension d'Early doivent être privilégiés. Par ailleurs, la conception des circuits RF nécessite l'optimisation du triplet gain - résistance de la base fréquence de transition.

Les contraintes engendrées par l'optimisation des paramètres technologiques tels que les niveaux de dopages ou les dimensions sont clairement mises en évidence dans le tableau I.1.

	Les paramètres	Dopage d'émetteur	Dopage de base	Dopage collecteur	Largeur de la base
Statique	γ ou β (Gain)	↑	↓		↓
	$B \approx 1$		↓		↓
	$M \approx 1$	↑		↓	
	Diminution d'effet Early		↑		
	Diminution Effet Kirk			↑	
	forte injection		↑		
Dynamique	Résistance de la base		↑		
	τ_{EC}			↑	↓
	f_T			↑	↓
	f_{max}		↑		

Tableau I.1 : Réglage technologiques des différents paramètres.

III. 1.1. Compromis gain- résistance de base-temps de transit dans la base

Le dopage et l'épaisseur de la base influent sur le temps de transit dans la base. Le temps de transit étant proportionnel à la largeur de la base ; toute réduction de ce paramètre sera favorable à une réduction du temps de transit total et donc à une augmentation de la fréquence de transition.

Concernant la résistance de la base, on voit d'après la relation I. 23 que toute réduction de W_B , à dopage de base constant, se traduit par une augmentation de R_B , ce qui a pour effet de

dégrader les performances dynamiques du transistor bipolaire. La solution pour améliorer τ_B et R_B conjointement est d'augmenter le dopage de la base néanmoins le problème vient alors du gain. Pour ce paramètre, le choix du dopage de base n'est pas libre car la condition :

$$N_{AB} \cdot W_B < N_{DE} \cdot W_E \text{ doit être vérifiée.}$$

Il y a donc un compromis à trouver entre dopage et épaisseur de base pour l'optimisation des performances du transistor bipolaire en termes de temps de transit dans la base, résistance de base et gain. C'est la limite du transistor bipolaire.

III.1.2. Compromis tension d'Early- tension de claquage collecteur- émetteur - fréquence de transition

La fréquence de transition maximale dépend, par l'intermédiaire du temps de transit total, du courant de collecteur maximum atteint avant l'apparition des effets de forte injection. Dans ce contexte, pour améliorer f_T , il est donc souhaitable d'augmenter le dopage de collecteur. Or, ce n'est pas sans conséquence sur la tension de claquage collecteur- émetteur qui est inversement proportionnelle au dopage de collecteur et se trouve donc dégradée par une augmentation du dopage de cette région. De plus, l'augmentation du dopage de collecteur modifie la tension d'Early.

Ainsi, le choix du dopage de collecteur doit tenir compte du compromis entre tension d'Early, tension de claquage collecteur - émetteur et fréquence de transition. Cela limite les performances que l'on peut atteindre.

III.1.3. Synthèse

Pour l'amélioration des performances fréquentielles d'un transistor bipolaire, on rencontre deux obstacles :

- ✚ Il faut augmenter le dopage de collecteur et on se heurte aux limites imposées par le maintien d'une tension d'Early et d'une tension de claquage raisonnables.
- ✚ Il faut réduire l'épaisseur de la base et on se heurte à une augmentation de la résistance de la base si on maintient le dopage de la base ou à une réduction du gain en courant si on choisit d'augmenter ce même dopage.

L'utilisation d'un matériau différent pour la base, à largeur de bande interdite plus petite, permet de relâcher ces contraintes.

On parle alors de **Transistors Bipolaires à Hétérojonctions** (TBH), le matériau de choix qui permet de réaliser des TBH est l'alliage $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$. Avant de montrer l'impact de la présence de Germanium dans la base sur les performances électriques, nous présentons les propriétés du matériau $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ dans le paragraphe suivant.

III. 2. Intérêt et développement du matériau SiGe

Les excellentes propriétés de transport des semi-conducteurs composés III-V à bande interdite directe, et les possibilités de faire varier la largeur de bande interdite quasiment à volonté ont révolutionné la micro-électronique tant pour les dispositifs à transport parallèle (transistor à effet de champ) que pour ceux à transport perpendiculaire (transistor bipolaire).

Des transistors bipolaires à hétérojonction (TBH) avec un émetteur de grande largeur de bande interdite (par exemple $\text{Al}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}$) et une base de faible bande interdite permettent de surdoper la base sans dégrader le gain en courant et ainsi minimiser la résistance d'accès à la base [19].

En outre, on a la possibilité de créer un transport non stationnaire dans la base, ce qui favorise un faible temps de transit. En ce qui concerne les TBH une fréquence de transition f_T de 275 GHz et une fréquence maximale d'oscillation f_{max} 300 GHz ont été atteintes pour des matériaux à base de AlGaAs [20].

En l'occurrence, les transistors à effet de champ, MESFETS micrométriques de longueur de grille 0.2 μm à base de GaAs, une fréquence f_T de 105GHz et une fréquence maximale de 100GHz ont été réalisés [21], ainsi que des HEMT AlInAs/InGaAs/GaAs de longueur de grille de 0.1 μm présentant une f_T 170GHz ont pu être développés [22]. Néanmoins, les difficultés technologiques et le coût excessif, liés à la mise en œuvre des matériaux III-V, limitent le développement industriel de ces dispositifs.

La filière silicium garde le quasi - monopole industriel, de part une technologie bien maîtrisée et un coût peu élevé. Par analogie avec la filière III-V, l'amélioration des performances du transistor bipolaire silicium passe par le développement des hétérojonctions émetteur - base en technologie silicium. Cependant cette technologie a longtemps stagné, faute de partenaire semi-conducteur de même maille cristalline, et n'a été envisagée qu'avec les progrès de croissance de couches contraintes épitaxiales.

L'approche la plus attrayante, du point de vue technologique, est d'augmenter la largeur de bande interdite de l'émetteur en gardant une base en Silicium. Plusieurs tentatives pour la constitution de l'émetteur ont malheureusement échoué ces dernières années : GAP, silicium polycristallin semi- isolant ou amorphe [23], couches silicium épitaxiées dopées à l'oxygène. Ces échecs sont dûs entre autre, aux problèmes de résistivité, à une grande dépendance des performances en température, sans omettre les états d'interfaces et le mauvais vieillissement.

L'alternative consistant à réduire la largeur de la bande interdite de la base par rapport à celle de l'émetteur, a été largement adoptée, en particulier grâce au développement de l'épitaxie du SiGe contraint sur silicium.

Actuellement, la croissance de films contraints $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ sur Silicium stimule de nombreuses recherches [24], en raison de la possibilité d'obtenir des dispositifs à hétérostructures compatibles avec la micro-électronique silicium. En l'occurrence, un grand nombre de dispositifs innovants à base silicium - germanium ont pu être réalisés grâce aux progrès récents des techniques de croissances comme l'épitaxie par jets moléculaire (MBE : Molecular Beam Epitaxy), le dépôt chimique en phase vapeur à très basse pression (VLPCVD Very Low Pressure Chemical Vapor Deposition) ou en ultra vide (UHV- CVD Ultra High Vacuum CVD), pour les éléments de la colonne IV.

Les nouvelles propriétés physiques des structures contraintes $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}$; offrent une extension du champ d'application de la technologie Silicium vers les domaines de l'électronique rapide et l'optoélectronique.

III.3. L'alliage $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ massif

En vu, de la proximité physique des cristaux SiGe avec le silicium pur, nous considérons l'alliage SiGe comme une déviation du silicium pur. En effet, les différents paramètres physiques et électriques des alliages SiGe, peuvent être déduits des caractéristiques du silicium pur par des fonctions continues des concentrations en germanium. De plus, la rupture des paramètres physiques des alliages SiGe avec le silicium pur n'apparaît que pour des concentrations supérieures à 60% de germanium.

Nous ne considérons pas les alliages dépassant ces limites car, en plus de n'être que rarement utilisés et étudiés, les alliages contenant une trop forte concentration de germanium sont de nature différente, voient leurs caractéristiques physiques varier fortement, et doivent être étudiés de façon spécifique. Le silicium est le cristal de référence à partir duquel les paramètres

physiques de l'alliage SiGe, de faibles concentrations relatives en germanium (x) peuvent être simplement déduites [25].

III.3.1. Propriétés cristallines du SiGe

Contrairement aux alliages III-V et II-VI, les atomes de la colonne IV du tableau périodique des éléments sont chimiquement similaires et d'une grande compatibilité physique. Ainsi, l'obtention d'alliage d'éléments du groupe IV peut se faire en évitant facilement les problèmes courants des composés hétérogènes tels que la miscibilité partielle des atomes, l'ordre atomique à petite et grande échelle dans le matériau, ou bien la stabilité de phase de l'alliage lors des traitements thermiques.

Le silicium et le germanium sont tout deux des cristaux covalents organisés selon le modèle du carbone diamant. Le système cristallin apparaît donc comme la superposition de deux réseaux cubiques à faces décalées d'un quart de la diagonale principale. Lorsque l'on allie le silicium et le germanium, on obtient également un cristal covalent organisé suivant le même modèle. De ce fait, ils sont totalement miscibles. Ainsi, toutes les compositions de l'alliage binaire $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ (x étant la composition de l'alliage binaire) peuvent être obtenues.

La différence de rayon atomique n'est que de 4,17% [26]. De plus, les deux atomes ont la même structure de couche électronique et partagent une même structure cristallographique. Ainsi, le silicium et le germanium sont miscibles en toute proportion. La compatibilité chimique de ces deux éléments est une caractéristique rare dans la physique des matériaux, qu'il est important de souligner et, si possible, d'exploiter.

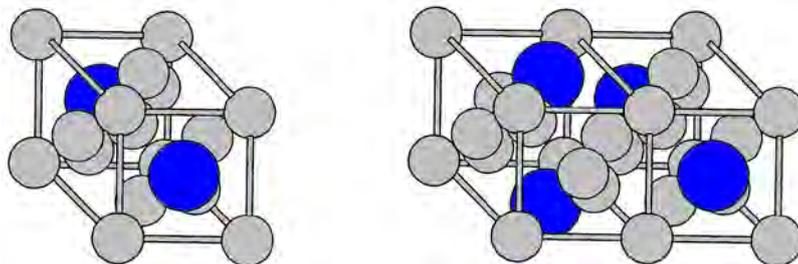


Figure I. 16 : Exemples de maille dans un cristal de SiGe. Les atomes sont représentés par des sphères de couleur gris clair et de petite taille (14 électrons) pour le Silicium et de plus grande taille (32 électrons) et de couleur bleue pour les atomes de Germanium. Les traits matérialisent les limites des structures cubiques à faces centrées.

Le paramètre de maille de l'alliage s'extrapole, linéairement entre celui du silicium $a_{Si}(5.43\text{\AA})$ et celui du germanium $a_{Ge}(5.66\text{\AA})$, suivant la loi de Végard [27],[28].

Cette loi permet de déterminer aisément certaines propriétés physiques de l'alliage c'est à dire considérer une moyenne pondérée des paramètres du silicium et du germanium. La mesure ne montre qu'une infime déviation autour de cette loi (figure I.17):

$$a_{Si_{1-x}Ge_x} = a_{Si} + (a_{Ge} - a_{Si})x \quad (I.25)$$

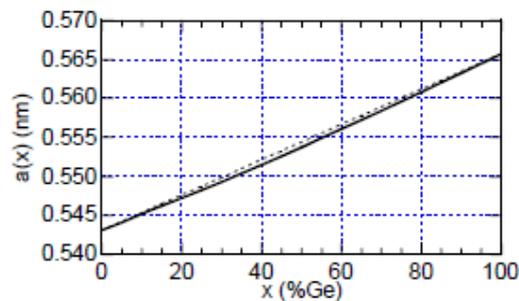
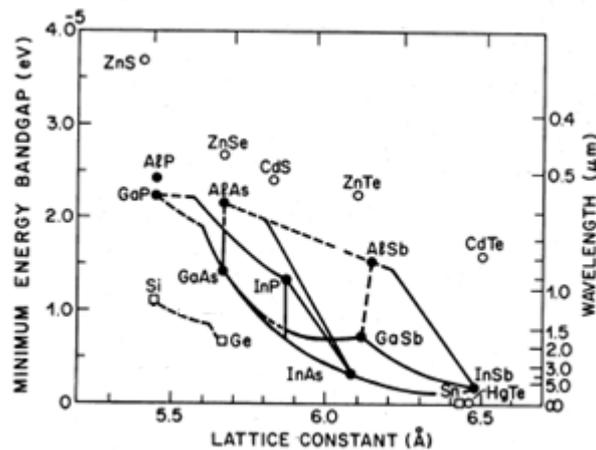


Figure I-17 : Variation du paramètre de maille du cristal $Si_{1-x}Ge_x$ en fonction de la composition de Germanium. La courbe en pointillés représente l'approximation par la loi de Vegard [27].

La figure I. 18 représente l'énergie de la bande interdite des principaux semi-conducteurs en fonction de leur paramètre de maille ainsi que le désaccord de réseau par rapport au silicium [29].



I. 18: Largeur de bande interdite et longueur d'onde d'absorption en fonction du paramètre de maille pour différents composés et alliages semi-conducteurs, [30].

Étant donnée la différence de paramètre de maille entre le germanium et le silicium, une couche de SiGe ne pourra croître que de façon contrainte en compression sur une couche de Si. On appelle cela une croissance pseudomorphique. Du fait de cette contrainte, la couche de SiGe

ne doit pas être trop épaisse : au delà d'une épaisseur critique noté h_c , la couche se relaxe, créant des dislocations, défauts, qui dégradent fortement les qualités électriques (figure I.19).

Une croissance contrainte ou pseudomorphique présente une maille de l'alliage SiGe qui s'accommode à celle du silicium par une déformation tétragonale du réseau [31]. Le paramètre de maille parallèle de l'alliage SiGe est égal à celui du Silicium, la déformation tétragonale induit une augmentation du paramètre de maille perpendiculaire SiGe.

Une croissance relaxée ou disloquée où l'adaptation du réseau est rendue possible par la création de dislocations à l'interface SiGe/Si. Dans ce cas, l'alliage épitaxié conserve donc le paramètre de maille du matériau massif et les dislocations adaptent le désaccord de maille [32].

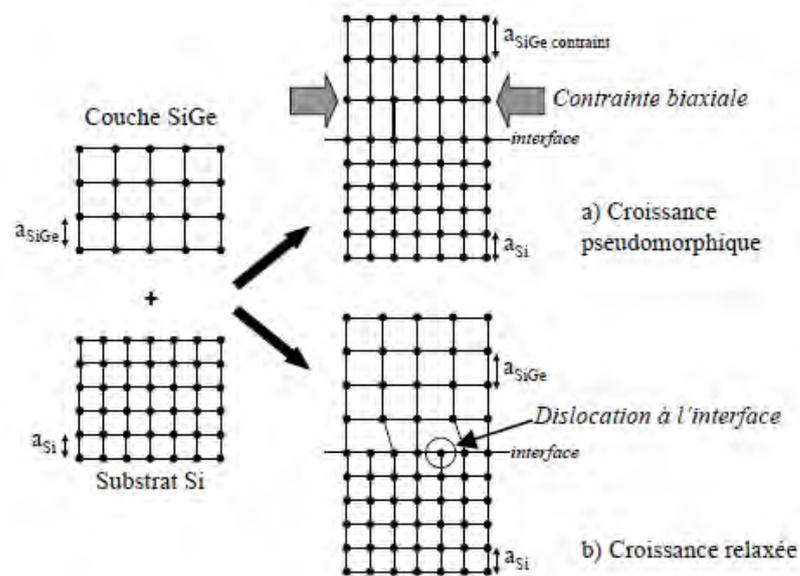


Figure I. 19 : Représentation 2D des deux types de croissance possibles : (a) Croissance pseudomorphique, avec contrainte biaxiale dans le plan de l'interface ; (b) Croissance relaxée, des dislocations apparaissent dans le plan de l'interface.

III.3.2. Définition de l'épaisseur critique

Frank et Vander Merve [33] ont montré que si le désaccord de maille entre deux éléments est faible et si l'épaisseur du film épitaxié est peu importante, les atomes situés de part et d'autre de l'interface sont parfaitement alignés et le désaccord de maille est accommodé entièrement par la contrainte élastique du film épitaxié. En effet, on est donc dans le cas d'une croissance contrainte. En revanche, si l'épaisseur de film épitaxié dépasse la valeur critique h_c (figure I. 20), la relaxation a lieu par l'introduction de dislocations de désaccord de maille. En résumé, la

valeur critique h_c représente l'épaisseur maximale que peut avoir le film épitaxié si l'on veut rester dans le cas d'une croissance contrainte. Il est impératif pour les TBH que la couche soit contrainte.

En effet, dans le cas contraire, il y a risque d'apparition de courts circuits émetteur-collecteur, les dislocations émergentes constituant des chemins de diffusion privilégiés pour les dopants. Plusieurs théories, ont été avancées pour formuler l'épaisseur critique en fonction du désaccord de maille ou de la composition de l'alliage [34].

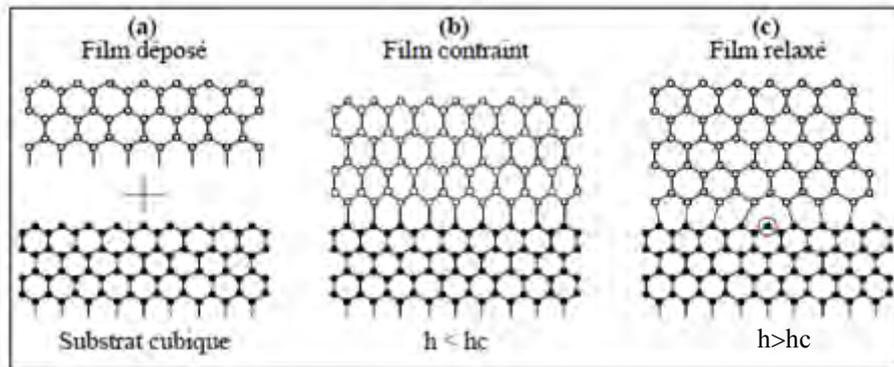


Figure I. 20 : Epitaxie d'un film en désaccord de maille avec le substrat cubique. Une épaisseur h plus faible que l'épaisseur critique h_c conduit à un film contraint pseudomorphique (b) alors que dans le cas d'une épaisseur plus importante que h_c , il y a relaxation des contraintes de la couche épitaxiée par génération de dislocations à l'interface (c).

Entre une épaisseur faible, où la couche est stable, et une grande épaisseur, où la couche est entièrement relaxée, il existe une zone dite métastable, dans laquelle la couche est intégralement contrainte, mais tout apport d'énergie supplémentaire (implantation ionique, recuit...) pourrait avoir pour conséquence l'apparition de dislocations dans la couche de SiGe.

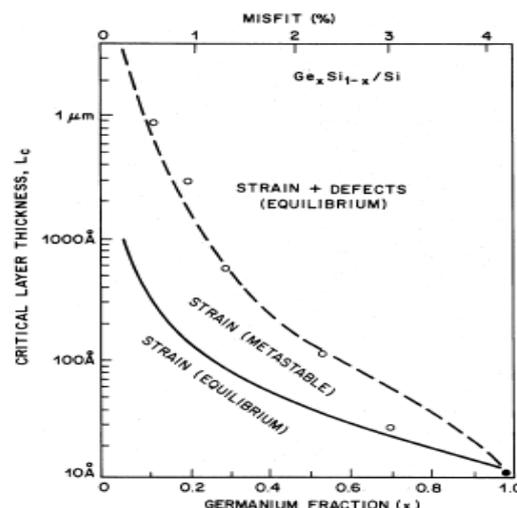


Figure I. 21 Espace de stabilité des films SiGe déposés sur substrat Si indiquant les courbes d'épaisseurs limites en fonction de la composition pour les états stables et métastables [35].

L'épaisseur critique h_c est généralement augmentée par la présence, au dessus de la couche de SiGe déposée, d'une couche de silicium qui aura donc le même paramètre de maille que le substrat. Le SiGe pris en « sandwich » entre deux couches de Si est stabilisé et risque ainsi moins de relaxer, ce qui est le cas dans la base de nos transistors bipolaires.

La figure 21 fait apparaître deux courbes. La courbe inférieure définit la limite de stabilité thermodynamique. L'épaisseur limite pour obtenir un film SiGe thermodynamiquement stable pour 40% de Germanium, est de 5 à 6nm. Néanmoins, au-delà de cette valeur, le film SiGe peut être dans un état dit métastable. Pour 40% de Germanium, le film de SiGe restera métastable jusqu'à une épaisseur de 25nm environ.

III.3. 3. Largeur de la bande interdite de l'alliage SiGe

Le silicium Si et l'alliage silicium-germanium SiGe ont le même type de réseau cristallographique, mais les énergies de bande interdite (ou gap) sont différentes. A 300K, le silicium non contraint a un gap de 1.12eV, le germanium 0.66eV.

On voit dans la figure I.22 que le minimum de bande de conduction est localisé dans des directions différentes selon le matériau : direction [100] pour le Si (dégénère 6 fois) et [111] pour le Ge (dégénéré 8 fois).

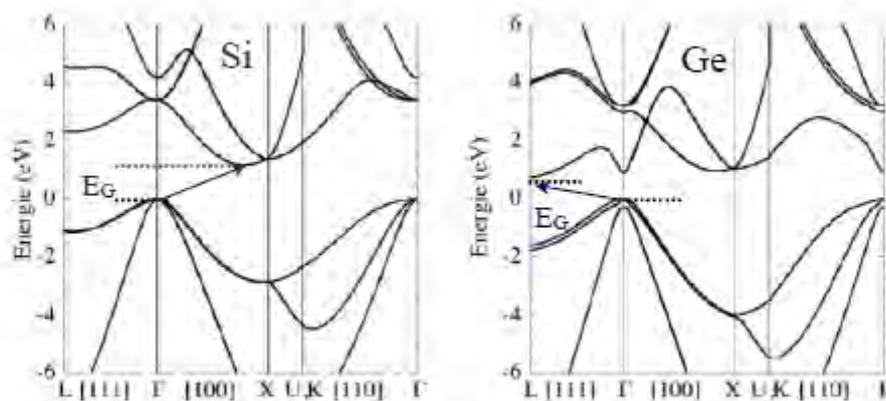


Figure I.22 : Structures de bandes du silicium et du germanium [36].

Cependant, l'énergie E_g de la bande interdite est une relation non linéaire qui dépend fortement du montant de germanium et la température [37]. Les variations de la largeur de bande interdite en fonction de la composition de Germanium suivent une évolution de la position des minima de la bande de conduction du Silicium (vallée X) vers celle des minima du Germanium

(vallée) comme décrit sur la figure I.22.

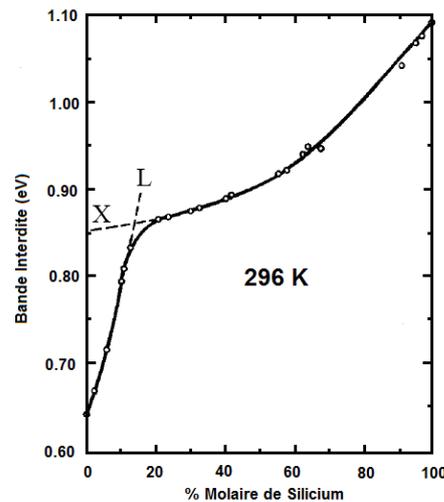


Figure I.23 : Largeur de bande interdite indirecte en fonction de la composition de l'alliage SiGe à 296 K [38]. La position de gauche sur l'axe horizontal repère le cas du Germanium pur tandis que celle de droite repère celui du Silicium.

Ce sont les deux seules vallées X et L qui rentrent en jeu. On peut en effet constater sur la figure I.23 que le minimum de la bande de conduction du $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ se trouve d'abord dans la vallée X qui est celle du minimum du Silicium pur, puis dans la vallée L qui est celle du Germanium pur, au-delà de 85% de Ge. Par conséquent, l'alliage SiGe aura, en fonction de sa composition, deux plages d'états fondamentaux. En dessous de 85% de Germanium, les bandes du SiGe présentent en effet un comportement dit « *Si-like* », c'est-à-dire semblable au comportement des bandes du Silicium, tandis qu'au-delà de 85% de Germanium, le comportement des bandes sera dit « *Ge-like* », c'est-à-dire semblable au comportement de celles du Germanium.

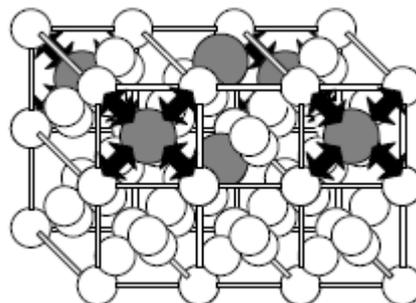


Figure I. 24 : Exemples de mailles présentes à l'interface SiGe(au-dessus)/Si(au dessous). Les flèches noires traduisent de manière symbolique la contrainte sur les liaisons Si - Ge, induite par l'accord de maille forcé du SiGe sur le Si.

La figure I.24 donne la représentation en trois dimensions de l'hétérojonction SiGe/Si. La partie supérieure représente le Silicium-Germanium dont le paramètre de maille est contraint à celui du Silicium. Les atomes de Germanium, qui sont «plus gros», apparaissent ainsi comprimés, leur cortège électronique modifie alors celui des atomes de Silicium voisins ce qui se traduit par une modification des bandes d'énergie du SiGe-contraint par rapport au cas du SiGe relaxé.

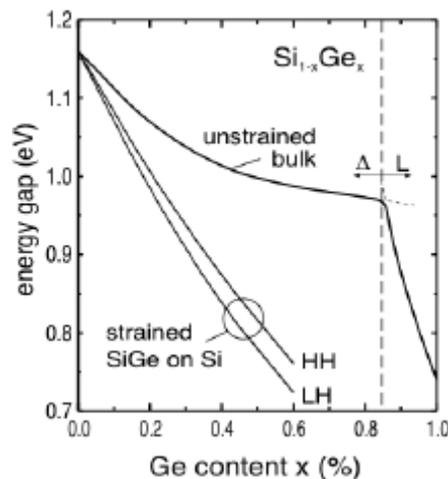


Figure I.25 : Valeur de la bande interdite du $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ contraint ou non sur Si en fonction du taux de Ge x pour $T=300\text{K}$ [37].

Une couche de SiGe contrainte aura une bande interdite systématiquement plus faible que la couche non contrainte ayant le même taux de Ge (figure I.25, courbes du bas). Les deux courbes sont dues à une levée de dégénérescence en bande de valence : HH pour “Heavy Holes” (trous lourds) et LH pour “Light Holes” (trous légers).

On trouve dans la littérature différentes expressions permettant le calcul de la largeur de la bande interdite de l'alliage SiGe contraint sur Si en fonction de x .

$$\bullet \quad E_g(x) = E_0 - 1.12x + 0.52x^2 \quad [39] \quad (\text{I-26})$$

$$\bullet \quad E_g(x) = E_0 - 0.74x \quad [37] \quad (\text{I-27})$$

$$\bullet \quad E_g(x) = E_0 - 0.96x + 0.43x^2 - 0.17x^3 \quad [40] \quad (\text{I-28})$$

$E_g(x)$, la différence entre le niveau bas de la bande de conduction et le niveau haut de la bande de valence, E_0 l'énergie de la bande interdite du Silicium (1.2 eV à température ambiante).

III.3.4. Alignement des bandes d'énergie

Lorsque deux matériaux semi-conducteurs sont rapprochés l'un de l'autre jusqu'à former une jonction, leurs bandes d'énergie s'alignent nécessairement dans une configuration précise. Cet alignement, qui est défini par leur différence d'énergie d'extraction dans le vide, est plus couramment caractérisé par les discontinuités de bande qu'il provoque. Trois configurations fondamentales sont possibles. Elles sont représentées sur la figure I.26.

Dans le premier cas représenté, cas *a*), l'alignement est de type I. La bande interdite du matériau petit gap est « incluse » dans celle du matériau grand gap. Les électrons et les trous ont tendance à se regrouper ensemble dans le matériau de bande interdite la plus étroite. Le cas *b*) représente un alignement de type II où les électrons et les trous sont séparés, migrant cette fois chacun de leur côté. Le dernier cas, schématisé par la ligne *c*), représente un alignement de type III où un seul type de porteurs est affecté. Ce cas est utile lorsque l'on veut bloquer ou favoriser un des porteurs sans perturber l'autre.

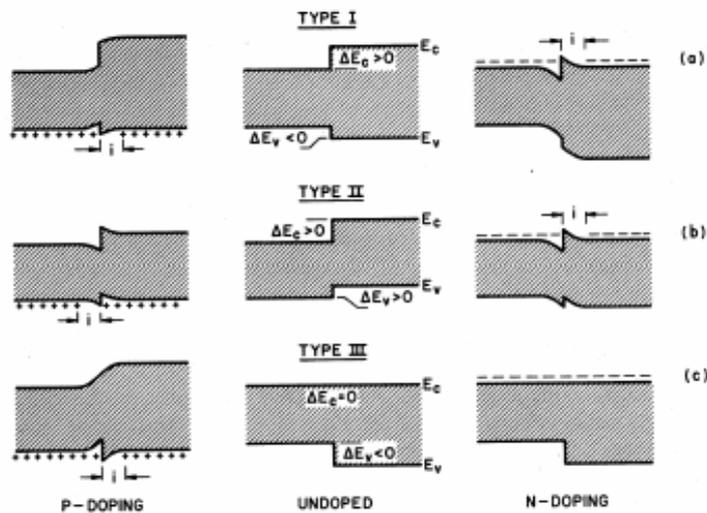


Figure I.26: Classification des configurations d'alignement des bandes dans les hétérostructures. Type I : la bande interdite de plus faible largeur est incluse dans celle de plus grande largeur ; Type II : alignement en escalier ; Type III : alignement continu sur l'une des bandes (conduction ou valence) répercutant l'intégralité de l'écart de largeur de bande interdite sur l'autre bande ; [27].

Le SiGe n'est étudié au sein d'hétérostructures que sous la forme contrainte. Lorsqu'il est en compression biaxiale sur une couche de Silicium, l'alignement est de type I [41] avec une discontinuité de bande de conduction généralement négligeable vis-à-vis de la discontinuité de valence $\Delta E_c \approx 0$.

La relation estimée pour le calcul du décalage visible sur la bande de valence est la suivante :

$$\Delta E_v(\text{SiGe} / \text{Si}) = 0.74x \quad (\text{I-29})$$

Si la croissance se fait sur un substrat $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ avec $x \neq 0$ la concentration en germanium du substrat. ΔE_c et ΔE_v sont de même signe et l'alignement est de type II (figure I.27).

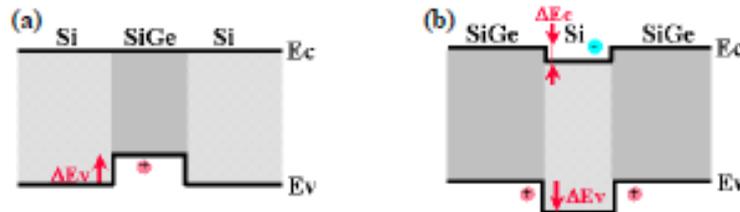


Figure I. 27 : Schéma de la structure de bande d'un empilement Si/ SiGe/ Si où le film SiGe est en compression et d'un empilement SiGe/ Si/ SiGe où le film silicium est en contrainte.

IV. Transistor Bipolaire à Hétérojonction TBH

La création des transistors bipolaires à hétérojonction s'est produite très tôt, avec déjà en trame de fond le nécessaire besoin de réaliser un composant plus rapide, plus performant, mais surtout qui puisse s'appuyer réellement sur les technologies Silicium hyperfréquences existantes et qui puisse de ce fait posséder un coût bas [27].

Les composants actuels ont tenu ce cahier des charges, en s'intégrant soit dans des technologies purement Bipolaires, soit dans des technologies BiCMOS. Le surcoût occasionné par rapport à ces technologies mères Silicium, descend alors entre 20% et 5%. C'est dans ce sens que la technologie SiGe n'est qu'une « adjonction de Germanium » à la technologie Silicium, ou encore « une évolution, non une révolution » par rapport à la technologie Silicium, même si cela paraît le cas sur les performances atteintes.

IV. 1. Historique

En effet, le TBH a été breveté en 1948 par William Shockley à la suite de l'invention du transistor bipolaire. Il a démontré qu'un transistor à hétérojonction NPN dont soit l'émetteur, soit la base, soit le collecteur avait une largeur de bande interdite différente, pouvait avoir des performances améliorées quant au flux de porteurs minoritaires.

En 1957 Kroemer a développé le principe de fonctionnement en mettant en avant les avantages théoriques du TBH. Les chercheurs ont commencé à s'intéresser au transistor bipolaire sur GaAs au début des années 60. Ils se sont heurtés à de sérieuses difficultés pour la fabrication de jonctions de qualité suffisante. Ce n'est que vers la fin des années 70 que le TBH a pu être fabriqué grâce à de nouvelles techniques d'épitaxie comme l'EJM (Epitaxie par Jets Moléculaires) et l'EPVOM (Epitaxie en Phase Vapeur à base d'Organo -métalliques). Ces deux techniques permettent de fabriquer des couches dont l'épaisseur et le dopage soient contrôlé de façon précise.

IV. 2. Etat de l'art des TBH SiGe

La technologie micro-électronique concernant le matériau SiGe et son intégration dans une filière de production industrielle a connue un essor considérable depuis un peu plus d'une vingtaine d'années. En effet, l'obtention d'un TBH SiGe présentant de bonnes performances n'étant qu'une étape vers un éventuel développement industriel. Toutefois on a jugé opportun de donner un bref historique de la montée en puissance du TBH. Cependant avant d'établir un bref aperçu sur l'évolution des performances avancées par les différents groupes ayants pris part au développement du TBH SiGe, il est primordial de mentionner les éléments essentiels de la technologie utilisée afin de pondérer les performances.

Dans ce contexte, il est nécessaire de distinguer les structures à caractère démonstratif de celles issues d'une filière destinée à la production et dont le procédé doit être stabilisé et maîtrisé. Ainsi, à titre d'exemple, l'architecture MESA qui est une structure assez importante pour l'étude des phénomènes physiques n'est pas appropriée à des fins d'intégration. De même que l'épitaxie par MEB reste inadaptée à une production de masse. Il est donc relativement normal que les fréquences de transitions les plus élevées correspondent à ces techniques.

En effet, les principaux critères pour mesurer l'évolution des performances électriques du TBH sont :

- La fréquence maximale d'oscillation f_{max} .
- La fréquence de transition f_T .
- Le temps de propagation d'une porte ECL non chargée (critère régulièrement utilisé pour les circuits logiques).

Avec l'avènement des TBH, la littérature présente des valeurs record régulièrement améliorées :

- **1989** : $f_T = 28\text{GHz}$ pour une base SiGe épitaxiée par le procédé de dépôt chimique en phase vapeur (CVD) et isolée par MESA [42].
- **1990** : $f_T \approx 75\text{ GHz}$ pour une structure non - auto alignée avec une base graduelle épitaxiée par UHV/CVD [43].
- **1992** : $f_T \approx 52\text{GHz}$ chez Daimier –Benz pour une structure isolée par double MESA[44].
- **1994** : $f_T \approx 130\text{GHz}$ chez Daimier - Benz pour une structure DHBT de type MESA à base très fine 25nm et un faible budget thermique [45].
- **1995** : $f_T \approx 160\text{GHz}$ pour une structure identique à la précédente mais présentant une résistance au contact de base réduite [46].
- **1999** : $f_T \approx 156\text{ GHz}$ [47].
- **2003** : $f_T / f_{\max} \approx 375\text{GHz} / 210\text{GHz}$, [48].
- **2006** : $\approx f_T 500\text{GHz}$ chez IBM [49].

En passant d'une génération à autre, les performances statiques et dynamiques des TBH SiGe sont largement améliorées. Une comparaison entre les principales figures de mérites des différentes technologies existantes est illustrée sur le tableau I.2. La supériorité d'une telle technologie est significative seulement pour une même application.

Technologie Figure de mérite	Infineon [2003]	Hitachi [2003]	IBM [2003]	ST BiCMO6G 0.35 μm [2003]	ST BiCMO7G 0.25 μm [2005]	ST BiCMO9G 0.13 μm [2006]
$A_{Emin} (\mu\text{m}^2)$	0.18x2.8	0.2x1	0.12x2.5	0.4x0.8	0.25x0.65	0.13x0.65
Gain en courant	450	450	3500	100	100	550
Tension Early	-	-	-	60	50	-
$f_T(\text{GHz})$	206	170	375	45	70	150
$f_{MAX}(\text{GHz})$	197	204	210	60	90	150
BV_{CE0}	1.8	1.9	1.4	3.6	2.6	1.9

Tableau I.2 : Performances de diverses technologies bipolaires SiGe représentatives de l'état de l'art [50].

IV. 3. Principe de fonctionnement du TBH

L'intérêt d'une hétérojonction est de différencier les forces et les barrières de potentiels appliquées aux électrons et aux trous. Pour un transistor bipolaire n-p-n, il est souhaitable d'améliorer l'efficacité d'injection des électrons de l'émetteur vers la base, tout en bloquant au

mieux les trous. Il s'agit alors d'abaisser la barrière de potentiel vue par les électrons au sein d'une hétérojonction base-émetteur. Deux solutions sont alors envisageables : la première est d'utiliser un matériau grand gap au niveau de l'émetteur, ce qui est fait en technologie SiC, et qui est favorable à une meilleure tenue en tension. La deuxième est d'utiliser, à l'instar de la première, un matériau petit gap dans la base.

C'est donc la deuxième solution qui est exploitée dans le cadre des transistors bipolaires à SiGe-contraint sur Silicium, où seule la base est constituée du film de Silicium-Germanium.

La principale différence entre un Si BJT et un SiGe HBT est donc représentée par la comparaison des schémas respectifs de bandes d'énergies données en figure I.28. Le profil de Germanium est superposé à celui du dopage de base. Il est choisi constant pour mieux généraliser, mais il peut tout à fait être gradué, comme il peut être trapézoïdal, Gaussien ou triangulaire. La discontinuité de bande interdite en bande de valence est estompée par le caractère graduel du profil de Ge.

Observons que la présence de Germanium occasionne, d'une part, une réduction de la largeur de bande interdite à la jonction Base-Emetteur (faible dans le cas de la Figure I.28), diminuant la barrière de potentiel vue par les électrons lors de l'injection dans la base, et, d'autre part, la création d'un champ électrique dans la bande de conduction, occasionnant une accélération des porteurs minoritaires (e^-) au travers de la base.

La première constatation confère au transistor une amélioration de ses propriétés statiques. Quant à la deuxième constatation, elle prévoit une amélioration des paramètres dynamiques dans la mesure où les minoritaires sont accélérés et le temps de transit des électrons au travers de la base est réduit.

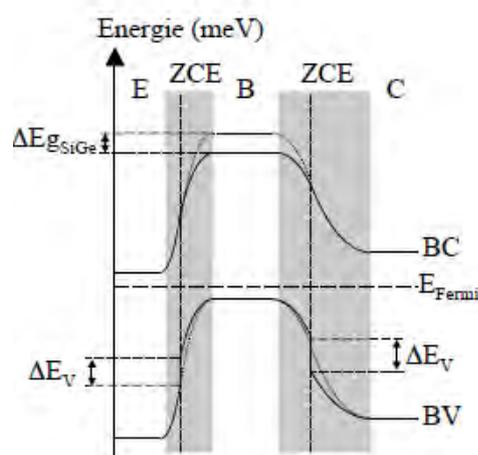


Figure I. 28: Diagramme de bandes d'énergie du TBH Si/SiGe à taux de germanium constant].

La conséquence de l'abaissement de la barrière de potentiel est l'augmenter du courant d'électrons, à V_{BE} constant, traversant la jonction Base-Emetteur, et donc du courant de collecteur par rapport au courant de base, maintenu constant.

IV. 4. Les différents profils de germanium

Nous avons évoqué auparavant le potentiel des bases SiGe pour améliorer les performances électriques des transistors bipolaires ; nous allons nous intéresser maintenant à la définition des caractéristiques de cette base SiGe. En particulier, l'impact du profil de germanium sur le gain en courant et la tension d'Early.

Pour la base SiGe, plusieurs profils de germanium sont envisageables : la composition en germanium peut en effet être constante ou graduelle à travers la base. Dans le cas graduel, la concentration en germanium augmente linéairement de l'émetteur vers le collecteur ; on parle alors de profil triangulaire si la concentration en germanium est nulle coté émetteur ou de profil trapézoïdal si elle n'est pas nulle [51]. La figure I. 29 illustre ces différentes possibilités :

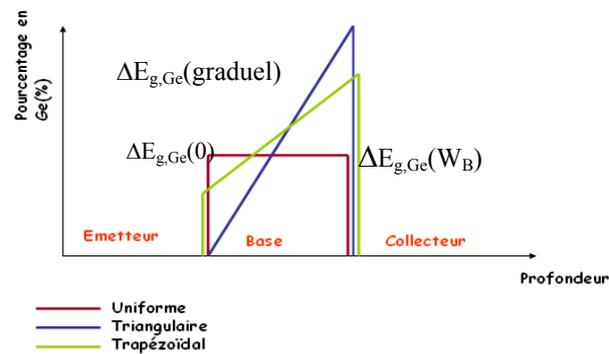


Figure I.29 : Les différents profils de germanium à travers les films SiGe. Profils uniforme, trapézoïdal ou bien triangulaire.

On appelle $\Delta E_{g,Ge}(0)$, la réduction de la largeur de bande interdite due à la présence de germanium à l'interface émetteur - base. Dans le cas d'un profil uniforme, la réduction de largeur de la bande interdite est la même sur toute la base et vaut $\Delta E_{g,Ge}(0)$. Par contre dans le cas d'un profil graduel (figure I. 30), on introduit une autre grandeur, $\Delta E_{g,Ge}(\text{graduel})$, qui représente la différence de largeur de bande interdite entre l'interface base- collecteur et l'interface base - émetteur.

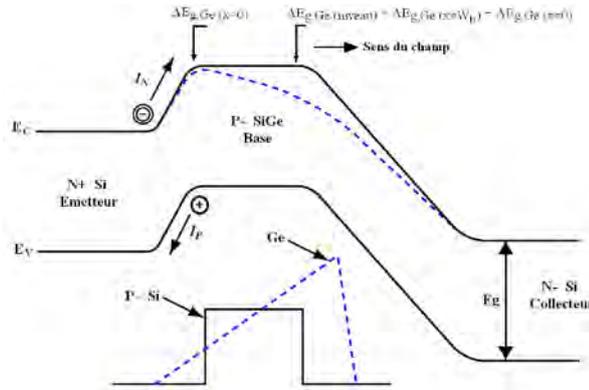


Figure I. 30 Diagramme d'énergie d'un HBT SiGe à profil

Par ailleurs, nous avons opté dans un premier temps pour une base SiGe à profil constant. Des valeurs typiques des rapports de mérite d'un TBH sont représentées sur le tableau I. 3.

Rapport SiGe/Si	β	$1/\tau$	V_{AF}	βV_{AF}
Abrupt (10% de Ge) $\Delta E_{Ge}(0)=75\text{meV}$ $\Delta E_{g,Ge}(\text{graduel})=0$	17.9	1	1	17.9
Trapézoïdal (5% de Ge à 10%) $\Delta E_{Ge}(0)=37.5\text{meV}$ $\Delta E_{g,Ge}(\text{graduel})=75\text{meV}$	12.9	2.14	5.85	75.6
Graduel (0% de Ge à 10%) $\Delta E_{Ge}(0)=0\text{meV}$ $\Delta E_{g,Ge}(\text{graduel})=150\text{meV}$	5.79	3.49	55.3	320

Le Tableau I-3 : Rapport des figures de mérites d'un TBH SiGe et d'un transistor homojonction BJT pour différents profils de Germanium [50].

IV. 4. 1. Effet de base SiGe sur les performances électriques dans le cas d'un pourcentage de germanium constant

Nous allons nous intéresser au cas d'un transistor bipolaire à hétérojonction avec une concentration de germanium constante dans la base. Le fait d'utiliser pour la base un matériau de faible gap donne les mêmes résultats en termes d'injection que d'utiliser pour l'émetteur un matériau à grand gap. La différence fondamentale au niveau du transistor bipolaire est liée à la jonction base - collecteur, puisque l'on a alors une hétérojonction. C'est la raison pour laquelle on parle de **DHBT (Double Heterojunction Bipolar Transistor)** figure I. 31.

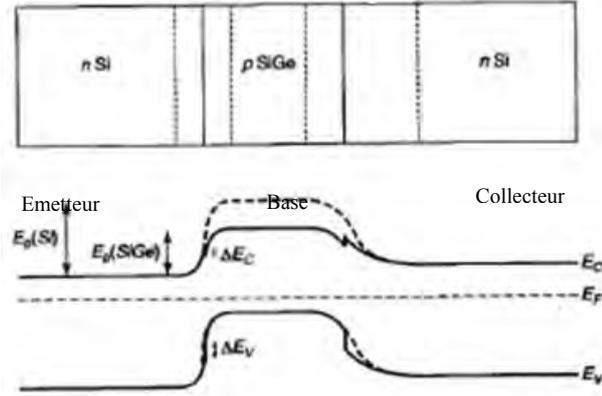


Figure I.31 : Diagramme de bandes d'un transistor bipolaire à hétérojonction SiGe, à taux de Ge constant.

L'injection préférentielle d'électrons dépendant de l'offset ΔE_v , plus la concentration en germanium est élevée et plus l'apport en termes d'efficacité d'injection par rapport à une base Si est important. Nous allons exprimer l'amélioration du gain en courant en émetteur commun en fonction de la réduction de la bande interdite introduite par la contrainte. Le courant du collecteur s'exprime :

$$I_c = \frac{qS \exp\left(\frac{qV_{BE}}{kT}\right)}{\int_0^{w_B} \frac{N_B(x)}{D_{nB}(x) n_{iB}^2(x)} dx} \quad (I-30)$$

Dans le cas du bipolaire ou du THB, le dopage de la base est constant et on peut donc simplifier

$$\text{cette expression selon : } I_c = \frac{qS n_i^2(\text{SiGe}) D_{nB}(\text{SiGe})}{N_{AB}(\text{SiGe}) W_B} \exp\left(\frac{qV_{BE}}{kT}\right) \quad (I-31)$$

Où $n_i(\text{SiGe})$ est la concentration intrinsèque des porteurs dans la base SiGe,

et $D_{nB}(\text{SiGe})$ est le coefficient de diffusion des électrons dans la base SiGe.

La concentration intrinsèque des porteurs dans la base SiGe s'exprime éventuellement par :

$$n_i^2(\text{SiGe}) = (N_c N_v)_{\text{SiGe}} \exp\left(\frac{E_{g(\text{SiGe})}}{kT}\right) \quad (I-32)$$

L'énergie de la bande interdite dans le SiGe $E_{g(\text{SiGe})}$ peut s'écrire :

$$E_{g(\text{SiGe})} = E_{g(\text{Si})} - \Delta E_g \quad (I-33)$$

Où ΔE_g représente, la discontinuité de la largeur de bande interdite entre le Si et le SiGe.

E_g étant la largeur de la bande interdite du Si.

D'après les équations (I-31) et (I-33) nous obtenons,

$$n_i^2(\text{SiGe}) = \frac{(N_c N_v)_{\text{SiGe}}}{(N_c N_v)_{\text{Si}}} n_i^2 \exp\left(\frac{\Delta E_g}{kT}\right) \quad (\text{I-34})$$

Le courant de collecteur s'exprime alors par :

$$I_c = \frac{q S n_i^2 (N_c N_v)_{\text{SiGe}} D_{nB} \text{SiGe}}{N_{AB} \text{SiGe} (N_c N_v)_{\text{Si}} W_B} \exp\left(\frac{q V_{BE}}{kT}\right) \exp\left(\frac{\Delta E_g}{kT}\right) \quad (\text{I-35})$$

et le courant de base devient :

$$I_B = \frac{q S n_i^2 D_{PE}}{N_{DE} W_E} \exp\left(\frac{q V_{BE}}{kT}\right) \quad (\text{I-36})$$

L'expression du gain en courant est donnée alors par la relation suivante :

$$\beta = \frac{I_c}{I_B} = \frac{(N_c N_v)_{\text{SiGe}} D_{nB} \text{SiGe} W_E N_{DE}}{(N_c N_v)_{\text{Si}} N_{AB} D_{PE} \text{Si} W_B} \exp\left(\frac{\Delta E_g}{kT}\right) \quad (\text{I-37})$$

$$\beta = \frac{(N_c N_v)_{\text{SiGe}}}{(N_c N_v)_{\text{Si}}} \frac{D_{nB} \text{SiGe}}{D_{PE} \text{Si}} \frac{N_{DE}}{N_{AB}} \frac{W_E}{W_B} \exp\left(\frac{\Delta E_g}{kT}\right) \quad (\text{I-38})$$

Où $\gamma = \frac{(N_c N_v)_{\text{SiGe}}}{(N_c N_v)_{\text{Si}}}$ et $\eta = \frac{D_{nB} \text{SiGe}}{D_{PE} \text{Si}}$

Le coefficient η est supérieur à 1 car la contrainte imposée par le substrat induit une augmentation de la mobilité des porteurs minoritaires, d'autant plus que la concentration en germanium est élevée [52]. Par contre le terme γ traduit la réduction de la densité d'états due à la diminution du gap et il est inférieur à 1 [53].

$$\frac{\beta_{\text{SiGe}}}{\beta_{\text{Si}}} \approx \frac{I_{c\text{SiGe}}}{I_{c\text{Si}}} \approx \eta \cdot \gamma \cdot \exp\left(\frac{\Delta E_g}{kT}\right) \quad (\text{I-39})$$

L'augmentation du gain est dominée par le terme exponentiel de $\Delta E_g/kT$ l'exemple suivant met en évidence l'effet positif de l'utilisation d'une base SiGe. En effet, un TBH de base $\text{Si}_{0.9}\text{Ge}_{0.1}$ présente un « *bandgap narrowing* » ΔE_g de 74 meV qui correspond à une augmentation du gain de 17 à 300 K pour un dopage de la base identique $N_{\text{Bsi}} = N_{\text{BsiGe}}$. Ceci veut dire que nous pouvons multiplier le dopage de la base (par rapport à un BJT) par 17 sans qu'il y ait une dégradation du gain en courant. Ce qui n'est bien sûr pas possible pour un BJT. De ce fait, l'utilisation d'une base fortement dopée permet d'améliorer les performances dynamiques du transistor bipolaire.

En effet, le fort dopage minimise le risque de perçage de la base et autorise donc l'utilisation d'une base nettement plus fine que dans le cas de BJT classique. Le temps de transit de la base, paramètre prépondérant de la fréquence de transition f_T , en sera donc réduit, résultant d'une augmentation de f_T :

$$t_B = \int_{W_B} \frac{dx}{V_B(x)} = \frac{W_B}{2D_{nB}} \quad (\text{I-40})$$

$$f_T = \frac{1}{2\pi(\tau_E + \tau_{EB} + \tau_B + \tau_{BC})} \quad (\text{I-41})$$

De plus, le fort dopage de la base a pour conséquence de réduire la résistance de la base et donc d'augmenter f_{max} .

V. La technologie BiCMOS

Les composants électroniques, les technologies et les applications se développent constamment, les technologies poussant les applications à se diversifier et les applications tractant les technologies. Cette combinaison du *technology-push* et de l'*application-pull* conduit à une véritable explosion en diversité et en performances [27].

Les contraintes imposées sur les systèmes radiofréquences en termes de rentabilité et de performances ont conduit à plus d'intégration. Ce ci s'est notamment traduit par l'émergence de la technologie BiCMOS (Bipolar Complementary Oxide Semiconductor) regroupant les technologies CMOS dédiées principalement aux fonctions digitales et bipolaires dédiées aux fonctions basses fréquences et radiofréquences. L'emploi du procédé d'hétérojonction Si/SiGe a permis de passer un nouveau cap en termes de performances.

En effet, l'adjonction d'un film mince SiGe a été développée pour être un apport non perturbant aux technologies silicium existantes. Cet apport doit rester, économiquement, le plus indolore possible, tout en améliorant les performances des BJT conventionnels sur Silicium. La principale technologie visée pour l'intégration du SiGe est la technologie BiCMOS.

Deux grandes voies se dégagent très nettement en matière d'optimisation des HBT SiGe en portant les efforts: soit sur les dimensions pour les technologies BiCMOS: STMicroelectronics, IBM, IMEC, Freescale (anciennement Motorola), NXP (anciennement Philips), Hitachi, Jazz, IHP, Siemens (actuellement Infineon), soit sur la concentration de Germanium pour les technologies purement Bipolaires, avec uniquement les compagnies Atmel(Temic) et Daimler-Chrysler [27].

Pour le critère économique, il est donc imposé de ne pas modifier les étapes technologiques autres que celles de la réalisation de la base. Aussi, le film de SiGe devra supporter toutes les contraintes thermiques des opérations succédant à la formation de la base, en particulier les opérations de recuit après dopage. Cela apporte une contrainte considérable sur le choix des concentrations et des profils de Germanium qu'il est possible d'incorporer de manière stable.

Les technologies présentant une dimension minimale latérale, correspondent à la longueur de canal de la partie MOS. Elle vaut actuellement entre 0,35 μm et 0,18 μm pour les technologies BiCMOS RF SiGe. La largeur d'émetteur du HBT se confère à cette dimension et évolue entre environ 0,4 μm et 0,2 μm , constituée de polysilicium N⁺ dopé à 10²¹cm⁻³, peut contenir également un film mince de Silicium monocristallin d'environ 30-40 nm et dopé N à 10¹⁸cm⁻³. La profondeur totale communément employée est de l'ordre de 150-200nm [8].

Le collecteur est constitué d'une couche dopée N entre 10¹⁶ et 10¹⁸cm⁻³, de 400nm d'épaisseur typiquement et dont l'accès est obtenu grâce à une couche enterrée dopée N⁺ à 10¹⁹cm⁻³, prolongeant la zone de collecteur d'au moins 150nm.

La base possède une profondeur pouvant varier de 30 à 50nm classiquement pour une épaisseur de film entre 60 et 80nm. Le dopage de base est plus élevé que dans les BJT Si et atteint 10¹⁸cm⁻³, ceci permet de réduire la résistance de base. Un profil SIMS typique à ce type de structure est représenté sur la figure I.32 [54].

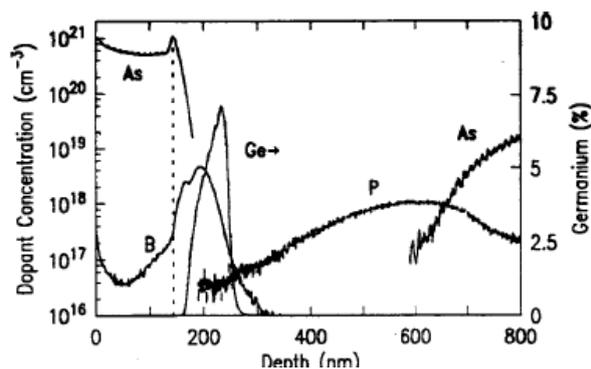


Figure I.32 : Profils de dopage extraits par SIMS pour un profil de Ge trapézoïdal, [54]. La ligne verticale représente la limite du polysilicium. La graduation du Ge est portée sur l'axe de droite.

Paramètres	Valeurs	Paramètres	Valeurs
Largeur d'émetteur	0.18 à 0.35 μm	Dopage poly-Si	10^{21} at/ cm^3 (As)
Profondeur d'émetteur	\approx 30-40 nm(Si)		
Épaisseur Si-i E-B	\approx 10-20 nm	Épaisseur Si-iB-C	\approx 20-30 nm
Épaisseur de base	30 à 60nm	Dopage base	qqs 10^{18} at/ cm^3 (B)
% Ge maximal	Graduel 10-15%	Constant	20%
Épaisseur de collecteur	\approx 400nm	Dopage collecteur	10^{16} à 10^{18} at/ cm^3 (P)
Dopage couche enterrée	10^{19} at/ cm^3 (As)		

Le Tableau I-4 Les informations dimensionnelles moyennes obtenues sur le TBH SiGe intégré en technologie BiCMOS [27].

V. 1. Architecture du TBH SiGe intégré en technologie BiCMOS

Le choix de l'architecture est un aspect fondamental à la mise au point du composant car elle va délimiter en partie le domaine de performances qu'il pourra atteindre. De manière générale, chaque évolution de l'architecture rend possible un saut de performances que d'autres facteurs (matériaux, techniques de fabrication,...) ne peuvent permettre.

V. 1. 1. Structures quasi auto alignées

V. 1. 1. 1. Structure simple polysilicium

La technologie BiCMOS intégrant un transistor bipolaire NPN à base SiGe a été développée sur le « nœud » 0.35 μm [55]. Cette structure de transistor bipolaire est dite quasiment auto-alignée (QSA pour Quasi Self Aligned) car la base extrinsèque est implantée de manière auto-alignée sur le polyémetteur. Cependant, le polyémetteur n'est pas aligné par

rapport à la fenêtre émetteur, il y a donc un désalignement possible entre base extrinsèque et base intrinsèque.

Cette structure est très simple, et demande peu d'étapes de fabrication. La fabrication du transistor débute avec la réalisation d'isolations par de l'oxyde dit « LOCOS » (LOCAL Oxidation of Silicon) et de la partie collecteur, composée de la couche enterrée, du puits collecteur et d'une l'implantation SIC (Selectively Implanted Collector) qui sert à doper localement le collecteur, et assurer le contact avec la couche enterrée. Elle peut être faite avec du Phosphore ou de l'Arsenic.

Les performances obtenues par cette structure sont $f_T = 45$ GHz et f_{MAX} de 60 GHz en technologie *BiCMOS6G* (0.35 μ m) (figure I.33). La largeur d'émetteur de cette technologie est $W_E = 0.4\mu$ m. Ce type de transistor a également été utilisé dans un nœud 0.13 μ m avec de meilleures performances, la base étant réalisée en SiGeC et l'émetteur étant déposé de manière monocristalline. Cette structure est également utilisée par l'IMEC [56], qui obtient des fréquences f_T et f_{MAX} de 205/275 GHz.

Cependant le principal problème causé par ce schéma d'intégration est la création de défauts lors de l'implantation de la base extrinsèque, qui favorisent la diffusion du bore dans la base. L'introduction de carbone permet de corriger ce problème de diffusion.

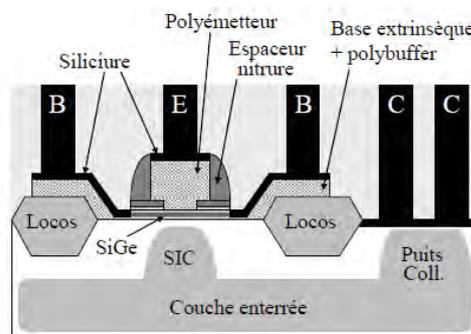


Figure I.33 : Vue en coupe d'une structure quasi auto-alignée (QSA) simple polysilicium [8].

V. 1. 1. 2. Structure double polysilicium

Une structure à double polysilicium (d'émetteur et de base) a donc été introduite. Une vue en coupe de cette structure est présentée sur la figure I.34-a. L'emploi d'un polysilicium supplémentaire pour réaliser la base extrinsèque permet de supprimer la création de défauts dans le SiGe dûs à l'implantation. La base SiGe est déposée par épitaxie non sélective. Elle est suivie du dépôt d'un empilement d'oxyde et de nitrure, gravé à l'intérieur de la zone active pour former la « vignette », qui va permettre de protéger la base intrinsèque lors des étapes ultérieures.

Cette technologie de transistor est plus complexe qu'une structure simple polysilicium, et a été pour la première fois intégrée dans une technologie BiCMOS $0,25\mu\text{m}$, le LOCOS est remplacé par des STI (Shallow Trench Isolation) afin de réduire la capacité collecteur/substrat.

Les performances obtenues avec une base SiGe atteignent 70 GHz de f_T pour une valeur de f_{MAX} de 90 GHz. C'est avec cette structure que le carbone a été introduit pour la première fois, dans la technologie *BiCMOS7* RF utilisant le nœud $0,25\mu\text{m}$ ($W_E = 0,25\mu\text{m}$) [57]. Les performances obtenues sont alors de 60 GHz de f_T pour 120 GHz de f_{MAX} .

Elle a été également utilisée dans l'architecture *BiCMOS9*, utilisant le nœud $0,13\mu\text{m}$ ($W_E = 0,17\mu\text{m}$). Les performances atteintes sont des fréquences f_T et f_{MAX} de l'ordre de 150 GHz,

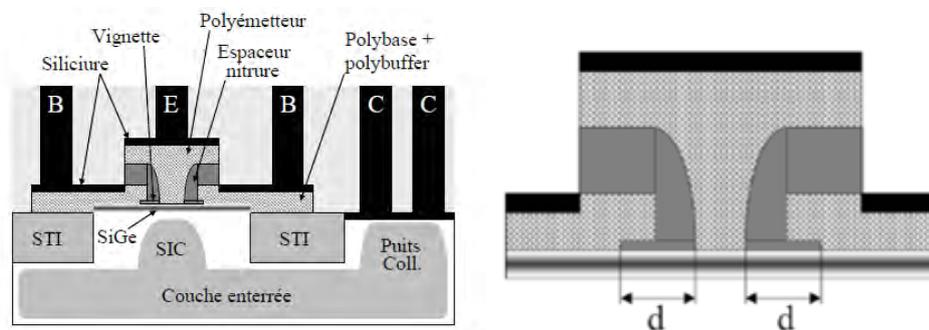


Figure I. 34 a) Vue en coupe de l'architecture double polysilicium quasi auto-alignée
b) Distance d entre le bord de la fenêtre émetteur et le lien bases intrinsèque/extrinsèque sources d'un éventuel désalignement [8].

Néanmoins, l'architecture n'est pas auto-alignée du fait de l'utilisation de la vignette. Elle impose deux niveaux de photolithographie, sources d'un éventuel désalignement, pour définir la distance notée « d » sur la figure I.34-b entre le bord de la fenêtre émetteur et le lien entre la base intrinsèque et la base extrinsèque.

V. 1. 2. Structures auto-alignées

Malgré les qualités de l'architecture précédente, l'absence d'auto-alignement limite les performances par la marge d'alignement nécessaire entre les étapes de photolithographie et les effets parasites liés à d'éventuels désalignements. Pour améliorer davantage les performances, les technologies développées utilisent une structure totalement auto-alignée.

V. 1. 2. 1. Structure double polysilicium auto-alignée

La figure suivante présente le schéma de l'architecture double polysilicium totalement auto-alignée (FSA: Fully Self Aligned) figure I.35 développée sur le nœud $0,13\mu\text{m}$ dans l'optique d'applications à très hautes fréquences.

L'auto-alignement est réalisé autour de la fenêtre de l'émetteur par la suppression de la vignette utilisée dans les précédentes architectures. Une seule étape de photolithographie est alors nécessaire pour former la partie intrinsèque du composant. Ceci est rendu possible par l'utilisation de l'épitaxie sélective pour la base intrinsèque (SEG : Selective Epitaxial Growth).

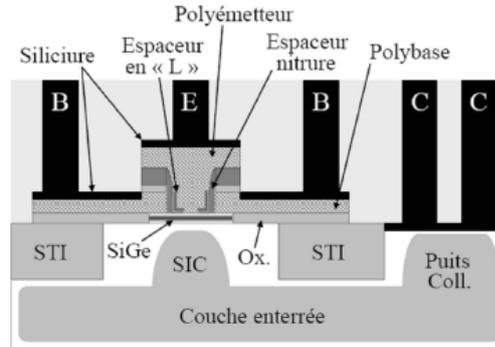


Figure I.35 : Vue en coupe de la structure double-polysilicium totalement auto-alignée [8].

Cette architecture performante a permis d'obtenir les meilleurs résultats atteints jusqu'à présent sur les transistors au sein de STMicroelectronics. Ces performances sont de : $f_T=280$ GHz, $f_{max}=300$ GHz [58]. L'avantage de l'auto-alignement est de diminuer la distance entre l'émetteur et le contact de la base, comme indiqué dans la figure I.36. La distance émetteur/contact de base d est importante dans le cas d'une structure quasi auto-alignée (a – QSA) car le débordement de la vignette est important. Dans le cas d'une structure complètement auto-alignée (b – FSA), les vignettes ont disparu, donc le contact de base est fortement rapproché.

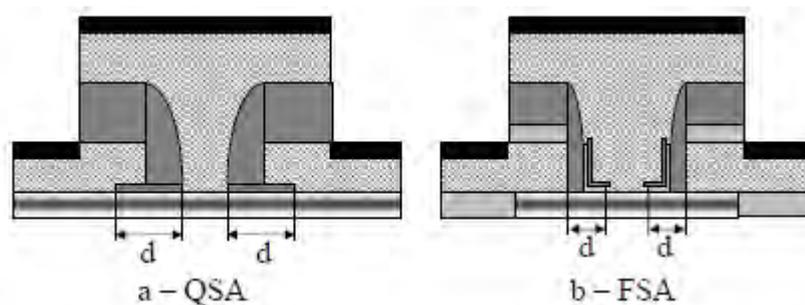


Figure I.36 Réduction de la distance émetteur/contact de base (d) induite par l'auto-alignement [8].

Les meilleures performances BiCMOS sont néanmoins à ce jour détenues par IBM (300/330 GHz) figure (I.37). Ainsi, les technologies compatibles BiCMOS développées à STMicroelectronics se positionnent très favorablement aux côtés des technologies bipolaires d'IBM, d'Infineon et de l'IHP [8].

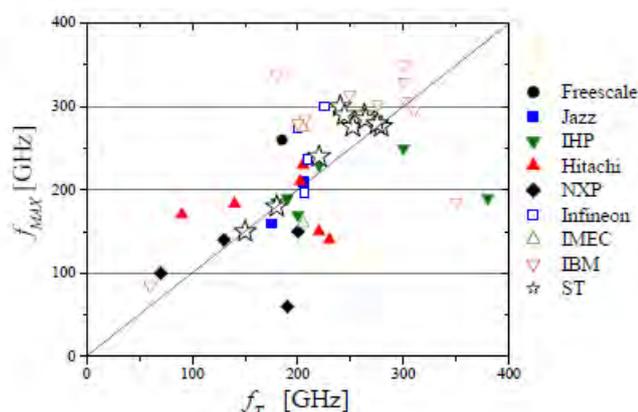


Figure I.37 : Valeurs de f_T et f_{MAX} obtenues par les différents concurrents entre 2002 et 2006 [8].

VI. Domaines d'applications

Les transistors bipolaires à hétérojonction SiGe sont utilisés pour des applications grand public nécessitant des fréquences de fonctionnement élevées. Les applications peuvent être divisées en plusieurs catégories :

Les applications de télécommunication, comme les fibres optiques ou les réseaux de téléphonie mobile, et les réseaux informatiques WLAN (Wireless Local Area Network : réseau local sans fil). L'augmentation des fréquences de coupure des composants permet d'augmenter les débits d'information transmise.

Les applications de détection, comme les radars anticollision à 77 GHz destinés au marché automobile. Ces applications sont très sensibles au bruit, ce qui fait du transistor bipolaire un composant de choix pour ce type de marché.

Les applications Cryogéniques, l'utilisation de transistor à homojonction à basses températures est rendue délicate à cause de la diminution du gain, due au phénomène de gel des porteurs qui apparaît si le dopage de la base est faible.

En revanche, pour les TBH SiGe les performances du transistor s'améliorent profusément à basses températures. En effet, la base de ces composants peut être dopée fortement et le phénomène de gel des porteurs n'apparaît plus [59]. Nous pouvons citer à titre d'exemple d'applications cryogéniques en électronique, les systèmes satellites, instrumentations et détecteurs électroniques à haute précision, systèmes électroniques de supraconducteur hybrides, les récepteurs à très bas bruit pour l'astronomie, et les cryoradars.

En outre, les principaux avantages du transistor bipolaire par rapport au transistor MOS résident dans le compromis entre fréquence de transition, tension de claquage et bruit. Les

fréquences de transition du TBH SiGe sont supérieures à celles des transistors MOS pour un nœud technologique donné, et le fonctionnement vertical du transistor bipolaire lui assure un bien meilleur bruit BF et HF.

La plupart des chaînes de traitement RF font l'usage de TBH SiGe pour la réalisation de blocs tels que des amplificateurs faible bruit LNA (Low Noise Amplifier), des oscillateurs contrôlés en tension VCO (Voltage Control Oscillator) ou des mélangeurs. La qualité du système RF dépend fortement des performances de ces blocs, surtout en ce qui concerne le bruit en $1/f$ et le bruit large bande.

Notamment le LNA est utilisé en tant qu'étage d'entrée pour la plupart des applications radiofréquences, et bénéficie largement des avancées du transistor bipolaire SiGe. Le bruit dans un système RF étant fixé en grande partie par l'étage d'entrée, les contraintes imposées aux LNA sont très importantes. On retrouve donc des TBH dans la majorité de ces applications, car ils permettent d'obtenir de forts gains et un faible bruit. Les marchés visés alors sont ceux de la téléphonie mobile, ou encore des réseaux WLAN à 60 Gb/s.

Avec l'ère des TBH SiGe, une utilisation en commutation pour réaliser des multiplexeurs / démultiplexeurs pour les réseaux de fibres optiques est considérée. L'augmentation des débits de communication (de 40 à 60 Gb/s, voire 80 Gb/s) nécessite là encore la réalisation de transistors de plus en plus rapides. D'autres exemples de circuits confirment la maturité de la technologie SiGe pour les applications hyperfréquence : Monolithic Microwave Integrated Circuit : MMIC) dans la gamme 5-25 GHz [60].

Dans ces différents cas, l'atout du SiGe en terme de faible consommation est essentiel puisque le secteur visé, téléphonie cellulaire et réseaux sans fil, est demandeur d'autonomie.

VII. Tendances

Depuis quelques années, un effort important est fourni pour regrouper plusieurs technologies en un même procédé. Ces efforts ont abouti aujourd'hui au développement des technologies BiCMOS SiGe qui permettent l'intégration de systèmes radiofréquence (RF) complet sur une seule puce et à moindre coût. Les transistors bipolaires de telles filières sont en effet capables d'atteindre des performances élevées, assurant ainsi la réalisation de fonctions du domaine RF telles que l'amplification, diviseur de fréquence analogique et numérique, comparateur phase/fréquence analogique et numérique. De plus, la compatibilité de ces technologies avec les technologies CMOS autorise la réalisation simultanée de systèmes de traitement du signal numérique et analogique. Cela peut être généralisé pour toute application où

nous pouvons ajouter à titre d'exemple les communications optiques pour les transmissions hauts débits.

En guise de synthèse, la figure I.38 matérialise de manière privilégiée les prédispositions des technologies SiGe à permettre l'intégration de systèmes complets sur une seule puce, *System-On-Chip*, (SOC). Ici, fonctions logiques et analogiques électriques, microondes, fonctions de modulation optique et fonctions de détection opto microondes y sont rassemblées en sus de fonctions permises par les dispositifs quantiques et autres.

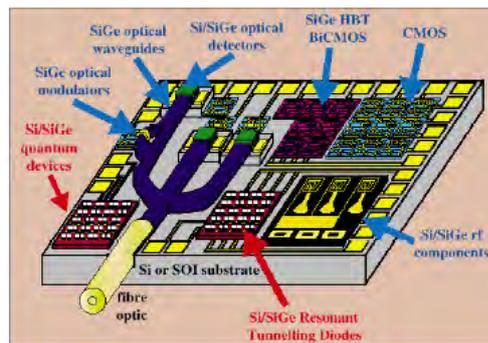


Figure I. 38: Puce intégrée en Silicium : CMOS, TBH SiGe, système complet de télécommunication opto-microonde, system-on-chip, [50].

Conclusion

Ce chapitre nous a permis de mettre en évidence les limitations intrinsèques du transistor bipolaire à homojonction et situer le contexte d'application des hétérojonctions et leurs intérêts stratégiques pour l'industrie des semi-conducteurs.

Nous avons montré que des contraintes technologiques ont rendu difficile la réalisation des transistors bipolaires homojonctions à grandes performances statiques ou dynamiques. Des compromis sont à faire : un gain en courant élevé, fréquence de transition élevée, résistance de base faible etc.....

Une solution pour s'affranchir de ces problèmes consiste à utiliser les TBH SiGe. Après avoir rappelé les notions élémentaires permettant de mieux connaître le matériau SiGe, nous avons défini les caractéristiques de la base en termes de concentration de germanium, dopage et structure. Nous avons donné par la suite un aperçu sur les processus de fabrications de ces composants et en particulier la technologie BiCMOS SiGe. Entre autre, les potentialités de ces composants ont été énumérées pour réaliser différentes applications.

Références Bibliographiques

- [1] W. Shockley, U. S. *Patent*, 2- 569-347, 1948.
- [2] H. Kroemer, Theory of wide-gap emitter for transistors, *Proceedings of the IRE*, vol. 45, pp.523-526. 1957.
- [3] H. Mathieu, “Physique des semi-conducteurs et des composants électroniques”, *édition Bordas*, 2001.
- [4] S. M. Sze, “Physics of semiconductor devices”, *2nd edition New York: John Wiley & Sons*, pp. 1-853, 1981.
- [5] A. Vapaille and R. Castagne, “Dispositif et circuits intégrés semi-conducteurs”, *Dunod*, n° ISBN 2-04 -016522-3,1987.
- [6] P. Ashburn, “Design and Realization of Bipolar Transistors”, *John Wiley & Sons*, pp. 1-657, 1988.
- [7] J. Duvernay, “Développement et étude de transistors bipolaires à hétérojonctions Si/SiGeC de type pnp sur substrats SOI minces”, *Thèse de doctorat, Université de Toulouse- INSA de Toulouse*, pp. 1-227, 2008.
- [8] B. Barbalat, “Technologie et Physique de Transistors Bipolaires à Hétérojonctions Si/SiGeC Auto-alignés très Hautes Fréquences”, *Thèse de doctorat, Université Paris-Sud XI - Faculté des Sciences d’Orsay*, pp. 1-192, 2006.
- [9] H. Baudry “Développement et étude de transistors bipolaires hautes performances à base silicium-germanium”, *Thèse de doctorat, Université de Grenoble I – Joseph Fourier*, 2001.
- [10] C. T. Kirk, “A Theory of Transistor Cut Off Frequency (f_T) Falloff at High Current Densities”, *IEEE, Transactions on Electron Devices*, Vol. N° 9, pp. 164-174, Mars 1962.
- [11] B. Le Tron, “Etude statique et dynamique de transistors bipolaires à hétérojonctions (TBH) SiGe sur silicium intégré dans une technologie bipolaire”, *Thèse de doctorat, Institut National des Sciences Appliquées de Lyon*, pp. 1-168, 1995.
- [12] W. M. Webster, “On the variation of junction transistor current amplification factor with emitter current”, *Proceedings of the IRE*, vol. N°42, pp. 914-920, 1954.
- [13] J. Raoult, “Etude et modélisation des transistors bipolaires à hétérojonction SiGe application à la conception d’oscillateurs radiofréquences intégrés”, *Thèse de doctorat, Institut National des Sciences Appliquées, INSA de Lyon*, pp. 1-93, 2003.
- [14] J. M. Early, “Effect of space- charge layer widening in junction transistors”, *Proceeding*

- the IRE*, Vol. 40, pp. 1701-1706.1952.
- [15] P. Chevalier, C. Fellous, L. Rubalo, F. Pourchon, S. Pruvost, R. Beerkens, F. Saguin, N. Zerounian, B. Barbalat, S. Lepilliet, D. Dutartre, D. Céli, I. Telliez, D. Gloria, F. Aniel, "230 GHz self-aligned SiGeC HBT for optical and millimeter-wave applications", *IEEE Journal of Solid State Circuit*, vol. 40, N°10, pp. 2025-2034, October 2005.
- [16] N. Zerounian, F. Aniel, B. Barbalat, P. Chevallier, et A. Chantre, "500 GHz cutoff frequency SiGe HBTs," *IEEE, Electronics Letters*, Vol. 43 N°. 14. 2007.
- [17] C. Chay, "Etude du bruit basse fréquence dans les transistors bipolaires à hétérojonction issus de technologies avancées sur filières Si/SiGe et Si/SiGeC", *Thèse de doctorat, Université Montpellier II, Languedoc*, pp. 1-147, 2005.
- [18] K. Kurishima, "An analytical expression of f_{\max} for HBT's", *IEEE Transaction on Electron Devices*, vol. 43, N° 12, pp. 2074-2079, 1996.
- [19] S. Galdin, "Etude du transistor bipolaire à double hétérojonction Si/SiGe/Si par simulation Monté - Carlo", *Thèse de doctorat en sciences, université Paris XI Orsay*, pp. 1-160, 1992.
- [20] T. Ishibashi et al., "Ultra high speed AlGaAs/GaAs heterounction bipolar transistors", *In IEDM Tech. Dig.*, pp. 826-829, 1988.
- [21] J. Vanbremeersch, E. Constant, J. Zimmerman, I. Valin, P. Godts, A. Leroy, "Design and realisation of very high performance 0.2 μ m gate GaAs MESFETs", *Electronics Letters*, vol. 26 pp. 152-154, 1988.
- [22] U. K. Mishra, A.S. Brown, S.E. Rosenbaum, C. E. Hooper, M. W. Pierce, M.J. Delaney, S. Vaughn, K. White, "Microwave performance of AlInAs- GaInAs HEMT's with 0.2 and 0.1 μ m gate length", *IEEE Electron Devices*, Vol.9 pp. 647-656, 1988.
- [23] A. Souifi, "Etude par spectroscopie de photoluminescence et d'admittance des propriétés électroniques d'hétérostructures Si_{1-x}Ge_x/Si pour composants avancées de la micro-électronique silicium", *Thèse de doctorat, Institut National des Sciences Appliquées de Lyon*, N°93 ISAL 0093, pp. 1-175, 1993.
- [24] J. Hallstedt, A. Parent, M. Östling, H.H. Radamson, "Incorporation of boron in SiGe(C) epitaxial layers grown by reduced pressure chemical vapor deposition", *Materials Science in Vol 8*, pp. 97-101, 2008.
- [25] A. Pakfar, "Modélisation de la diffusion des dopants dans les alliages SiGe et SiGeC", *Thèse de doctorat Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, INSA de Lyon*, pp.1-187, 2003.
- [26] J. P. Dismukes, L. Ekstrom, R. J. Paff, "Lattice Parameter and Density in Germanium-Silicon Alloys", *Journal of Physical Chemistry*, Vol. 68, N°10, pp. 3021 - 3027, 1964.

- [27] J. L. Polleux, "Contribution à l'étude et à la modélisation de phototransistors bipolaires à hétérojonction SiGe/Si pour les applications opto-microondes", *Thèse de doctorat*, CNAM-Paris, pp. 1-248, 2001.
- [28] L. Végard, "Gitterkonstanten von Mischkristallen", *Zeitschrift für Physik*, vol. 17, N° 5, pp. 726 -1730, 1921.
- [29] E. M. Berranger, "Etude et fabrication de transistors bipolaires à hétérojonctions (TBH) Si/SiGe intégré dans une filière BiCMOS industrielle 0.5 μ m", *Thèse de Doctorat Institut National des Sciences appliquées de INSA de Lyon*, N° 98 ISAL 0026, pp.1-204, 1998.
- [30] C. Kittel "Physique de l'état solide", *Dunod*, 1992.
- [31] R. Hull, J. Bean, C. John. "Thermal stability of Si/SiGe/Si heterostructures". *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 55, No. 18, pp. 1900-1902, 1989.
- [32] R. People, J. C. Bean, "Calculation of critical layer thickness versus lattice mismatch for Ge_xSi_{1-x} strained-layer heterostructures", *Applied Physics Letters*, vol. 47 N° 3, pp. 322-324, 1985.
- [33] F. C. Frank , J. Van der Merve, " One-dimensional dislocations: I. Statistic Theory; II Misfitting monolayers and orien: overgrowths, *Proceeding. R.Soc.* vol 189, pp. 205-216, 1949.
- [34] R. People, "Physics and Applications of Ge_xSi_{1-x}/Si Strained-Layer Heterostructures", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. QE-22, N°9, vol. 22, N° 9, pp. 1696-1710, 1986.
- [35] J. W. Matthews, A. E. Blakeslee, "Defects in epitaxial multilayers. III. Preparation of almost perfect multilayers", *J. Cryst. Growth*, Vol. 32, pp. 265-269, 1976.
- [36] S. Richard, "Modélisation physique de la structure électronique, du transport et de l'ionisation par choc dans les matériaux IV-IV massifs, contraints et dans les puits quantiques, *Thèse de doctorat, Université Paris-Sud XI*, 2004.
- [37] D. V. Lang, R. People, J. C. Bean, A. M. Sergent, "Measurement of the band gap of /Si strained-layer heterostructures", *Applied Physics Letters* Vol. 47 N° 12, pp. 1333-1335, 1985.
- [38] R. Braustein, A. R. Moore, F. Herman, "Intrinsic Optical Absorption in Germanium-Silicon Alloys," *in Physical Review*, Vol. 109, N°3, pp. 695-710, 1958.
- [39] R. People, "Indirect band gap of coherently strained Ge_xSi_{1-x} bulk alloys on « 001 » silicon substrates", *Physical Review B*, Vol. 32 N° 2, pp.1405-1408, 1985.
- [40] J. C. Bean, "Silicon - based semiconductor heterstructures: column IV band gap engineering", *Proceeding IEEE*, vol. 80 N°4, pp. 571-587, 1992.

- [41] R. People, J. C. Bean, "Band alignment of coherently strained $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}$ heterostructures on $\langle 001 \rangle \text{Ge}_y\text{Si}_{1-y}$ substrate", *Appl. Phys. Lett*, Vol. 48, N°8, pp. 538-540, 1986.
- [42] T. I. Kamins, K. Nauka, J. B. Kruger, J. I. Hoyt, C. A. King, D. B. Noble, C. M. Gronet, J. F. Gibbons, "Small - geometry, high - performance, Si-Si_{1-x}Ge_x heterojunction bipolar transistor", *IEEE Electron Device Letters*, vol. 10 N° 11, pp. 503-505, 1989.
- [43] G. L. Patton, J. H. Comfort, B. S. Meyerson, E. F. Carabbé, G. J. Scillia, E. Defrésat, J. M. C. Strok, J. Y. C. Sun, D. L. Haraime, J. N. Burghartz, "75 GHz f_T SiGe base heterojunction bipolar transistors", *IEEE Electron Device Letters*, vol. 11, N°4, pp. 171-173, 1990.
- [44] A. Gruhle, H. Kibbel, E. Kasper, "The influence of MBE - layer design on the high frequency performance of Si/SiGe HBTs", *Microelectronic Engineering*, vol. 19, pp. 435-438, 1992.
- [45] E. Kasper, H. Kibbel, H. J. Herzog, A. Gruhle, "Growth of 100GHz SiGe heterobipolar transistors (HBT) structures", *Jpn. J. Appl. Phys*, vol. 33, N° 4B, Part 1, pp. 2415-2418, 1994.
- [46] A. Schüppen, U. Erben, A. Gruhle, H. Kibbel, H. schumacher, U. Köni, "Enhanced SiGe heterojunction bipolar transistors with 160GHz f_{max} ", *IEEE International Electron Device Meeting Tech. Digest, New york (USA)*, pp. 743-746, 1995.
- [47] A. Gruhle., H. Kibbel, A. Schurr, D. Behammer, U. König, "SiGe heterojunction bipolar transistors with 156 GHz transit frequency," in *Proc. State-of-the-Art Program on Compound Semiconductors*, pp. 198-200, 1999.
- [48] J.S. Rieh and al., "Performance and design considerations for high speed SiGe HBT's of $f_T/f_{max}=375\text{GHz}/210\text{GHz}$," in *International Conference on Indium Phosphide and Related Materials*, 2003., pp. 374-377. 2003.
- [49] R. Krithvansan and, al, "Half-Terahertz Operation of SiGe HBTs," *IEEE Electron Device Letters*, Vol. 27, No. 7, 2006.
- [50] H. Mnif, "Contribution à la modélisation des transistors bipolaires à hétérojonction Si/SiGe en température", *Thèse de doctorat, Université Bordeaux*, 2004.
- [51] G. Avenier, "Développement et étude de transistors bipolaires à hétérojonctions Si/SiGe verticaux sur substrats SOI minces", *Thèse de doctorat, Université de Bordeaux I*, 2006.
- [52] L.E. Kay, W. T. Trang, "Monte Carlo calculation of strained mobilities in SiGe using improved ionised - impurity model", *J. Appl Phys*. Vol. 70, N° 3, pp. 1483-1488, 1991.
- [53] E. J. Prinz, P. M. Garone, P. V. Schwartz, X. Xioa, and J. C. Strum, "The effect of base emitter spacers and strain - dependent densities of states in heterojunction bipolar transistors", in *IEDM Tech, Dig*, pp.639-642, 1989.

-
- [54] D. L. Harame, J. H. Comfort, J. D. Cressler, E. F. Crabbé, J. Y. -C. Sun, B. S. Meyerson and T. Tice, "Si/SiGe Epitaxial-Base Transistors - Part I: Materials, Physics, and Circuits", in *IEEE Transactions on Electron Devices*, Vol. 42, N°3, pp. 455-468, March 1995.
- [55] A. Monroy, M. Laurens, M. Marty, D. Dutartre, D. Gloria, J.L. Carbonero, A. Perrotin, M. Roche, A. Chantre. "BiCMOS6G: A high performance 0.35 μ m SiGe BiCMOS technology for wireless applications", *BCTM*, pp. 121-124, 1999.
- [56] A. Piontek, T. Vanhoucke, S. van Huylbroeck, L. J. Choi, G. A. M. Hurkx, E. Hijzen et S. Decoutere, , "A 205/275 f_T/f_{MAX} Air gap Isolated 0.13 μ m BiCMOS Technology featuring on-chip High Quality Passives", *IEEE International SiGe Technology and Device Meeting*, pp. 242– 243,2006.
- [57] H. Baudry, B. Szelag, F. Deléglise, M. Laurens, J. Mourier, F. Saguin, G. Troillard, A. Chantre et A. Monroy *BiCMOS7RF* : A Highly Manufacturable 0.25 μ m BiCMOS RFApplications-dedicated Technology using Non-Selective SiGeC Epitaxy, *IEEE Bipolar/BiCMOS Circuits and Technology*, , pp. 207-210, 2003.
- [58] P. Chevalier, B. Barbalat, L. Rubaldo, B. Vandelle, D. Dutartre, P. Bouillon, T. Jagueneau, C. Richard, F. Saguin, A. Margain et A. Chantre, «300 GHz f_{MAX} self-aligned SiGeC HBT optimized towards CMOS compatibility», *IEEE Bipolar/BiCMOS Circuits and Technology*, pp. 120–123, 2005.
- [59] B. Banerjee, S. Venkataraman, Y. Lu, Q. Liang, C.-H. Lee, S. Nuttinck, D. Heo, Y.-J. Emery-Chen, J. D. Cressler, J. Laskar, G. Freeman et D. C. Ahlgren, «Cryogenic Operation of Third Generation, 200-GHz Peak- f_T , Silicon-Germanium Bipolar Transistors», *IEEE Transactions on Electron Devices* **52** (4), pp. 585–593, April 2005.
- [60] C. Gontrand, M. Bouhouche, J. C. N. Perez, O. Valorge, F. Calmon, J. Verdier and S. Latreche, Mixed-mode analysis of the sensitivity of a radiofrequency oscillator disturbed by parasitic signals", in *Wiley Inter Science, International Journal of Numerical Modeling: electronic networks, devices and fields*, 2009.



Chapitre II

*Modèles relatifs au matériau
SiGe et résolution numérique*

Introduction

Historiquement, il y a plusieurs raisons qui font que les techniques de simulations soient de plus en plus utilisées en micro-électronique.

En premier lieu vient le fait que la complexité des technologies actuelles des semi-conducteurs rend très approximatives, voire caduques, les solutions de conceptions basées sur des modèles analytiques classiques. Cette complexité se traduit par des dimensions de zones actives de plus en plus réduites et une interaction de plus en plus grande entre celles-ci. Par ailleurs, baser le développement d'un nouveau semi-conducteur sur une approche expérimentale est aujourd'hui totalement impensable au regard du coût et du temps nécessaire.

Le troisième point qui fait de la simulation un outil stratégique de la micro-électronique est relatif aux possibilités des ordinateurs actuels. Il y'a une vingtaine d'année il était impensable d'optimiser un composant en réalisant une série de plusieurs centaines de points de simulation qui auraient chacun nécessité des temps de calcul prohibitifs. A cette difficulté s'ajoutait le coût du calcul, qui étant la plupart du temps réalisé dans un centre de calcul externe pas négligeable. Aujourd'hui les mêmes simulations sont réalisables sur des stations de travail personnelles, voire des microordinateurs, avec en plus, des performances comparables, une souplesse sans égal.

De ce fait, on peut extrapoler l'avènement de la simulation, basé sur une modélisation adéquate, pour réduire les coûts et les délais de conception. Ceci est bien évidemment valable dans de nombreux domaines.

La simulation numérique, dite « physique », peut être exploitée sous différentes voies. Elle permet en effet de déterminer, en tout point du volume d'un composant, les densités de porteurs, électrons et trous, les énergies, les taux de recombinaison, les champs électriques et autres paramètres qui s'en déduisent comme les courants, capacités, etc. Il est ainsi possible de modifier librement la constitution du composant et d'en observer l'impact sur les paramètres électriques. Cette utilisation permet d'étudier finement les phénomènes électriques dont le composant est le siège, d'en tirer des lois ou des optimisations possibles.

La raison expliquant l'engouement actuel pour la simulation numérique vis à vis des approches analytiques, est que les équations de base sont connues, testées, ainsi que les modèles physiques mis en jeu. Ce n'est que lorsque nous connaissons suffisamment bien les modèles physiques correspondant aux phénomènes investigués que nous pouvons mettre en œuvre une simulation fiable et constructive.

De ce fait, le comportement des dispositifs semi-conducteurs peut être interprété, pour la plupart, au moyen d'analyses et de modèles relativement rigoureux, fondés sur des solutions numériques des équations de transport.

Le but de ce chapitre est en premier lieu de poser toutes les conditions nécessaires à la simulation physique des structures SiGe. Nous abordons, pour cela, les diverses modélisations mathématiques nécessaires à la description des phénomènes de transport dans les semi-conducteurs.

Dans un premier temps nous allons donner un développement des équations de bases pour analyser le comportement électrique des hétérojonctions. Mais puisque un modèle n'est rien sans la connaissance des paramètres physiques qu'il met en jeu, nous consacrons pour cela une deuxième partie pour décrire les lois qui les régissent; par exemple l'évolution de la mobilité dans le SiGe, les masses effectives, les durées de vie des porteurs, les densités d'états...ect.

Nous présentons dans la troisième partie de ce chapitre, le traitement analytique préliminaire des équations de fonctionnement des TBH. Ce qui nous amènera tout naturellement à la quatrième partie qui explique, de manière non exhaustive, comment résoudre les équations fondamentales propres aux hétérojonctions, par le concept des différences finies. Enfin, la dernière partie expose le concept du logiciel *SIBIDIF* « *Simulation Bidimensionnelle par Différences finies* ». Une attention particulière concernera le module, relatif aux hétérojonctions SiGe propres aux TBH.

1. Mise en équations du phénomène de transport dans les hétérojonctions :

Pour analyser le comportement électrique des semi-conducteurs et plus précisément celui des hétérojonctions, nous avons besoin de résoudre un certain nombre d'équations et de comprendre les mécanismes physiques mis en jeu. Puisque l'on ne peut calculer que ce que l'on sait modéliser il faut, d'une part, connaître les lois de comportement de notre système physique, et cela signifie savoir ériger un modèle mathématique convenable, et d'autre part connaître les paramètres physiques de base de ce modèle.

Les équations elles-mêmes peuvent être tirées, plus ou moins, des équations de base de l'électromagnétisme, donc celles de Maxwell. Celles-ci sont utilisables en toute généralité quel que soit le matériau.

Par contre certaines approximations seront nécessaires pour aboutir au système d'équations dit de base des semi-conducteurs.

La première formulation d'un tel système est due à W. Van Roosbroeck [1] en 1950 ; elle a été obtenue en tenant compte des mécanismes physiques régissant le fonctionnement des composants semi-conducteurs ; sa forme est restée pratiquement inchangée depuis plus de cinq décennies. Nous allons donner un développement relativement rigoureux de ces équations de base.

I.1. Formulation du système d'équations

Un modèle physique est un jeu complet d'équations permettant de décrire l'état d'un matériau ou d'un assemblage de matériaux. Dans le cas des semi-conducteurs, l'état de la structure est caractérisé, d'une part, par la concentration des porteurs et leurs énergies en tout point du volume et, d'autre part, par leur évolution temporelle à travers leur flux.

Les équations de base mises en œuvre dans notre approche de simulation font appel à une description macroscopique du mouvement des porteurs. Elles ne restent valables que dans la mesure où les plus petites dimensions considérées sont grandes par rapport à la distance interatomique. Le modèle de dérive-diffusion permet ainsi de décrire l'état complet de la structure étudiée, à l'équilibre et hors équilibre.

La description du comportement électrique des hétérojonctions peut se faire également à l'aide du Modèle Dérive - Diffusion DDM "Drift Diffusion Model". Néanmoins, les dispositifs à hétérojonctions présentent des discontinuités au niveau des bandes de conduction E_C et de valence E_V qui peuvent entraîner des discontinuités de l'énergie potentielle des porteurs libres lorsqu'ils passent d'un matériau à un autre.

De ce fait pour simuler ces dispositifs, il faut considérer en toute rigueur le formalisme qui tient compte de la composition non uniforme de la structure et donc, des diagrammes de bandes (figure II.1).

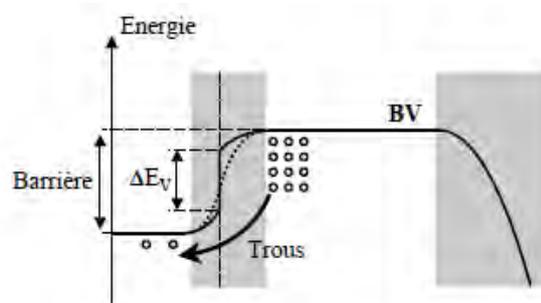


Figure II.1 Schéma de la discontinuité en bande de valence à la jonction émetteur/base : Cas d'une hétérojonction.

Les équations de base qui régissent les phénomènes de conduction dans les hétérojonctions sont regroupés dans le système d'équations suivant [2], [3] :

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{div}(\text{grad}(V)) = -\frac{\rho}{\epsilon_{S/C}} \\ J_n = -q n \mu_n \frac{d\Phi_n}{dx} \\ J_p = -q p \mu_p \frac{d\Phi_p}{dx} \\ \frac{\partial n}{\partial t} = G - R + \frac{1}{q} \frac{dJ_n}{dx} \\ \frac{\partial p}{\partial t} = G - R - \frac{1}{q} \frac{dJ_p}{dx} \end{array} \right. \quad (\text{II-1})$$

Définir les différentes variables citées dans le système précédent.

La description du comportement électrique d'un semi-conducteur peut se faire à l'aide de trois ensembles d'équations permettant de calculer le potentiel ainsi que les densités de charge en tout point du matériau.

- La première équation est appelée équation de "*Poisson*" dont l'intégration permet de calculer la variation du potentiel dans le semi-conducteur à partir de la charge d'espace formée par les charges dues aux porteurs libres et aux impuretés que l'on suppose totalement ionisées.
- Les deux autres équations qui suivent sont les équations de transport, elles lient les densités de courant aux pseudo_niveaux de Fermi.
- Les deux dernières sont les équations de continuité, elles illustrent le principe de la conservation de charge.

Sachant que :

$$\Phi_n = -\frac{1}{q} E_{FN} \quad (\text{II-2})$$

$$\Phi_p = -\frac{1}{q} E_{FP} \quad (\text{II-3})$$

Où E_{FN} et E_{FP} représentent le pseudo - niveaux de Fermi des électrons et des trous respectivement.

Les équations de transport peuvent se mettre alors sous la forme suivante :

$$\begin{aligned} J_n &= \mu_n n \frac{dE_{FN}}{dx} \\ J_p &= \mu_p p \frac{dE_{FP}}{dx} \end{aligned} \quad (\text{II-4})$$

Où μ_n et μ_p sont les mobilités des électrons et des trous ; n et p les densités de porteurs libres des électrons et des trous, et G et U les taux de génération recombinaison des électrons et des trous, une valeur positive implique une recombinaison, négative une génération

On aboutit alors, à un système de cinq équations fondamentales permettant de rendre compte de la plus part des phénomènes électriques des hétérojonctions.

Il est évident que nous pouvons substituer les expressions des densités de courant dans les équations de continuité et obtenir ainsi un système de trois équations :

$$\left\{ \begin{aligned} \text{div}(\text{grad}(V)) &= -\frac{\rho}{\varepsilon} \\ \text{div}(D_n \cdot \text{grad}(n)) - \mu_n \cdot n \cdot \text{grad}(V) - \frac{\partial n}{\partial t} &= g_n \\ \text{div}(D_p \cdot \text{grad}(p)) + \mu_p \cdot p \cdot \text{grad}(V) + \frac{\partial p}{\partial t} &= -g_p \end{aligned} \right. \quad (\text{II-5})$$

Qui se traduit dans le cas statique $\left(\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{\partial p}{\partial t} = 0 \right)$, par :

$$\left\{ \begin{aligned} \text{div}(\text{grad}(V)) &= -\frac{\rho}{\varepsilon} \\ \text{div}(D_n \cdot \text{grad}(n)) - \mu_n \cdot n \cdot \text{grad}(V) &= g_n \\ \text{div}(D_p \cdot \text{grad}(p)) + \mu_p \cdot p \cdot \text{grad}(V) &= -g_p \end{aligned} \right. \quad (\text{II-6})$$

I.2. Discontinuité des bandes d'énergie

La discontinuité de la bande interdite du SiGe peut être introduite sur la bande de valence et la bande de conduction E_c et E_v suivant :

$$\begin{aligned}
 E_c &= -q\phi + \frac{E_g}{2} \\
 E_v &= -q\phi - \frac{E_g}{2} + \Delta E_v
 \end{aligned}
 \tag{II-7}$$

- ❶ E_c et E_v sont les énergies de la bande de valence et de conduction normalisées par rapport à U_T ;
- ❷ ϕ : le potentiel électrostatique ;
- ❸ ΔE_v le décroché qui existe au niveau des deux jonctions, il vaut zéro sur toute la structure sauf, à l'interface Si/SiGe.

La discontinuité au niveau de la bande de conduction des deux matériaux est négligeable. People [4] a montré que le décalage au niveau de la bande de conduction est presque nul dans le cas d'une couche épitaxiée SiGe contrainte sur du silicium $\Delta E_c \approx 0$ [5]. En revanche, la discontinuité de la bande interdite ΔE_g entre le silicium et le SiGe se rapporte au niveau de la bande de valence $\Delta E_v \approx \Delta E_g$ [6], [7]. La figure II.2 représente le diagramme simplifié de l'hétérojonction Si/SiGe.

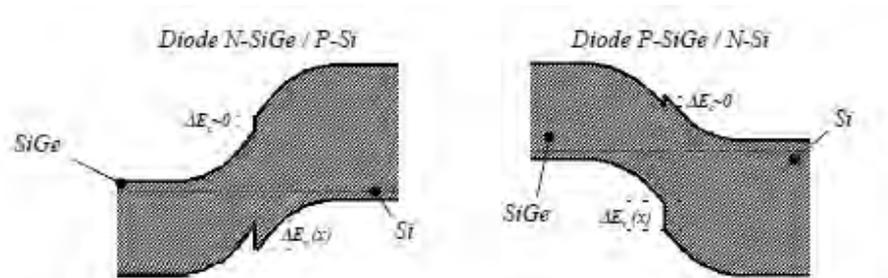


Figure II.2 Topologies diode N-P et P-N pour une hétérojonction de type I, cas du SiGe/Si.

I.3. Statistique de Boltzmann

Dans le modèle de dérive diffusion, on a évoqué la notion des pseudo - niveaux de Fermi. Ceux-ci s'expriment selon :

$$E_{FN} = E_c + KT \ln \frac{n}{N_c} + KT \ln \gamma_n \tag{II-8}$$

$$E_{FP} = E_v - KT \ln \left(\frac{p}{N_v} \right) + KT \ln \gamma_p \tag{II-9}$$

Où γ_n et γ_p représentent l'influence de la statistique de Fermi-Dirac ; n et p les densités de porteurs libres des électrons et des trous ; et N_C et N_V les densités d'états effectives des électrons et des trous.

$$\gamma_n = \frac{F_{1/2}(\eta_n)}{\exp(\eta_n)}; \quad \eta_n = \frac{E_{FN} - E_C}{KT} = F_{1/2}^{-1}\left(\frac{n}{N_C}\right) \quad (\text{II-10})$$

$$\gamma_p = \frac{F_{1/2}(\eta_p)}{\exp(\eta_p)}; \quad \eta_p = \frac{E_V - E_{FP}}{KT} = F_{1/2}^{-1}\left(\frac{p}{N_V}\right) \quad (\text{II-11})$$

En considérant, la statistique de *Boltzmann* : $\gamma_n = \gamma_p = 1$ [8].

L'expression des pseudo - niveaux de Fermi devient alors :

$$E_{FN} = E_C + KT \ln\left(\frac{n}{N_C}\right) \quad (\text{II-12})$$

$$E_{FP} = E_V - KT \ln\left(\frac{p}{N_V}\right) \quad (\text{II-13})$$

Le calcul des densités de porteurs libres des électrons et des trous est donné par la relation suivante :

$$\begin{aligned} n &= N_C \exp\left(\frac{E_{FN} - E_C}{KT}\right) \\ p &= N_V \exp\left(\frac{E_V - E_{FP}}{KT}\right) \end{aligned} \quad (\text{II-14})$$

Concernant, les pseudo-niveaux de Fermi E_{FN} et E_{FP} la littérature relève une discontinuité ΔE_{FN} et ΔE_{FP} [9], [10]. La variation de la discontinuité des pseudo niveaux de Fermi des trous ΔE_{FP} est considérée négligeable d'après [10], par contre pour la discontinuité des pseudo niveaux de Fermi des électrons, plusieurs chercheurs estiment que s'il y a un décalage au niveau de ΔE_{FN} il y a présence de spicke donc il y a un effet tunnel à travers celui-ci [9], [11].

Or, pour les structures Si/SiGe, il y n'a pas de présence de Spicke à l'interface de la bande de conduction ; la discontinuité est considérée nulle. De plus, même pour les structures où le décalage est présent telle que celles à base de GaAs/GaAlAs, ΔE_{FN} n'est pris en compte que si le dopage de la base est supérieur au dopage de l'émetteur $N_A \gg N_D$ sinon celui-ci peut être négligeable [12].

II. Modèle physiques des couches $Si_{1-x}Ge_x$ contraint sur du silicium

Étant donné qu'un modèle mathématique ne vaut rien sans la connaissance des paramètres physiques qu'il met en jeu, on doit disposer des modèles physiques suffisant et rigoureux pour bien décrire les phénomènes étudiés. Il faut donc veiller à ce que ces modèles soient aussi précis que possibles.

Ce n'est que lorsque nous possédons suffisamment bien les modèles physiques correspondant aux phénomènes investigués que nous pouvons mettre en œuvre une simulation fiable, et constructive.

Si la physique sous adjacente est mauvaise, ou approximative par manque de rigueur, les résultats de la simulation le seront aussi. Entre autre, pour ne pas trop alourdir les équations mises en jeux, il sera nécessaire de déterminer jusqu'à quel degré de précision notre physique doit être poussée.

Cette section du chapitre va préparer la simulation de dispositifs purement électriques. Elle consiste en la mise en place d'un modèle de simulation physique adapté au SiGe contraint sur Silicium et nécessitera un regroupement original des différents paramètres du matériau qui peuvent être développés de manière indépendante dans la littérature. C'est donc un travail de synthèse important, qui pousse au-delà de la mise au point, à partir des données existantes, des lois de variations qui pouvaient faire défaut jusqu'alors. Il s'agira notamment de développer les analyses existantes pour les densités effectives d'états N_c et N_v en fonction de la fraction de Germanium, ainsi que la répartition, entre bande de conduction et bande de valence, de la réduction de bande interditeetc.

II.1. Constante diélectrique

La constante diélectrique de l'alliage SiGe en fonction des teneurs en germanium est donnée par la loi de Vegard [13],[14]:

$$\varepsilon_{(SiGe)} = \varepsilon_{(Si)} + (x (\varepsilon_{(Ge)} - \varepsilon_{(Si)})) \quad (II-15)$$

ε_{Si} , ε_{Ge} sont les constantes diélectriques du silicium et du germanium respectivement. Elles ont pour valeurs 11.9 et 16 [15], x étant le pourcentage du germanium dans l'alliage.

II.2. Densité de charge

La densité de charge ρ fait intervenir les concentrations des porteurs n et p (électrons et trous) et la concentration en impuretés électriquement actives. Celles-ci interviennent dans l'équation de "Poisson".

$$\rho = q(p - n + \text{dop} + c_T) \quad (\text{II-16})$$

Où n, p : les densités de porteurs,

dop : la densité de charge fixe $N_D^+ - N_A^-$,

c_T : la densité de charge due aux centres de recombinaison souvent négligée lorsqu'on travaille en régime statique.

La densité de charge dop est évaluée, soit par des fonctions analytiques, telles que des gaussiennes où bien des erreurs complémentaires, soit récupérée par les données d'un simulateur de "process" technologique. Si la première solution a l'avantage de la simplicité, la seconde est bien sûr plus précise, si tant est que le simulateur de "process" est performant.

II.3. La largeur de la bande interdite

Dans le cas des alliages SiGe contraints sur substrat silicium, l'étude expérimentale de la largeur de bande interdite a commencé au milieu des années 1980, dès le début de l'application des procédés d'épitaxies au dépôt cristallin de couches SiGe [16].

Dans le cas du SiGe contraint, la symétrie cubique du réseau cristallin du silicium et du germanium est perdue. En conséquence, la réduction totale de la bande interdite est accrue par rapport à celle du matériau non contraint pour une même concentration de germanium.

La figure II.3 indique les variations de la bande interdite pour quelques cas communs d'agencement des films Silicium et SiGe, indiquant que le maximum de réduction de bande interdite est obtenu pour la configuration SiGe-contraint sur Silicium. La largeur de bande interdite des films SiGe contraints est plus faible que dans les alliages SiGe relaxés de même teneur en germanium, elle-même, plus petite que celle du silicium. La teneur en germanium et la compression biaxiale réduisent toutes deux la largeur de bande interdite des alliages SiGe par rapport au silicium pur.

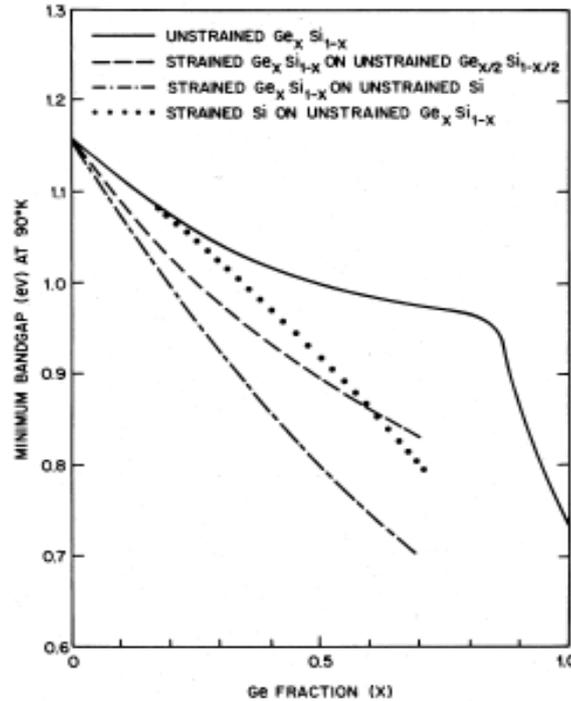


Figure II.3 : Variation de la bande interdite en fonction de la fraction de Germanium x pour a) le $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ non contraint, b) le $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ contraint sur substrat $\text{Si}_{1-x/2}\text{Ge}_{x/2}$; c) le $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ contraint sur Silicium et d) du Silicium contraint sur substrat $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ [4].

Le modèle retraçant le plus fidèlement la largeur de la bande interdite du SiGe contraint sur du Si est donné par Bean [17].

$$E_{g_{\text{SiGe}(x)}} = E_0 - 0.96x + 0.43x^2 - 0.17x^3 \quad (\text{II-17})$$

II.4. Réduction de la bande interdite "BGN"

À la jonction de deux matériaux, les bandes d'énergies s'alignent ou se courbent autour d'une statistique commune en présence des électrons et des trous qui s'appuie sur un niveau de Fermi constant.

Lorsque deux matériaux hétérogènes sont mis en contact, il apparaît une discontinuité de bande due à la fois à l'écart d'énergie d'extraction du vide χ et de la largeur de bande interdite E_g . Les variations sur le binôme (χ, E_g) définissent la discontinuité qui se répercute sur les bandes de conduction et de valence (figure II.4). Il est souvent plus aisé alors de traiter les discontinuités immédiatement au travers des discontinuités de bande de valence et de conduction, ΔE_v et ΔE_c , qui ont une influence directe sur les caractéristiques électriques des dispositifs.

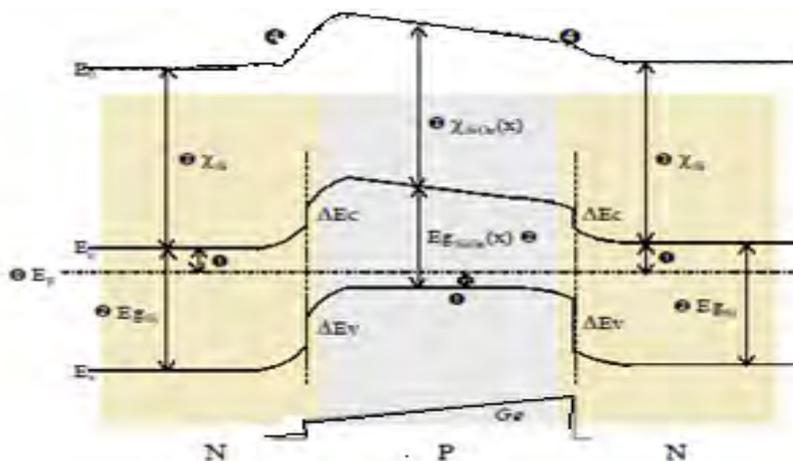


Figure II. 4 : Construction du diagramme des bandes d'énergie d'une structure n-Si/p-SiGe/n-Si à profil graduel de Germanium au travers de la base.

L'ensemble des références bibliographiques traitant la réduction de la bande interdite « Bandgap Engineering » l'exprime de façon linéaire en fonction de la concentration en germanium, Le modèle correspondant au calcul de la réduction de largeur de la bande interdite du SiGe contraint sur du silicium est celui de People donné en 1986 [4].

$$\Delta E_g = 0.74 x \quad (\text{II-18})$$

La liste suivante permet enfin de comparer les valeurs diverses qui ont pu être extraites. Les données sont présentées sous la forme $\Delta E_{g,Ge}(10\%)$ selon l'année de publication :

Valeurs pour 10% de Germanium :

- ↪ 2000 : $\Delta E_{g,SiGe}(10\%) = 70\text{meV}$, [18] ;
- ↪ 1998 : $\Delta E_{g,SiGe}(10\%) = 73,5\text{meV}$, [19] ;
- ↪ 1996 : $\Delta E_{g,SiGe}(10\%) = 68,8\text{mV}$, [20] ;
- ↪ 1994 : $\Delta E_{g,SiGe}(10\%) = 73,5\text{meV}$ [21].

Nous retiendrons donc comme beaucoup d'autres auteurs la valeur donnée en 1986 par People [4], très comparable à celle fournie en 1998 par Takagi [19]. Les autres valeurs peuvent différer légèrement mais aucune ne remet en cause de manière fondamentale cette valeur, étant donné les incertitudes liées à la mesure de ce paramètre.

II.5. Discontinuités de bandes : répartition

L'ensemble des publications concluent de manière unanime à ce que le rétrécissement de la bande interdite dû au Germanium se répercute intégralement sur la bande de valence et non

sur la bande de conduction. Des mesures estiment qu'une certaine fraction peut exister dans la bande de conduction mais qu'en effet, sa valeur est trop faible pour être influente [22], [23].

Ainsi (figure II.5), nous pouvons écrire :

$$\Delta E_{g_{SiGe}} \approx \Delta E_{v_{SiGe}}, \quad \Delta E_{c_{SiGe}} \approx 0 \quad (\text{II-19})$$

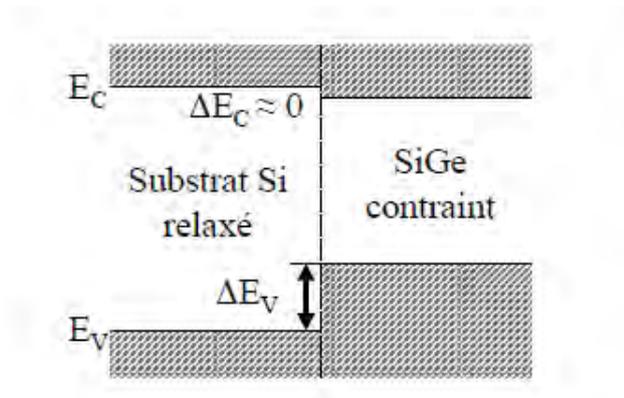


Figure. II.5 : Schéma de l'alignement de bandes entre le Si et le SiGe contraint sur Si.

II.6. Les densités effectives d'états :

Comme pour tout paramètre du SiGe, la première tendance pour les densités effectives d'états N_C et N_V est de les assimiler égales à celles du Silicium si la fraction de Germanium est modérée. Pourtant les altérations des bandes d'énergies, provoquées à la fois par la présence de Germanium dans le cristal de Silicium, et à la fois par la contrainte d'adaptation de paramètre de maille, font que les valeurs de ces paramètres soient également altérés.

Les travaux de *Manku* [24] et *Poortmans* [25] montrent que la contrainte existante dans une couche pseudomorphique de SiGe conduit à une réduction de la masse effective et donc la densité effective d'états, en est affectée.

$$N_C = 2 \left(\frac{2\pi m_n^* kT}{h^2} \right)^{3/2}$$

$$N_V = 2 \left(\frac{2\pi m_p^* kT}{h^2} \right)^{3/2} \quad (\text{II-20})$$

Les références [26], [27] l'ont démontré et fournissent de manière générale une information sur le produit $N_C \cdot N_V$ qui subit une réduction d'un facteur 0,4 par rapport au Silicium pour 20% de Germanium (figure II.6). Le produit $N_C \cdot N_V$ influe directement sur la concentration intrinsèque des porteurs, la densité de courant de collecteur et le gain des TBH. Il est donc important à évaluer.

En outre, le rapport du produit $N_C \cdot N_V$ des densités effectives d'états du SiGe et du Si est généralement inférieur à 1 [28] et dépend de la température [29].

$$\frac{(N_C \cdot N_V)_{\text{SiGe}}}{(N_C \cdot N_V)_{\text{Si}}} < 1 \quad (\text{II-21})$$

Dans notre simulation nous avons considéré le même modèle que celui utilisé par le logiciel *Silvaco* [30].

$$\begin{aligned} N_{C_{\text{SiGe}}} &= 2.810^{19} + \left(x \left(1.0410^{19} - 2.810^{19} \right) \right) \\ N_{V_{\text{SiGe}}} &= 1.0410^{19} + \left(x \left(6.0810^{18} - 1.0410^{19} \right) \right) \end{aligned} \quad (\text{II-22})$$

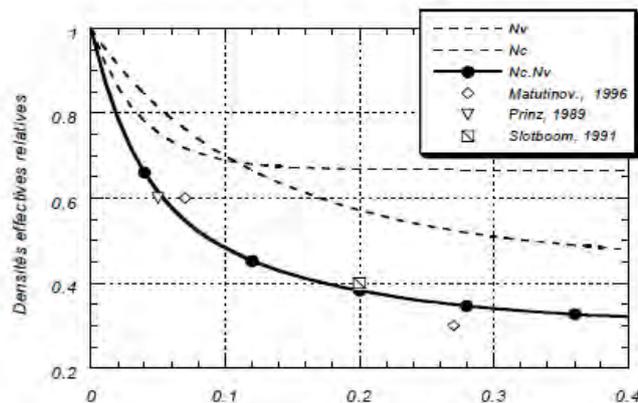


Figure II.6 : Courbes de densités effectives d'états normalisées N_C et N_V et produit normalisé des densités en fonction de x .

II. 7. Mobilité des porteurs

La mobilité des porteurs dans le silicium est une grandeur physique qui dépend de plusieurs paramètres dont les plus altérants sont la température et les concentrations des dopants. Dans le cas du SiGe s'ajoute l'influence du germanium.

II.7.1 Mobilité du le silicium

Plusieurs modèles portent sur la variation de la mobilité en fonction de la température et du dopage dans le silicium. Parmi lesquels ceux décrits par les équations suivantes :

La dépendance globale s'obtient par la composition des lois précédentes.

$$\mu_n = \mu_{n \min} + \frac{\mu_{n \max} - \mu_{n \min}}{1 + \left(\frac{C}{C_n^0}\right)^{\alpha_n}} \quad (\text{II-23})$$

$$\mu_p = \mu_{p \min} + \frac{\mu_{p \max} - \mu_{p \min}}{1 + \left(\frac{C}{C_p^0}\right)^{\alpha_p}} \quad (\text{II-24})$$

$$\mu_{n \max} = \mu_n^0 \left(\frac{T}{300}\right)^{-\beta_n} \quad (\text{II-25})$$

$$\mu_{p \max} = \mu_p^0 \left(\frac{T}{300}\right)^{-\beta_p} \quad (\text{II-26})$$

Avec: $\mu_{n \min} = 65 \text{ cm}^2 / \text{v} \cdot \text{s}$; $\mu_{p \min} = 47.7 \text{ cm}^2 / \text{v} \cdot \text{s}$;
 $C_n^0 = 8.5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$; $C_p^0 = 6.3 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$;
 $\alpha_n = 0.72$; $\alpha_p = 0.76$;
 $\mu_n^0 = 1430 \text{ cm}^2 / \text{v} \cdot \text{s}$; $\mu_p^0 = 495 \text{ cm}^2 / \text{v} \cdot \text{s}$;
 $\beta_n = \beta_p = 2.20$.

$\mu_{n \max}$ et $\mu_{p \max}$ représentent la dépendance de la mobilité du cristal avec la température.

Klaassen [31,32] propose un modèle de mobilité unifié qui prend en compte le type (N ou P) et le dopage du matériau. En considérant que le transport est avant tout diffusif, la mobilité des porteurs dépend de la concentration en impuretés dans le matériau. La figure II.7 présente l'évolution de la mobilité des porteurs à 300 K, en fonction du niveau de dopage.

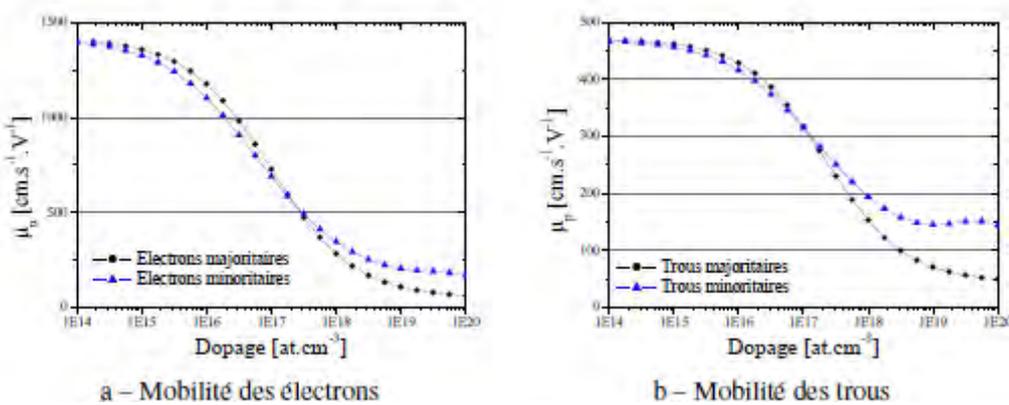


Figure II.7 – Evolution de la mobilité des porteurs en fonction du dopage, à 300 K, dans le cas où les porteurs sont minoritaires ou majoritaires.

On constate qu'avec l'augmentation du dopage, la mobilité est fortement réduite. Une mobilité réduite des électrons et des trous implique donc des niveaux de courant plus faibles, ainsi que des temps de transit plus longs.

La mobilité des porteurs dépend également de la température du matériau. Dans une gamme 50–400 K, la mobilité s'améliore lorsque la température diminue, comme indiqué sur la figure II.8. L'augmentation très forte de la mobilité des électrons à basse température est une des raisons expliquant l'amélioration des performances du composant aux températures cryogéniques

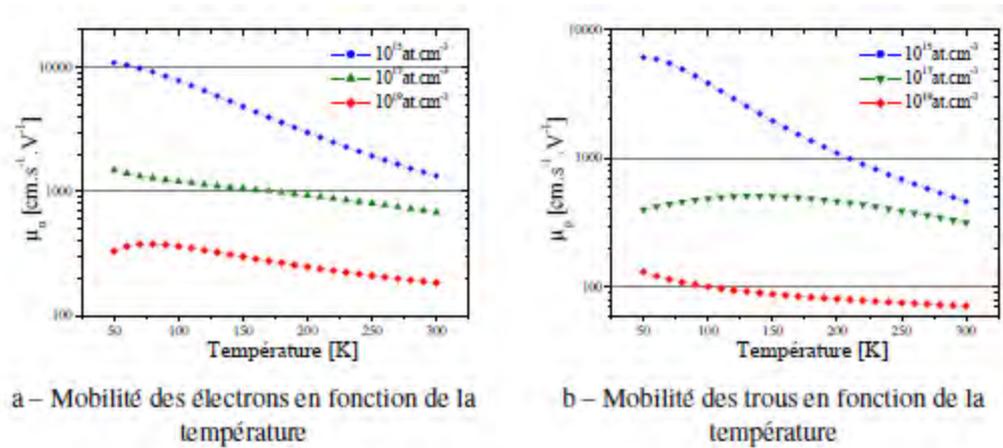


Figure. II.8 Evolution de la mobilité des porteurs en fonction de la température à différents niveaux de dopage

II.7.2. La mobilité du SiGe

Les mobilités du SiGe, des porteurs minoritaires ou majoritaires, sont des paramètres délicats à extraire en mesure ou même en simulations particulières. Du fait de l'anisotropie de contrainte de l'alliage, en compression dans le plan de croissance (parallèle à l'hétérojonction) et en dilatation dans la direction normale, il s'en ressent une évolution également anisotropique des mobilités. Les variations de la mobilité sont essentiellement dues à la contrainte ainsi qu'à la réduction de la masse effective [33]. Des estimations expérimentales concernant la variation de la mobilité des porteurs majoritaires dans la base SiGe donnent l'expression suivante :

$$\frac{\mu_{\text{pSiGe}}(x)}{\mu_{\text{pSi}}(x)} \approx \frac{m_{\text{pSi}}^*}{m_{\text{pSiGe}}^*} \quad (\text{II-27})$$

m_{pSiGe}^* : la masse effective des trous du SiGe,

- m_{pSi}^* : la masse effective des trous du Si,
 μ_{pSiGe} : la mobilité des porteurs majoritaires dans la base SiGe,
 μ_{pSi} : la mobilité des porteurs majoritaires dans la base Si.

D'après [34], le rapport des mobilités des trous du SiGe et du Si est supérieur à l'unité.

$$\frac{\mu_{pSiGe}(x)}{\mu_{pSi}(x)} > 1 \quad (\text{II-28})$$

La variation de la masse effective en fonction du pourcentage en germanium est donnée par le tableau II.1 [34].

<i>Le pourcentage en Ge x</i>	<i>m_{pSi}^* / m_{pSiGe}^*</i>
0	1
0.1	2.1
0.2	2.8
0.3	3.4

Tableau II.1 : Variation de la masse effective des trous en fonction du % Ge [34].

Cette estimation est confirmée par les travaux de *Rickey* [35] où il donne la variation de la mobilité en fonction du pourcentage de germanium.

$$\mu_{pSiGe} = [1.0 + K x] \mu_{pSi} \quad (\text{II-29})$$

x étant le pourcentage en germanium, K un facteur égal 10.0.

Par contre, pour la variation de la mobilité des porteurs minoritaires dans la base, des mesures du coefficient de diffusion pour plusieurs dopages de la base ont été effectuées par *Poortmans* [25] un rapport $\frac{D_{nBSiGe}}{D_{nBSi}}$ a été obtenu entre 1.4 et 1.2 quelque soit le pourcentage en germanium.

Dans nos calculs nous avons considéré un rapport de 1.3 suggéré par *Le Tron* [36]. D'après la relation d'*Einstein* on peut aisément relier le coefficient de diffusion à la mobilité :

$$\begin{aligned}
 D_n &= \mu_n \frac{KT}{q} \\
 D_p &= \mu_p \frac{KT}{q}
 \end{aligned} \quad (\text{II-30})$$

K : la constante de *Boltzmann*,

T : température absolue.

II.8. Durée de vie de porteurs

Les durées de vie des porteurs dans le silicium sont modélisées suivant le modèle suggéré par *Silvaco* [30]. La prise en compte de leurs variations avec le dopage est représentée par les équations suivantes :

$$\tau_n(x, y) = \frac{\tau_{n0}}{1 + \frac{N(x, y)}{N_{SHR-n}}} \quad (\text{II-31})$$

$$\tau_p(x, y) = \frac{\tau_{p0}}{1 + \frac{N(x, y)}{N_{SHR-p}}} \quad (\text{II-32})$$

Dans cette expression τ_n et τ_p représentent les durées de vie des électrons et des trous, $N(x, y)$ la valeur nette du dopage, τ_{n0} , τ_{p0} , N_{SHR-n} et N_{SHR-p} ; sont des paramètres pour lesquels nous retenons le jeu de valeurs suivant proposés dans le manuel relatif a *Silvaco* [30] .

Paramètres	τ_{n0} (s)	τ_{p0}	N_{SHR-n} (at.cm ⁻³)	N_{SHR-p} (at.cm ⁻³)
Jeu de valeur	$3 \cdot 10^{-5}$	10^{-5}	10^{17}	10^{17}

Tableau II.2 : Valeur des paramètres entrant dans le calcul des durées de vie des électrons et des trous [30].

La durée de vie du SiGe est nettement plus inférieure à celle du silicium d'après [37], nous retenons :

$$\tau_{SiGe} = 0.1 \tau_{Si} \quad (\text{II-33})$$

II.9. Taux de génération - recombinaison

Nous avons vu dans le paragraphe précédent que l'écriture des équations de continuité introduit deux termes G et U qui décrivent les phénomènes de génération- recombinaison, et qui représentent les divers mécanismes physiques qui vont perturber les densités de porteurs.

Nous considérons une génération - recombinaison en volume de type (*Schockley-Read-Hall*) SHR. La recombinaison SHR introduit la notion de pièges situés au milieu de la bande interdite. Le niveau d'énergie E_t ainsi induit dans la bande interdite peut capturer à la fois des électrons et des trous et fournir une étape intermédiaire à la recombinaison favorisant le

processus comme dans le cas des réactions chimiques. Considérant qu'un électron a une durée de vie τ_n dans la bande de conduction, et qu'un trou a une durée de vie τ_p dans la bande de valence, le taux de génération recombinaison est :

$$GR = \frac{np - n_i^2}{\tau_n \left[\left(p + n_i \exp\left(\frac{E_i - E_t}{KT}\right) \right) \right] + \tau_p \left(n + n_i \left(\frac{E_t - E_i}{KT}\right) \right)} \quad (\text{II-34})$$

Le niveau d'énergie E_t est lui généralement présent au milieu de la bande interdite de sorte que $E_t - E_i \approx 0$. Cette hypothèse impose alors la simplification suivante :

$$GR_n = GR_p = GR = \frac{np - n_i^2}{\tau_n(p + n_i) + \tau_p(n + n_i)} \quad (\text{II-35})$$

La normalisation de ce taux donne :

❶ **Cas du silicium :**

$$GR = \frac{NP - 1}{\frac{\tau_n}{\tau_0}(P + 1) + \frac{\tau_p}{\tau_0}(N + 1)} \quad (\text{II-36})$$

❷ **Cas du SiGe :**

$$GR = \frac{NP - \left(\frac{n_{i,\text{SiGe}}}{n_{i,\text{Si}}}\right)^2}{\frac{\tau_n}{\tau_0} \left(P + \left(\frac{n_{i,\text{SiGe}}}{n_{i,\text{Si}}}\right) \right) + \frac{\tau_p}{\tau_0} \left(N + \left(\frac{n_{i,\text{SiGe}}}{n_{i,\text{Si}}}\right) \right)} \quad (\text{II-37})$$

II.10. Concentration intrinsèque :

La concentration intrinsèque des porteurs dans le silicium en fonction la température dans le silicium est donnée par :

$$n_i^2(\text{Si}) = N_{C(\text{Si})} \cdot N_{V(\text{Si})} \cdot \exp\left(-\frac{E_g}{KT}\right) \quad (\text{II-38})$$

Elle dépend donc de la largeur de la bande interdite. Dans la base du TBH, cette concentration est affectée par la présence du germanium à travers les densités effectives d'état et la réduction de bande interdite :

$$n_i^2(\text{SiGe}) = N_{C(\text{SiGe})} \cdot N_{V(\text{SiGe})} \cdot \exp\left(-\frac{E_{g\text{SiGe}}}{KT}\right) \quad (\text{II-39})$$

$$\text{Sachant que : } E_{g\text{SiGe}} = E_{g\text{Si}} - \Delta E_{g\text{SiGe}} \quad (\text{II-40})$$

$\Delta E_{g\text{SiGe}}$ représente la discontinuë de la bande interdite entre le Si et le SiGe, La concentration intrinsèque dans le SiGe peut s'écrire sous la forme :

$$n_i^2(\text{SiGe}) = n_i^2 \frac{N_{C(\text{SiGe})} \cdot N_{V(\text{SiGe})}}{N_{C(\text{Si})} \cdot N_{V(\text{Si})}} \cdot \exp\left(-\frac{\Delta E_{g\text{SiGe}}}{KT}\right) \quad (\text{II-41})$$

III. Elaboration d'un module de résolution des hétérojonctions SiGe :

L'article fondamental de Shockley en 1949 sur le concept de base de la jonction PN proposait une solution analytique approchée du fonctionnement électrique de la jonction dans le cas de faible injection. Depuis, si de nombreux auteurs ont étendu cette théorie afin de pouvoir l'appliquer à d'autres types de conditions, il a été nécessaire chaque fois de faire un certain nombre d'approximations afin d'obtenir une solution analytique réaliste. Néanmoins ces approximations ont été vite atteintes lorsqu'il s'agissait d'étudier un comportement électrique des composants complexes dans divers mode de fonctionnement.

Ces considérations ont fait que la modélisation électrique des composants électriques s'est de plus en plus tournée vers une solution numérique, qui en perdant le coté immédiat de la solution analytique, permet de donner une meilleure approche au problème, dans la limite de la physique introduite. Les premiers algorithmes de résolution numérique, ainsi que les premiers ordinateurs capables de les traiter, apparaissent en 1964, lorsque Gummel [38] propose un algorithme de calcul pour le système d'équations fondamentales dans le cas d'un transistor bipolaire unidimensionnel.

Dans la section précédente nous avons présenté le triplet de base (ϕ , n et p) des équations représentatives du comportement électrique des semi-conducteurs et des hétérojonctions. Nous avons en outre revu les modèles physiques nécessaires à une écriture correcte des ces trois équations. Les équations de base sont identifiées, les modèles physiques

importants déterminés : nous allons pouvoir nous intéresser à la résolution de ce système propre au TBH SiGe.

III.1. Traitement analytique préliminaire des équations

Afin de s'affranchir des problèmes informatiques, il est primordial de normaliser d'abord les équations de base avant tout traitement numérique. L'introduction de variables réduites permet de simplifier considérablement les calculs numériques en ramenant la dynamique des différentes grandeurs à des ordres de magnitudes restreints. Une proposition a été faite par *Mari* [39] qui, par exemple, normalise les concentrations par la concentration intrinsèque, n_i et le potentiel par l'unité thermodynamique $U_T = \frac{kT}{q}$. La constante de normalisation des distances est la longueur

de Debye, pour une concentration n_i , du matériau considéré : $L = \sqrt{\frac{\epsilon U_T}{qn_i}}$

En notant que les différentes quantités normalisées en majuscule (N, P, DOP pour les concentrations respectivement d'électrons, trous et dopants, ϕ pour le potentiel, X et Y pour les distances), GR pour le taux de génération - recombinaison, le système d'équations statistiques s'écrit :

$$\begin{cases} \bullet \operatorname{div}(\operatorname{grad}(\phi)) = N - P - \text{DOP} \\ \bullet \operatorname{div} [M_n \cdot (\operatorname{grad}(N) - N \cdot \operatorname{grad}(\phi))] = \text{GR}_n \\ \bullet \operatorname{div} [M_p \cdot (\operatorname{grad}(P) + P \cdot \operatorname{grad}(\phi))] = -\text{GR}_p \end{cases} \quad (\text{II-42})$$

Les différentes grandeurs de normalisation, telles qu'elles sont utilisées dans le logiciel « **SIBIDIF** » sont reportées dans le tableau III.1 [3], [40].

GRANDEURS	VARIABLES	UNITE	FACTEUR DE NORMALISATION	ORDRE DE GRANDEURS à 300 K°
Distance	L	m	$L = \sqrt{\frac{\varepsilon \cdot u_T}{q \cdot n_i}}$	$3.34 E-5$
Potentiel électrostatique	U_T	V	$U_T = \frac{K \cdot T}{q}$	0.0258
Concentration	n, p, N_D, N_A	cm^{-3}	n_i	$1.45E-10$
Densité de courant	J_n, J_p	$C \cdot s^{-1} \cdot cm^{-2}$	$j_0 = \frac{q \cdot d_0}{L} \cdot n_i$	$1.82 E-8$
G/R volumique	$(G/R)_{volumique}$	$cm^{-3} \cdot s^{-1}$	$\frac{D_0 \cdot n_i}{L^2}$	$3.42 E+13$
G/R surfacique	$(G/R)_{surfacique}$	$cm^{-3} \cdot s^{-1}$	$\frac{D_0 \cdot n_i}{L}$	$1.14 E+11$
Constant de diffusion	D_0	cm^2 / s^{-1}	$\frac{L \cdot J_0}{q \cdot n_i}$	$1.46 E+6$
Mobilité	μ_n, μ_p	$cm^2 \cdot V^{-1}$	$\frac{D_0}{U_T}$	$5.65 E+7$
Courant total	I	A/cm	$J_0 \cdot L$	$0.34 E-2$
Durée de vie	τ	s	$\frac{L^2}{D_0}$	$7.88 E-12$
Densité de charge surfacique	ρ_s	C / cm^2	$\frac{U_T \cdot \varepsilon_{Si}}{L}$	$7.88 E-12$
Densité de charge sur l'oxyde	ρ_{ox}	C / cm^3	$q \cdot n_i$	$2.32 E-9$

Tableau II.3 : Les constantes de normalisation [38].

III.2. Résolution du système d'équations

Le problème, est maintenant posé, il consiste à résoudre un système de trois équations aux dérivées partielles avec conditions aux limites. La tâche suivante consiste à approcher ce problème de façon à exprimer les différentes équations en fonction des grandeurs à déterminer sur un certain nombre de points, choisis à travers la géométrie de la structure de façon à représenter le plus fidèlement possible la solution finale. Pour cela plusieurs méthodes de discrétisation sont disponibles :

- Différences finies,
- Volumes finies,
- Éléments finis.

La méthode utilisée dans le cadre de ce travail est la méthode des différences finies. En effet cette méthode reste la plus utilisée dans la simulation des composants semi-conducteurs. Elle consiste à construire et résoudre un système d'équations algébriques dont les inconnues sont les valeurs des variables à rechercher en un nombre fini de points du domaine étudié.

III. 3. Discrétisation des équations par le concept des différences finies

Historiquement, la méthode des différences finies fut appliquée à un domaine unidimensionnel dans les travaux de *Scharfetter* et *Gummel* [40] qui sont considérés comme des pionniers dans la simulation du composant. La méthode fut ensuite étendue au problème bidimensionnel sur la base d'un maillage rectangulaire [41], et [42].

III.3.1. Equation généralisée à discrétiser

Soit n le nombre de points de maillage en x et m en y . Un point sera représenté par son indice en x , i , et en y , j , ou bien par un indice global k donné par : $K = (j-1)n + i$.

Tout point du domaine de maillage sera défini par ses coordonnées x_i y_j et une fonction f en ce point sera notée $f_{i,j}$ ou bien f_k .

Considérons la figure II.9, qui représente une portion de maillage au point k . Les points marqués en rond correspondent aux points réels de maillage. Si l'équation générale à discrétiser est de la forme :

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[P(x, y) \cdot \frac{\partial U}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[P(x, y) \cdot \frac{\partial U}{\partial y} \right] = f(U, x, y) \quad (\text{II-43})$$

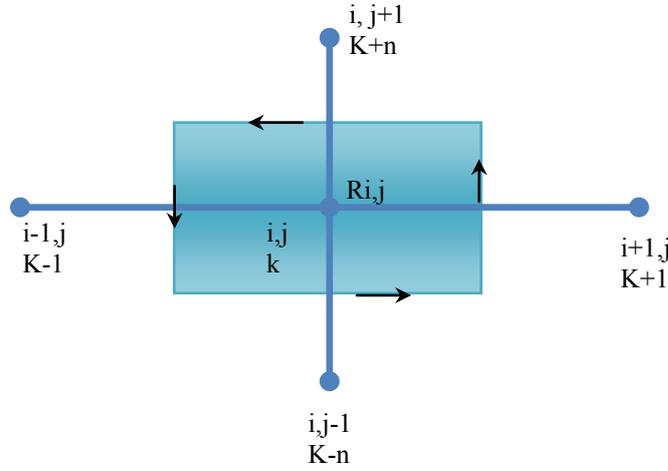


Figure II. 9 : Définition du domaine d'intégration $R_{i,j}$ pour le volume de la géométrie simulée.

U : la fonction recherchée,

P et f : des fonctions déterminées a priori.

En appliquant, la formule de *Green* et en intégrant l'équation (II.43) sur un domaine R_k dont les frontières sont situées à mi-chemin des points de maillage. L'équation discrète obtenue est donc :

$$G_K U_{K-1} + B_K U_{K-n} + D_K U_{K+1} + H_K U_{K+n} - C_K U_K = f(U_K, x_i, y_j) \quad (\text{II-44})$$

$$\begin{aligned} G_K &= P\left(\frac{x_i + x_{i-1}}{2}, y_j\right) \cdot \frac{2}{(x_i - x_{i-1}) \cdot (x_{i+1} - x_{i-1})} \\ D_K &= P\left(\frac{x_i + x_{i+1}}{2}, y_j\right) \cdot \frac{2}{(x_{i+1} - x_i) \cdot (x_{i+1} - x_{i-1})} \\ B_K &= P\left(x_i, \frac{y_j + y_{j-1}}{2}\right) \cdot \frac{2}{(y_j - y_{j-1}) \cdot (y_{j+1} - y_{j-1})} \\ H_K &= P\left(x_i, \frac{y_j + y_{j+1}}{2}\right) \cdot \frac{2}{(y_{j+1} - y_{i-1}) \cdot (y_{j+1} - y_{j-1})} \\ C_K &= G_K + D_K + B_K + H_K \end{aligned} \quad (\text{II-45})$$

Les coefficients G_K, B_K, D_K, H_K, C_K : sont des constantes ne dépendant que des dimensions de la maille considérée et de la fonction $P(x, y)$.

III.3. 2. Application aux équations fondamentales des hétérojonctions

$$\begin{aligned}\Psi^n &= \exp(-\phi_n) \\ \Psi^p &= \exp(\phi_p)\end{aligned}\quad (\text{II-46})$$

$$\begin{aligned}\phi_n &= \phi - \ln(N) \\ \phi_p &= \phi + \ln(P)\end{aligned}\quad (\text{II-47})$$

Les équations de continuité deviennent alors :

$$\begin{cases} \text{div}(\text{grad}(\phi)) = \exp(\phi) \cdot \Psi^n - \exp(-\phi) \cdot \Psi^p - \text{DOP} \\ \text{div}[M_n \exp(\phi) \cdot \text{grad}(\Psi^n)] = \text{GR}_n \\ \text{div}[M_p \exp(-\phi) \cdot \text{grad}(\Psi^p)] = -\text{GR}_p \end{cases}\quad (\text{II-48})$$

III.3. 2. 1. Equation de Poisson

La fonction U représente en effet le potentiel ϕ . L'équation discrétisée pour le volume du domaine est donnée par les équations (II.49, 50,51).

- Le cas silicium :

$$\begin{cases} f = \exp(\phi) \cdot \Psi^n - \exp(-\phi) \cdot \Psi^p - \text{DOP} \\ P = 1 \end{cases}\quad (\text{II-49})$$

- Le cas du SiGe :

$$\begin{cases} f = \exp(\phi) \cdot \Psi^n - \exp(-\phi) \cdot \Psi^p - \text{DOP} \\ P = \frac{\epsilon_{\text{SiGe}}}{\epsilon_{\text{Si}}} \end{cases}\quad (\text{II-50})$$

- dans l'oxyde :

$$\begin{cases} f = -Q_{\text{OX}} \\ P = \frac{\epsilon_{\text{OX}}}{\epsilon_{\text{Si}}} \end{cases}\quad (\text{II-51})$$

L'équation de *Poisson* s'écrit :

$$G_K \phi_{K-1} + B_K \phi_{K-n} + D_K \phi_{K+1} + H_K \phi_{K+n} - C_K \phi_K - \exp(\phi_K) \cdot \Psi_K^n + \exp(-\phi_K) \cdot \Psi_K^p + \text{DOP} = 0 \quad (\text{II-52})$$

L'ensemble de ces équations sera par la suite noté :

$$F^\phi(\phi, N, P) = 0 \quad (\text{II-53})$$

Avec les coefficients :

- **dans le silicium**

$$\begin{aligned} G_K &= \frac{2}{(x_i - x_{i-1}) \cdot (x_{i+1} - x_{i-1})} \\ D_K &= \frac{2}{(x_{i+1} - x_i) \cdot (x_{i+1} - x_{i-1})} \\ B_K &= \frac{2}{(y_j - y_{j-1}) \cdot (y_{j+1} - y_{j-1})} \\ H_K &= \frac{2}{(y_{j+1} - y_{i-1}) \cdot (y_{j+1} - y_{j-1})} \\ C_K &= G_K + D_K + B_K + H_K \end{aligned} \quad (\text{II-54})$$

- **dans le SiGe**

$$\begin{aligned} G_K &= \frac{\epsilon_{\text{SiGe}}}{\epsilon_{\text{Si}}} \cdot \frac{2}{(x_i - x_{i-1}) \cdot (x_{i+1} - x_{i-1})} \\ D_K &= \frac{\epsilon_{\text{SiGe}}}{\epsilon_{\text{Si}}} \cdot \frac{2}{(x_{i+1} - x_i) \cdot (x_{i+1} - x_{i-1})} \\ B_K &= \frac{\epsilon_{\text{SiGe}}}{\epsilon_{\text{Si}}} \cdot \frac{2}{(y_j - y_{j-1}) \cdot (y_{j+1} - y_{j-1})} \\ H_K &= \frac{\epsilon_{\text{SiGe}}}{\epsilon_{\text{Si}}} \cdot \frac{2}{(y_{j+1} - y_{i-1}) \cdot (y_{j+1} - y_{j-1})} \\ C_K &= G_K + D_K + B_K + H_K \end{aligned} \quad (\text{II-55})$$

III.3.2.2 Equation de continuité des électrons

$$\begin{cases} n = Nc \exp\left(\frac{E_{\text{FN}} - E_c}{KT}\right) \\ p = Nv \exp\left(\frac{E_v - E_{\text{FP}}}{KT}\right) \end{cases} \quad (\text{II-56})$$

$$\begin{cases} \phi_n = -\frac{1}{q} E_{FN} \\ \phi_p = -\frac{1}{q} E_{FP} \end{cases} \quad (\text{II-57})$$

En combinant, le système d'équations (II-56) et (II-57), nous pouvons écrire en valeurs normalisées par rapport à n_i pour les concentrations et par rapport à U_T pour les énergies :

$$\begin{cases} N = n_c \exp[-Ec + \phi_n] \\ P = n_v \exp[E_v - \phi_p] \end{cases} \quad (\text{II-58})$$

$$\text{D'où : } \begin{cases} \phi_n = -Ec - \ln\left(\frac{N}{n_c}\right) \\ \phi_p = -E_v + \ln\left(\frac{P}{n_v}\right) \end{cases} \quad (\text{II-59})$$

$$\begin{aligned} Ec &= -\phi + \frac{E_g}{2} \\ E_v &= -\phi - \frac{E_g}{2} + \Delta E_v \end{aligned} \quad (\text{II-60})$$

D'après la relation (II.60) :

$$\begin{cases} \phi_n = \phi - \frac{E_g}{2} - \ln\left(\frac{N}{n_c}\right) \\ \phi_p = \phi + \frac{E_g}{2} + \ln\left(\frac{P}{n_v}\right) - \Delta E_v \end{cases} \quad (\text{II-61})$$

$$\begin{cases} \phi_n = \phi - \ln(N) + \left(\ln(n_c) - \frac{E_g}{2}\right) \\ \phi_p = \phi + \ln(P) + \left(-\ln(n_v) + \frac{E_g}{2} - \Delta E_v\right) \end{cases} \quad (\text{II-62})$$

ΔE_v : existe uniquement au niveau d'interface SiGe/Si.

$$\begin{cases} \Psi^n = \exp(-\phi_n) \\ \Psi^p = \exp(\phi_p) \end{cases} \quad (\text{II-63})$$

$$\begin{cases} \Psi^n = \exp\left(-\left(\phi - \ln(N) + \left(\ln(n_c) - \frac{E_g}{2}\right)\right)\right) \\ \Psi^p = \exp\left(\phi + \ln(P) + \left(-\ln(n_v) + \frac{E_g}{2} - \Delta E_v\right)\right) \end{cases} \quad (\text{II-64})$$

$$\begin{cases} \Psi^n = N \cdot \exp(-\phi) \cdot \exp\left(-\ln(n_c) + \frac{E_g}{2}\right) \\ \Psi^p = P \cdot \exp(\phi) \cdot \exp\left(-\ln(n_v) + \frac{E_g}{2} - \Delta E_v\right) \end{cases} \quad (\text{II-65})$$

D'après, [38], [40], l'équation de continuité des électrons discrétisée est de la forme suivante :

$$G_K^n N_{K-1}^n + B_K^n N_{K-n}^n + D_K^n N_{K+n}^n + H_K^n N_{K+1}^n - C_K^n N_K^n + G(K) = 0 \quad (\text{II-66})$$

$$\begin{cases} U = N \\ f = G \\ P = M_n \cdot \frac{\phi_1 - \phi_2}{1 - \exp(\phi_1 - \phi_2)} \end{cases} \quad (\text{II-67})$$

$$\text{Pour : } \begin{cases} \Psi_K^n = N_K \cdot \exp(-\phi_K) \\ \Psi_K^p = P_K \cdot \exp(\phi_K) \end{cases} \quad (\text{II-68})$$

En comparant ces deux expressions, on peut multiplier tous les termes $G_K^n, D_K^n, B_K^n, H_K^n$ par $\exp\left(-\ln(n_c) + \frac{E_g}{2}\right)$.

$$\begin{aligned}
G_K^n &= \frac{2}{(x_i - x_{i-1}) \cdot (x_{i+1} - x_{i-1})} \cdot \frac{M_K^n + M_{K-1}^n}{2} \cdot \frac{\phi_{K-1} - \phi_K}{1 - \exp(\phi_{K-1} - \phi_K)} \cdot \exp\left(-\ln(n_c) + \frac{Eg}{2}\right) \\
D_K^n &= \frac{2}{(x_{i+1} - x_i) \cdot (x_{i+1} - x_{i-1})} \cdot \frac{M_K^n + M_{K+1}^n}{2} \cdot \frac{\phi_{K-1} - \phi_K}{1 - \exp(\phi_{K+1} - \phi_K)} \cdot \exp\left(-\ln(n_c) + \frac{Eg}{2}\right) \\
B_K^n &= \frac{2}{(y_j - y_{j-1}) \cdot (y_{j+1} - y_{j-1})} \cdot \frac{M_K^n + M_{K-n}^n}{2} \cdot \frac{\phi_{K-1} - \phi_K}{1 - \exp(\phi_{K-n} - \phi_K)} \cdot \exp\left(-\ln(n_c) + \frac{Eg}{2}\right) \\
H_K^n &= \frac{2}{(y_{j+1} - y_{i-1}) \cdot (y_{j+1} - y_{j-1})} \cdot \frac{M_K^n + M_{K+n}^n}{2} \cdot \frac{\phi_{K-1} - \phi_K}{1 - \exp(\phi_{K+n} - \phi_K)} \cdot \exp\left(-\ln(n_c) + \frac{Eg}{2}\right)
\end{aligned} \tag{II-69}$$

$$C_K^n = G_K^n + D_K^n + B_K^n + H_K^n$$

On obtient ainsi un ensemble d'équations, qui sera noté :

$$F^n(\phi, N, P) = 0 \tag{II-70}$$

IV. 3.2. 3. Equation de continuité des trous

L'équation discrétisée ainsi que les coefficients se déduisent de manière analogue à celle des électrons.

$$G_K^p P_{K-1}^p + B_K^p P_{K-n}^p + D_K^p P_{K+n}^p + H_K^p P_{K+1}^p - C_K^p P_K^p + G(K) = 0 \tag{II-71}$$

$$\begin{cases}
U = P \\
f = G \\
P = M_p \cdot \frac{\phi_1 - \phi_2}{1 - \exp(\phi_2 - \phi_1)}
\end{cases} \tag{II-72}$$

Les coefficients $G_K^p, D_K^p, B_K^p, H_K^p$ seront multipliés par: $\left(-\ln(n_v) + \frac{Eg}{2} - \Delta E_v\right)$

$$\begin{aligned}
G_K^p &= \frac{2}{(x_i - x_{i-1}) \cdot (x_{i+1} - x_{i-1})} \cdot \frac{M_K^p + M_{K-1}^p}{2} \cdot \frac{\phi_{K-1} - \phi_K}{1 - \exp(\phi_K - \phi_{K-1})} \cdot \left(-\ln(n_v) + \frac{Eg}{2} - \Delta E_v \right) \\
D_K^p &= \frac{2}{(x_{i+1} - x_i) \cdot (x_{i+1} - x_{i-1})} \cdot \frac{M_K^p + M_{K+1}^p}{2} \cdot \frac{\phi_{K-1} - \phi_K}{1 - \exp(\phi_K - \phi_{K+1})} \cdot \left(-\ln(n_v) + \frac{Eg}{2} - \Delta E_v \right) \\
B_K^p &= \frac{2}{(y_j - y_{j-1}) \cdot (y_{j+1} - y_{j-1})} \cdot \frac{M_K^p + M_{K-n}^p}{2} \cdot \frac{\phi_{K-1} - \phi_K}{1 - \exp(\phi_K - \phi_{K-n})} \cdot \left(-\ln(n_v) + \frac{Eg}{2} - \Delta E_v \right) \quad (\text{II-73}) \\
H_K^p &= \frac{2}{(y_{j+1} - y_{i-1}) \cdot (y_{j+1} - y_{j-1})} \cdot \frac{M_K^p + M_{K+n}^p}{2} \cdot \frac{\phi_{K-1} - \phi_K}{1 - \exp(\phi_K - \phi_{K+n})} \cdot \left(-\ln(n_v) + \frac{Eg}{2} - \Delta E_v \right)
\end{aligned}$$

$$C_K^p = G_K^p + D_K^p + B_K^p + H_K^p$$

Dans ce calcul, nous tenons compte, bien sûr, du fait que les paramètres $Eg, n_c, n_v, \Delta E_v$ dépendent de la région considérée et donc de l'inhomogénéité des matériaux.

$$F^p(\phi, N, P) = 0 \quad (\text{II-74})$$

III.4. Solution du système

Nous sommes donc amenés à résoudre un système de $3m.n$ équations algébriques (trois équations par $m.n$ points de maillage en x et en y) dont les inconnues sont les valeurs du potentiel, des électrons et des trous.

$$G_K \phi_{K-1} + B_K \phi_{K-n} + D_K \phi_{K+1} + H_K \phi_{K+n} - C_K \phi_K - \exp(\phi_K) \cdot \Psi_K^n + \exp(-\phi_K) \cdot \Psi_K^p + DOP = 0 \quad (\text{II-75})$$

$$G_K^n N_{K-1}^n + B_K^n N_{K-n}^n + D_K^n N_{K+n}^n + H_K^n N_{K+1}^n - C_K^n N_K^n + G(K) = 0 \quad (\text{II-76})$$

$$G_K^p P_{K-1}^p + B_K^p P_{K-n}^p + D_K^p P_{K+n}^p + H_K^p P_{K+1}^p - C_K^p P_K^p + G(K) = 0 \quad (\text{II-77})$$

La résolution d'un tel système s'avère particulièrement délicate à cause du grand nombre d'inconnues introduites par la nécessité d'un maillage dense d'une part et à cause du couplage et des fortes linéarités d'autre part. Le premier point nécessite une capacité de stockage et un temps de calcul important. En revanche, le second exige des algorithmes numériques stables.

$$\begin{aligned}
F^\phi(\phi, N, P) &= 0 \\
F^n(\phi, N, P) &= 0 \\
F^p(\phi, N, P) &= 0
\end{aligned}
\tag{II-78}$$

Cependant, il faut noter que les équations que nous étudions présentent des termes générateurs de non linéarité. Il est intéressant de pouvoir séparer, dans ces trois équations, les termes générateurs de non - linéarités des termes linéaires.

Les deux équations (II.66), (II.71) sont linéaires en N et P à l'exception des termes de génération - recombinaison, G(K).

Ces deux équations peuvent donc s'écrire [3] :

$$\begin{aligned}
L^n(N) + G(\phi, N, P) &= 0 \\
L^p(P) + G(\phi, N, P) &= 0
\end{aligned}
\tag{II-79}$$

L^n et L^p désignant les parties linéaires, les matrices G les termes non-linéaires. Si l'on suppose connue cette matrice G ainsi que le potentiel Φ les deux systèmes linéaires précédents seront résolus par une méthode itérative.

Entre autre, la partie non linéaire dans l'équation de *Poisson* est représentée par le terme $N - P + DOP$, nous pouvons donc écrire :

$$L_K^\phi(\phi) - N_K + P_K + DOP_K = 0 \tag{II-80}$$

Nous avons maintenant une équation linéaire discrétisée en chaque point k du maillage, dont la génétique est :

$$G_K X_{K-1} + B_K X_{K-n} + D_K X_{K+1} + H_K X_{K+n} - C_K X_K = S_K \tag{II-81}$$

L'équation (II-81), pour les trois points du maillage peut se mettre sous la forme :

$$[M] \cdot [X] = [S] \tag{II-82}$$

Où M : la matrice des coefficients G, B, D, H et C ;

X : le vecteur inconnu ;

S : le vecteur des termes du second membre de l'équation.

Pour résoudre le système linéaire (II.82) nous employons [3] une méthode itérative qui permet, à partir d'une solution approchée X^n , de calculer une meilleure solution X^{n+1} .

La méthode numérique de résolution est celle préconisée par *Gauss-Seidel*. Le choix de cette méthode a été motivé par sa bonne convergence et le gain en mémoire machine. Les critères de la convergence ont été fixés à 10^{-9} jusqu'à 10^{-10} .

En partant d'un système d'équations discret de la forme suivante :

$$G_K X_{K-1} + B_K X_{K-n} + D_K X_{K+1} + H_K X_{K+n} - C_K X_K = S_K \quad (\text{II-83})$$

On choisit un ensemble de valeurs initiales :

$X_{K-1}^{(0)}, X_{K-n}^{(0)}, X_{K+1}^{(0)}, X_{K+n}^{(0)}, X_K^{(0)}$, Portés dans le système précédent, elles donnent :

$$X_K^{(1)} = \frac{1}{C_K} \left[S_K - \left(G_K \cdot X_{K-1}^{(0)} + D_K \cdot X_{K+1}^{(0)} + B_K \cdot X_{K-n}^{(0)} + H_K \cdot X_{K+n}^{(0)} \right) \right] \quad (\text{II-84})$$

Cette méthode assure une convergence très rapide. On arrête le calcul lorsque deux valeurs successives de X_K sont suffisamment voisines. Pour cela on peut utiliser des critères deux convergences :

$$\text{a) } \textit{Convergence absolue} : \left| X_K^{(m+1)} - X_K^{(m)} \right| \leq \varepsilon \quad (\text{II-85})$$

$$\text{b) } \textit{Convergence relative} : \left| \frac{X_K^{(m+1)} - X_K^{(m)}}{X_K^{(m+1)}} \right| \leq \varepsilon \quad (\text{II-86})$$

Dans notre cas, nous arrêtons le processus itératif en testant [38] :

$$\max \left| X_K^{(m+1)} - X_K^{(m)} \right| \leq \varepsilon \quad \text{dans le cas du potentiel,}$$

$$\max \left| \frac{X_K^{(m+1)} - X_K^{(m)}}{X_K^{(m+1)}} \right| \leq \varepsilon \quad \text{dans le cas des densités de porteurs n et p.}$$

IV. Logiciel de simulation

SIBIDIF « *SI*mulation *B*idimensionnelle par *DI*fférences *FI*nies » [38], [43] est un logiciel de résolution des équations de bases des semi-conducteurs en deux dimensions étendu pour simuler le fonctionnement électrique des hétérojonctions en particulier, le transistor bipolaire à hétérojonctions (TBH) à base SiGe (C) réalisé en technologie CMOS. Il utilise un schéma de discrétisation de type différences finies basé sur un algorithme découplé.

Les variables considérées sont le potentiel et les densités de porteurs. Tout en pouvant considérer localement les pseudo- niveaux de Fermi pour initialiser les calculs.

Entre autre, toutes les grandeurs physiques et géométriques du composant à simuler sont modifiables : dimensions géométriques, profils de dopage, polarisation.

IV. 1. Structure générale du logiciel

Ce logiciel permet de résoudre les équations relatives aux hétérojonctions par la méthode des différences finies en géométrie 2 dimensions. Le langage de programmation utilisé est le « Pascal ».

La description de la structure est réalisée par un module, de type question - réponse, qui permet de générer très rapidement un fichier de données au format texte, qui permet d'accéder au programme principal.

Le logiciel SIBIDIF regroupe trois modules qui aboutissent à la modélisation de la structure considérée et à l'édition des résultats dans des fichiers ou sous forme graphique. La gestion globale de ces modules se fait à travers un menu général suivant l'algorithme :

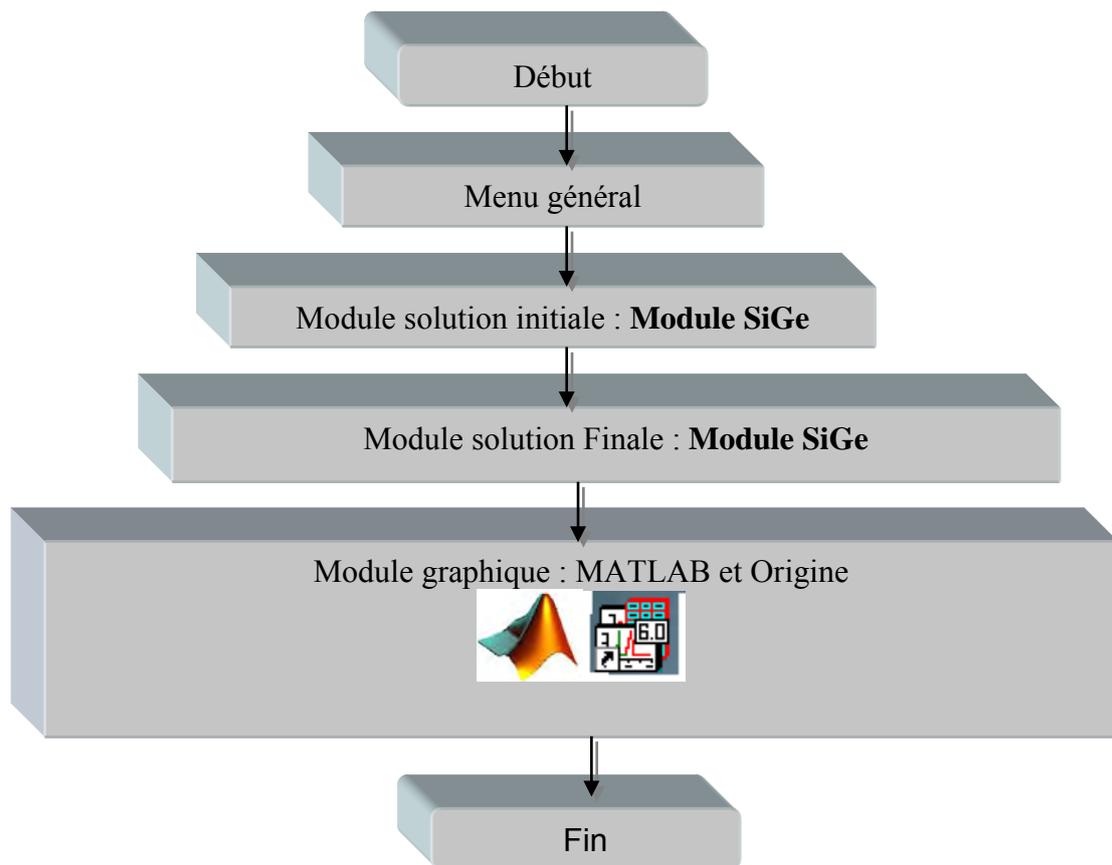


Figure II. 10 : Algorithme global du logiciel SIBIDIF.

IV. 2. Modules de résolution

A l'issue d'une simulation, nous disposons de différentes données qui permettent d'aboutir aux résultats.

- *Données d'entrée* : structure étudiée, maillage, dopage.
- *Les Sorties* : potentiel, pseudo - niveaux de Fermi, concentration des porteurs, champ électrique, densité de courant.

IV.2.1. Solution initiale :

La résolution du système d'équations que nous avons par une méthode itérative (*Gauss-Seidel*) nécessite l'existence d'une solution initiale pour démarrer le processus itératif. Pour cela, il faut approcher les pseudo- niveaux de Fermi en notant que pour les porteurs majoritaires d'une région, ils sont pratiquement constants et que pour les minoritaires leur variation est monotone [40], ce qui s'exprime de la façon suivante :

- Zone de type *N* : $\phi_n : \text{const}$
 $\nabla\phi_p = 0$
- Zone de type *P* : $\phi_p : \text{const}$
 $\nabla\phi_n = 0$

La constante de ces équations sera simplement la valeur du pseudo - niveau de Fermi prise au contact métallique de la zone correspondante.

IV.2.2. Solution finale

Il est à noter, que le module de la résolution finale commence par récupérer les résultats de la solution initiale pour déclencher le processus itératif de la résolution finale, et que la convergence de ce module est fortement tributaire de la qualité de la de la solution initiale (figure II.11). Le module graphique nous permet de tracer des courbes de 2 ou 3 dimensions avec des différentes échelles. En outre, l'utilisateur à la possibilité de modifier quelques paramètres comme les dimensions ; le dopage; la polarisation ; ou le maillage.

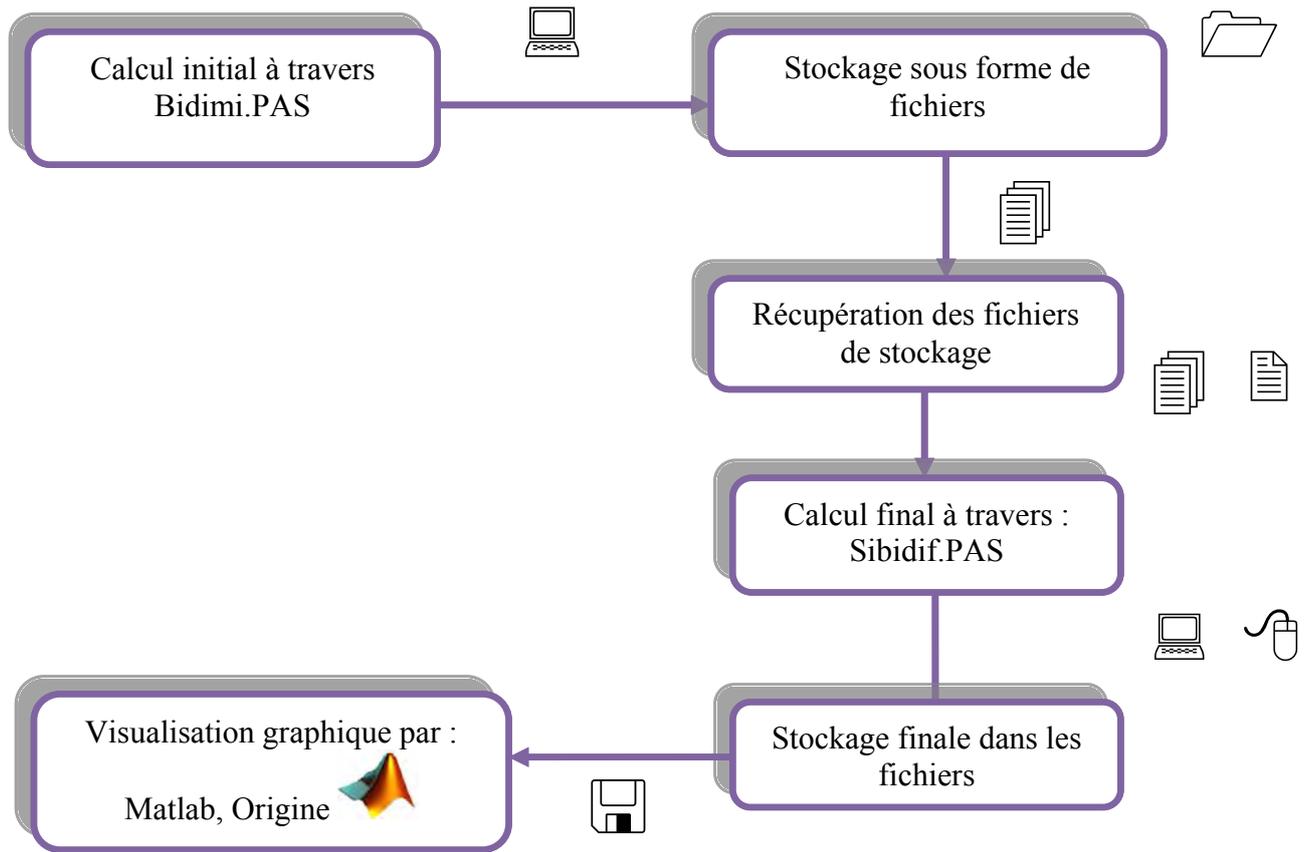


Figure II.11 : Algorithme de la résolution finale.

En contre partie, la résolution finale se fait selon l'algorithme présenté ci-dessus [44] :

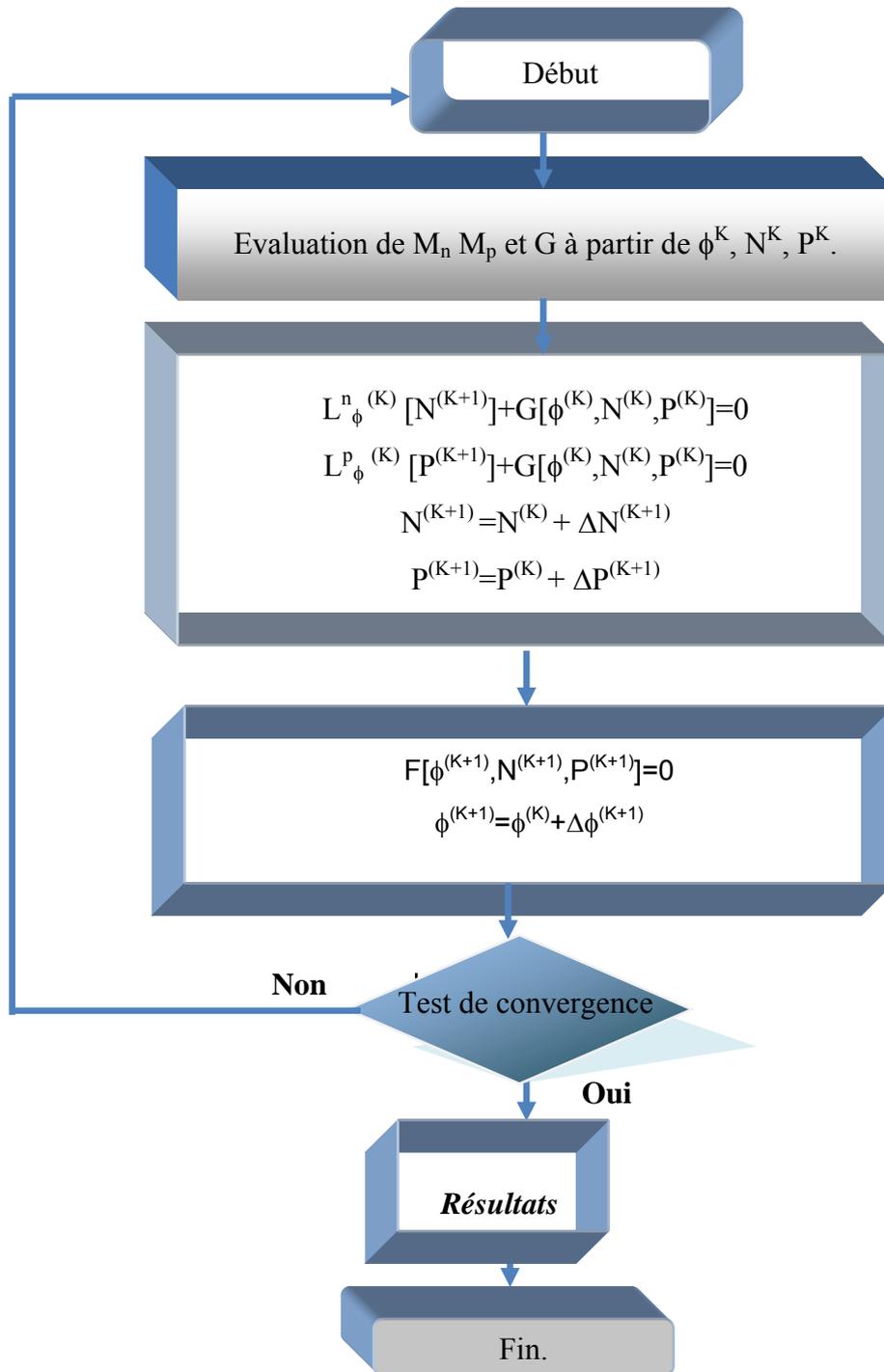


Figure II.12: Organigramme de la résolution finale.

Conclusion

Le but de ce chapitre est de présenter les équations fondamentales représentatives du comportement des semi-conducteurs et plus précisément des hétérojonctions, tout en rassemblant les notions nécessaires pour comprendre la physique de ces équations.

Nous avons brièvement revu les modèles physiques judicieux et les paramètres adéquats qui sont associés, au matériau SiGe contraint sur Si indispensables à une écriture correcte des équations représentatives des hétérojonctions.

Après avoir présenté les modèles numériques existants qui y sont associés, ce chapitre a permis de faire une synthèse autour des modèles nécessaires pour la simulation dérive-diffusion des transistors bipolaires à hétérojonction SiGe/Si afin d'édifier le comportement des TBH à base SiGe. De nombreuses références ont été exploitées afin d'offrir une confrontation la plus large possible des différents résultats de mesure.

Les équations de base identifiées, les modèles physiques importants déterminés : nous avons pu nous intéresser à la résolution de ce système. Sachant que l'équation de Poisson et les équations de continuité forment un système couplé non linéaire ne pouvant être résolu que par des méthodes numériques de discrétisation.

Une telle approche met en œuvre trois phases essentielles qui ont un effet direct sur la précision des résultats obtenus. La première consiste à discrétiser le domaine en un nombre fini d'éléments ou de points où sera calculée une solution approximée du système d'équations. La seconde phase concerne le schéma de discrétisation des équations aux points de maillage et le choix des fonctions d'interpolation qui permettent d'approximer l'ensemble des variables dans chaque sous domaine : cette étape transforme un système d'équations continues en un système d'équations algébrique. Enfin la résolution du système ainsi obtenu constitue la troisième phase : linéarisation et solution du problème linéaire.

Dans cette optique, nous avons jugé, opportun de consacrer une part certaine de notre travail à la description de la méthode numérique utilisée sans faire une étude exhaustive de celles-ci.

De plus, nous avons présenté de façon explicite la philosophie des différents modules de résolution utilisés par le logiciel Sibidif et qui se partagent la tâche de la résolution numérique bidimensionnelle.

Références Bibliographiques

- [1] W. V. Roosbroeck, "Theory of Flow of Electrons and Holes in germanium and other semiconductor", *Bell Syst. Techn. J.* vol. 29, pp. 560-607, 1950.
- [2] J. E. Sutherland, and J. Hauser, "A Computer analysis of heterojunction and graded composition solar cells", *IEEE Transaction on Electron Devices*, vol. Ed-24, N° 4, 363-372, 1977.
- [3] S. Latreche, "Etude de transistors bipolaires à émetteur polysilicium réalisés en technologie CMOS", *Thèse de doctorat es sciences, Université de Constantine*, pp.1-140, 1998.
- [4] R. People, "Physics and applications of $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}$ strained - layer heterstructures", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 22, N° 9, pp. 1696-1710, 1986.
- [5] K. Yuki, K. Toyada, T. Takagi, et al. "Bandgap and strain engineering in SiGe HBT's". *Jpn. J. Appl. Phys. (part 1)*, Vol. 40, N° 4 B, pp. 2633-2636, 2001.
- [6] R. People, J. C. Bean, "Band alignment of coherently strained $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}$ heterostructures on $\langle 001 \rangle \text{Ge}_y\text{Si}_{1-y}$ substrate", *Appl. Phys. Lett*, Vol. 48, N°8, pp. 538-540, 1986.
- [7] C. Gontrand, J. Raoult, P. Girard, S. Latreche, L. Militaru, F. Miller, J. Verdier, K. Soufi, F. Calmon, P. J. Viverge and B. Bouazza, "Theoretical and experimental insights concerning ultra submicronic Si/SiGe heterojunction bipolar transistor specified for radio frequency range system," *Recent Research Developments in Science and Technology of Semiconductor*, Transworld Research Network, pp. 131-147, 2002.
- [8] M. Lundstrom and R. J. Schuelke, "Numerical analysis of heterostructure Semiconductor Device's", *IEEE Transaction on Electron*, Vol. ED 30, N°9, pp. 1151-1159, 1983.
- [9] Y. Zebda and O. Qasaimeh, "Current gain analysis of passived heterojunction bipolar transistor (HBT)", *IEEE Transaction on Electron Devices*, vol. 41, N° 12, pp. 2233-2240, 2005.
- [10] A. M. Settler, M. S. Lundstrom, "A detailed investigation of heterojunction transport using rigorous solution to the Boltzmann equation", *IEEE Transaction on Electron Devices*, vol. 41, N°4, pp.592-600, 1994.
- [11] S. Seales and D. L. Pulfrey, "An analysis of space charge region recombination in HBT's", *IEEE Transaction on Electron Devices*, vol. 41, N° 4, pp. 476-483, 1994.
- [12] C. M. Sidney Ng, P. A. Houston, Ho - Kwang, "Analysis of the temperature dependence of current gain in heterojunction bipolar transistors", *IEEE Transactions Electron Devices*, vol. 44, N°1, pp. 17-24, 1997.

- [13] B. Pejčinovic, L. E. Kay, Ting - Wei Tang, D. H. Navon, “Numerical simulation an comparison of Si BJT’s and $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ HBT’s”, *IEEE Transaction on Electron Devices*, vol. 36N° 10, pp. 2129-2137, 1989.
- [14] S. Danaie, “Etude de l’appariement des transistors bipolaires à hétérojonction Si/SiGe issus de la technologie BiCMOS”, *Thèse de doctorat INP*, Grenoble, pp. 1-230, 2007.
- [15] S. M. Sze, “Physics of semiconductor devices”, *2nd edition New york : Johon Wiley & Sons*, pp. 1-853, 1981.
- [16] D. V. Lang, R. People, J. C. Bean, et al. “Measurement of the band gap of GeSi/Si strained-layer heterostructures”. *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 47, No. 12, pp. 1333-1335, 1985.
- [17] J. C. Bean, “Silicon - based semiconductor heterstructures : column IV bandgap engineering”, *Proceding IEEE*, vol. 80 N°4, pp. 571-587, 1992.
- [18] A. Neugroschel, G. Li and C.-T. Sah, “Low Frequency Conductance Voltage Analysis of Si/GeSi $_{1-x}$ /Si Heterojunction Bipolar Transistors”, in *IEEE Transactions on Electron Devices*, Vol. 47, N°1, pp. 187-196, January 2000.
- [19] S. Takagi, J. L. Hoyt, K. Rim, J. J. Welser and J. F. Gibbons, “Evaluation of the Valence Band Discontinuity of Si/Si $_{1-x}\text{Ge}_x$ /Si Heterostructures by Application of Admittance Spectroscopy to MOS Capacitors”, in *IEEE Transactions on Electron Devices*, Vol. 45, N°2, pp. 494-501, February 1998.
- [20] Z. Matutinovic-Krstelj, V. Venkataraman, E. J. Prinz, J. C. Sturm and C. W. Magee, “Base Resistance and Effective Bandgap Reduction in n-p-n Si/Si $_{1-x}\text{Ge}_x$ /Si HBT's with Heavy Base Doping”, in *IEEE Transactions on Electron Devices*, Vol. 43, N°3, pp. 457-466, March 1996.
- [21] R. J. E. Huetting and J. W. Slotboom, “Reduced Sidewall Effects in SiGe-base Bipolar Transistors”, in *the 24th European Solid-State Device Research Conference Proceedings, ESSDERC'94*, pp. 67-70, September 1994.
- [22] D. V. Singh, K. Rim, T. O. Mitchell, J. L. Hoyt and J. F. Gibbons, “Measurement of the conduction band offsets in Si/Si $_{1-x-y}\text{Ge}_x\text{C}_y$ and Si/Si $_{1-y}\text{C}_y$ heterostructures using metal-oxide semiconductor capacitors”, in *Journal of Applied Physics*, Vol. 85, N°2, pp. 978-984, 2003.
- [23] J. M. López-González and L. Prat, “The importance of Bandgap Narrowing Distribution Between the Conduction and Valence Bands in Abrupt HBT’s”, in *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, Vol. 44, N°7, pp. 1046-1051, July 1997.
- [24] T. Manku, “ Effective mass for strained P type Si $_{1-x}\text{Ge}_x$ ” *Appl. Phys*, Vol. 69, N° 12, pp. 8414-8416, 1991.
- [25] J. Poortmans, M. Caymax, A. Van Ammel, M. Libezny, K. Werner, S.C. Jain, J. Nijis,

- and R. Mertenés, “On the electron minority carrier mobility and the effective bandgap in heterojunction bipolar transistors with strained base”, in *Proceeding 23 rd European Solid-State Devices Research Conf*, pp. 317-320, 1993.
- [26] E. J. Prinz, P. M. Garonne, P. V. Schwartz, X. Xiao and J. C. Sturm, “The Effect of Base-Emitter Spacers and Strain-Dependent Densities of States in Si/Si_{1-x}Ge_x/Si Heterojunction Bipolar Transistors”, in *IEDM*, pp. 639-642, 1989.
- [27] J. W. Slotboom, G. Streutker, A. Pruijboom and D. J. Gravesteijn, “Parasitic Energy Barriers in SiGe HBT's ”, in *IEEE Transactions on Electron Devices*, Vol. 12, N°9, pp. 486-488, March 1993.
- [28] Q.Z. Liu, B. A. Orner, L. Lanzerotti, M. Dahlstrom, W. Hodge, M. Gordon, J. Johnson, M. Gautsch, J. Greco, J. Rascoe, D. Ahlgren, A. Joseph, and J. Dunn Collector, “ Optimization in Advanced SiGe HBT Technologies”, *IEEE Transaction on microwave theory and techniques*, VOL. 53, N°. 6, 2006.
- [29] B Banerjee, S Venkataraman, Y. Lu, S. Nuttinck, D. Heo, Y. J. Emery Chen, J. D. Cressler, J. Laskar, G. Freeman, D. Ahlgren, “Cryogenic Performance of a 200 GHz SiGe HBT Technology”, *IEEE Journal of solid state circuits*, vol. 40, N°. 10, 2007.
- [30] Silvaco, *Intrenational Atlas II user's Manual*. Edition 1 chapter 5, BLAZE, pp. 1-7, 1996.
- [31] D. B. M. Klaassen, “A Unified Mobility Model for Device Simulation - I. Model Equations and Concentration Dependence”, *Solid-State Electronics*, vol. 35 N°7, pp. 953–959, 1992.
- [32] D. B. M. Klaassen, “A Unified Mobility Model for Device Simulation - II. Temperature Dependence of Carrier Mobility and Lifetime”, *Solid-State Electronics*, vol. 35 N°7, pp. 961–967, 1992.
- [33] T. Manku and A. Nathan, “Lattice mobility of holes in strained and unstrained Si_{1-x}Ge_x alloys”, *IEEE Electron Device Lett*, vol. 12, pp.704-706, 1991.
- [34] T. Manku, J.M. Mc Gregor, A. Nathan, D.J. Roulston, J.P. Noel, and D.C. Houghton, “Drift hole mobility in strained and unstrained doped alloy,” *IEEE Transactions. Electron Devices*. Vol. 40, pp. 1990 - 1995, 1993.
- [35] David M. Richey, Jhon D. Cressler, and Alvin. J. Joseph, “Scaling Issues and Ge Profil Optimization in Advanced UHV/CVD SiGe HBT's”, *IEEE transactions on Electron Devices*. Vol 44, N°3, March 2003.
- [36] B. Le Tron., M.D.R. Hashim, P. Ashbur, M. Mouis, A. Chantre, and Gilbert Vincent. “Determination of Bandgap Narrowing and Parasitic Energy Barriers in SiGe HBT 's Integrated in Bipolar Technology”. *IEEE Transactions on Electron Devices* Vol. 44, N°5, May 1997 .
- [37] B. Pejcinovic, T. Wei Tag and D.H. Navon “A comparison of Si and Si_{1-x} Ge_x based

- BJTs Using Numerical Simulation”, *IEEE Bipolar Circuits and Technology Meeting*, 2006.
- [38] s. Latreche, “Modélisation de transistor à homo et hétéro-jonctions compatibles avec une filière CMOS Submicronique : influence de phénomènes quantiques”, *Thèse de doctorat Institut national des sciences appliquées de Lyon*, N°98 ISAL 0089 , pp.137-164, 1998.
- [39] G. Charitat, “Modélisation et réalisation de composants planar haute - tension”, Thèse de doctorat, *Université Paul Sabatier*, N° 90306, pp.1-240, 1990.
- [40] M. Heydmann, “Résolution numérique des équations bidirectionnelles de transport dans les semi-conducteurs”, *Thèse de doctorat, Université de Paris Sud Orsay*, pp.1-191, 1972.
- [41] S. Latreche and C. Gontrand, “Modélisation de la conduction dans la diode émetteur - base d’un transistor bipolaire compatible CMOS,” *Physical Status Solidi*, sol (b), 214.203, pp. 203-215, 1999.
- [42] E. Dubois, “Simulation bidimensionnelle de dispositif silicium : contribution à l’étude de phénomènes parasites en technologies MOS et bipolaire”, *Thèse de doctorat Université de Lille Flandre – Artois*, N° 519, pp.1-90, 1990.
- [43] M. Lakhdara, S. Latreche, C. Gontrand, "Numerical Simulation of SiGe HBT's", *International Algerian Conference on Microelectronics ACM'02*, CDTA, Algiers - Algeria, 13-15 October 2002.
- [44] M. Lakhdara, S. Latreche, C. Gontrand " Modélisation Numérique de Transistors Bipolaires à Hétérojonctions Si/SiGe Intègres dans une Filière BiCMOS 0.5µm", *Congrée International REMCES9, 9^{ème} Rencontre Marocaine sur la Chimie de l'Etat Solide Maroc*, Agadir 30-31- Octobre 1 Novembre, 2002, pp. 73.



Chapitre III

*Modélisation des défauts
électriquement actifs dans
un TBH SiGe*

Introduction

Les progrès technologiques permettent aujourd'hui la réalisation d'hétérostructures SiGe/Si de très bonnes qualités. L'intérêt industriel de ce composant réside donc dans la possibilité de développer à partir de la technologie silicium des circuits hautes fréquences fortement intégrables pour des applications dans le domaine des télécommunications. Pour atteindre cet objectif, le contrôle de filières technologiques stables et bien maîtrisées, intégrant l'alliage SiGe est un élément majeur. Cependant, la présence des défauts technologiques inhérents à la gravure du polysilicium, sont à l'origine d'un bruit B.F (Basse Fréquence) néfaste au composant. Ce bruit basse fréquence, qui, via des non-linéarités des circuits intégrant ces composants, crée un bruit RF, en l'occurrence le bruit de phase.

L'enjeu principal de cette phase de travail, est l'étude et la modélisation des défauts technologiques induit lors de la gravure du polysilicium d'un TBH à base SiGe intégré dans la filière BiCMOS60.35 μ m. Pour cela, nous considérons d'une part la modélisation du TBH Si/SiGe ainsi que la comparaison de ses caractéristiques avec un BJT de mêmes dimensions et dopage. D'autre part, la caractérisation des défauts de gravure dans cette même filière sera prise en compte. La signature de ces défauts, permet d'observer leur répercussion sur le comportement électrique du composant.

Les résultats sont obtenus par une modélisation numérique (DDM) à l'aide du logiciel de simulation SIBIDIF intégrant l'ensemble des données physiques, mathématiques et informatiques présentés dans le chapitre précédent.

En premier lieu, nous avons modélisé le comportement électrique d'un transistor bipolaire à homojonction (BJT) et un transistor bipolaire à hétérojonction à base SiGe (TBH) indemne de défauts.

L'élaboration d'un composant semi-conducteur n'est jamais parfaite. Il existe toujours des défauts profonds qui peuvent nuire aux propriétés électriques du matériau, et de ce fait réduire les performances du dispositif associé. C'est dans cette optique que dans la deuxième partie de ce chapitre, nous abordons la notion des défauts existants dans le transistor et susceptibles de nuire à ses performances. En outre, nous apostrophons de façon didactique certaines notions relatives à la définition de l'activité électrique de ces mêmes défauts.

En revanche, la troisième partie de ce chapitre consiste à introduire dans la structure BiCMOS6G des défauts de gravure du polysilicium placé sous les espaceurs d'oxyde, responsables du bruit RF. Ces défauts sont l'origine d'un bruit basse fréquence B.F susceptible de venir perturber le bon fonctionnement du transistor.

Pour observer leur répercussion sur le comportement électrique du transistor, nous avons considéré différents paramètres, leur position dans la structure, leur section de capture, leur distribution en énergie dans le gap du semi-conducteur, en vue de déterminer l'influence de chacun sur le comportement électrique du transistor.

I. Structure d'étude :

La filière support utilisée dans notre étude est la filière BiCMOS. Nous étudions en particulier le transistor bipolaire intégré en technologie CMOS (Complementary Oxide Semiconductor). Cette technologie permet de combiner les avantages du MOS et du bipolaire, et répond ainsi aux critères de rapidité et de forte densité d'intégration pour la réalisation des circuits actuels. La structure étudiée est un transistor BiCMOS6 0.35 μm à hétérojonction à base SiGe sur des plaquettes de 200mm avec un émetteur en polysilicium gravé et fabriqué à partir d'une technologie simple quasi -auto alignée figure III.1.

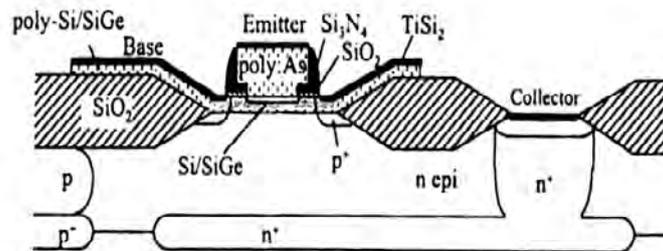


Figure III.1 Coupe schématique d'un TBH SiGe issu de la filière BiCMOS6[1].

Cette filière est née d'une étude menée au CNET, en collaboration avec STMicroelectronics [2]. Elle fait suite à la filière 0.5 μm . Les TBH de la filière BiCMOS 6G ont été fabriqués dans un contexte d'intégration BiCMOS. Elle utilise des règles de dessin pour lesquelles la largeur minimale de grille des transistors MOS est de 0.35 μm .

Les principales clefs du procédé de fabrication de ces TBH sont résumées ci-dessous :

- L'émetteur est en polysilicium pour obtenir un faible temps de transit dans l'émetteur, une amélioration de l'efficacité d'injection et du gain ;
- Une utilisation d'une structure auto-alignée, minimisant les éléments tels que la résistance de base et la capacité de la jonction B C ;
- Une couche SiGe capable de supporter un recuit de haute température pour assurer une bonne compatibilité avec les CMOS ;

Un exemple de coupe MEB (Microscope électronique à Balayage) est présenté sur la figure III.2. Le Microscope électronique à Balayage est un dispositif permettant d'analyser en surface des couches de matériaux, avec une précision de l'ordre de la dizaine de nm. C'est une méthode destructive puisqu'on doit réaliser une coupe du composant pour l'analyser.

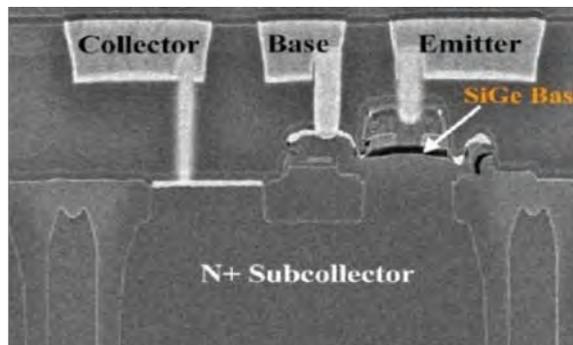


Figure III.2 Vue en coupe d'un TBH à base SiGe avec un microscope électronique à balayage (MEB)[3].

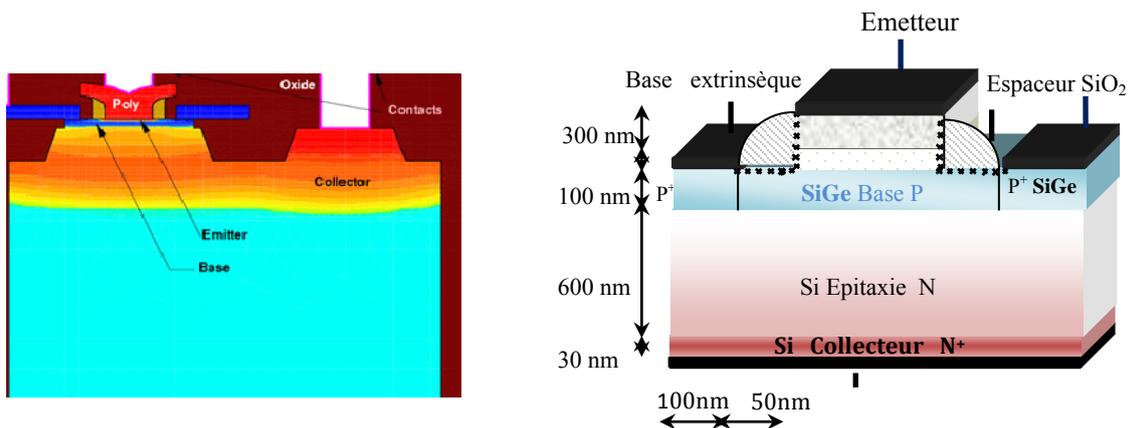


Figure : III. 3 Coupe d'un TBH schématisée. Figure III.4 Exemple de la structure simulée.

La figure III.4 représente un exemple schématique de la structure simulée. Les dimensions mentionnées sont considérés comme proche de la structure élaborée par la filière BiCMOS6G.

La concentration N^+ du contact collecteur est de l'ordre de 10^{20} cm^{-3} et son épaisseur est de 30nm ; par contre l'épitaxie présente une concentration constante de l'ordre de $3.10^{16} \text{ cm}^{-3}$, son épaisseur est de l'ordre de 600nm.

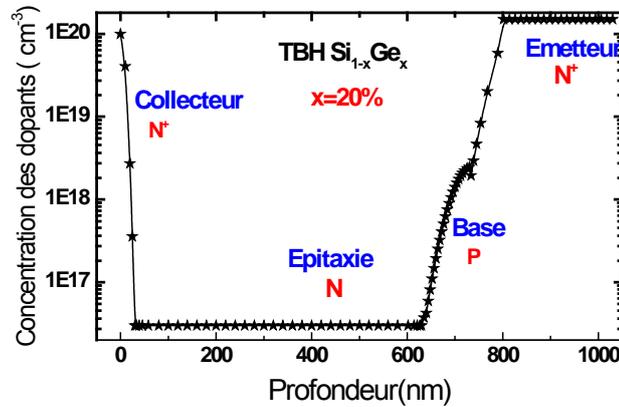


Figure III. 5 Profil de dopage pour la structure d'étude.

D'autre part, la base est optimisée à 100nm (fine) afin d'accroître les performances du composant avec un dopage de $2.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, quant à l'émetteur il est dopé à $1.5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$. La figure III.5 présente un exemple du profile de dopage considéré.

Ainsi, la base est fortement dopée par rapport au collecteur épitaxie, ce qui permet d'étendre la zone de charge d'espace côté collecteur, et donc de diminuer les variations de largeur de base. L'effet Early est ainsi limité.

Le fort dopage de l'émetteur permet, quant à lui, d'obtenir une efficacité d'injection plus importante et donc un gain en tension plus grand.

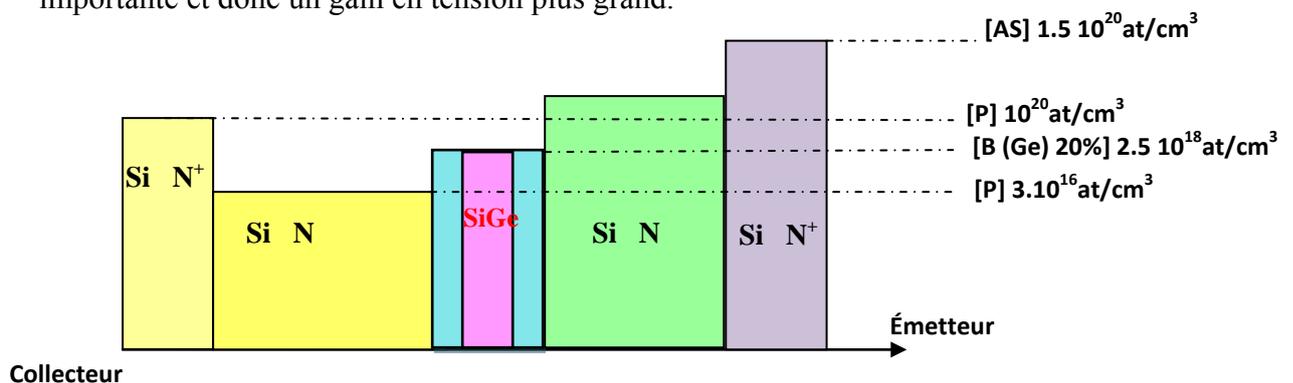


Figure III. 6 Profil optimisé des dopants du transistor utilisant un profil constant de germanium à 20%.

I.1. Diagramme de bandes d'énergie

La figure III.7 représente le diagramme d'énergie pour un transistor bipolaire à homojonction (BJT) et un TBH à base SiGe pour un taux de germanium constant 20% (figure III.8), avec une même tension de polarisation ($V_{be}=0.7V$) et un même dopage.

La barrière de potentiel vue par les électrons pour passer de l'émetteur dans la base est moins importante dans le cas d'une jonction Si/SiGe que dans le cas d'une jonction Si/Si. Cette diminution est fortement liée au taux de germanium dans la base [4]. Plus le taux de germanium augmente plus la barrière de potentiel diminue. Ce rétrécissement notable de l'énergie de gap au niveau de la base (figure III.9) n'est au fait que le « Band Gap Engineering » (BGN).

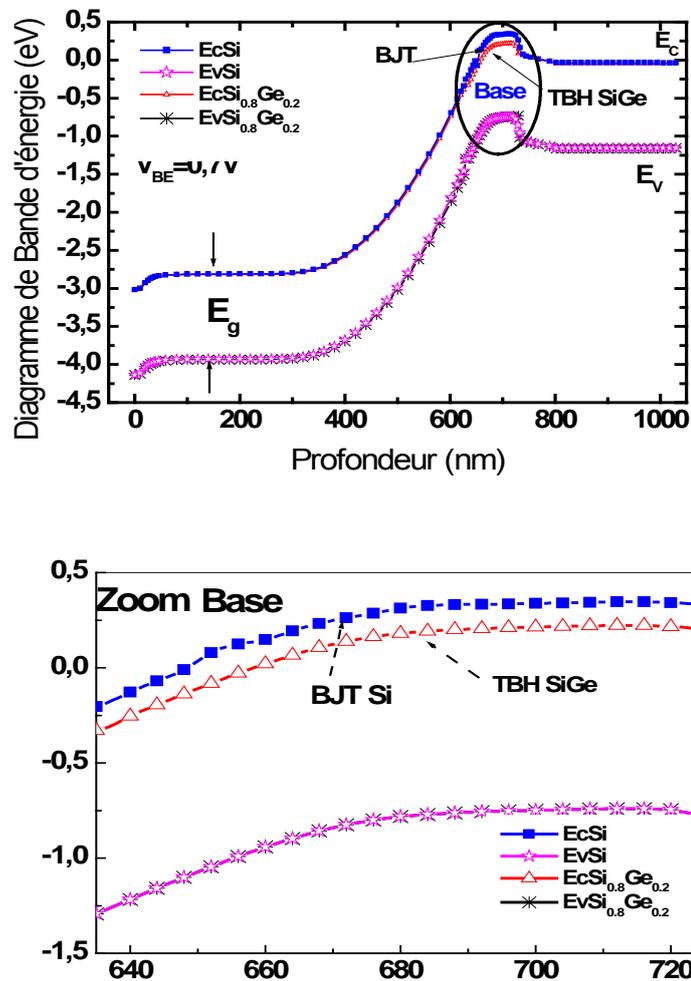


Figure III.7 a) Diagramme de bandes d'énergie d'un transistor à homojonction BJT et d'un TBH à base $Si_{0.8}Ge_{0.2}$ b) un zoom sur la base du transistor.

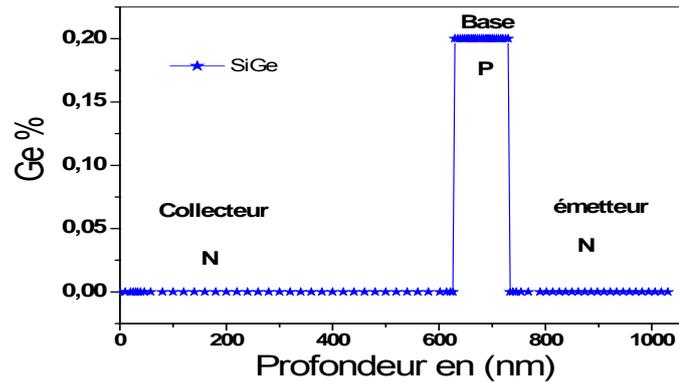


Figure III.8 Profil du Ge dans la base du TBH.

En effet, la différence qui se crée sur la bande interdite est fonction du taux de germanium x . En revanche, la barrière de potentiel vue par les trous reste la même quelque soit la jonction considérée ou le taux germanium dans la base.

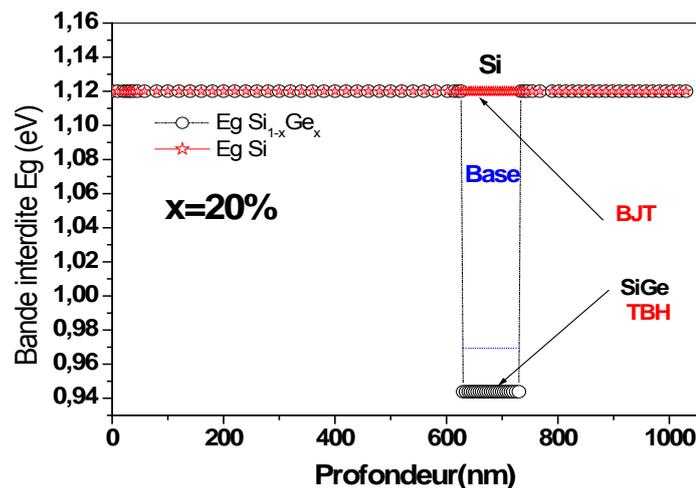


Figure III.9 Largeur de la bande interdite d'un transistor à homojonction silicium BJT et d'un TBH à base $\text{Si}_{0,8}\text{Ge}_{0,2}$.

I.2 Mobilités des porteurs :

La figure ci-joint représente l'évolution de la mobilité des électrons et des trous dans la structure étudiée pour un BJT en fonction des concentrations d'impuretés supposés toutes ionisées. La mobilité la plus élevée correspond au dopage le moins élevé. Ce qui fait que dans les zones où le dopage est important (l'émetteur et le collecteur) la mobilité a une faible valeur. En outre, on voit que la mobilité des trous est plus faible par rapport à celle des électrons.

En revanche, la figure III.11 représente l'évolution de la mobilité des électrons et des trous d'un TBH avec un taux de germanium de 20%. Les variations de la mobilité sont essentiellement dues à la contrainte ainsi qu'à la réduction de la masse effective en fonction du taux de germanium [5]. On distingue bien, que la mobilité des porteurs reste constante dans le cas de l'émetteur et du collecteur car le matériau est du silicium. Par contre, on aperçoit une variation en fonction du taux de germanium dans la base SiGe. Plus le taux de germanium augmente et plus la masse effective diminue ce qui entraîne une augmentation relative de la mobilité des trous et des électrons dans la base du dispositif.

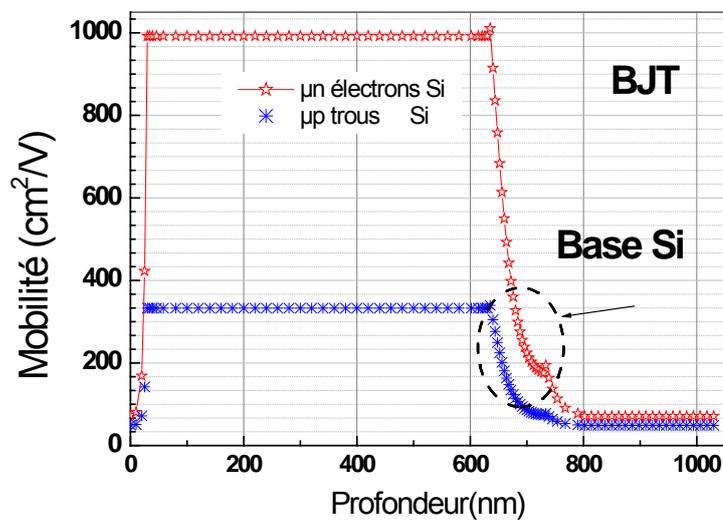


Figure III. 10 Evolution de la mobilité des porteurs des électrons et des trous en fonction du dopage pour un BJT.

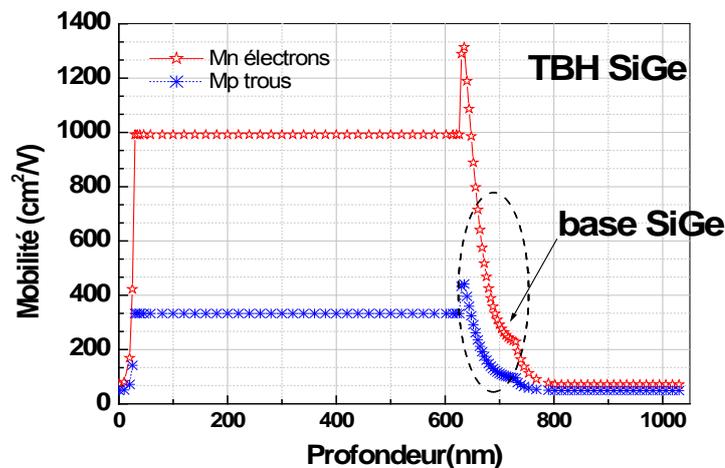


Figure III.11 Evolution de la mobilité des électrons et des trous en fonction du dopage pour un TBH à base SiGe.

La figure III. 12 représente un zoom sur la variation des mobilités des porteurs dans la base pour un BJT et TBH SiGe.

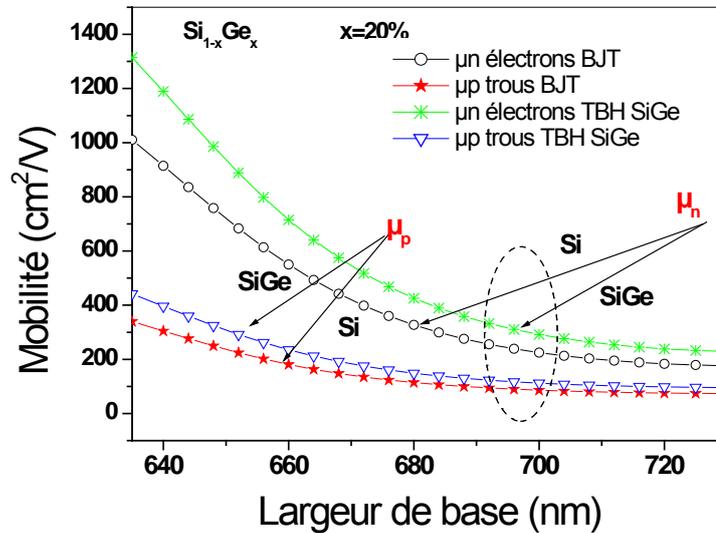


Figure III. 12 Un Zoom sur l'évolution de la mobilité des porteurs des électrons et des trous en fonction du dopage pour un BJT et TBH dans la base du transistor.

I.3. Concentration intrinsèque :

La figure III.13 représente l'évolution de la concentration intrinsèque (n_i) dans la structure étudiée. La concentration intrinsèque est de l'ordre de $1.45 \cdot 10^{10} \text{cm}^{-3}$ dans les régions silicium (émetteur, collecteur), en revanche, dans la base SiGe la concentration intrinsèque augmente progressivement avec la concentration du germanium dans l'alliage. Cette variation est due essentiellement aux densités d'états qui sont affectées par la réduction de la masse effective induite par la contrainte de la couche SiGe.

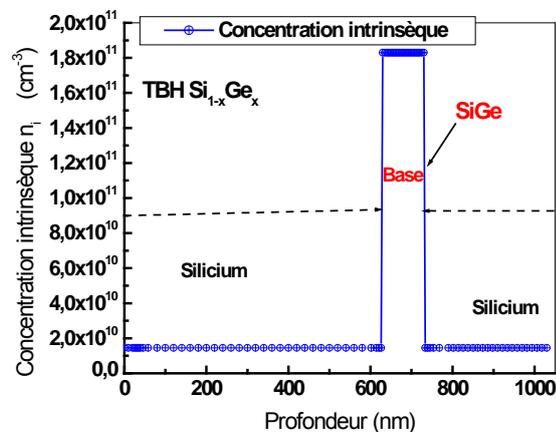


Figure III. 13 Concentration intrinsèque pour un TBH SiGe.

I.4 Densités de porteurs

L'effet du Germanium sur la bande interdite de la base est avantageusement utilisé dans le transistor bipolaire à hétérojonction afin d'assurer des courants collecteur plus forts et diminuer le temps de transit des porteurs dans la base, et ce grâce à deux effets conjugués le SiGe présent dans la base permet d'abaisser la barrière énergétique vue par les électrons, ce qui assure une plus forte injection de porteurs. Le courant collecteur est donc plus important que dans le cas d'une homojonction à même polarisation [6].

Les figures III.14, III.15 illustrent, l'évolution des densités d'électrons et des trous pour une moyenne polarisation ($V_{be}=0.7V$). D'après le diagramme de bandes la barrière de potentiel vue par les électrons pour passer de l'émetteur dans la base est moins importante dans le cas d'une jonction Si/SiGe. Cela favorise le passage des électrons et permet davantage une augmentation de l'injection des électrons dans le collecteur. Cette injection varie en fonction du taux de germanium.

En revanche, la variation des trous reste constante. D'après le diagramme de bande, la barrière de potentiel des trous reste la même quelque soit le dispositif. Ce qui explique une injection de trous constante quelque soit le pourcentage de germanium dans l'alliage SiGe.

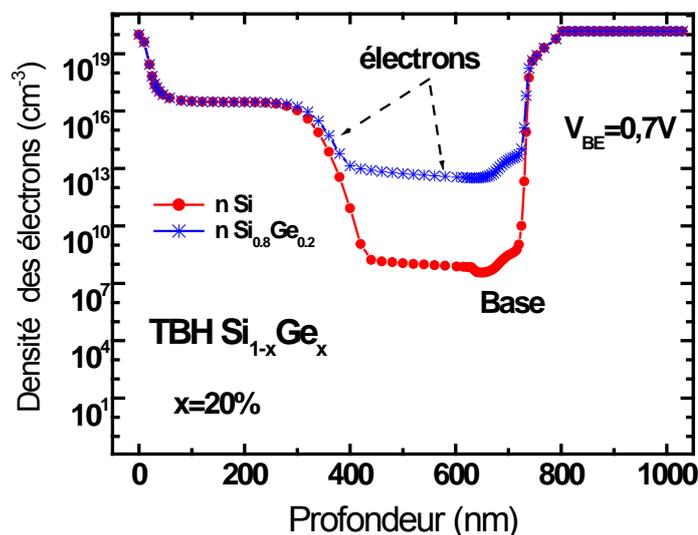


Figure III.14 Evolution des densités des électrons dans le cas d'un transistor bipolaire tout silicium (BJT) et un TBH à base, $Si_{0.8}Ge_{0.2}$.

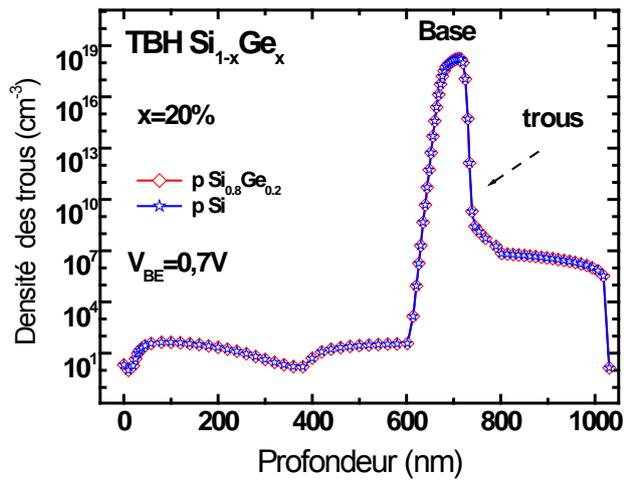


Figure III.15 Evolution des densités des trous dans le cas d'un transistor bipolaire tout silicium (BJT) et un TBH à base, $Si_{0.8}Ge_{0.2}$.

Les critères de la convergence relative $\Delta N/N$ et $\Delta P/P$ ont été fixés de 10^{-9} à 10^{-11} pour les densités de porteurs des électrons et des trous. L'évolution de cette erreur est représentée sur la figure III.16.

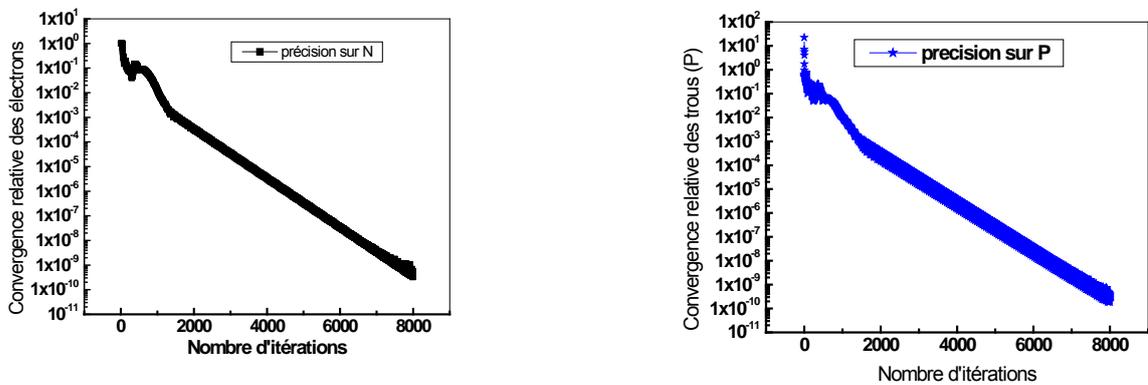


Figure III. 16 Evolution de l'erreur relative des électrons et des trous en fonction du nombre d'itérations pour un TBH à base SiGe d'un taux de germanium de 20%.

La variation du potentiel électrostatique est représentée sur la figure III.17 pour un BJT et un TBH à base $Si_{0.8}Ge_{0.2}$. Nous pouvons remarquer que le potentiel d'un TBH SiGe est plus faible dans la base SiGe que dans une base Silicium. Ceci justifie le fait que la barrière vue par les électrons pour passer de l'émetteur dans la base est moins importante dans le cas d'une jonction Si/SiGe que dans une jonction Si/Si.

Afin de vérifier le bien fondé des résultats donnés par SIBIDIF, nous présentons l'évolution du champ électrique d'un TBH à base $\text{Si}_{0.8}\text{Ge}_{0.2}$ et un BJT pour une polarisation de $V_{be}=0.7\text{V}$ figure (III.18).

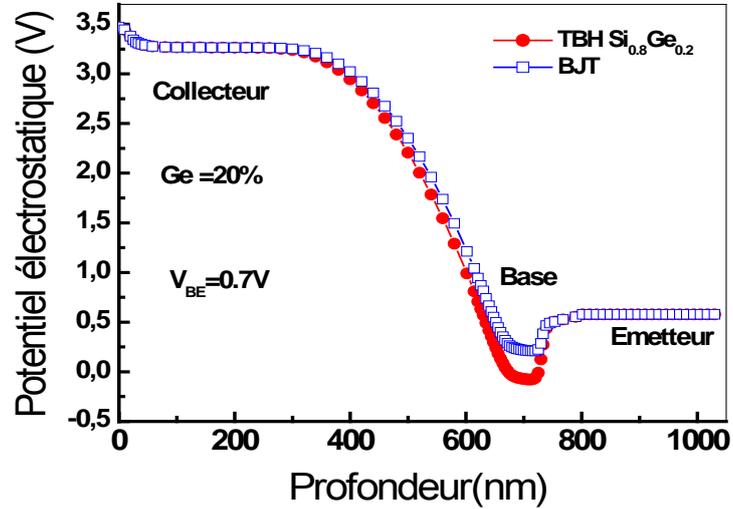


Figure III.17 Evolution du potentiel Electrostatique pour un BJT et un TBH à base de SiGe.

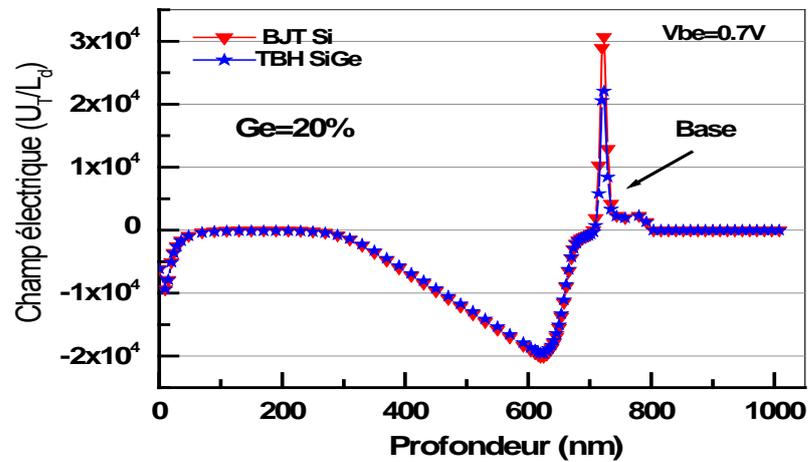


Figure III.18 Evolution du champ pour un BJT et un TBH à base de SiGe.

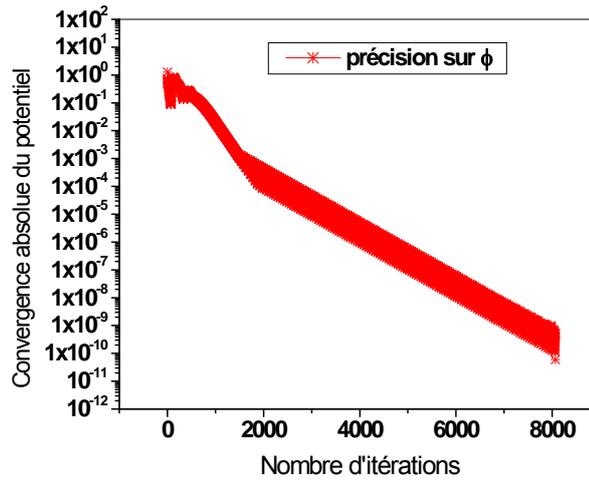


Figure III. 19 Evolution de l'erreur relative au potentiel en fonction du nombre d'itérations pour un TBH à base SiGe.

I.5. Caractéristiques de Gummel

I.5.1 Caractéristiques I(V)

Les courbes de Gummel que nous présentons ont été obtenues en faisant varier la tension de la jonction émetteur-base dans un intervalle de 0 à 1 Volt, alors que la jonction base collecteur a été maintenue à une polarisation de 3 Volt.

Le caractère bidimensionnel de la simulation effectuée, impose des courants simulés exprimés en A/ μm . Ceci revient à dire qu'ils sont obtenus pour une profondeur de dispositif dans la troisième dimension égale à 1 μm .

D'après le diagramme de bandes d'énergie nous observons un rétrécissement notable de l'énergie de gap en fonction de la concentration du germanium. Cette différence induit une variation de la concentration intrinsèque dans la base, de la mobilité et des densités d'états effectives, ceci influe particulièrement sur les caractéristiques électriques du composant I(V).

La figure III.20 représente la comparaison du courant collecteur, courant de la base dans le cas d'un transistor à homojonction au silicium et d'un TBH à base SiGe.

On voit bien que pour une même polarisation V_{BE} le courant de collecteur est plus fort dans le cas d'une hétérojonction que celui de l'homojonction. Le BJT nécessite une polarisation supplémentaire de la base $\cong 0.1\text{V}$. Pour un TBH nous remarquons, une réduction du « Turn-on », cette réduction est induite par la décroissance de la barrière vue par les électrons pour passer de l'émetteur dans la base « BGN ».

En outre, la barrière de potentiel vue par les trous étant la même quelle que soit la jonction considérée, le courant de la base ne varie pas d'un dispositif à l'autre [7], [8].

Nous retrouvons les comportements idéaux et non idéaux des courants de collecteur et de base pour ce transistor à base SiGe : pour de faibles polarisations, le courant de base présente un coefficient d'idéalité proche de 2 alors qu'à forte polarisation, le courant de base est idéal.

En ce qui concerne le courant de collecteur, il est idéal sur toute la plage de polarisation sauf à très forte polarisation, où le coefficient d'idéalité est supérieur à 1.

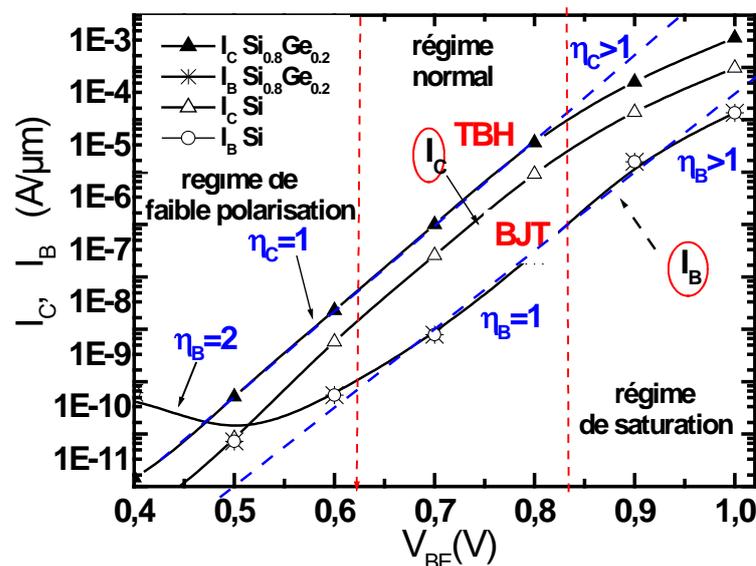


Figure III.20 Courant de collecteur et de base en fonction de la polarisation de la base (V_{be}) pour un BJT et un TBH SiGe.

En comparant les simulations faites pour les deux types de transistor, nous nous apercevons qu'en corrélation avec ce que nous avons vu sur l'utilité de considérer une base en SiGe plutôt qu'en base Silicium. Le courant de collecteur augmente fortement, alors que le courant de base reste inchangé. La structure modélisée correspond, bien à ce que l'on peut trouver dans la littérature, tant du point de vue du comportement électrique général que des ordres de grandeur trouvés.

1.5.2. Gain en courant

La figure III.21 représente l'évolution du gain en courant pour un transistor silicium BJT et des TBH à base SiGe pour un taux de germanium de 20%.

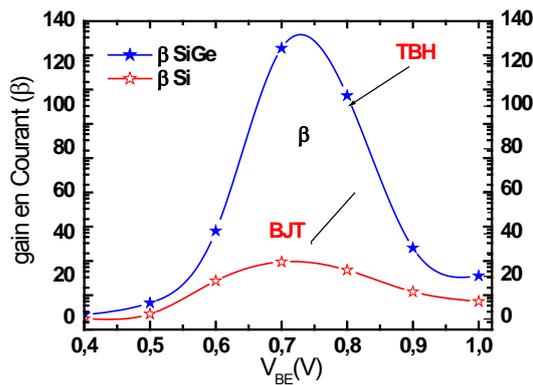


Figure III.21 Gain en courant en fonction de la polarisation de la base (V_{be}) pour un BJT et TBH SiGe.

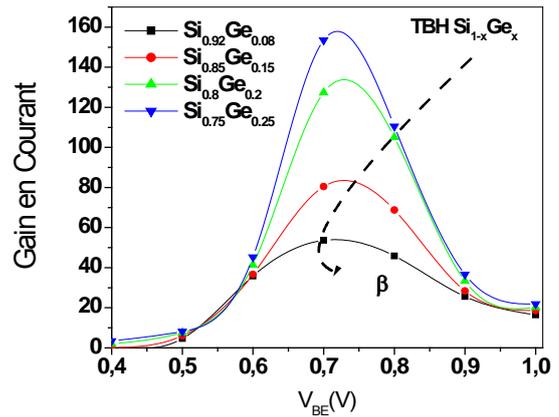


Figure III.22 Gain en courant en fonction de la polarisation de la base (V_{be}) et du pourcentage de Ge.

En outre, on peut distinguer une variation du gain en courant en fonction du taux de germanium. L'augmentation du gain varie linéairement en fonction de l'augmentation du taux de germanium dans l'alliage (figure III.22).

On peut utiliser cette propriété du TBH d'une autre façon et troquer l'augmentation du gain par une augmentation du dopage de base. Ainsi, nous pouvons d'ores et déjà réduire l'épaisseur de la base afin d'améliorer les performances fréquentielles [9], [10].

La figure III.23 représente l'évolution du gain en courant en fonction de la polarisation de la base et la largeur de cette dernière. En diminuant la largeur de la base, le gain en courant augmente.

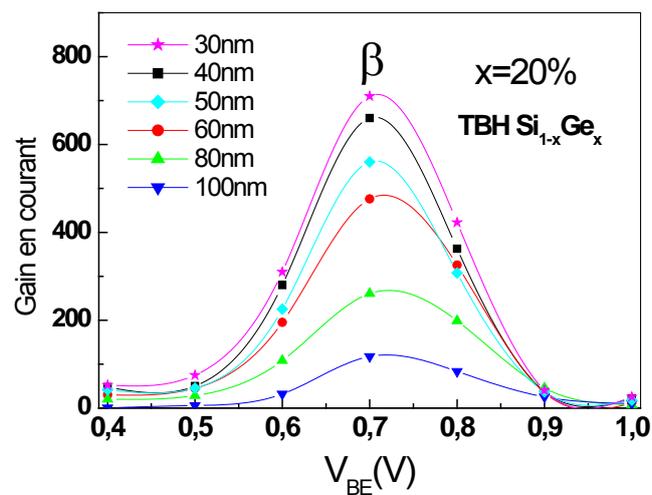


Figure III.23 Gain en courant en fonction de la polarisation de la base (V_{be}) et sa largeur.

II. Théorie des défauts :

II.1.Introduction sur les défauts :

Il existe deux types d'état solide, l'état dans lequel l'arrangement des atomes est aléatoire, et celui dans lequel les atomes sont arrangés aux nœuds d'un réseau.

Le premier état est dit « Amorphe », il ne diffère de l'état liquide que par le taux de viscosité. Le deuxième état est dit « Cristallisé », caractérisé par le fait que les atomes sont rangés aux nœuds d'un réseau périodique, le résultat est un ensemble ordonné de noyaux et d'électrons liés entre eux par des forces essentiellement coulombiennes.

Pour établir la théorie des processus dont les cristaux sont le siège, on est amené à postuler que les cristaux sont parfaits, caractérisés par un ordre à courte et grande distance. Cependant, les cristaux réels comportent constamment des imperfections dues à la composition ou la structure cristalline. De ce fait, plusieurs propriétés des cristaux dépendent dans une large mesure, de la nature et de la concentration des imperfections. L'étude de celles-ci s'impose tout naturellement.

La présence de ces imperfections est en pratique inévitable, soit qu'elles existent en équilibre thermodynamique, soit qu'elles subsistent à l'état métastable suite aux processus d'élaboration, de croissance ou de traitement ultérieurs.

II.2 Définition des défauts du réseau cristallin :

L'élaboration d'un composant semi-conducteur ne conduit jamais à la perfection. Il existe toujours des imperfections qui peuvent nuire aux propriétés électriques du matériau, et de ce fait réduire les performances du dispositif associé.

L'état semi-conducteur est caractérisé par l'existence d'une bande interdite, c'est à dire un domaine d'énergie où la densité d'états électroniques est nulle. Mais il faut bien réaliser que cette structure de bande interdite parfaite est intimement liée à la périodicité du réseau cristallin. De sorte que toute rupture locale de cette périodicité peut induire un état électronique possible à l'intérieur de la bande interdite [11].

Lorsque la perturbation du réseau cristallin est faible, les niveaux d'énergie obtenus se trouvent proches des bandes de conduction ou de valence. Si la perturbation est liée à une imperfection plus complexe, le niveau d'énergie introduit dans la bande interdite est éloigné des bandes de conduction ou de valence.

On appelle « défaut », ces imperfections du réseau cristallin et qui sont la première cause du désordre créé dans ce dernier. On distingue deux types de défauts :

- Défauts de surface.
- Défauts de volume.

II. 2.1. Défauts de surface :

Les surfaces extérieures délimitant un cristal sont des perturbations naturelles du potentiel périodique d'un réseau cristallin. La rupture du réseau à la frontière d'un cristal fait apparaître de nouveaux états électroniques.

Les états électroniques dans le volume d'un semi-conducteur sont d'une part ; les bandes de conduction et de valence résultant de la périodicité du réseau cristallin et d'autre part, des donneurs et accepteurs ou centres profonds.

A la surface par contre, les états électroniques sont modifiés en raison d'un phénomène intrinsèque ou extrinsèque.

Le phénomène intrinsèque résulte de la rupture de la périodicité du réseau, ceci est dû au fait que dans le volume, l'atome établit des liaisons avec chacun de ses voisins mais en surface, il n'établit de liaisons que dans un demi-plan, il reste le côté vide qu'on appelle liaison pendantes. Cette rupture de périodicité entraîne l'existence d'états électroniques différents de ceux existants en volume [12].

En revanche, le phénomène extrinsèque, résulte de l'adsorption à la surface d'atomes étrangers, dont les plus courants sont les atomes d'oxygène qui entraînent une oxydation de la surface du semi-conducteur.

II. 2.2. Défauts de volume :

On peut classer les défauts en volume selon leurs tailles:

- 1) Défauts microscopique,
- 2) défauts macroscopique,
- 3) défauts de taille intermédiaire.

Ils peuvent être l'origine de la présence d'impuretés, substitutionnelles, interstitielles, ou des défauts ponctuels ou étendus (dislocations), ou encore des lacunes. Leur classification selon la nature, est détaillée dans l'organigramme suivant :

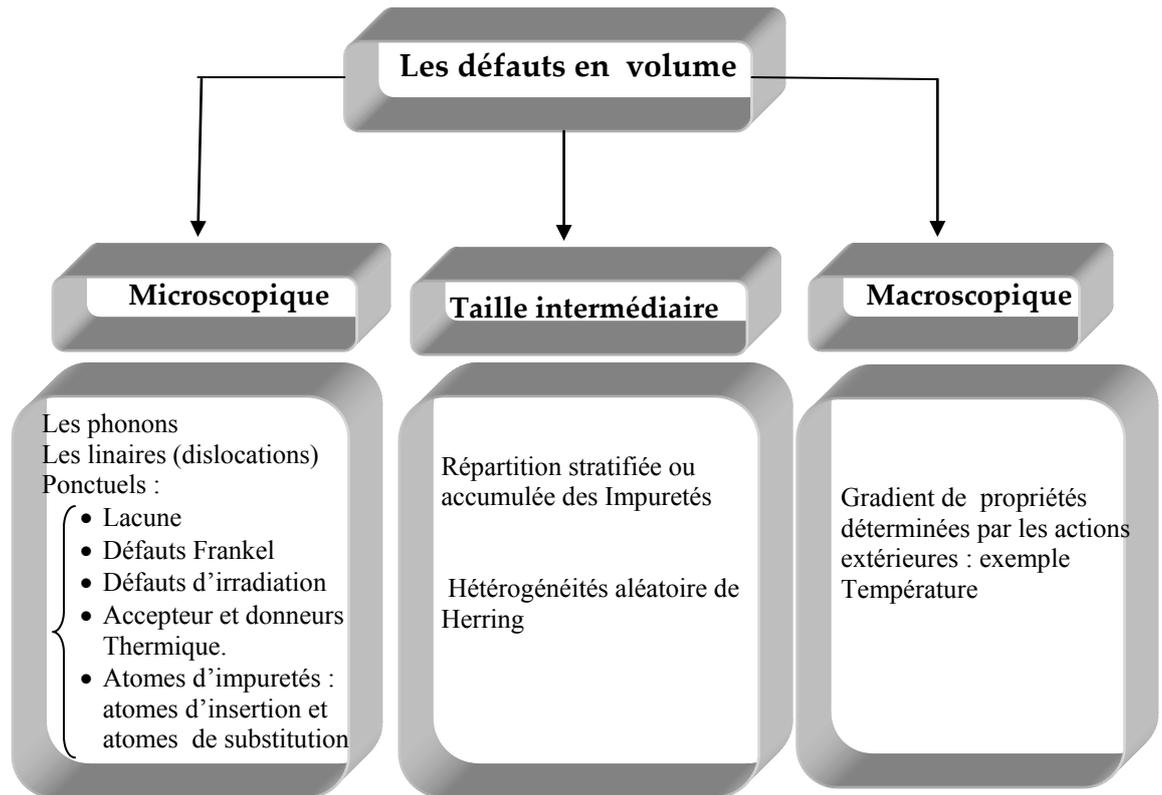


Figure III. 24 Classification des défauts en volume.

Les figures III.25 et 26 représentent une schématisation des défauts ponctuels dans les semi-conducteurs.



Figure III.25 Schéma des sites cristallins de type interstitiel et lacunaire.

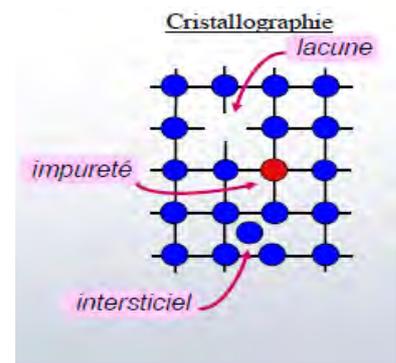


Figure III.26 Défauts ponctuels dans Un semi-conducteur.

II. 3. Les niveaux d'énergie associés aux défauts :

La spécificité des semi-conducteurs est d'avoir à 0K une bande de conduction qui est vide et une bande de valence qui est pleine. Il existe une bande interdite entre le sommet de la

bande de valence et le bas de la bande de conduction qui représente un domaine où il n'existe aucun état stationnaire pour les électrons.

Or, l'existence des imperfections propre au réseau cristallin tel que : les défauts ponctuels (lacunes ou interstitiels), les défauts complexes, les impuretés substitutionnelles introduisent certains niveaux énergétiques dans la bande interdite.

Schématiquement, ces niveaux sont classés en deux catégories :

- ↳ Niveaux superficiels
- ↳ Niveaux profonds

II. 3.1. Les niveaux superficiels :

Ils sont introduits par les atomes d'impuretés dopantes (donatrices ou acceptrices) tout près des niveaux des bandes permises (BC et BV respectivement).

Prenons l'exemple, d'une impureté ionisée du type (D^+) donatrice elle crée autour d'elle un champ coulombien qui a tendance à attirer et à piéger un électron se trouvant dans la bande de conduction d'où le niveau énergétique (E_d) lié à cet ion se situe légèrement en dessous de la bande de conduction. Par conséquent, le potentiel attractif lié à cette impureté est faible. Cette impureté donatrice forme donc un système analogue à (H^+) c'est pour cela que ces niveaux peuvent être traités sous le mode Hydrogénoïde [13].

II. 3.2. Les niveaux profonds :

Toute perturbation du réseau cristallin du semi-conducteur se manifeste par la présence d'états dont les niveaux d'énergie associés sont localisés dans la bande interdite. Quand ces niveaux sont proches de la bande de conduction ou la bande de valence, ils correspondent à des impuretés dopantes qui établissent une conductivité de type N ou P. Quand ils sont proches du centre de bande interdite, ces niveaux sont appelés pièges profonds, ils modifient de façon plus ou moins importante les propriétés de conduction dans les semi-conducteurs :

- ➡ Par leurs capacités à émettre ou à capturer les porteurs libres, ils peuvent compenser les niveaux donneurs ou accepteurs introduits intentionnellement et donc réduire la concentration des porteurs libres ainsi que leur mobilité. Pour augmenter la résistivité d'un matériau, des pièges profonds peuvent être introduits intentionnellement pour capturer les porteurs libres (cas du Cr, Fe dans le GaAs, InP dans SiC).

- En raison de leur position centrale dans la bande interdite, les niveaux profonds peuvent interagir avec les porteurs des deux bandes. Ils sont considérés comme des centres de génération recombinaison et avec donc la durée de vie des porteurs minoritaires.
- D'autre part, dans les dispositifs à semi-conducteurs, la présence des centres profonds induit généralement un dysfonctionnement, notamment sur les caractéristiques des transistors.

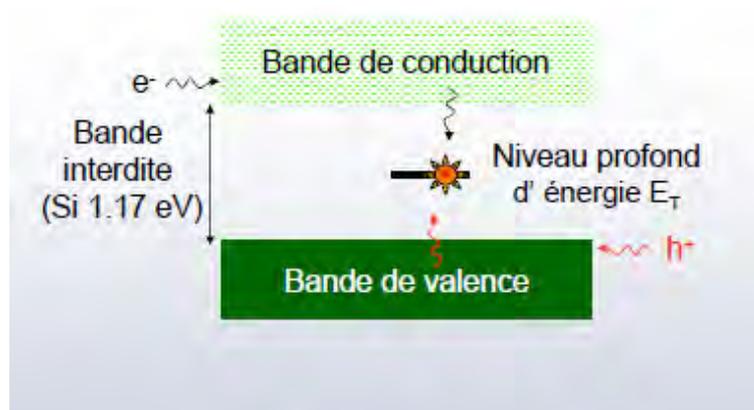


Figure III. 27 Structure électronique des défauts profonds.

La présence des niveaux profonds dans le gap du semi-conducteurs leur permet d'activer aussi bien en surface qu'en volume, et ceci en échangeant des porteurs avec les bandes permises (BC et BV).

En d'autres termes, ils participent à plusieurs phénomènes de génération et de recombinaison qui consistent à l'émission ou à la capture d'électrons ou de trous (figure III.27) et sont régis essentiellement par la théorie SHR [Shockley- Hall- Reed].

II. 4. Caractéristiques des défauts profonds

Les défauts profonds peuvent être ponctuels (des lacunes, des atomes interstitiels, des antisites dans les semi-conducteurs composés), des impuretés en site substitutionnel ou interstitiel (des métaux de transition : Fe, Cr, Co, ect ...), des impuretés complexes tels que les défauts de réseau ou des défauts étendus (dislocation, fautes d'empilement : figure III.28). Ces défauts peuvent s'introduire dans la structure lors de la croissance du matériau (contamination dans la chambre de croissance, la pureté des produits de base), pendant les processus de réalisation du composant (gravure des couches, expositions au plasma) ou même au cours du fonctionnement du composant (vieillessement des lasers) [14].

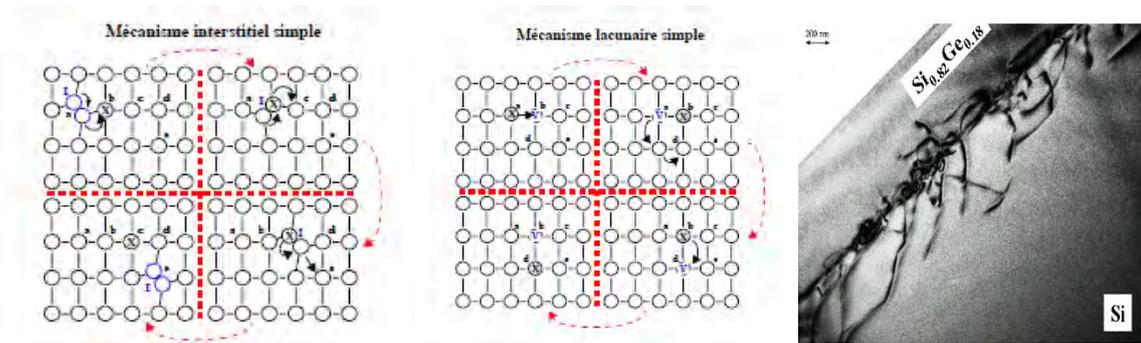


Figure III.28 Mécanisme a) interstitiel b) lacunaire c) couche SiGe relaxée : dislocations

Deux mécanismes principaux qui contrôlent les processus de recombinaison sont observés dans les semi-conducteurs. Le premier, c'est la recombinaison directe entre la bande de conduction (BC) et la bande de valence (BV) accompagnée par l'émission de photons et de phonons. Le deuxième, c'est la recombinaison indirecte par un niveau dans la bande interdite (BI) (figure III.29).

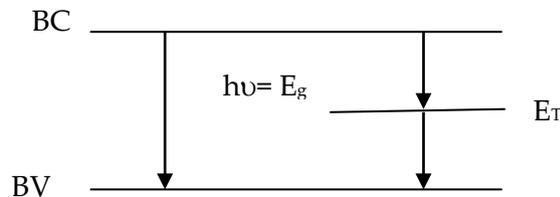


Figure III. 29 Recombinaison directe (gauche) ou indirecte par un niveau profond (droite).

Un défaut profond dans un semi-conducteur peut se comporter comme un piège, comme un centre de recombinaison ou comme un centre de génération [15], [16]. Si un porteur est piégé sur un niveau et si après un temps de piégeage, il est réémis vers la bande de provenance, le défaut est considéré un piège. Si un porteur de signe opposé est aussi capturé avant que le premier soit réémis, le niveau est un centre de recombinaison.

Les interactions de ces niveaux profonds avec les porteurs libres sont représentées sur la figure III. 30 et correspondent à :

- ❶ La capture d'un électron ;
- ❷ L'émission d'un électron ;
- ❸ La capture d'un trou ;
- ❹ L'émission d'un trou.

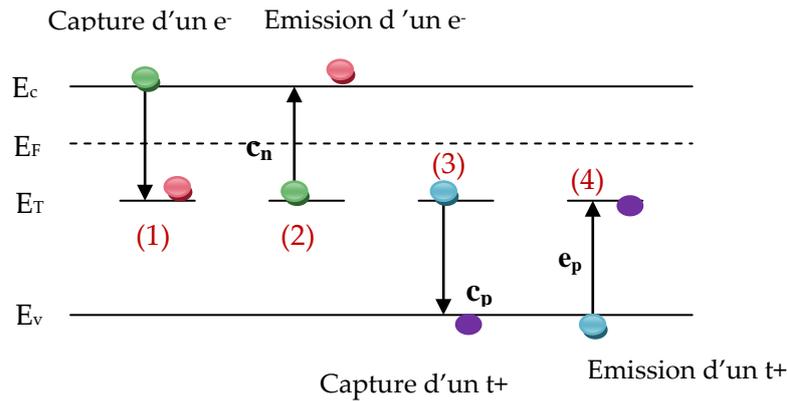


Figure III.30 Emission et capture des porteurs.

Avant de passer à l'explication détaillée du mécanisme des centres profonds dans le gap des semi-conducteurs, on a jugé opportun de rappeler quelques notions générales, importantes sur le phénomène de génération et la recombinaison des porteurs de charge.

II.5. Notions de génération et recombinaison :

On caractérise la création de porteurs dans le semi conducteur par un paramètre qui mesure le nombre de porteurs créés par unité de temps et par unité de volume qu'on note : (g'). En revanche, on caractérise la recombinaison des porteurs par un paramètre qui mesure le nombre de porteurs qui disparaissent par unité de temps et de volume qu'on note (r').

II.6 Statistique d'occupation des centres profonds :

Le processus d'émission dépend du taux d'émission ($e_{n,p}$) et de la probabilité d'occupation du centre par un porteur libre, probabilité donnée par la statistique de Fermi-Dirac à l'équilibre. Le processus de capture dépend du taux de capture ($C_{n,p}$) propre au défaut et de la probabilité d'occupation du défaut par un porteur libre.

Le transfert des électrons et des trous peut donc être décrit par les relations suivantes :

	Echange avec la BC	Echange avec la BV
Emission	Taux d'émission des électrons $e_n \cdot N_T \cdot F$	Taux d'émission des trous $e_p \cdot N_T \cdot (1-F)$
Capture	Taux de capture des électrons $c_n \cdot n \cdot N_T \cdot (1-F)$	Taux de capture des trous $c_p \cdot p \cdot N_T \cdot F$

Tableau III.1 : Taux d'émission et de capture de porteurs libres pour un centre profond.

Avec N_T la concentration totale des centres profonds et F la probabilité d'occupation d'un centre par un électron.

- e_n et e_p coefficients d'émission des électrons et trous
- c_n et c_p coefficients de capture des électrons et trous

Les taux de capture $C_{n,p}$ (m^3s^{-1}) pour les deux types de porteurs s'écrivent :

$$C_n = \sigma_n \cdot n \cdot v_{thn} \quad (III.1.a)$$

$$C_p = \sigma_p \cdot p \cdot v_{thp} \quad (III.1.b)$$

Où $\sigma_{n,p}$ sont les sections efficaces de captures du défaut profond ;

$v_{thn,p}$ sont les vitesses thermiques des porteurs ;

n, p représentent les concentrations respectives d'électrons et de trous dans les bandes d'énergie concernées,

$$v_{thn} = \sqrt{\frac{3k_B T}{m_n^*}} \quad (III.2.a)$$

$$v_{thp} = \sqrt{\frac{3k_B T}{m_p^*}} \quad (III.2.b)$$

Où m_n^*, m_p^* sont les masses effectives des électrons et des trous ;

Et k_B la constante de Boltzmann.

$$\text{Avec } n = N_C \exp\left(\frac{E_F - E_C}{k_B T}\right) \quad (III.3.a)$$

$$p = N_V \exp\left(\frac{E_V - E_F}{k_B T}\right) \quad (III.3.b)$$

N_C, N_V les densités d'état dans les bandes de conduction et de valence ,

E_{Fn}, E_{Fp} les quasi niveaux de Fermi des électrons et des trous,

$$N_V = 2 \left(\frac{2m_p^* k_B T}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} \quad (III.4.a)$$

$$N_C = 2 \left(\frac{2m_n^* k_B T}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} \quad (III.4.b)$$

h la constante de Planck,

Les taux de capture des électrons (c_n) vont déterminer les caractéristiques de défaut [17].

- Le niveau est un piège à électron si $c_n > c_p$.
- Le niveau est un piège à trou si $c_p > c_n$.
- Si $c_n \cong c_p$ le niveau se comporte comme un centre de recombinaison.

D'après les relations (III.1.a et III.1.b), un niveau profond peut se comporter comme un piège ou comme un centre de recombinaison, non seulement en fonction de la valeur de la section efficace de capture, mais aussi de la concentration des porteurs libres dans le semi-conducteur.

Les sections efficaces de capture $\sigma_{n,p}$, traduisent l'aire dans laquelle le porteur libre doit s'approcher du centre pour être capturé. Plus cette distance est grande, plus le centre intervient facilement dans le processus de génération – recombinaison (à environ 10^{-12}cm^2 on parle de forte section de capture et à environ 10^{-18}cm^2 on parle de faible section de capture).

L'expression des coefficients d'émission est obtenue en faisant le bilan détaillé des processus d'émission et de capture à l'équilibre thermodynamique, où le taux de recombinaison net est égal à 0.

$$e_n F - c_n (1 - F) = 0 \quad (\text{III.5})$$

Où F est la probabilité d'occupation du niveau par un électron. Conformément à la statistique Fermi-Dirac à l'équilibre, il est donné par :

$$F(E_T) = \frac{1}{1 + \frac{1}{g} \exp\left(\frac{E_T - E_F}{k_B T}\right)} \quad (\text{III.6})$$

g : le degré de dégénérescence ;

E_T : le niveau énergétique du défaut dans le gap.

En utilisant les équations (III.1, III.3, III.5 et III.6), on obtient :

$$e_n = \sigma_n \cdot V_{\text{thn}} \cdot N_C \cdot \frac{1}{g} \exp\left(\frac{E_T - E_C}{k_B T}\right) \quad (\text{III.7.a})$$

$$e_p = \sigma_p \cdot V_{\text{thp}} \cdot N_V \cdot \frac{1}{g} \exp\left(\frac{E_V - E_T}{k_B T}\right) \quad (\text{III.7.b})$$

La variation des taux d'émission $e_{n,p}$ peut s'exprimer, en fonction de la température selon:

$$e_n = K_n \cdot \sigma_n \cdot T^2 \cdot \exp\left(\frac{E_T - E_C}{kT}\right) \quad (\text{III.8.a})$$

$$e_p = K_p \cdot \sigma_p \cdot T^2 \cdot \exp\left(\frac{E_V - E_T}{kT}\right) \quad (\text{III.8.b})$$

$$\text{Avec : } K_n = \frac{2\sqrt{3} \cdot (2\pi)^2 \cdot m_n \cdot k^2}{h^3}, \quad K_p = \frac{2\sqrt{3} \cdot (2\pi)^2 \cdot m_p \cdot k^2}{h^3} \quad (\text{III.9})$$

Le taux d'émission thermique est donc fonction de la profondeur du piège, E_T , et de la température. Ainsi, à partir de mesure de $e_{n,p}$ en fonction de T , [18], [19] il est possible de déterminer les paramètres du piège : énergie d'activation E_T et la section efficace de capture $\sigma_{n,p}$. La mesure de $e_{n,p}(T)$ se fait en mesurant les modifications de la zone de charge d'espace d'une jonction (p-n ou schottky) induites par le remplissage et le vidage en porteurs des niveaux profonds.

II.7. Nécessité de la caractérisation :

Quel que soit le composant électronique considéré, ses caractéristiques électriques sont intimement liées aux propriétés de transport des porteurs de charge (électrons et trous) au sein du matériau. Ces propriétés de transport dépendent elles-mêmes très fortement des défauts et impuretés présentes dans le semi-conducteur. Ces défauts sont soit "natifs" (comme les lacunes et interstitiels présents à l'équilibre thermodynamique au cours des procédés de croissance), soit introduits involontairement (pollution) au cours des procédés d'élaboration des composants.

Ces défauts influent largement sur le comportement du dispositif suite aux phénomènes de génération-recombinaison opérés. La présence des défauts engendre un désaccord avec les prévisions théoriques d'où une caractérisation qui s'avère indispensable.

Connaitre un défaut profond, c'est d'une part l'identifier en tant qu'espèce chimique (impureté) ou défaut de réseau (lacune) ; et d'autre part, avoir une idée suffisante sur ses propriétés physiques. Plusieurs méthodes de caractérisation sont disponibles telles que les méthodes capacitives utilisant la zone de charge d'espace. Leur principe repose sur l'analyse des modifications de leurs impédances résultant du changement de la concentration des niveaux profonds ionisés dans la zone déplétée.

La méthode capacitive la plus utilisée est : la spectroscopie transitoire de capacité DLTS (**D**eep **L**evel **T**ransient **S**pectroscopy) [20]. Cette technique repose sur l'analyse des transitoires de capacité induits par l'émission ou la capture de porteurs sur des pièges localisés dans la zone de charge d'espace des jonctions émetteur/base ou base/collecteur des transistors.

Parmi les variantes de cette méthode on cite : DDLTS (DLTS Différentielle), DLTS Boxar, CDLTS (Conductance DLTS). Toutes ces méthodes nous offrent la possibilité de remonter aux caractéristiques des défauts considérés : la localisation du défaut, sa densité effective, sa section efficace de capture, son type ainsi que sa distribution en énergie dans le gap du semi-conducteur.

En d'autres termes, les méthodes de caractérisation nous fournissent une « carte d'identité » complète du défaut et un bilan précis des ses propriétés physiques.

II. 8. Origine des défauts dans les TBH SiGe

La filière support utilisée dans notre étude est un transistor bipolaire intégré en technologie CMOS (Complementary Oxide Semiconductor). La structure étudiée est un transistor BiCMOS $0.35\mu\text{m}$ à hétérojonction à base SiGe sur des plaquettes de 200mm avec un émetteur en polysilicium gravé et fabriqué à partir d'une technologie simple quasi -auto alignée (figure III. 31).

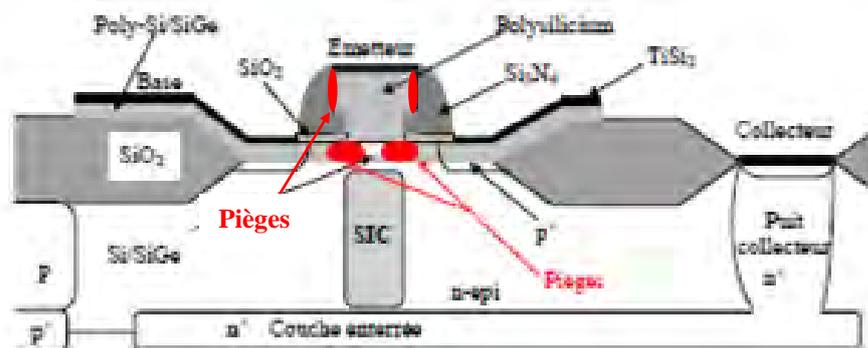


Figure III. 31 La structure étudiée : BiCMOS6 $0.35\mu\text{m}$ à hétérojonction à base SiGe avec un émetteur en polysilicium gravé et fabriqué à partir d'une technologie simple quasi -auto alignée.

Des défauts électriquement actifs seraient créés dans le matériau lors de la gravure ionique réactive RIE (Reactive Ion Etching) de l'émetteur polysilicium [15], [21]. Ce procédé de gravure fortement anisotropique crée un plasma (gaz de particules chargées ou neutres) par décharge d'un champ RF (projections des ions sur la plaquette à graver). Les défauts profonds sont engendrés par le flux d'ions fortement énergétiques, mais aussi par les contaminations chimiques. L'injection se ferait latéralement à la gravure, les défauts sont créés latéralement et s'accumulent dans les zones gravées initialement. Ceci nous amène aussi à dire que nous allons trouver des défauts à l'endroit où la gravure sera arrêtée, c'est à dire sous les espaceurs (figure III.32).

L'état de surface ainsi que la qualité de la couche surfactique dépendent donc de plusieurs paramètres tels que la nature des gaz réactifs, la pression, la température, les flux gazeux...ect.

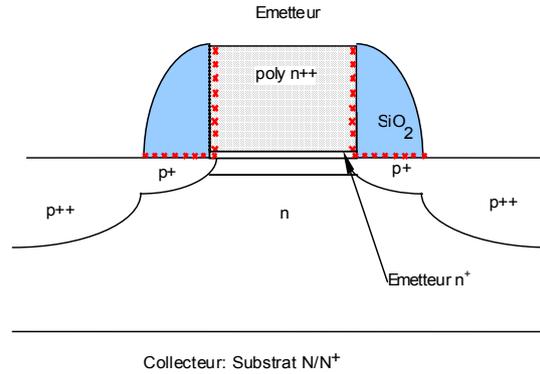


Figure III. 32 Localisation des défauts dans la structure étudiée. Les défauts sont placés horizontalement sous les espaceurs d'oxyde et latéralement à l'interface Emetteur/espaceurs.

Les croix indiquent bien les zones assistées par les défauts, il s'agit de la surface horizontale de la base intrinsèque ainsi que les deux surfaces latérales droite et gauche au niveau de l'émetteur.

II.9 Modélisation des défauts de gravure dans les TBH :

L'étude des défauts consiste à les introduire spatialement au niveau de l'équation de Poisson et les équations de continuités des électrons et des trous [22], [23]. Leur influence est introduite par une charge supplémentaire N_T .

$$\rho = q(p - n + \text{dop} + N_T) \quad (\text{III.10})$$

N_T : La densité totale des centres profonds

Le taux de génération recombinaison est affecté à son tour par l'introduction de ces défauts $G_{SHR} = G_{SHR}$.

$$G_{SHR} = \frac{NP - n_i^2}{\tau_{p\text{def}} \left(n + n_i \gamma \exp\left(\frac{E_T - E_F}{kT}\right) \right) + \tau_{n\text{def}} \left(p + n_i \frac{1}{\gamma} \exp\left(\frac{E_F - E_T}{kT}\right) \right)} \quad (\text{III.11})$$

$\tau_{n\text{def}}$, $\tau_{p\text{def}}$ sont les durées de vie des porteurs, elles dépendent des propriétés électriques du défaut.

$$\tau_{n\text{def}} = \frac{1}{c_n}, \quad \tau_{p\text{def}} = \frac{1}{c_p} \quad (\text{III.12})$$

Les taux de capture pour les deux types de porteurs s'écrivent :

$$c_n = \sigma_n n \langle V_{thn} \rangle, c_p = \sigma_p p \langle V_{thp} \rangle \quad (\text{III.13})$$

Les résultats de l'analyse DLTS ont été réalisés à l'Institut de Nanotechnologie de Lyon de l'INSA de Lyon [1], [15]. Ces résultats nous ont permis de fixer des ordres de grandeur pour les caractéristiques des défauts que nous avons modélisés.

II.9.1. Section de capture et énergie d'activation

Des mesures par DLTS ont été effectuées sur les jonctions émetteur/base de transistors bipolaires à base SiGe de différentes dimensions (résumées dans le tableau suivant) :

Transistor	A	B	C	D
Surface de l'émetteur (μm^2)	100 x 100	30 x 30	20 x 10	2 x 10
Périmètre de l'émetteur (μm)	400	120	60	24

Tableau III. 2 Dimensions des échantillons à mesurer par DLTS [15], [24].

La section de capture et l'énergie d'activation sont extraites :

Echantillons	E_T (eV)	σ (cm^2)
A	0.59	$2,6.10^{-17}$
B	0.62	$1,3.10^{-17}$
C	0.58	$9,3.10^{-18}$
D	0.79	$4,4.10^{-17}$

Tableau III. 3 Sections efficaces de capture et énergie d'activation des échantillons mesurés par DLTS [24].

Ainsi, les défauts sont caractérisés par des sections de capture de l'ordre de 10^{-17} cm^2 avec des énergies d'activation d'environ 0.6eV, soit vers le mi-gap.

II.9.2. Densité effective des défauts

La quantité de centres est déterminée à partir de l'amplitude du transitoire de capacité résultant de l'émission de charges par des centres profonds, par la relation

$$\frac{\Delta C}{C} = \frac{1}{2} \cdot \frac{N_T}{N_d}$$

Avec N_d est le dopage dans la zone de charge d'espace où se trouvent les défauts responsables du signal DLTS. Ainsi, les résultats observés, donnent des valeurs de $\frac{N_T}{N_{d,a}}$ proche de $5 \cdot 10^{-1}$.

Ainsi, la valeur moyenne de N_T trouvée pour les transistors étudiés était de l'ordre de 10^{18} cm^{-3} . Pour notre structure, en considérant des caractéristiques semblables pour les défauts incorporés et sachant que les valeurs de dopage dans la base et dans l'émetteur sont respectivement de $2,5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ et de $1,5 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ la valeur de N_T sera du même ordre de grandeur : 10^{18} cm^{-3} [24].

II.9.3. Type de pièges :

Le bilan des propriétés physiques du défaut relevé fournit par l'analyse DLTS indique que ce dernier indique que la section efficace de capture pour les trous σ_p est égale à 10^{-17} cm^2 , cette dernière est très supérieure à la section efficace de capture des électrons σ_n qui est de l'ordre de 10^{-21} cm^2 ($\sigma_p \gg \sigma_n$).

Cette différence d'ordre de grandeur entre σ_p et σ_n montre que ce défaut a une plus grande aptitude à capturer les trous que les électrons. Ceci justifie le fait que nous considérons ce défaut comme un piège à trous [15].

II.9.4. Caractéristiques des pièges modélisés

Les caractéristiques des pièges modélisés sous SIBIDIF sont les suivantes [25] :

<i>Type de pièges</i>	Piège à trous
<i>Concentration en cm^{-3}</i>	10^{18}
<i>Section de capture en cm^2</i>	10^{-17}
<i>Position dans le gap en eV</i>	0.6

Tableau III. 4 Signature des défauts de gravure modélisés par SIBIDIF.

Nous avons cependant mené, comme nous le verrons par la suite, une étude afin de discerner l'influence sur les caractéristiques électriques de la position dans le gap du niveau piège, la densité effective des défauts ainsi que leur section efficace de capture.

II.9.5. Localisation des défauts:

Nous venons de voir que les défauts peuvent être placés soit sous les espaceurs soit au niveau de leur interface avec l'émetteur [26]. Nous avons donc modélisé ces deux types de structure en vue de simuler leur influence sur les caractéristiques électriques.

Présentons, tout d'abord les deux structures (figures III. 33 et III. 34), puis les profils de pièges des densités effectives des défauts.

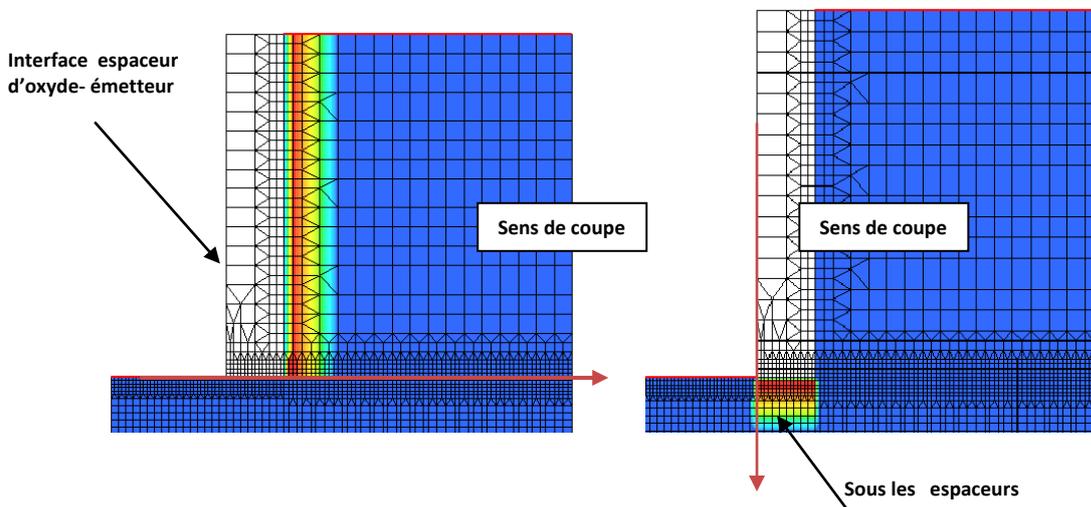


Figure III.33 Localisation des défauts latéraux (à l'interface émetteur espaceurs).

Figure III.34 Localisation des défauts Horizontaux (sous les espaceurs).

Les profils de pièges introduits suivants les sens de coupe indiqués sont représentés selon les figures III. 35 et III. 36.

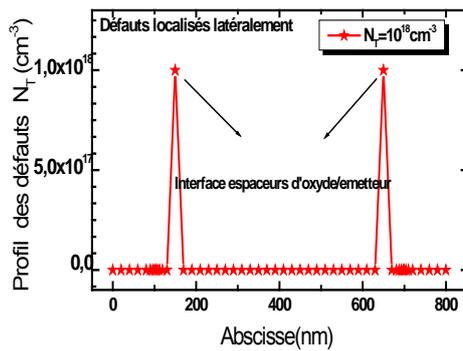


Figure III. 35 : Profil de défauts latéraux.

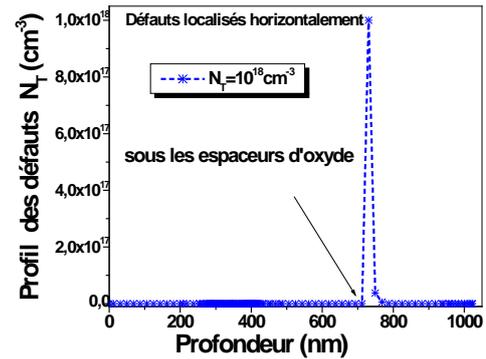
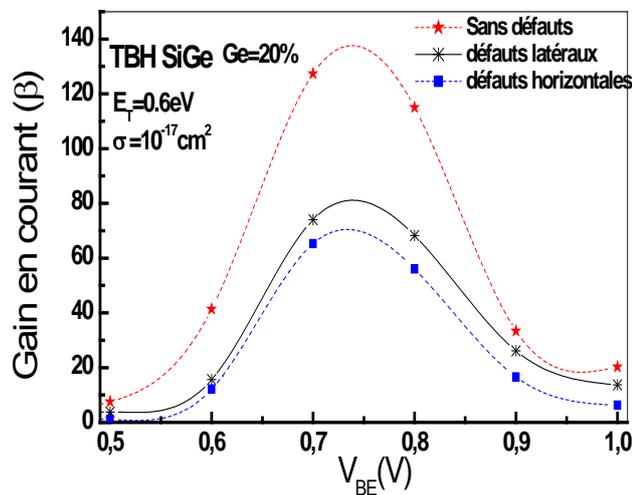


Figure III.36 : Profil de défauts sous les Espaceurs.

Nous avons, par la suite procédé à la simulation électrique de ces deux structures. Les résultats sont donnés sur la figure III.37.

Figure III. 37 : Gain en courant en fonction de V_{BE} pour un TBH sans défauts avec défauts horizontaux et latéraux.

Ainsi, nous pouvons distinguer un gain est plus faible lorsque les défauts sont placés sous l'espaceur (environ 65), alors que lorsqu'ils sont placés latéralement par rapport à ces mêmes espaceurs, le gain est plus fort (environ 75). Il est donc important de limiter au maximum la présence de ces défauts sous les espaceurs.

C'est pourquoi, plusieurs technologies actuelles utilisent des oreillettes destinées à empêcher la formation de défauts sous les espaceurs (France Telecom et St Microelectronics). Sans la présence de cette couche, la gravure s'arrête lorsqu'elle rencontre la base, ce qui va générer des défauts comme nous l'avons vu. Ici, la couche d'oxyde que nous intercalons permet

d'arrêter la gravure et donc d'éviter de créer des défauts à la surface de la base, comme le montre la figure III. 38.

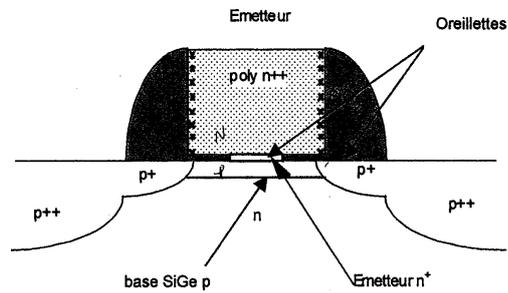


Figure III. 38 : Schématisation de la structure étudiée avec des défauts placés à l'interface espaceurs d'oxyde/ émetteur ; introduction des oreillettes.

La filière BiCMOS6 a été réalisée ainsi. Cette structure permet donc de supprimer les défauts situés sous les espaceurs, par contre, elle ne permet pas, a priori, d'empêcher l'injection de défauts latéralement à la gravure, à l'interface espaceurs/emetteur. C'est donc, à ce type de défauts, que nous nous sommes plus particulièrement intéressés.

III. Modélisation des défauts placés latéralement dans les TBH SiGe

III.1 . Influence des défauts sur les caractéristiques électriques

Les défauts sont placés à l'interface espaceurs/émetteur latéralement. La figure III.39 représente l'évolution des courants de base et de collecteur pour un TBH avec et sans défauts à base SiGe. Le courant du collecteur reste inchangé par contre le courant de base augmente.

Ceci est dû à la présence des centres de génération recombinaison dans la zone de charge d'espace émetteur/base, mais situé à la périphérie de cette dernière. Au courant de base va s'ajouter le courant de génération recombinaison I_{GR} . Le courant de collecteur étant constant, l'introduction des défauts introduit donc, une diminution dans le gain du transistor [27]. Nous observons une variation notable de celui-ci (figure III.40). Pour un composant sans défauts à 0.7V il est de 127.65 par contre pour un TBH avec des défauts placés latéralement à la gravure le gain chute à 74.25.

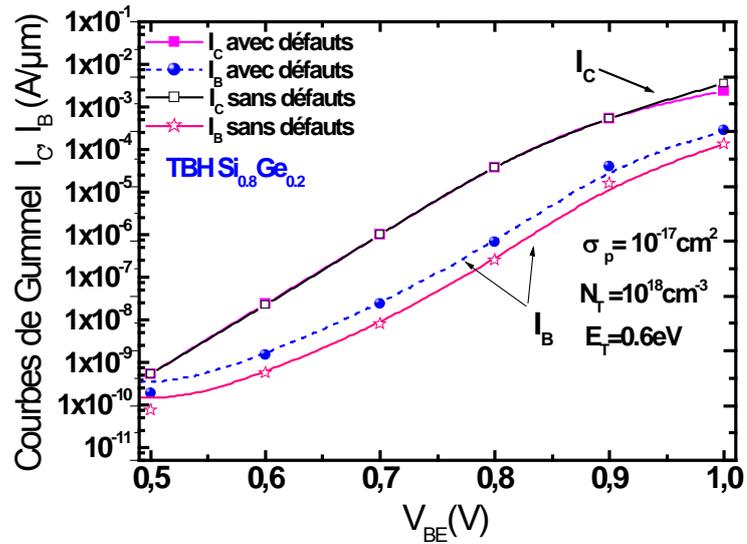


Figure III. 39 Courant de base et de collecteur en fonction de V_{BE} pour un TBH SiGe avec et sans défauts.

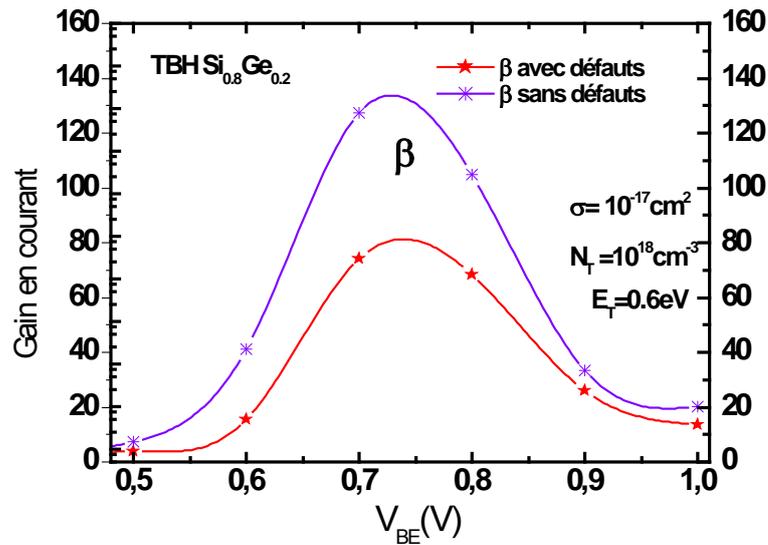


Figure III. 40 Gain en courant (β) en fonction de V_{BE} pour un TBH SiGe avec et sans défauts.

La figure III.41 représente, quant à elle, la comparaison entre les résultats obtenus en simulation et des résultats expérimentaux pour des transistors HBT SiGe réalisés en technologie BiCMOS. Nous observons un bon accord entre les deux types de caractéristiques. La légère différence qui existe peut être due à d'autres types de défauts tels que ceux présents au niveau de la base extrinsèque (cf. implantation).

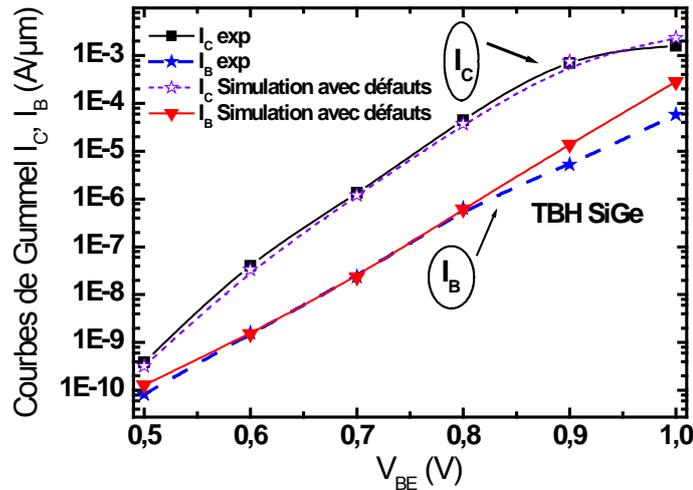


Figure III. 41 Comparaison du courant de base et de collecteur en fonction de V_{BE} pour un TBH SiGe Simulé par SIBIDIF et des résultats expérimentaux [1].

III.2. Influence de la section efficace de capture σ_p des défauts

La figure III.42 illustre l'évolution du gain en fonction de la section efficace de capture des trous σ_p , le gain est sensible a des sections de capture faible de l'ordre de 10^{-21}cm^2 cette sensibilité augmente avec l'augmentation de la section efficace de capture. Plus la section efficace de capture augmente plus le centre intervient facilement dans le processus de génération – recombinaison et le gain devient alors plus faible.

En outre, à titre comparatif la figure III.42, présente le gain des défauts situé horizontalement sous les espaceurs d'oxyde et ceux placés latéralement à l'interface émetteur/espaceur. On distingue bien une nette amélioration du gain lorsque les défauts sont placés latéralement.

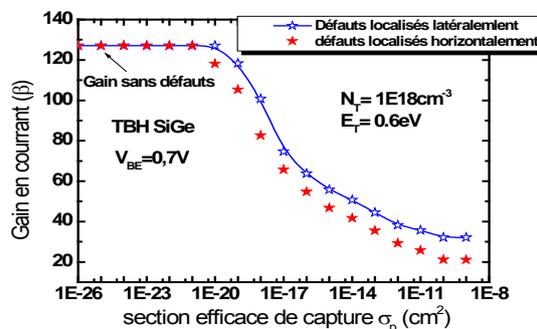


Figure III. 42 : Gain en courant maximal (β_{max}) en fonction de la section efficace de capture pour un TBH SiGe avec des défauts placés horizontalement et latéralement.

On peut, d'ores et déjà conclure que le logiciel SIBIDIF est plus sensible que d'autres logiciels commerciaux tels que ISE [24] (Integrated Systems Engineering). En effet, en utilisant ce dernier, la différence sur le gain en courant n'apparaît qu'à une section efficace de capture de l'ordre de 10^{-13}cm^2 (fig. III-43). Notons que les mesures DLTS montrent que ces défauts ont une section efficace de capture autour de 10^{-17}cm^2 .

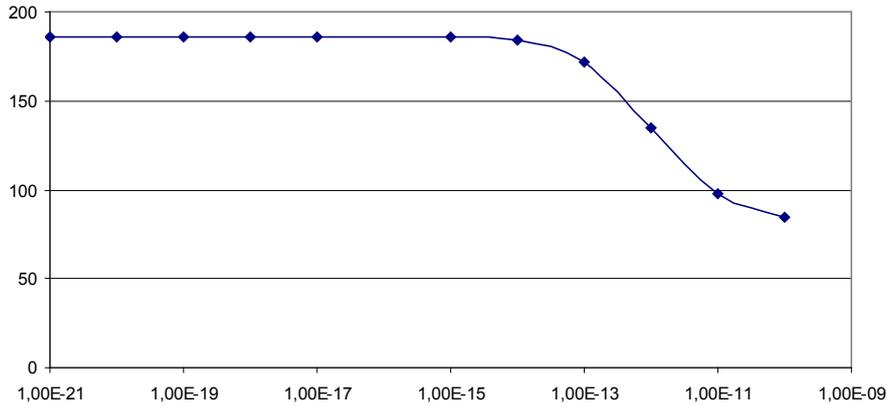


Figure III. 43 Evolution du gain maximum avec la section de capture simulé par ISE [23]

III.3. Influence de la densité effective N_T

L'ordre de grandeur de la concentration des défauts créés lors de la gravure ionique réactive est de l'ordre de $\cong 10^{18} \text{cm}^{-3}$ [15]. Nous pouvons observer sur la figure III. 43 une modification de I_B qu'à partir des concentrations supérieures ou égales à $N_T = 10^{18} \text{cm}^{-3}$: valeur du même ordre de grandeur que le dopage de la base. Pour une concentration de l'ordre de $1,5 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$, le courant de base n'est pas affecté par la présence de défauts. En augmentant la densité effective des défauts N_T le gain en courant diminue progressivement (figure III.44).

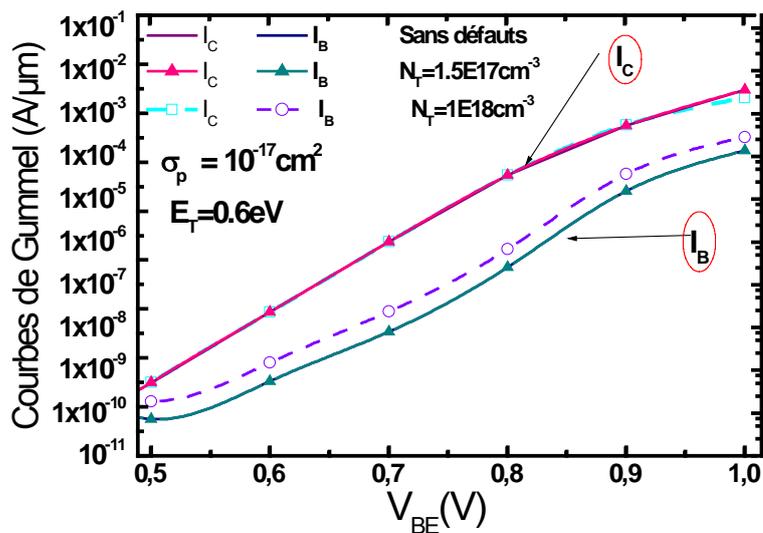


Figure III. 44 Courant de base et de collecteur en fonction de V_{BE} pour un TBH SiGe en fonction de la densité effective des défauts N_T .

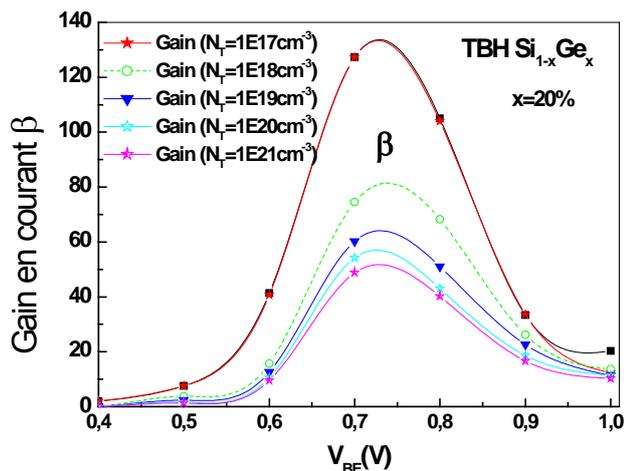


Figure III. 45 : Gain en courant (β) en fonction de la densité effective des défauts N_T .

III.4. Influence du niveau d'énergie E_T du défaut

En outre, nous avons modélisé l'influence des défauts électriquement actifs dans le gap du semi-conducteur, Afin de déterminer leur répercussion sur les caractéristiques électriques du TBH à base SiGe.

Nous avons placé ces pièges à trous autour du mi gap (0,55eV, 0,6eV, 0,65eV), Nous observons une sensibilité du gain en fonction de la position du piège dans le gap du semi-conducteur. Plus le piège est localisé près la bande de la valence; plus la capture de trous devient

plus facile. Nous observons une réduction du courant base (figure III.46), et par conséquent une augmentation du gain courant (figure III.47).

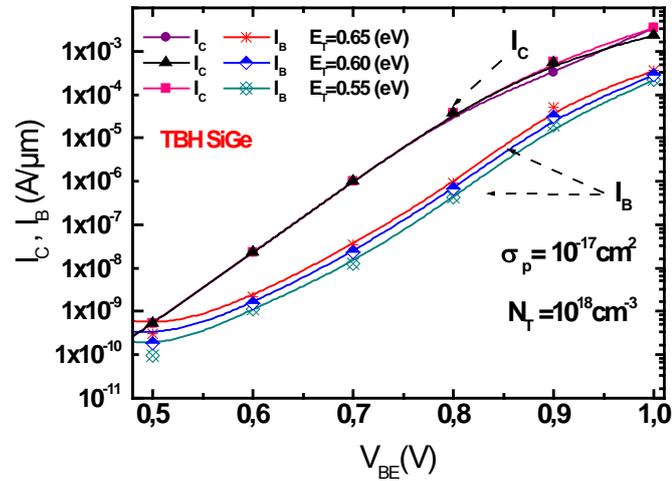


Figure III. 46 Courant de base et de collecteur en fonction de V_{BE} pour un TBH SiGe en fonction de la position du défaut dans le gap du semi-conducteur.

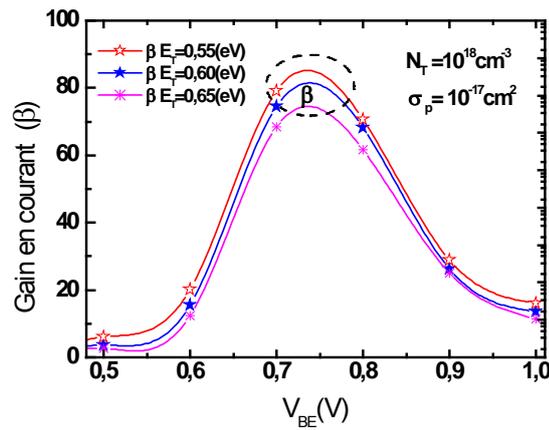


Figure III. 47 Gain en courant (β) de V_{BE} pour un TBH SiGe en fonction de la position du défaut dans le gap du semi-conducteur.

Conclusion:

L'étude que nous avons menée sur les hétérojonctions $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ avait pour objectif la modélisation de transistors bipolaires à hétérojonction à base SiGe. La structure étudiée correspond à la filière BiCMOS6 0.35 μm présentant une hétérojonction SiGe au niveau de la base avec et un émetteur en polysilicium gravé et fabriqué à partir d'une technologie simple quasi -auto alignée.

Nous avons pu cerner l'impact de la présence du SiGe dans la base, grâce aux propriétés de ce matériau. Dans une première approche, nous avons modélisé à l'aide du logiciel SIBIDIF un TBH Si/SiGe ainsi qu'un BJT tout silicium de même dimensions et dopage.

Les diagrammes de bandes sont affectés par l'introduction d'un autre matériau autre que le silicium dans la base. C'est l'effet du « Bandgap Narrowing ». Cette différence ΔE_{SiGe} induit une variation de la concentration intrinsèque dans la base, de la mobilité ainsi que l'injection des électrons dans le collecteur. Les caractéristiques électriques du composant se trouvent affectées, ce qui engendre une augmentation du niveau du gain en courant des transistors considérés.

Nous avons présenté entre autre, la modélisation des défauts inhérents à la gravure du polysilicium. L'introduction des défauts permet de mettre en évidence l'impact de leur présence sur les caractéristiques statiques du composant (courant de base, courant de collecteur, et le gain en courant).

Les performances électriques du TBH sont pénalisées par la présence des défauts. Cependant la position a une légère influence. La localisation de ces défauts, ainsi que leur densité effective, leur position dans la bande interdite du semi-conducteur, influent directement sur les caractéristiques électriques du composant.

De plus, cette étude nous a permis de tester le logiciel SIBIDIF et pouvoir comparer nos résultats avec des mesures expérimentales et d'autres relevées grâce à des logiciels commerciaux.

Références Bibliographiques

- [1] J. Raoult, “Etude et modélisation des transistors bipolaires à hétérojonction SiGe application à la conception d’oscillateurs radiofréquences intégrés”, *Thèse de doctorat, Institut National des Sciences Appliquées, INSA de Lyon*, 2003.
- [2] A. Monroy, W. Laurens, M. Marty, et al. “ a high performance 0.35 μm SiGe BiCMOS technology for wireless applications”, *Proceeding BCTM*, pp. 121, 124, 1999.
- [3] P. Chevalier, C. Fellous, B. Martinet, F. Leverd, F. Saguin, D. Dutartre et A. Chantre, “180 GHz f_T and f_{MAX} self-aligned SiGeC HBT using selective epitaxial growth of the base”, *European Solid-State Device Research Conference*, pp. 299–302, 2003.
- [4] F. Chaudier, “ Etude physique des transistors bipolaires à hétérojonctions Si/SiGe intégrés dans une technologie BiCMOS0.35 μm ”, *Thèse de Doctorat Institut National des Sciences Appliquées, INSA de Lyon*, pp, 2001.
- [5] J. S. Rieh, L. H. Lu, L. P. B. Katehi and P. K. Bhattacharya, “Experimental Determination of Minority Electron Mobility in p-type Pseudomorphic SiGe/Si”, in *IEEE Topical Meeting on Silicon Monolithic Integrated Circuits in RF systems*, pp. 10-15, 1999.
- [6] M. Lakhdara, “Modélisation bidimensionnelle de transistors bipolaires à hétérojonctions à base Si_{1-x}Ge_x intègres en technologie CMOS ”, *Mémoire de magister, département d’électronique, Université Mentouri de Constantine*,2001.
- [7] V. Palankovski,, G. Röhrer, T. Grasser, S. Smirnov, H. Kosina, S. Selberherr, “Rigorous modeling approach to numerical simulation of SiGe HBTs”, *Applied Surface Science*, vol. 224, pp. 361–364, 2004.
- [8] A. Biswas, P. K. Basu, “Calculation of figures of merit of Si/Si_{1-x-y}Ge_xC_y/Si HBTs and their optimization, *Solid- State Electronics*, Vol. 45 pp- 1885- 1889, 2001.
- [9] C. Fellous, “Epitaxies d’alliages Silicium-Germanium en milieu industriel pour les applications BiCMOS”, *Thèse de doctorat, Université de Grenoble I– Joseph Fourier*, 2002.
- [10] Chevalier, P.; Raya, C.; Geynet, B.; Pourchon, F.; Judong, F.; Saguin, F.; Schwartzmann, T.; Pantel, R.; Vandelle, B.; Rubaldo, L.; Avenier, G.; Barbalat, B.; Chantre, A.; « 250-GHz self-aligned Si/SiGeC HBT featuring an all-implanted collector », *Bipolar/BiCMOS Circuits and Technology Meeting*; Page(s):1 - 4 2006
- [11] H. Mathieu, “Physique des semi-conducteurs et des composants électroniques ” *3ème édition paris : Masson*, 1996.
- [12] S. M. Sze, “Physics of semiconductor devices”, 2nd edition New york : John Wiley & Sons, pp. 1-853, 1981.

- [13] C. Kittel “Physique de l’état solide”, *Dunod*, 1992.
- [14] M. Guessoumi, “étude des défauts électriquement actifs dans les composants hyperfréquence de puissance dans les filières SiC et GaN”, *Thèse de doctorat*, école doctorale de Lyon, 2006.
- [15] O. De Barros, “Caractérisation électrique des défauts induits par l’intégration de la base d’un transistor bipolaire à hétérojonction SiGe en technologie BiCMOS”, *Thèse de doctorat*, *Institut National des Sciences Appliquées INSA de Lyon*, 0106, pp. 1-165, 1997.
- [16] L. Militaru, “ Etude de défauts induits lors de l’intégration des transistors bipolaires à hétérojonctions Si/SiGe dans une technologie BiCMOS avancée”, *Thèse de doctorat institut des sciences appliquées laboratoire de physique de la matière (LPM) INSA de Lyon*, 2000.
- [17] P. K. Bhattacharaya, S. Dhar, “Deep level in III-V compound semiconductors, Semiconductors and semimetals”, *Edited by B. K. Willardson and A.C. Beer. New – York : Academic Press*, Vol. 26, pp. 144-229, 1988.
- [18] J. Bourgoin, M. Lannoo, “Point defect in semiconductors II: experimental aspects”, *Berlin: Springer-Verlag*, 1983.
- [19] G.F. Neumark, K. Kosai, “ Deep levels in wide band gap III-V semiconductors, Semiconductors and semimetals”, *Edited by B. K. Willardson and A.C. Beer. New – York : Academic Press*, Vol. 19, pp. 1-65, 1983.
- [20] D. V. Lang, “Deep level transient spectroscopy: a new method to characterize traps in semiconductors”. *J. Appl Phys*. Vol. 45N ° 7, pp. 3014-3022. 1974.
- [21] L. Militaru, A. Souifi, M. Mouis, A. Chantre, G Brémond, “Investigation of deep traps in silicon – germanium epitaxial base bipolar transistors with a single polysilycon quasi self – aligned architecture,” *Microelectronic Reliability*, Vol. 41 N°2, pp. 253 -263, 2001.
- [22] M. Lakhdara, S. Latreche, C. Gontrand " Modélisation des défauts induits par la gravure du polysilicium dans un TBH Si/SiGe intégré dans une technologie BiCMOS", *International Congress of Photovoltaic and Wind Energy, ICPWE'2003, Tlemcen, Algeria* , Abstracts Books Vol II, pp 158. 2003.
- [23] M. Lakhdara, S. Latreche, C. Gontrand " Etude des Défauts électriquement Actifs dans un Transistor Bipolaire à Hétérojonction SiGe compatible CMOS", *International Conference on Physics its Applications, CIPA' 2003, Oran* ; pp, 161, 2203.
- [24] F. Miller “Modélisation d'un transistor bipolaire à hétérojonction influence de défauts électriquement actifs”, *Projet de Fin d'étude, Institut National des sciences Appliquées INSA de Lyon*, pp.-40, 2002.
- [25] M. Lakhdara, S. Latreche, F. Miller, C. Gontrand, " Influence of the Position Defects Electrically Active On the Characteristics of an SiGe HBT", *The 16th International*

Conference on Microelectronics, Tunisia, IEEE Catalog Number : 04EX918, ISBN : 0-7803-8656, pp. 569-573, Dec. 2004.

- [26] C. Gontrand, J. Raoult, P. Girard, S. Latreche, L. Militaru, F. Miller, J. Verdier, K. Soufi, F. Calmon, P. J. Viverge and B. Bouazza, “ Theoretical and experimental insights concerning ultra submicronic Si/SiGe heterojunction bipolar transistor specified for radio frequency range system, ” *Recent Research Developments in Science and Technology of Semiconductor*, Transworld Research Network, pp. 131-147, 2002.
- [27] Maya LAKHDARA, Saïda LATRECHE and Christian GONTRAND , “Modelling of Parasitic Effects Induced by Electrically Active Defects in a SiGe HBT”, *European Physical Journal Appl. Phys.* Vol. 43, 55–63, 2008 www.edpsciences.org.



Chapitre IV

*Limites du SiGe et Apport du
carbone dans les TBH SiGeC*

Introduction

Un autre matériau a vu le jour dans les technologies BiCMOS, il s'agit du SiGeC, dont le principal intérêt réside dans la réalisation des composants actifs sur silicium à très haute fréquence [1]. En effet, les TBH SiGe ont des fréquences de transition n'excédant pas les 80 GHz. L'introduction du carbone dans la structure de la base permet, tout en restant compatible avec une technologie silicium, d'obtenir des transistors bipolaires adaptés. Ces dispositifs ont vu ainsi une amélioration significative (des f_T de plus de 500 GHz ont déjà été obtenus par ST Microelectronics [2]) sur les performances hautes fréquences.

Souvent redoutée et évitée dans la microélectronique, la présence du carbone à des concentrations inférieures au pour cent est, en fait, faiblement nocive. Historiquement, le carbone a été introduit dans les bases SiGe des TBH pour compenser la contrainte générée par le Germanium [3], [4]. Par la suite, il a été démontré que le carbone a la propriété de bloquer la diffusion du bore dans la base SiGe, et de permettre ainsi la réalisation de bases plus fines grâce à un meilleur confinement des atomes dopants. En revanche, l'introduction de carbone n'est pas neutre sur le fonctionnement du transistor bipolaire : Outre la modification du profil de dopage dans la base, le carbone a également un effet direct sur le diagramme de bande lorsqu'il est incorporé en site substitutionnel.

En effet, les trois premiers éléments de la colonne IV de la classification périodique forment des alliages silicium-germanium (SiGe) et silicium-germanium-carbone (SiGeC) qui sont à la fois compatibles avec le silicium et qui offrent des paramètres physiques différents. Ainsi la juxtaposition au silicium d'alliages SiGeC de teneurs en germanium et carbone contrôlées permet une ingénierie des hétérostructures, semblable aux matériaux III-V.

On dispose alors de nouveaux degrés de liberté pour la modification des structures de bande et des niveaux de contrainte dans l'échantillon de silicium, ouvrant la voie à une nouvelle gamme d'ingénierie des dispositifs.

En quelques années, cet accroissement des performances a été exponentiel dans le cas des TBH, notamment grâce aux alliages SiGeC, permettant aux composés IV-IV d'atteindre, voire de dépasser, les caractéristiques électriques des dispositifs III-V.

La connaissance des propriétés physiques de l'alliage formé entre le silicium, le germanium et le carbone est essentielle pour bien appréhender les différents effets ayant une influence sur la diffusion des dopants dans les matériaux SiGe et SiGeC.

Outre l'effet des défauts de gravure, sur les caractéristiques électriques des transistors bipolaires à hétérojonctions (TBH) considérés, nous nous sommes intéressés dans ce quatrième chapitre, à l'introduction du carbone dans la base de ces transistors afin de réaliser des bases SiGeC. De plus, une comparaison des résultats obtenus en simulation (logiciel SIBIDIF) avec ceux déterminés expérimentalement à l'I.N.L. (Institut de Nanotechnologie de Lyon) a été effectuée. Nous avons pris en compte divers paramètres (taux de germanium, pourcentage de carbone, épaisseur de la base ...), afin d'optimiser le TBH à base SiGeC, innovant sur plusieurs points, et entièrement compatible avec la technologie BiCMOS.

Tout d'abord, dans la première partie de ce chapitre, nous développerons les propriétés cristallines et électriques de l'alliage SiGeC. L'affinité de cet alliage avec le silicium sera soulignée afin de bien analyser les modifications des propriétés physiques qui sont imposées au cristal principalement composé de silicium, germanium et carbone.

La deuxième partie, expose de manière quantitative l'effet de chacun des paramètres physiques influant sur le fonctionnement des dispositifs SiGeC. Les simulations réalisées s'appuyant de manière fondamentale sur les modèles physiques présentés dans le deuxième chapitre.

La troisième partie, expose les caractéristiques électriques propres au TBH SiGeC avec un pourcentage de carbone inférieur au pourcent. Afin de vérifier la validité des résultats obtenus par le logiciel SIBIDIF, une comparaison des résultats simulés a été comparée avec des résultats expérimentaux et le logiciel commercial ADS (Advanced Design System) qui est basé sur le modèle HICUM destiné à des transistors rapides issus des technologies récentes.

Finalement, dans la dernière partie de ce chapitre, une étude des principaux effets de la température sur les paramètres physique relatifs au matériau, nous permettra de dégager un ensemble de lois régissant le comportement thermique des TBH SiGeC. Cette étude sera secondée par un une analyse des performances statiques du composant (courant de base de collecteur, et gain en courant), parachevée d'une comparaison entre la simulation et les mesures. Sachant qu'à basses températures les performances statiques du TBH révèlent une forte amélioration propice à un emploi du transistor pour des applications cryogéniques.

I. Le matériau SiGeC

I.1. Propriétés cristallines

Le silicium est probablement le matériau dont les propriétés cristallines sont les mieux connues. L'incorporation dans le silicium d'atomes de germanium et de carbone modifie ses différents paramètres cristallins et notamment la taille de sa maille cristalline élémentaire.

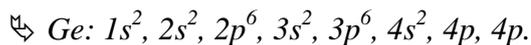
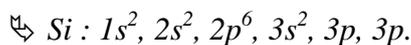
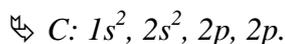
L'association de films SiGe avec un substrat silicium engendre alors des contraintes mécaniques limitant son utilisation. L'accumulation de ces contraintes est critique et peut conduire à l'obtention d'un alliage SiGe relaxé par la génération et la multiplication de dislocations d'accord de maille. C'est ce phénomène de relaxation qui limite l'utilisation du SiGe et qui mène à l'introduction d'une faible quantité de carbone compensant les contraintes mécaniques des films SiGe [5].

Les différents aspects cristallins de l'alliage SiGeC seront développés dans cette section.

I.2. Structure cristalline de l'alliage

Contrairement aux alliages III-V et II-VI, les atomes de la colonne IV du tableau périodique des éléments (figure IV.1) sont chimiquement similaires et d'une grande compatibilité physique. Ainsi, l'obtention d'alliages d'éléments du groupe IV peut se faire en évitant facilement les problèmes courants des composés hétérogènes tels que la miscibilité partielle des atomes, l'ordre atomique à petite et grande échelle dans le matériau, ou bien la stabilité de phase de l'alliage lors des traitements thermiques.

Le silicium, le germanium et le carbone forment, tous les trois, un cristal de type diamant avec un paramètre de maille respectif de 5,4310 Å, 5,6578 Å et 3,5625 Å. La structure électronique des trois atomes est [6] :



Éléments		Z=14 Silicium		Découverte		Berzélius, 1824, Suède												
Rayon atomique (nm)		0,118		Masse molaire atomique (g/mol)		28,1		Électronegativité		1,7								
Température fusion		1410		Température ébullition (°C)		2355		Orbitales		3p2								
1	H	2	He	Masse volumique (g/mL)				2,33		Isotopes		8						
2	Li	Be	B	C	N	O	F	Ne	13	14	15	16	17	18				
3	Na	Mg	Al	Si	P	S	Cl	Ar	11	12	13	14	15	16				
4	K	Ca	Sc	Ti	V	Cr	Mn	Fe	Co	Ni	Cu	Zn	Ga	Ge	As	Se	Br	Kr
5	Rb	Sr	Y	Zr	Nb	Mo	Tc	Ru	Rh	Pd	Ag	Cd	In	Sn	Sb	Te	I	Xe
6	Cs	Ba	La*	Hf	Ta	W	Re	Os	Ir	Pt	Au	Hg	Tl	Pb	Bi	Po	At	Rn
7	Fr	Ra	Ac#	Rf	Db	Sg	Bh	Hs	Mt	104	105	106	107	108	109			

Figure IV.1 Tableau périodique des éléments de Mendeleïev.

La formation d'une solution de substitution solide est régie par une règle empirique qui limite fortement sa probabilité de formation lorsque la différence de rayon atomique de deux éléments dépasse 14% [5].

Dans le cas du silicium et du germanium, cette différence n'est que de 4,2% et de plus, les deux atomes ont la même structure de couche électronique et partagent une même structure cristallographique. Ainsi, le silicium et le germanium sont miscibles en toute proportion.

Cette même règle peut être appliquée au couple silicium- carbone, qui présente une différence de rayon covalent de 23%. Nous pouvons d'ores et déjà considérer les alliages SiGe et SiGeC comme des déviations du silicium pur. En effet, les différents paramètres physiques et électriques des alliages SiGe et SiGeC, peuvent être déduits des caractéristiques du silicium pur par des fonctions continues des concentrations en germanium et carbone [7], [8].

De plus, la rupture des paramètres physiques de l'alliage SiGeC avec le silicium pur n'apparaît que pour des concentrations supérieures à 60% de germanium et 1% de carbone. Nous ne considérons pas les alliages dépassant ces limites car, en plus de n'être que rarement utilisés et étudiés, les alliages contenant une trop forte concentration de germanium et de carbone sont de nature différente, et voient ainsi leurs caractéristiques physiques varier fortement ; ils doivent être étudiés de façon spécifique.

Le silicium est le cristal de référence à partir duquel les paramètres physiques des alliages SiGe et SiGeC, de “faibles” concentrations relatives en germanium (x) et carbone (y), peuvent être déduits simplement.

I. 3. Incorporation du carbone

Le problème de la relaxation des couches contraintes se pose surtout dans le cas des alliages SiGe sur substrat silicium car elles sont soumises à des niveaux de contraintes très élevés. En effet, la présence d’une faible concentration de carbone dans les alliages SiGeC permet une importante compensation du paramètre de maille des alliages SiGe.

Pour une concentration inférieure à 1%, l’incorporation du carbone dans le Si et le SiGe se fait uniquement en site substitutionnel du réseau cristallin [9]. Pour des concentrations plus importantes, le surplus de carbone est inséré dans la maille cristalline, en site interstitiel, et ne contribue pas à la compensation du désaccord de maille.

A une concentration de carbone incorporée supérieure à 2%, il se forme des nano-cristaux de carbure de silicium, β -SiC [10], qui constituent des défauts cristallins et peuvent même mener à l’obtention d’un dépôt polycristallin. Ces nano-cristaux créent une forte déformation locale du cristal de silicium et génèrent des problèmes d’agrégation. Ces précipités solides de carbure de silicium constituent des défauts électriques nocifs qui seront toujours à éviter dans les dispositifs silicium.

I. 3.1. Paramètre de maille

L’approximation du paramètre de maille de l’alliage massif SiGeC se fait habituellement par l’extrapolation linéaire entre celui du silicium noté a_{Si} (5.43Å), celui du germanium a_{Ge} (5.66Å) et celui du carbone a_C (3.56Å) par la loi de Vegard [11].

$$a_{Si_{1-x-y}Ge_xC_y} = a_{Si} + x \cdot (a_{Ge} - a_{Si}) + y \cdot (a_C - a_{Si}) \quad (IV.1)$$

Cette loi met en évidence l’augmentation du paramètre de maille avec la concentration en Ge et sa baisse avec la teneur en Carbone. L’accroissement de la maille cristalline dû à la présence du Ge peut se compenser par l’introduction du carbone (figure VI.2). On constate donc que l’introduction du germanium et du carbone a pour effet de changer le paramètre de maille et de créer un désaccord de maille entre le Si et le SiGeC.

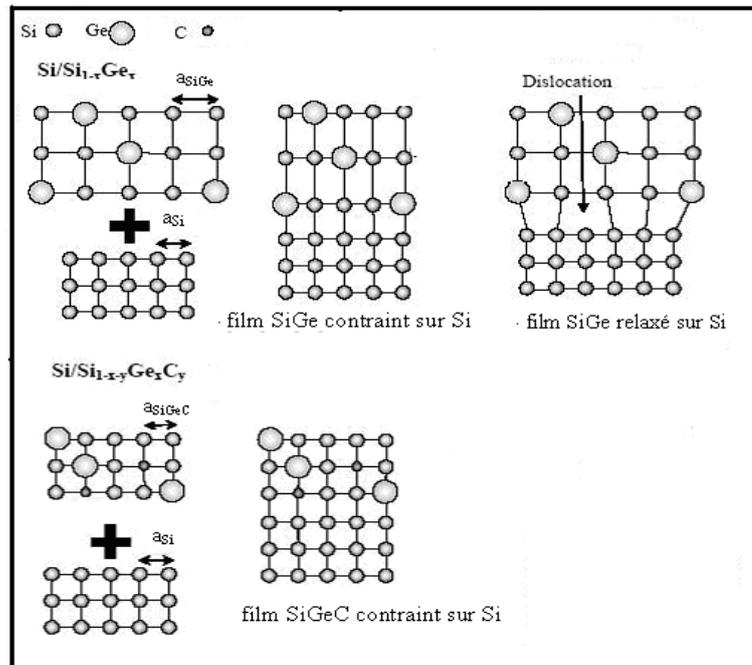


Figure VI.2 Schéma représentant les différents films contraint et relaxé du Si/SiGe et Si/SiGeC sur Si.

I.3.2. Largeur de la bande interdite du matériau SiGeC

L'utilisation des alliages SiGe et SiGeC, et l'accès aux divers états de contraintes par leur association en hétérostructures, permettent une certaine liberté de modification des paramètres électriques des alliages SiGeC par rapport à ceux du silicium pur. En effet, les caractéristiques électriques des différentes applications de ces alliages sont intimement liées à l'ingénierie des structures de bandes qu'ils permettent.

La contrainte biaxiale et la présence du carbone réduisent la bande interdite du matériau SiGe. L'incorporation du carbone a un impact double sur la largeur du gap. D'une part, il induit un abaissement de la bande de conduction et réduit d'autant le gap. D'autre part, il peut compenser le paramètre de maille, en réduisant la contrainte exercée par le substrat sur le film epitaxié.

Sachant que l'effet de la réduction de l'état contraint est plus important que la baisse de la bande de conduction, le bilan sera un léger écartement des bandes permises avec le pourcentage du carbone suivant la formulation [12] :

$$E_{g(\text{SiGeC})} = E_{g(\text{SiGe})} + 3.4 \cdot y \quad (\text{IV.2})$$

$$E_{g(\text{SiGeC})} = E_{g(\text{Si})} - 0.96 \cdot x + 0.43 \cdot x^2 - 0.17 \cdot x^3 + 3.4 \cdot y \quad (\text{IV.3})$$

Cette relation montre l'augmentation du gap 3.4 fois avec pourcentage de C.

il est communément suggéré que la réduction totale de la bande interdite pour l'alliage ternaire $\text{Si}_{1-x-y}\text{Ge}_x\text{C}_y$ est principalement définie par un offset majoritaire de la bande de valence et un offset minoritaire dans la bande de conduction.

II. Apport du carbone dans les TBH SiGe

En donnant plus de liberté de modification aux paramètres du silicium, l'utilisation des matériaux SiGe et SiGeC ouvre au silicium des domaines d'applications réservés jusqu'à présent aux semi-conducteurs composés (III-V). Cela permet en même temps de surmonter les difficultés rencontrées avec les dispositifs classiques. Parmi les domaines où ces matériaux étalent leurs avantages, on cite les transistors bipolaires à hétérojonction TBH.

Depuis le milieu des années 1980, la présence du carbone dans le silicium est étudiée et ses effets physiques sont à présent bien évalués [13]. Longtemps remise en question et redoutée, la présence de carbone était strictement proscrite dans l'industrie microélectronique du silicium.

D'abord utilisée pour permettre la compensation du paramètre de maille des matériaux SiGe, le carbone montre l'inconvénient d'avoir une très faible solubilité dans le silicium à l'équilibre thermodynamique. De plus, les atomes de carbone sont des centres profonds de recombinaison dont la présence fait chuter la durée de vie des porteurs et le gain en courant, et dégrade ainsi les performances du dispositif.

En fait, des études récentes montrent que le carbone est moins gênant. La formation de nano cristaux, redoutés pour leurs effets indésirables, peut être évitée par la limitation de la concentration du carbone à des valeurs inférieures à 1%.

En ce qui concerne la durée de vie des porteurs, la réduction des dimensions des dispositifs de nouvelles générations rend ce paramètre moins critique parce qu'elle permet des temps de transit très faible devant la durée de vie des porteurs, même réduite par la présence du carbone. D'autre part, l'apport de l'hétérostructure Si/SiGe dans les TBH permet de compenser l'effet négatif du carbone. Enfin, il est démontré que le carbone, lorsqu'il est inséré en site substitutionnels, bloque la diffusion des dopants de la région base vers le collecteur et l'émetteur, ce qui permet l'obtention de bases fines et fortement dopées (figure IV. 3). L'obtention de profils

de bore très fins et fortement dopés est possible, permettant aux dispositifs bipolaires d'atteindre des performances dynamiques décuplées.

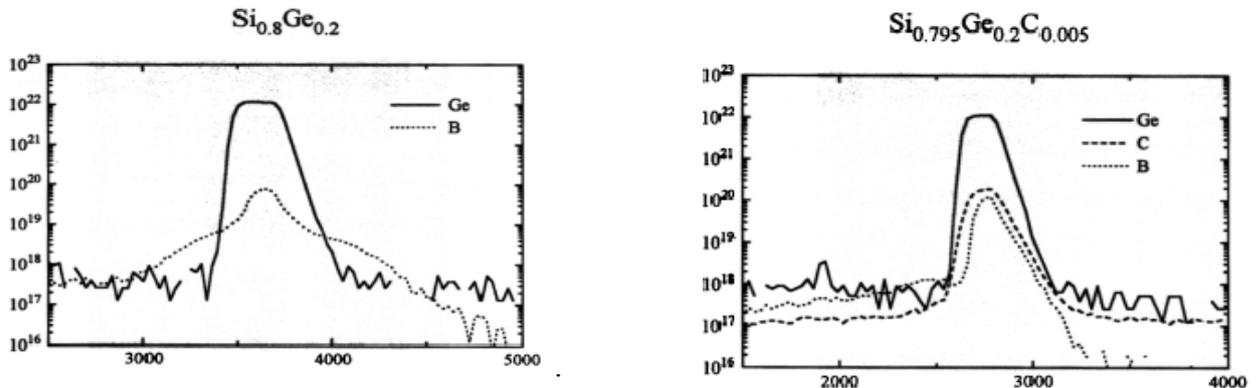


Figure IV.3 : Profil de diffusion du bore dans un TBH à base a) SiGe b) SiGeC [5].

En effet, pendant le processus post épitaxie d'un transistor NPN SiGe, l'implantation du dopant Bore dans les atomes interstitiels de silicium peut élever considérablement son profil de diffusion dans les régions contiguës de Silicium figure (IV.4). Ce phénomène est connu comme Diffusion Rehaussée Transitoire (en anglais TED : *Transient Enhanced Diffusion*) [14].

L'implantation ionique, étape technologique incontournable dans la micro-électronique, permet d'introduire une dose connue de dopants à une profondeur contrôlée dans le substrat de silicium. Les différents atomes sont introduits à haute énergie dans le substrat où un traitement thermique assure leur activation électrique. Or, au début de ce recuit, on observe un effet transitoire de diffusion qui réduit de façon importante le contrôle des jonctions fines et le gain que l'on pouvait espérer par l'utilisation des procédés d'implantation à basse énergie. Ce phénomène, dû à l'accumulation des défauts cristallins créés lors de l'implantation ionique, est une réelle limitation technologique à la réduction des dimensions des dispositifs.

Classiquement, dans le cas de structures SiGe, une solution pour réduire les effets TED peut être de construire un transistor double polysilicon. Cette solution est néanmoins complexe et coûteuse. Une autre solution consiste à étendre les zones de dopage de la couche $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ entre le p^+ $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ et les couches d'émetteur et de collecteur. Cependant, l'épaisseur de la couche SiGe et par conséquent l'épaisseur des zones de dopage de couches doivent être minimisés pour éviter la formation des défauts de tension induite. C'est ainsi que l'introduction de Carbone dans la couche d'épitaxie s'avère être aujourd'hui la solution la plus efficace pour contenir (voire supprimer) cette diffusion du bore et maintenir alors une largeur de bande interdite étroite dans la base du transistor.

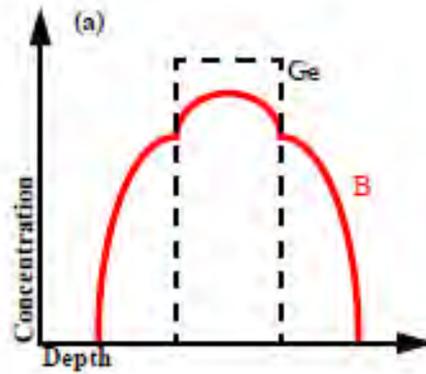


Figure IV. 4 Schématisation du profil de bore typique pour une diffusion de Bore à travers l'échantillon. Les profils de bore et de germanium sont représentés respectivement en continu et en pointillé.

En effet, il a été montré que des basses concentrations de Carbone dans la couche de base SiGe peuvent limiter considérablement le phénomène de TED du Bore. Des applications avec succès de couches riches en Carbone ont été rapportées pour les transistors bipolaires d'hétérojonction SiGe [15].

En effet le coefficient de diffusion (D) du carbone et du bore s'écrit sous l'expression suivante (loi d'Arrhenius) :

$$D = D_0 \cdot \exp(E_a / kT) \quad (\text{IV.4})$$

L'énergie d'activation, E_a des deux espèces d'atomes est de l'ordre de 3 eV alors que le facteur de diffusion pré-exponentiel, D_0 , est plus de 10 fois plus élevé pour le carbone que pour le bore [16]. Cela implique que, dans une grille contenant du carbone et du bore, les atomes de carbone vont "consommer" les atomes interstitiels avec un taux plus élevé que dans le cas du bore et de cette façon réduire, limiter la diffusion du bore. Cette diffusion réduite du bore dans des alliages $\text{Si}_{1-y}\text{C}_y$ et $\text{Si}_{1-x-y}\text{Ge}_x\text{C}_y$ a été vérifiée expérimentalement via des comparaisons avec des échantillons tests sans carbone [17].

L'incorporation de carbone dans la base SiGe/Si pendant l'épitaxie de fabrication est utilisée pour supprimer le TED, c'est à dire la diffusion excessive du bore critique lorsque l'on réduit l'épaisseur de la base. La figure IV.5 illustre le mécanisme TED dans la structure d'un transistor SiGe. Des atomes silicium interstitiels créés dans les environs de la région d'émetteur pendant l'implantation extrinsèque de la base diffusent latéralement sous l'émetteur où ils peuvent être piégés par les atomes substitutionnels de bore.

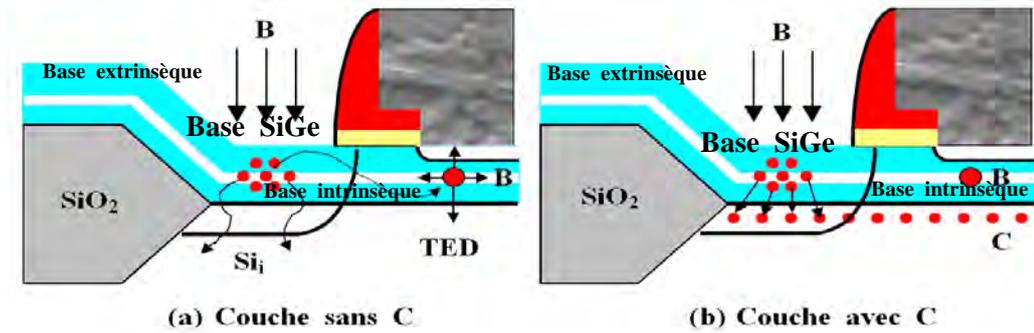


Figure IV.5. Schématisation de la section transversale du TBH, montrant la couche introduite de carbone par implantation épitaxiale dans la base Si/SiGe pour supprimer la TED [18].

Les atomes de bore sont très mobiles [19] et ils peuvent diffuser devant la couche SiGe, en causant la formation d'une barrière de potentiel parasite. Il doit être signalé que la longueur de diffusion latérale des atomes interstitiels de silicium peut être assez grande par rapport à une largeur d'émetteur typique [20]. Cela signifie que l'effet d'élargissement de la base n'est pas limité au voisinage immédiat des régions extrinsèque de la base, mais peut même s'étendre partout dans la région d'émetteur du transistor.

Pour illustrer l'intérêt du carbone dans la base SiGe d'un transistor bipolaire et pour ce paragraphe, nous avons reporté sur la figure IV.6, les résultats de Spectrométrie de Masse Ionique Secondaire (SIMS) de deux TBH fabriqués avec et sans carbone (avec une couche dopée de bore après un recuit thermique à 925°C de 10 s).

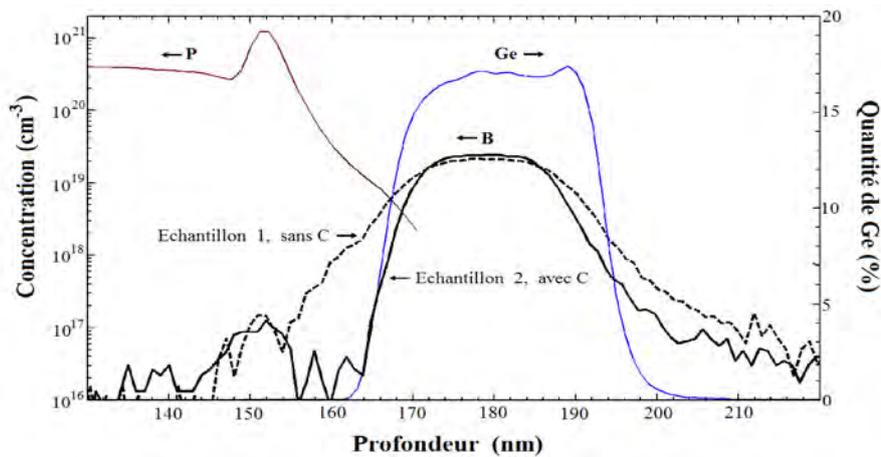


Figure IV.6. Profil de Bore dans deux TBH fabriqués après un recuit thermique. L'échantillon 1 (ligne en pointillés) est exempt de carbone dans sa base. L'échantillon 2 (ligne en trait plein) est dopé avec une concentration de carbone de 10^{20} cm^{-3} . [18].

On peut conclure qu'à faible concentration dans le silicium et les matériaux SiGeC, le carbone est un remède efficace contre l'exodiffusion du bore dans la base des TBH SiGe.

II. Modèles physiques relatifs au matériau SiGeC

II.1. Constante diélectrique

L'évolution de la constante diélectrique des alliages SiGeC en fonction des teneurs en germanium et en carbone est donnée par la loi de Vegard :

$$\varepsilon_{\text{Si}_{1-x-y}\text{Ge}_x\text{C}_y} = \varepsilon_{(\text{Si})} + x(\varepsilon_{\text{Ge}} - \varepsilon_{\text{Si}}) + y(\varepsilon_{\text{C}} - \varepsilon_{\text{Si}}) \quad (\text{IV.5})$$

ε_{Si} , ε_{Ge} , ε_{C} : sont les constantes diélectriques du silicium, du germanium et du carbone respectivement. Leurs valeurs respectives sont: 11.9, 16 et 2.5.

✓ x : le pourcentage de germanium;

✓ y : le pourcentage de Carbone.

II.2. Largeur de la bande interdite du SiGeC

Comme nous l'avons détaillé dans les paragraphes précédents, la contrainte biaxiale et la présence du germanium ont pour effet de réduire la largeur de bande interdite des alliages SiGe. L'incorporation en site substitutionnel du carbone dans les alliages SiGe, à faible concentration, a pour effet d'augmenter faiblement la largeur de bande interdite du matériau en compensant la contrainte biaxiale des films SiGe sur substrat silicium. En effet, dans la pratique, les alliages SiGeC utilisés dans la micro-électronique sont les films en contrainte pseudomorphique sur substrat silicium et nous restreignons nos travaux à l'étude de ces couches.

Plusieurs publications ont porté sur l'étude expérimentale de la variation de la largeur de bande interdite des alliages SiGeC en fonction de leur teneur en carbone substitutionnel.

La largeur de la bande interdite de l'alliage massif est inférieure à celle du silicium. La contrainte subie par une couche SiGe épitaxiée sur silicium induit une réduction supplémentaire de la bande interdite en comparaison à celle du matériau massif. L'incorporation du carbone dans l'alliage massif apporte un léger écartement des bandes permises. Le modèle décrivant l'évolution globale du gap en fonction de ces facteurs [12] est représenté par l'équation (IV.6).

$$E_{g(\text{SiGeC})} = E_{g(\text{Si})} - 0.96 \cdot x + 0.43 \cdot x^2 - 0.17 \cdot x^3 + 3.4 \cdot y \quad (\text{IV-6})$$

II.3. Durée de vie de porteurs

Constituant des centres profonds de recombinaison, les atomes de carbone dans le SiGeC sont à l'origine d'une diminution considérable de la durée de vie de porteurs comme l'illustre le tableau suivant :

Teneur en carbone (C)%	E_g (eV)	Durée de vie (Ps)
0	0.9542	124.84
0.1	0.9567	90.18
0.25	0.9605	64.02
0.5	0.9667	43.21
0.75	0.9729	32.55
1	0.9792	26.10
1.5	0.9917	18.72
2	1.0042	14.59
2.5	1.0167	11.95

Tableau IV.1 : La durée de vie et la largeur de bande dans le SiGeC en fonction du pourcentage en carbone pour un taux de Ge de 20% [21].

II.4 Réduction de la bande interdite BGN

La présence du carbone dans les alliages SiGeC ont pour effet une l'augmentation [22] de la bande interdite par rapport à celle du SiGe, d'où une diminution du BGN (Band Gap Narrowing) [23], [24].

$$\Delta E_{g(\text{SiGeC})} = E_{g(\text{Si})} - E_{g(\text{SiGeC})} \quad (\text{IV-7})$$

$$\Delta E_{g(\text{SiGeC})} = 0.96 \cdot x - 0.43 \cdot x^2 + 0.17 \cdot x^3 - 3.4 \cdot y \quad (\text{IV-8})$$

II.5 Densité effective d'état

Dans le cas d'un film contraint (SiGeC/Si) la densité effective d'état des électrons et des trous $N_{C(\text{SiGeC})}$ et $N_{V(\text{SiGeC})}$ est considérée égale à celle du SiGe ainsi que la mobilité des porteurs [5].

$$N_{C(\text{SiGeC})} \approx N_{C(\text{SiGe})} = N_{C(\text{Si})} + x (N_{C(\text{Ge})} - N_{C(\text{Si})}) \quad (\text{IV-9})$$

$$N_{V(\text{SiGeC})} \approx N_{V(\text{SiGe})} = N_{V(\text{Si})} + x (N_{V(\text{Ge})} - N_{V(\text{Si})}) \quad (\text{IV-10})$$

III. Modélisation des TBH à base SiGeC

Nous présentons dans ce paragraphe, les résultats de simulations électriques des TBH (transistors bipolaires NPN à hétérojonctions) à base SiGeC à émetteur polysilicium intégré en technologie BiCMOS7G. Nous mettons en évidence ainsi, l'intérêt de l'intégration du SiGeC comme matériau de base.

Dans un premier temps, nous avons déterminé les caractéristiques de Gummel d'un transistor à base SiGe et nous les avons comparées à celles d'un transistor à base SiGeC (même géométrie, mêmes profils de dopage). Le but étant l'analyse de l'impact du pourcentage de carbone ajouté (0.5%, 0.75%, et 1%) sur les caractéristiques électriques du composant.

La technologie BiCMOS7G présente une dimension minimale latérale, correspondant à la longueur de canal de la partie MOS. Elle vaut entre 0,35 μm et 0,18 μm . L'épaisseur de la base est de l'ordre de 30nm, ceci permet d'accroître les performances du composant (figure IV.7).

L'émetteur en Silicium polycristalin est dopé de façon uniforme avec de l'arsenic à environ $1.5 \cdot 10^{20} \text{cm}^{-3}$. Ce dernier est entouré par deux espaceurs d'oxyde afin de mieux délimiter les contacts de la base. La région inférieure de l'émetteur est théoriquement monocristalline, en vue d'éviter le courant tunnel et d'améliorer la jonction Polycristalin/Silicium.

Paramètres	Valeurs	Paramètres	Valeurs
Largeur d'émetteur	500nm	Dopage poly-Si	$1.5 \cdot 10^{21} \text{ at/ cm}^3 \text{ (As)}$
Longueur de l'émetteur	$\approx 300 \text{ nm(Si)}$	Longueur de la base extrinsèque	100nm
Longueur de la base intrinsèque	600nm	Dopage base	qqqs $10^{18} \text{ at/ cm}^3 \text{ (B)}$
Epaisseur de base	30nm	% Carbone maximale	0.5, 0.75 et 1%
% Carbone maximale	0.5, 0.75 et 1%	% Ge	20%
Epaisseur de collecteur	$\approx 600 \text{ nm}$	Dopage collecteur	$3 \cdot 10^{16} \text{ at/ cm}^3 \text{ (P)}$
Epaisseur de la couche enterrée	$\approx 30 \text{ nm}$	Dopage collecteur N⁺	$1.5 \cdot 10^{20} \text{ at/ cm}^3 \text{ (As)}$
Longueur de collecteur	800nm		

Tableau IV. 2 Paramètres physiques des TBH SiGeC simulés.

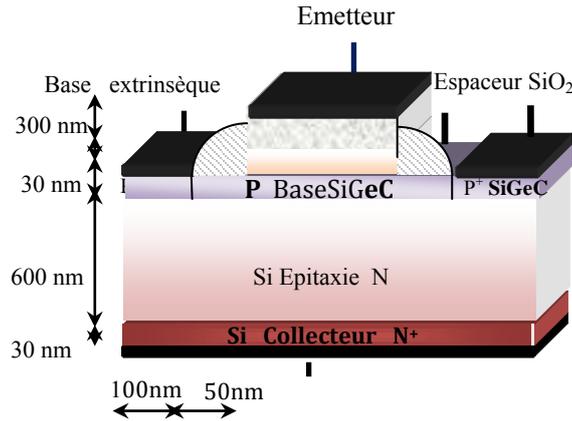


Figure IV. 7 Exemple de la structure simulée
D'un TBH à Base $Si_{1-x-y}Ge_xC_y$ avec une
épaisseur de la base de 30nm.

III.1 Etude des propriétés électriques

III.1.1 Diagramme de bandes d'énergie

La largeur de bande interdite du SiGeC est légèrement supérieure à celle du SiGe et inférieure à celle du Silicium. La barrière de potentiel vue par les électrons pour passer de l'émetteur dans la base a légèrement augmenté dans le cas d'une jonction Si/SiGeC par rapport au cas d'une jonction Si/SiGe. Cependant cette même barrière est moins importante dans le cas d'une jonction Si/SiGeC que dans le cas d'une jonction Si/Si.

La figure IV.8.a représente la distribution des bandes d'énergies pour un TBH SiGe et SiGeC avec un pourcentage de germanium de 20% et celui du carbone de 0.75% (inférieur à 1%), un Zoom sur la base des TBH est représenté sur la figure IV.8.b. Comme prévue ces figures attestent une augmentation des bandes d'énergie dans le cas d'un TBH SiGeC.

Cette augmentation est fortement liée au taux du carbone dans l'alliage $Si_{1-x-y}Ge_xC_y$. Plus le taux de carbone augmente plus la barrière de potentiel augmente par rapport à un TBH SiGe.

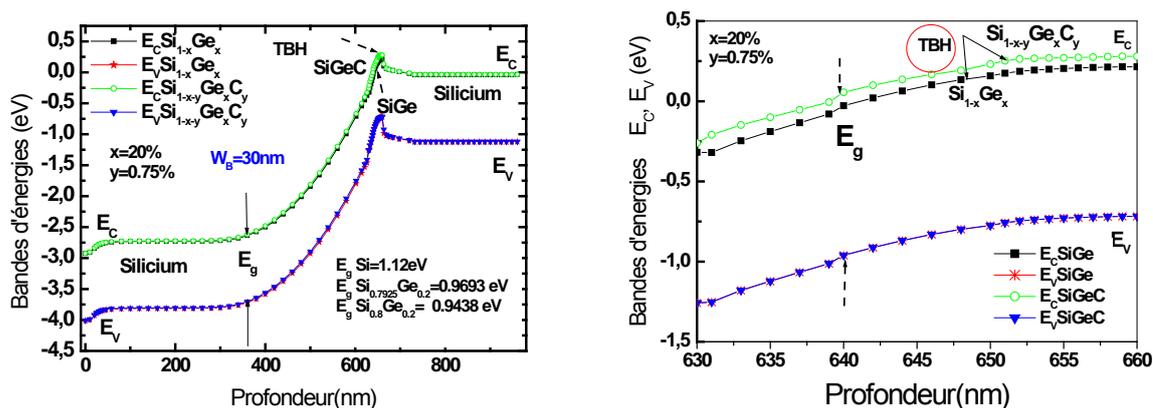


Figure IV. 8 a) Diagramme de bandes d'un (TBH) NPN à base SiGe et SiGeC avec un pourcentage de germanium de 20% et du carbone 0.75%
 b) un Zoom sur la base $W_B= 30nm$, $V_{BE}=0.7V$.

La différence qui se crée sur la bande interdite est fonction du taux de germanium x et du carbone y . La figure IV. 9 représente la largeur de la bande interdite de la base SiGeC qui s'avère plus faible (0.9693eV) que celle d'un BJT tout silicium (1.12eV) et légèrement supérieure à celle d'une base SiGe (0.9438eV).

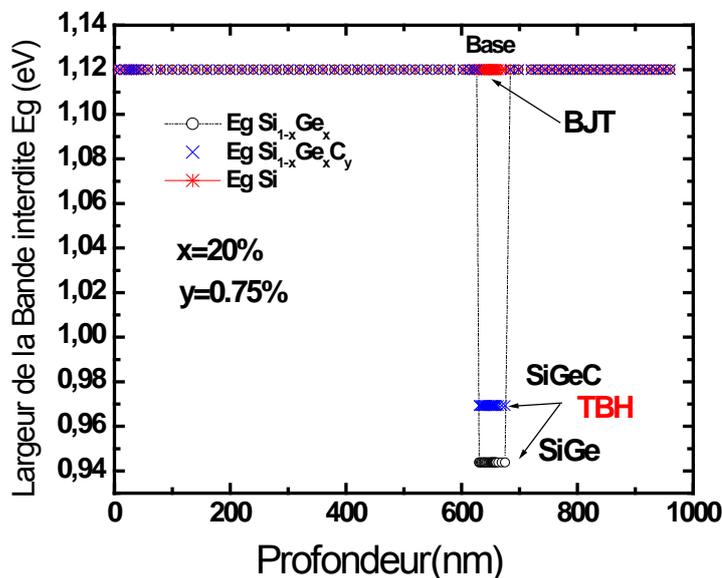


Figure IV. 9 Largeur de la bande interdite E_g d'un BJT silicium et un TBH NPN à base SiGe et SiGeC avec un pourcentage de germanium de 20% et du carbone 0.75%.

III.1. 2 Densités des porteurs en fonction du pourcentage de carbone

Nous avons déterminé les caractéristiques d'un transistor à base SiGe et nous les avons comparées à celles d'un transistor à base SiGeC (même géométrie, mêmes profils de dopage) afin de mettre en évidence l'impact du pourcentage de carbone qui doit être inférieur au pourcent (0.5%, 0.75%, et 1%) sur les caractéristiques électriques du composant.

La figure IV. 10 représente l'évolution des densités des trous d'un TBH à base SiGe et SiGeC pour un taux de germanium constant de 20%, et taux de carbone inférieur à 1% (0.5%, 0.75%, 1%).

On distingue une augmentation de la densité des trous en fonction du taux de carbone. Ceci est due notamment à la réduction de la durée de vie des porteurs dans la base prescrits par la présence du carbone dans la base. Le bore reste confiner dans la base ce qui engendre une augmentation au niveau des trous [25].

En outre, on distingue une diminution dans la variation des électrons [26], plus le taux de carbone augmente dans l'alliage SiGeC plus les électrons diminues considérablement figure IV.11.

La réduction peut s'expliquer par l'élargissement de bande interdite dans la jonction Si/SiGeC, et la réduction de la diffusion du bore dans la base.

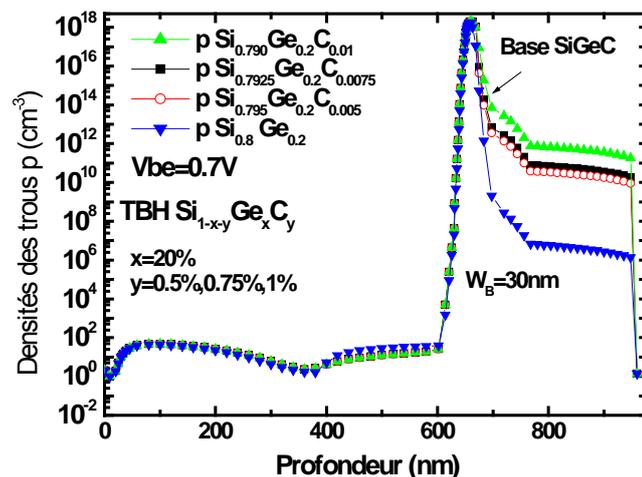


Figure IV.10 Evolution des densités de trous d'un TBH à base $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$, $\text{Si}_{1-x-y}\text{Ge}_x\text{C}_y$ avec un taux de germanium de 20% et un taux de carbone (0.5%, 0.75%, et 1%).

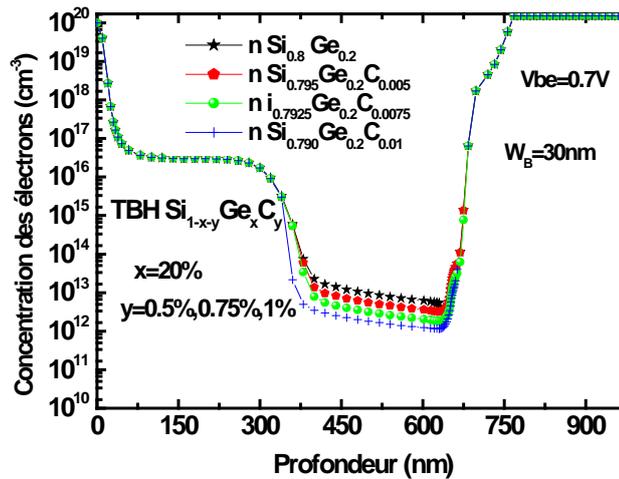


Figure IV.11 Evolution des densités d'électrons d'un TBH à base $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$, $\text{Si}_{1-x-y}\text{Ge}_x\text{C}_y$ avec un taux de germanium de 20% et un taux de carbone (0.5%, 0.75%, et 1%).

L'influence du niveau d'injection sur les densités des porteurs est étudiée pour un TBH à base SiGeC avec un taux de germanium de 20% et un taux de carbone de 0.75% pour une polarisation progressivement portée à 0.9V et une polarisation de la jonction collecteur-base en inverse de 3 V.

Ainsi, nous pouvons remarquer un remplissage progressif de la base par des électrons avec le niveau d'injection allant des faibles polarisations aux fortes polarisations.

La figure IV.12. a représente l'évolution des électrons pour un fort niveau d'injection, nous discernons une extension de la base, la zone épitaxiée est envahie d'électrons tant sous l'émetteur que sous la base intrinsèque, et excède la valeur des densités d'impuretés. Cette influence est également observée sur les densités de trous (figure IV.12.b), avec le niveau d'injection nous remarquons une injection croissante des trous dans l'émetteur. A fort niveau d'injection, la base s'élargit et apparaît le phénomène de modulation de la résistivité de la base.

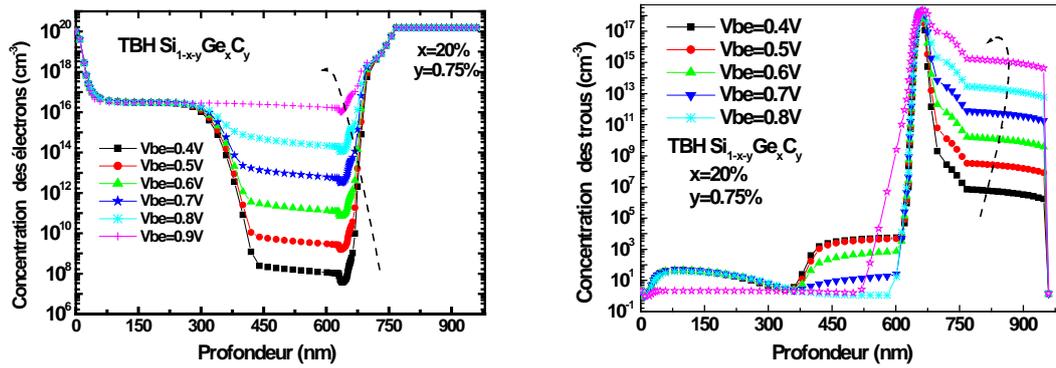


Figure IV.12 a) Densité d'électrons et b) des trous pour un TBH à base SiGeC avec un taux de carbone de 0.75 % et de germanium de 20% en fonction de la polarisation de la base de 0.4V à 0.9V.

III.1.3. Potentiel électrostatique

La figure IV.13. a illustre le potentiel électrostatique d'un TBH à base SiGe et SiGeC avec un taux de germanium de 20% et de carbone (0.5%, 0.75% et 1%) ainsi qu'un BJT.

Nous remarquons, que le potentiel d'un TBH est plus faible dans le cas d'une base SiGeC que dans une base Silicium(BJT) et légèrement supérieur par rapport au potentiel dans une base SiGe.

Afin de mieux cerner l'impact du carbone dans la base du TBH, un Zoom à été effectué (figure IV. 13.b). Plus le taux de carbone augmente dans l'alliage plus le potentiel diminue dans la base.

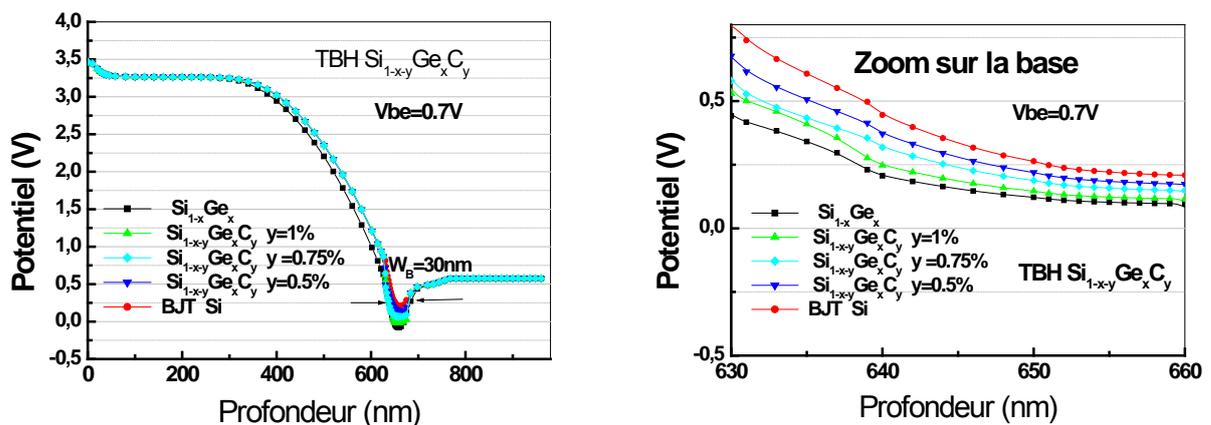


Figure IV.13.a) Potentiel électrostatique d'un BJT et un TBH à base de SiGe (Ge=20%) et SiGeC (0.5%, 0.75% et 1%) Vbe=0.7V. b) un Zoom du potentiel sur la base du TBH.

III.2. Courbes de Gummel et gain en courant

III. 2. 1. Caractéristiques obtenues par Sibidif

Plus on augmente le taux de carbone dans l'alliage $\text{Si}_{1-x-y}\text{Ge}_x\text{C}_y$ plus la largeur de la bande interdite augmente par rapport à celle du $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ [27], néanmoins elle reste toujours inférieure à la largeur de bande interdite du Silicium pur. Cette légère augmentation, ΔE_{SiGeC} induit une variation de la concentration intrinsèque dans la base, ceci influe notamment sur les caractéristiques électriques du composant et sur les densités de trous et d'électrons. La figure IV.14 représente l'évolution des courants de collecteur et de base (I_C et I_B) dans le cas d'un transistor à hétérojonction d'un TBH à base SiGe et SiGeC. On voit bien que pour une même polarisation V_{BE} le courant de collecteur diminue en fonction du taux de carbone dans l'alliage. La réduction peut s'expliquer par l'augmentation de la largeur de bande interdite dans la jonction SiGeC, et la réduction de la diffusion du bore dans celle-ci. En revanche, le courant de base augmente de façon uniforme avec la concentration du carbone. Ceci est dû à la réduction du temps de la vie des porteurs dans la base résultant de la présence de carbone dans la base. Le bore reste confiner dans la base ce qui engendre une augmentation au niveau des trous, d'où un accroissement dans le courant de base I_B [28]. Une diminution du gain en courant en fonction du taux de Carbone est alors observée [29]. La figure IV.15 représente l'évolution du gain en courant pour un TBH à base SiGe et SiGeC.

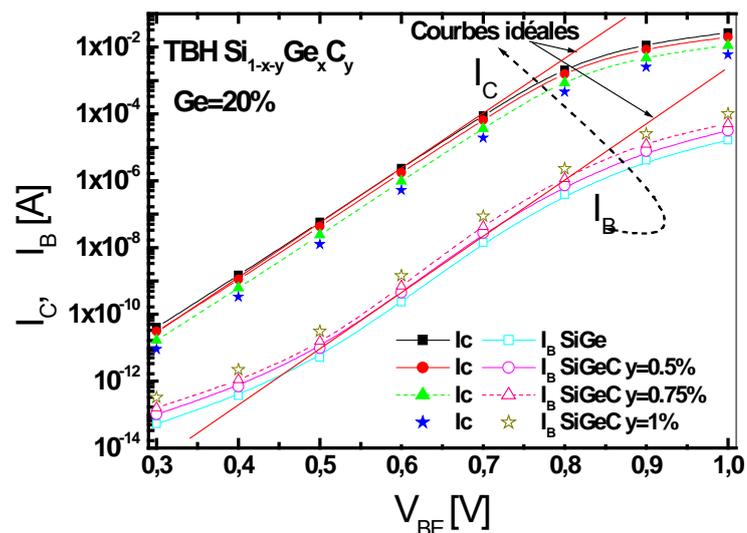


Figure IV.14 Courbes de Gummel courant de collecteur et de base (I_C et I_B) en fonction de la polarisation de la base (V_{BE}) d'un TBH SiGe et SiGeC avec Ge=20% et C (0.5%, 0.75% et 1%).

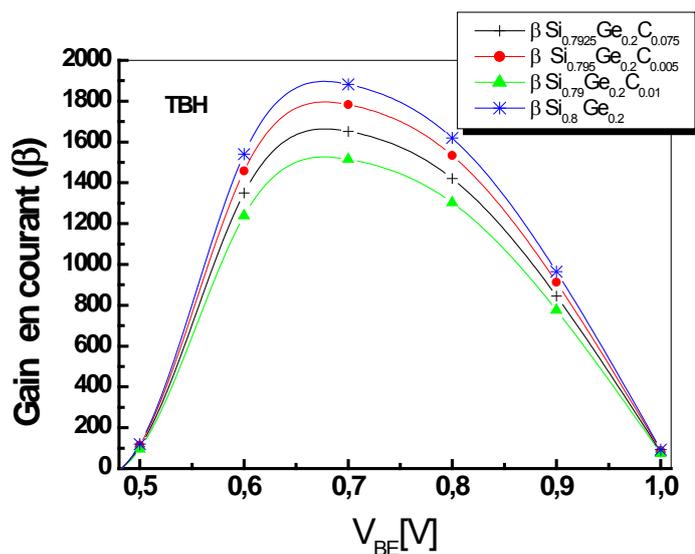


Figure IV.15 Gain en courant de (β) en fonction de la polarisation de la base (V_{BE}) d'un TBH SiGe et SiGeC avec Ge=20% et C (0.5%, 0.75% et 1%).

III. 2. 2. Caractéristiques statiques expérimentales et simulés

Afin de vérifier, l'aptitude du logiciel SIBIDIF nous avons effectué une comparaison entre les résultats obtenus en simulation et des résultats expérimentaux élaborés au sein du laboratoire « Institut de Nanotechnologie de Lyon » (INL) sur des TBH à base SiGeC réalisés en technologie BiCMOS7G.

En outre, une autre comparaison a été établie, dans le but de comparer les résultats obtenus à l'aide d'un autre logiciel commercial ADS (Advanced Design System) en utilisant le modèle HICUM (High Current Model) [18], [30].

HICUM étant le modèle de Transistor bipolaire à hétérojonction le plus utilisé pour la conception MMIC en technologie BiCMOS. Ce modèle a été développé en 1986 par le Professeur Michael Schröter à Dresden (Allemagne). En 1993, le modèle initialement destiné aux transistors BJT a été adapté aux TBH, et depuis 1999, il est dans le domaine public.

Nous présentons sur la figure IV. 16 les caractéristiques électriques (I_C et I_B en fonction de V_{BE}) pour un TBH SiGeC simulé à l'aide de SIBIDIF avec une surface d'émetteur de l'ordre de ($0.3 \times 3.5 \mu\text{m}^2 \cong 1.06 \mu\text{m}^2$), ADS ($0.17 \times 6.2 \mu\text{m}^2 \cong 1.06 \mu\text{m}^2$) et des

résultats expérimentaux. Nous observons une concordance entre les mesures et la simulation.

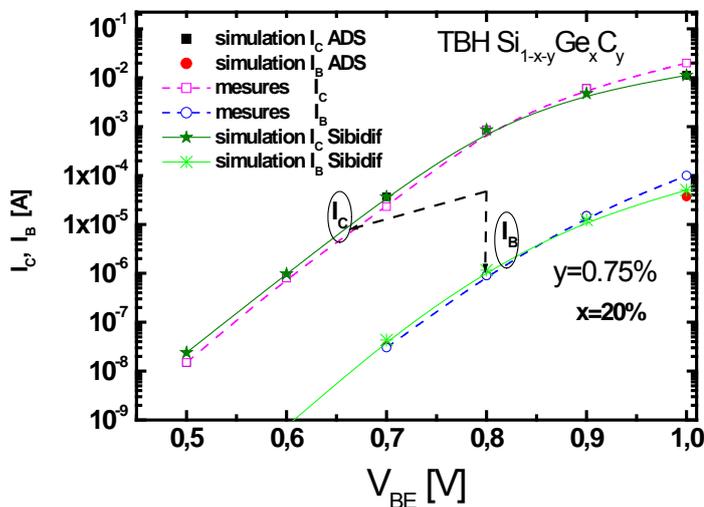


Figure IV.16 Caractéristiques électriques $I_C(V_{BE})$ et $I_B(V_{BE})$ pour un TBH SiGeC simulé à l'aide de SIBIDIF, ADS et des mesures.

En outre, nous avons reporté sur la figure IV.17 la courbe du gain statique (β en fonction de V_{BE}) simulé à l'aide du logiciel SIBIDIF et ADS ainsi que des mesures, concernant des transistors d'aires différentes ($0.17 \times 1.9 \mu\text{m}^2$) et ($0.17 \times 19.9 \mu\text{m}^2$), Sachant que le taux de carbone dans l'alliage SiGeC simulé est de 0.75%, nous pouvons noter bon accord entre simulation et mesures.

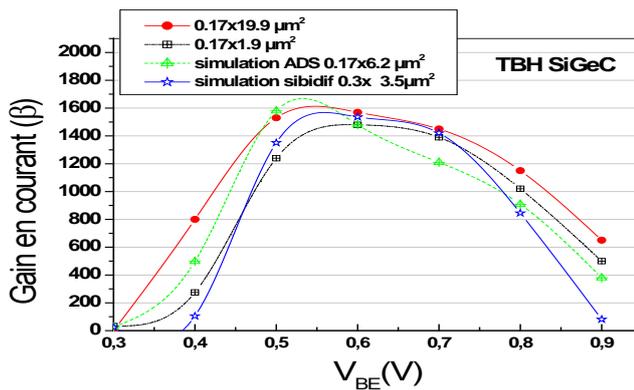


Figure IV.17 Gain en courant $\beta(V_{BE})$ d'un TBH SiGeC simulé à l'aide de SIBIDIF, ADS et obtenu expérimentalement.

Par ailleurs, il est à noter que le gain β_{\max} est constant pour une surface d'émetteur variant de ~ 0.3 à $1600 \mu\text{m}^2$ (rapport de 5000) [31]. Ceci démontre l'absence des effets de charges dans le « process » de croissance par épitaxie et une bonne uniformité dans les autres « process » de fabrication.

La figure IV.18 illustre les caractéristiques $I_C(V_{CE})$ pour des transistors SiGeC simulé par SIBIDIF et le logiciel commercial ADS avec une surface d'émetteur de $(0.17 \times 6.2 \mu\text{m}^2)$ comparé avec des mesures pour des transistors d'une surface d'émetteur de $(0.17 \times 5.9 \mu\text{m}^2)$. On distingue un bon accord entre la simulation et les mesures, on peut conclure que la simulation effectuée à l'aide de SIBIDIF ainsi que les modèles mis en jeu lors de cette simulation sont viables pour modéliser les caractéristiques électriques d'un TBH SiGeC afin d'ériger des informations pertinentes sur ce type de composant.

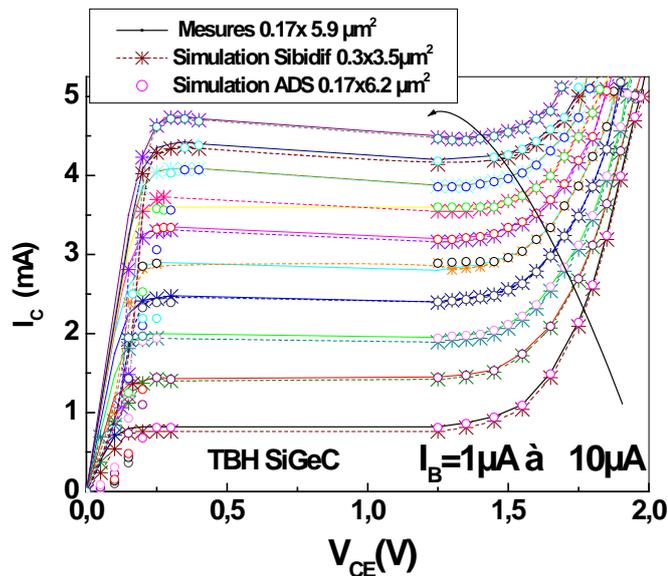


Figure IV.18 Caractéristiques de sortie $I_C(V_{CE})$ d'un TBH SiGeC simulé à l'aide de SIBIDIF, et obtenu expérimentalement.

III. 3. Optimisation de l'épaisseur de la base

Principale partie active du transistor bipolaire, la base détermine en grande partie ses performances statiques et dynamiques. L'optimisation de l'épaisseur de la base est un élément majeur dans l'étude des caractéristiques électriques du TBH.

Lorsque l'épaisseur de la base varie, le gradient d'électrons dans la base neutre varie. Ainsi, une base fine est favorable à un temps de transit réduit, car le trajet suivi par les électrons

est plus court, ce qui engendre une augmentation de la fréquence de transition et la fréquence maximale d'oscillation (f_T et f_{max}). Ainsi, il est bénéfique de réduire l'épaisseur de la base neutre. Il faut cependant que les atomes de Bore soient intégralement contenus dans la couche SiGe, sinon le bénéfice de l'hétérojonction est perdu. Il n'est donc pas possible de réaliser des bases aussi fines que souhaité, sous peine de voir le bore diffuser en dehors de la base.

On constate d'après la figure IV. 19 que le transistor ayant la base la plus fine présente le gain le plus fort. En effet plus la base est fine, plus la densité de trous diminue, et le courant de base diminue de façon considérable. Ceci engendre une augmentation du gain.

Cependant, il est recommandé de ne pas diminuer considérablement l'épaisseur de la base car on peut se heurter facilement à des phénomènes tel que l'effet tunnel et le perçage de celle-ci.

Si la base est trop fine, la largeur de la zone de charge d'espace BC s'étale sur toute la largeur de celle-ci de telle sorte qu'il n'existe au sein du transistor bipolaire aucune région de base neutre. L'effet transistor est supprimé et le courant collecteur est fortement réduit. On note également que la résistance de la base (R_{bp}) pincée diminue lorsque l'épaisseur de la base diminue.

Cependant, nous avons simulé à l'aide de SIBIDIF des bases très fines de l'ordre de 25nm, des problèmes de sensibilité et de divergence sont apparus au cours des simulations.

Le tableau IV. 3 trouvé dans la littérature [32] compare les principales caractéristiques statiques de deux TBH SiGeC avec deux épaisseurs différentes 30nm (épaisseur de référence) et 20nm.

<i>Épaisseur de SiGeC</i>	<i>30nm</i>	<i>20nm</i>
<i>I_C à V_{BE}=0.75V [μA]</i>	140	115
<i>I_B à V_{BE}=0.75V [μA]</i>	50	55
<i>Gain à V_{BE}=0.75V</i>	2670	2165
<i>R_{bb}[KΩ]</i>	2.2	1.9

Tableau. IV. 3 Evolution des principaux paramètres électriques avec l'épaisseur de la couche de SiGe C (profil de SiGe : 20–30 %) [32].

On constate que le transistor ayant une base épaisse de l'ordre de 30nm présente le courant collecteur et le gain le plus élevé. Ceci est dû au phénomène de perçage.

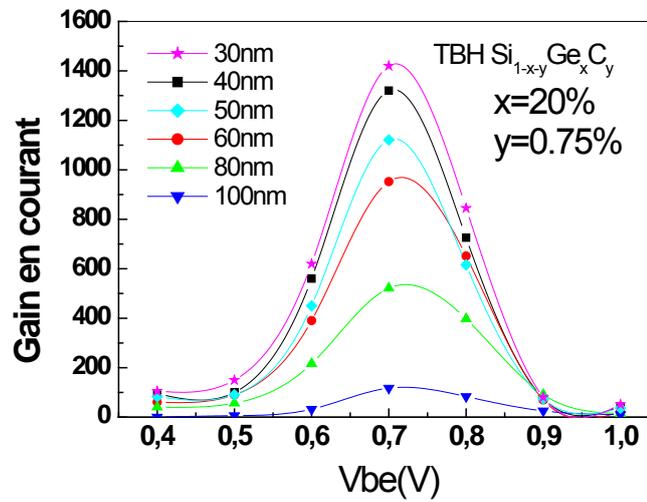


Figure IV.19 Gain en courant $\beta (V_{BE})$ d'un TBH SiGeC simulé à l'aide de SIBIDIF en fonction de l'épaisseur de la base.

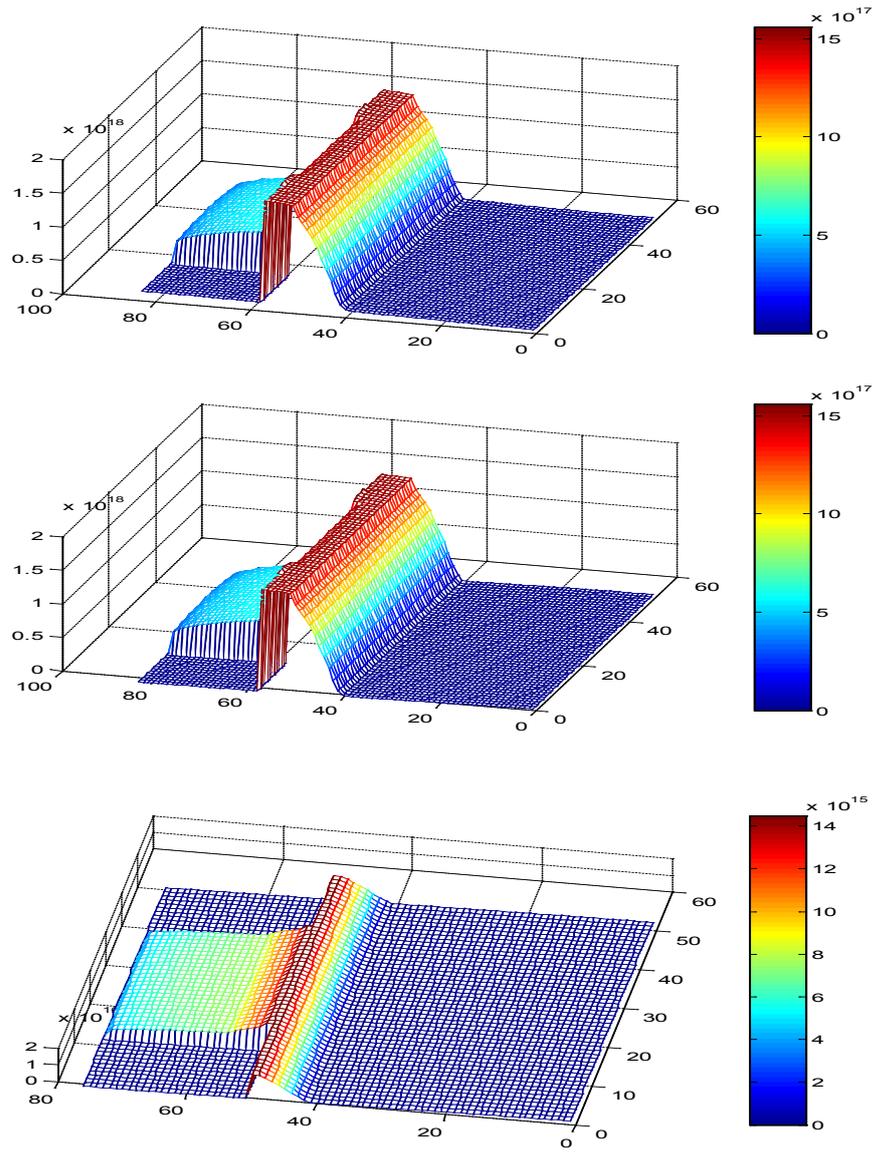


Figure IV.20 Evolution de la densité des trous en 3D pour un TBH SiGeC $V_{BE}=0.7V$
 Pour une épaisseur de la base de a) 100nm, b) 50nm et c) 30nm.

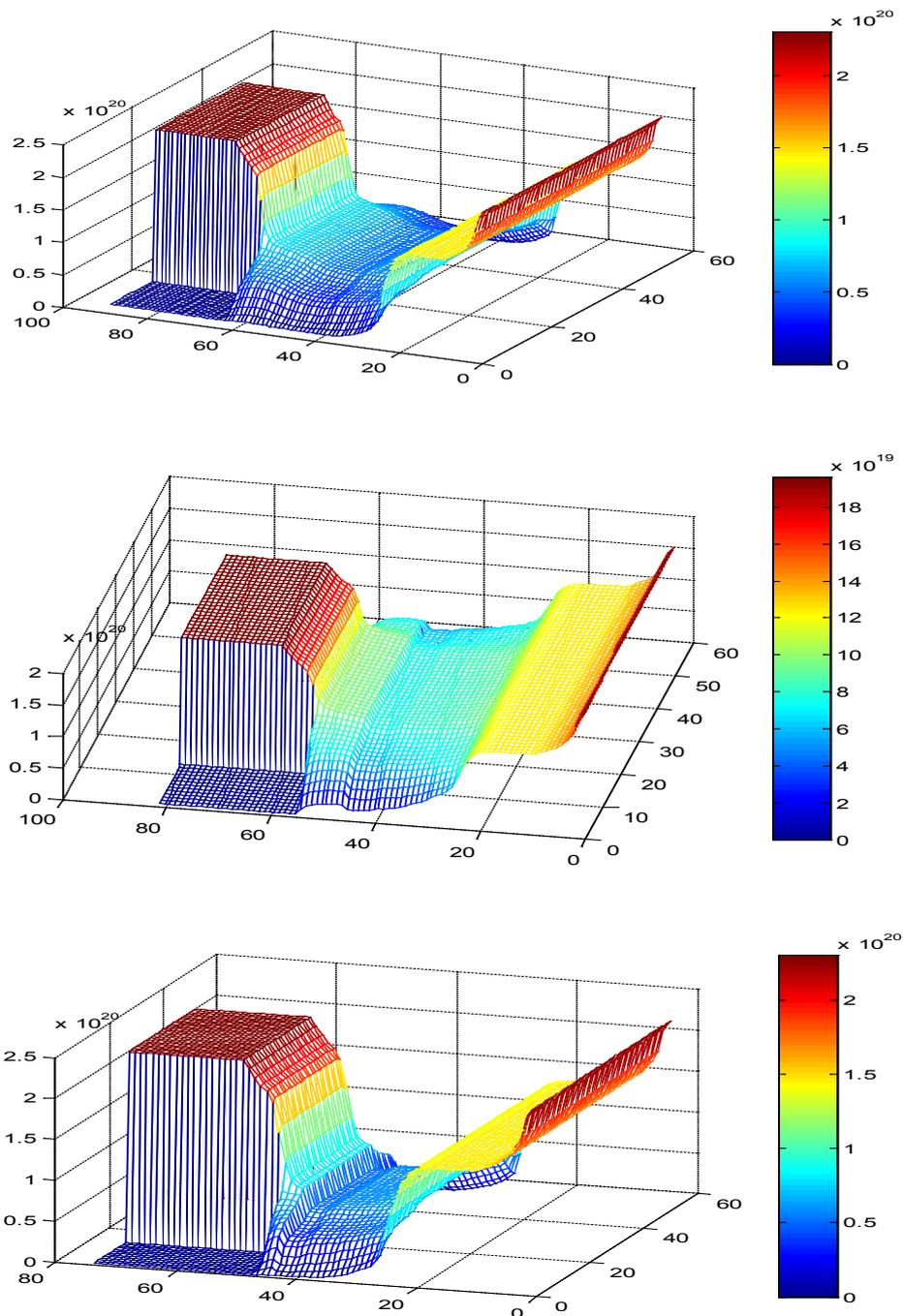


Figure IV.21 Evolution de la densité des électrons en 3D pour un TBH SiGeC $V_{BE}=0.7V$ Pour une épaisseur de la base de a) 100nm, b) 50nm et c) 30nm.

Nous remarquons d'après la figure IV. 20 (a,b, et c), que les trous dans la base du TBH diminuent lorsque la base est plus fine. Lorsque l'épaisseur de la base varie, le gradient d'électrons dans la base neutre varie. Ainsi, une base fine est favorable à un temps de transit

réduit, car le trajet suivi par les électrons est plus court, ce qui engendre une augmentation des électrons collectés (figure IV. 21), d'où une augmentation du courant de collecteur, et un gain en courant plus important.

IV. Etude en température des TBH SiGeC

La diversification des applications grand public entraîne des contraintes de coût, d'encombrement et de consommations de plus en plus importantes. On a vu apparaître la nécessité de faire cohabiter des circuits logiques avec des circuits analogiques ou hyperfréquences sur une même puce, notamment pour les applications de communication sans fil.

Outre la prise en compte des aspects électriques, la modélisation de ces composants doit impérativement inclure les effets de la température vu que l'utilisation de ces composants dans les applications micro-ondes susceptibles d'être exposées à différentes températures accentuent énormément les effets de l'auto échauffement du composants.

En effet, les performances statiques sont améliorées lorsqu'on descend à des températures très basses, ce qui permet d'en tirer des informations importantes sur la capacité de la structure à évoluer vers des performances ultimes.

Dans ce paragraphe nous présentons des résultats de la simulation à l'aide du logiciel SIBIDIF sur des TBH SiGeC pour différentes températures. Ceci constituera une introduction à une étude approfondie de l'effet de la température sur les principaux paramètres régissant le comportement d'un TBH. Pour cela, que nous reprenons la structure bidimensionnelle présentée dans le premier paragraphe. Ceci nous donne une indication sur la variation de chaque paramètre à travers les différentes régions du transistor.

Tous les éléments intrinsèques du TBH sont susceptibles de varier en fonction de la température. La mobilité des électrons, la bande interdite et la densité intrinsèque sont parmi les paramètres physiques les plus importants pour la détermination du courant dans un semi-conducteur.

On pourra dore et déjà, établir un modèle permettant le couplage entre le comportement électrique et le comportement thermique du transistor.

IV. 1. Dépendances physique des TBH SiGe C en température

IV. 1. 1. Dépendance des densités effectives d'état avec la température

Les densités effectives d'état sont des fonctions de la température et de la masse effective. La réduction de la masse effective qui résulte de la contrainte existante sur une couche pseudo-morphique implique une réduction analogue des densités effectives. Ce paramètre est modélisé sous la forme suivante:

$$N_C = 2 \left(\frac{2\pi m_n KT}{h^2} \right)^{3/2} = \left(\frac{T}{300} \right)^{3/2} \cdot N_C(300) \quad (IV-11)$$

$$N_V = 2 \left(\frac{2\pi m_p KT}{h^2} \right)^{3/2} = \left(\frac{T}{300} \right)^{3/2} \cdot N_V(300) \quad (IV-12)$$

La figure IV. 22. illustre l'évolution des densités effectives d'état des électrons et des trous en fonction de la température. Nous remarquons une augmentation de ces deux paramètres en fonction de la température.

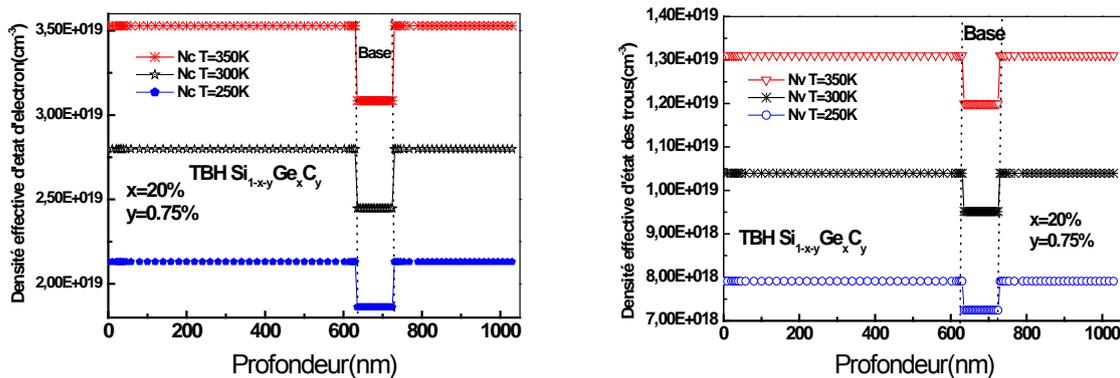


Figure IV.22 : Variation de la densité effective d'état a) des électrons et b) des trous dans la base à 250K, 300K, 350K .

IV.1.2. Dépendance de la largeur de bande interdite en température

IV.1.2.1 Largeur de la bande interdite du Silicium

Les énergies de bande interdite, ainsi que les autres paramètres liés aux structures de bandes sont des caractéristiques déterminantes du matériau semi-conducteur.

L'énergie de la bande interdite est intimement liée à la température. Le modèle de Varshni [33] est utilisé dans plusieurs simulateurs numériques. Ce modèle lie la bande interdite à la température par la loi suivante :

$$E_g(T) = E_g(0) - \frac{\alpha T^2}{(T + \beta)} \quad (\text{IV-13})$$

- $E_g(0)$ est la valeur du gap à 0K.
- α est une constante liée au coefficient d'expansion thermique.
- β est une constante voisine de la température de Debye.
- Pour le silicium : $E_g(0) = 1.17\text{eV}$, $\alpha = 4.73 \cdot 10^{-4}\text{eV/K}$, et $\beta = 636\text{K}$.

IV.1.2.1 Largeur de la bande interdite de l'alliage SiGeC contraint

La contrainte subie par une couche SiGe épitaxiée sur silicium induit une réduction supplémentaire de la bande interdite en comparaison à celle du matériau massif. L'incorporation du carbone dans l'alliage apporte un léger écartement des bandes permises. Le modèle décrivant l'évolution globale du gap en fonction de ces facteurs :

$$E_{g\text{SiGe}}(x) = E_{g\text{Si}} - 0.96x + 0.4x^2 - 0.17x^3 \quad (\text{IV-14})$$

$$E_{g\text{SiGe}}(x, y) = E_{g\text{Si}} - 0.96x + 0.4x^2 - 0.17x^3 + 3.4y \quad (\text{IV-15})$$

$$E_{g\text{SiGe}}(x, y, T) = E_g(0) - \frac{\alpha T^2}{(T + \beta)} - 0.96x + 0.4x^2 - 0.17x^3 + 3.4y \quad (\text{IV-16})$$

IV.1.3. Dépendance de la concentration intrinsèque en température

La concentration intrinsèque des porteurs dans le silicium dépend de la température, et de la largeur de la bande interdite, qui elle aussi varie en fonction de la température.

$$n_i^2(\text{Si}) = N_{C(\text{Si})}(T) \cdot N_{V(\text{Si})}(T) \exp\left(-\frac{E_{g(\text{Si})}}{KT}\right) \quad (\text{IV-17})$$

Dans la base du TBH SiGeC, cette concentration est affectée par la présence du germanium et du carbone à travers les densités effectives d'état et la réduction de bande interdite :

$$n_i^2(\text{SiGeC}) = N_{C(\text{SiGeC})}(T) \cdot N_{V(\text{SiGeC})}(T) \cdot \exp\left(-\frac{E_{g(\text{SiGeC})}}{KT}\right) \quad (\text{IV-18})$$

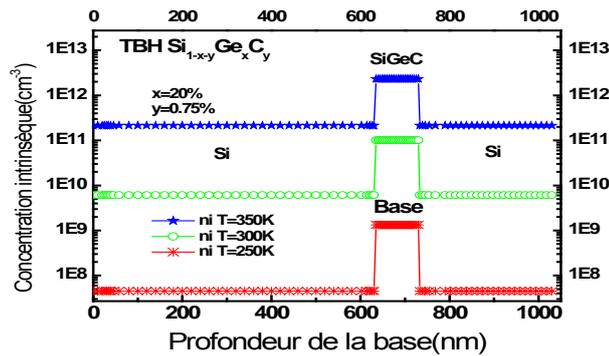


Figure IV.23 : Variation de la concentration intrinsèque (n_i) du TBH SiGeC
A 250K, 300K, 350K températures

La figure VI. 23 illustre la concentration intrinsèque des porteurs. Elle augmente linéairement en fonction de la température. Cette augmentation résulte essentiellement des densités d'état qui sont affectées par la température, et la largeur de la bande interdite qui elle aussi varie de façon exponentielle avec la température.

Ces paramètres physiques influent directement sur les caractéristiques électriques des TBH. Dès lors, la prise en compte de la dépendance de ces paramètres avec la température est primordiale lors de la modélisation du transistor.

IV.1.4. Diagramme de bandes d'énergie en fonction de la température

La figure IV.24 établit les diagrammes d'énergie pour un TBH à base $\text{Si}_{0.7925}\text{Ge}_{0.2}\text{C}_{0.075}$ et pour trois valeurs différentes de la température $T=350\text{K}$, 300K , et 250K avec une tension de polarisation $V_{be}=0.7\text{V}$.

On remarque bien que les niveaux énergétiques s'élèvent d'autant plus que la température diminue. Ceci engendre une augmentation des barrières de potentiel des deux jonctions E/B et B/C. En outre, on remarque une augmentation de la largeur du gap (figure IV. 25) tout en diminuant la température.

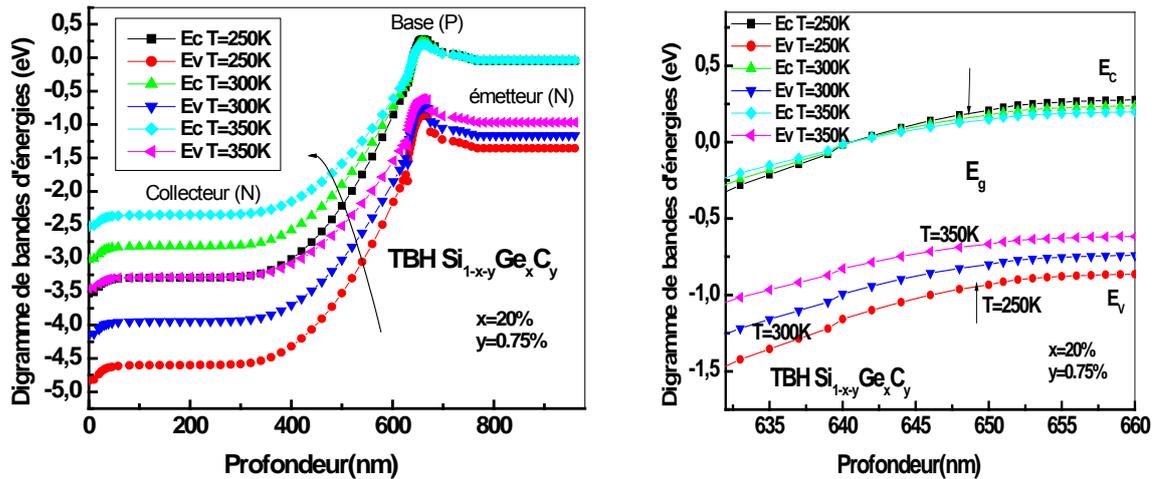


Figure IV.24 : Variation des bandes d'énergies pour un TBH SiGeC à 250K, 300K, 350K ; $V_{BE}=0.7V$.

L'augmentation de la largeur du gap va diminuer la concentration intrinsèque d'où une diminution des courants (I_C et I_B). En revanche, l'augmentation de la barrière de potentiel empêche l'injection des électrons de l'émetteur vers la base et de la base vers le collecteur, Ceci crée une décroissance [34] au niveau des courants.

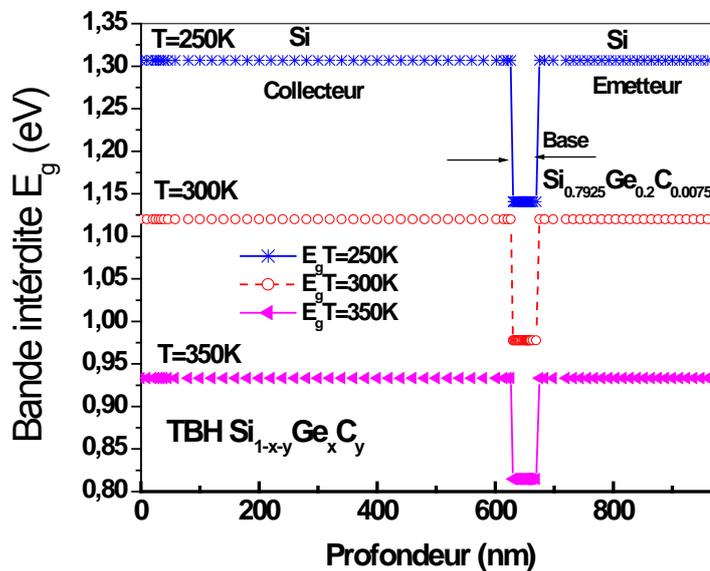


Figure IV.25 : Variation de la largeur de la bande interdite E_g pour un TBH SiGeC A 250K, 300K, 350K.

IV.1.5 Densités des porteurs

La figure VI. 26 représente l'évolution des densités de porteurs pour une polarisation de la base $V_{be}=0.7V$ avec une température variable allant de 250K à 350K.

Ainsi, nous pouvons observer une diminution de la densité des électrons dans les régions N (collecteur épitaxié et l'émetteur) lorsque la température diminue. Cette influence est également observée sur la densité des trous. On distingue une diminution des trous lorsque la température baisse [35], [36].

Cette diminution des porteurs peut être appropriée à l'augmentation de la barrière de potentiel qui freine l'injection des électrons de l'émetteur vers la base et de la base vers le collecteur [37].

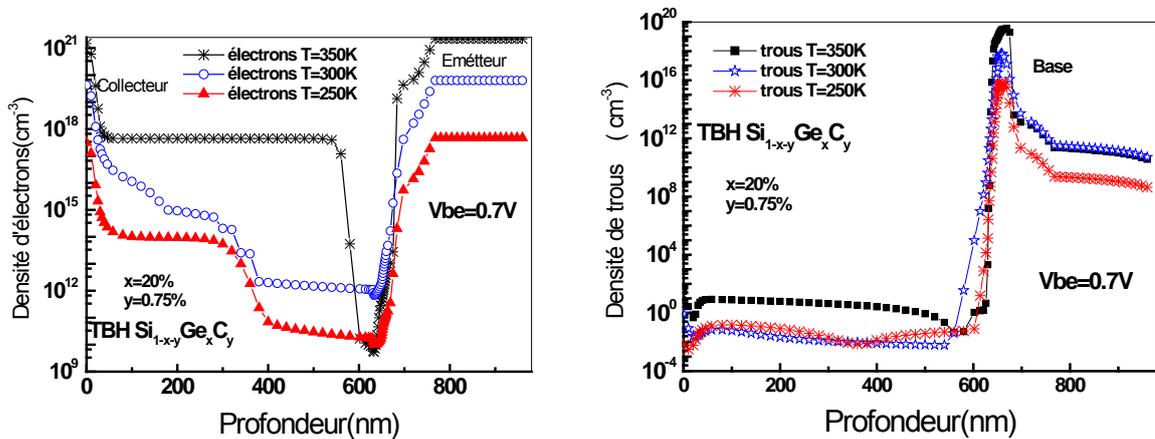


Figure IV.26 : Variation des densités de porteurs : a) électrons b) trous pour un TBH SiGeC
A des températures 250K, 300K, 350K.

IV.2. Effet de la température sur le fonctionnement statique des TBH SiGeC

Si les performances du transistor bipolaire sont dégradées par l'auto-échauffement inhérent à son fonctionnement, ou par l'échauffement causé par son environnement, on peut exalter ses performances statiques en analysant les composants à basses températures. La gamme de température explorée varie entre 77 K et 300 K.

Nous décrivons dans ce paragraphe les caractéristiques statiques principales des TBH SiGeC. Nous étudions en particulier les caractéristiques de sortie, le tracé de Gummel et le gain en courant qui sont censés varier énormément avec la température.

La figure IV. 27 représente le courant de collecteur d'un TBH SiGeC pour des températures comprises entre 300 K (température ambiante) et 77 K. On note que pour une polarisation donnée, le courant de collecteur est plus faible lorsque la température est plus basse [32]. Ceci peut être attribué à l'augmentation de la mobilité des porteurs à basse température figure (IV.28) et à l'augmentation de la bande interdite à basse température.

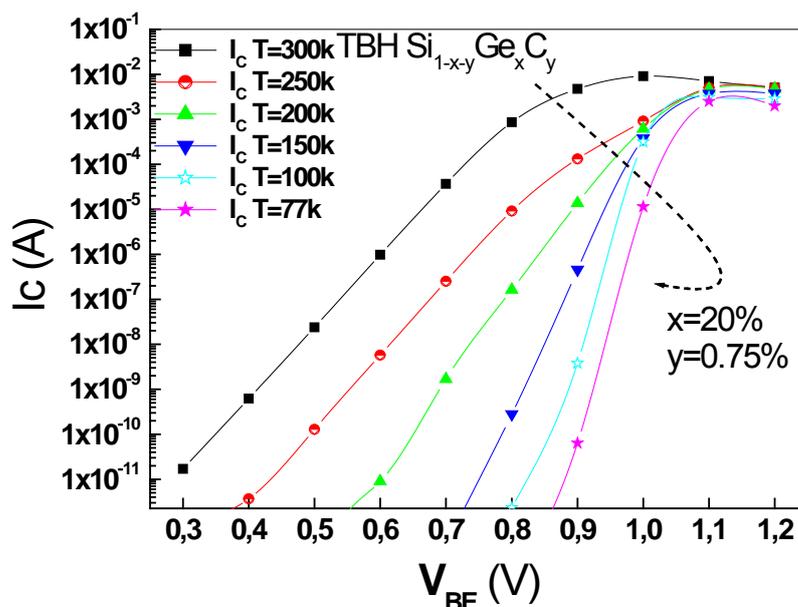


Figure IV.27 Courant de collecteur I_C en fonction de V_{BE} pour un TBH $Si_{0.7925}Ge_{0.2}Co_{0.0075}$ Pour des températures comprises entre $T=300K$ et $77K$.

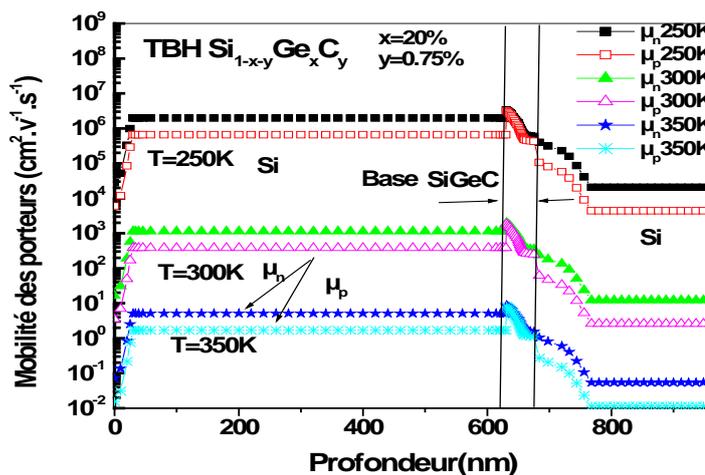


Figure IV.28 : Variation de la mobilité des électrons et des trous (μ_n et μ_p) pour un TBH SiGeC A 250K, 300K, 350K.

Le courant collecteur diminue fortement avec la température lorsqu'on se place à V_{BE} constant. Cependant, les effets de résistance séries et de haute injection (Effet Webster, effet Kirk...) sont avant tout dépendants de la densité de courant qui circule dans le transistor, et non pas de la tension V_{BE} . Pour l'analyse statique du transistor, il faut donc plutôt raisonner à courant constant. Ainsi, la transconductance du composant est améliorée lorsque la température diminue, pour un même courant I_C [38].

$$g_m = \frac{dI_C}{dV_{BE}} = \frac{qI_C}{KT} \quad (IV-19)$$

Lorsqu' I_C est fixé, la diminution de température de 300 K à 77 K améliore donc la transconductance.

De même que pour le courant collecteur, le courant de base diminue fortement lorsque la température diminue. La figure IV. 29 atteste la diminution du courant de base à des températures basses.

La pente des courants I_C et I_B en fonction de V_{BE} est plus forte, ce qui est dû à l'amélioration de la transconductance. On note cependant des non-idéalités de courant de base. Le courant thermique étant plus faible, les courants non idéaux correspondant à des mécanismes indépendants de la température (recombinaison, effet tunnel...) sont visibles aux basses températures [39], [40], [41].

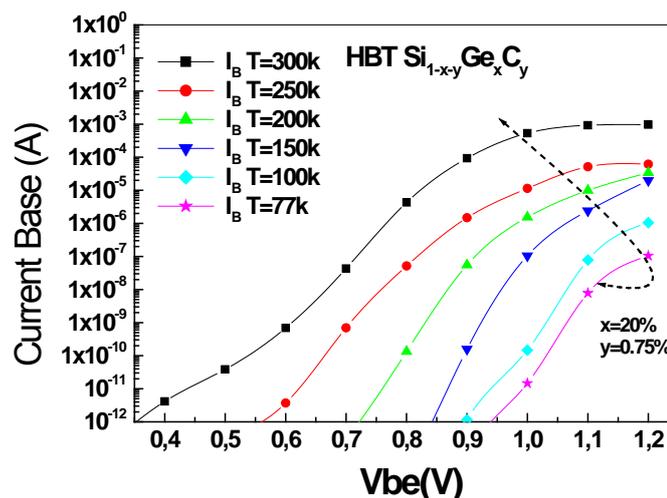


Figure IV.29 Courant de base I_B en fonction de V_{BE} pour un TBH $Si_{0.7925}Ge_{0.2}Co_{0.0075}$
Pour des températures comprises entre $T=300K$ et $77K$.

Le gain en courant dépend également de la température, selon l'équation suivante :

$$\beta = \frac{\gamma N_E W_E D_{nB}}{N_B W_B D_{pE}} \exp \frac{\Delta E_{g_{SiGeC}}}{KT} \quad (IV-20)$$

Le gain en courant est donc fortement augmenté lorsque la température diminue. On observe en effet sur la figure IV. 30 que le gain maximal varie de 1680 à 300K à plus de 17560 à 50K.

Cette augmentation du gain en courant est importante, mais elle est limitée par les effets non idéaux qui apparaissent à basses températures. Compte-tenu de l'augmentation de la transconductance, le maximum du gain β intervient pour un V_{BE} plus important lorsque la température diminue figure IV. 30.

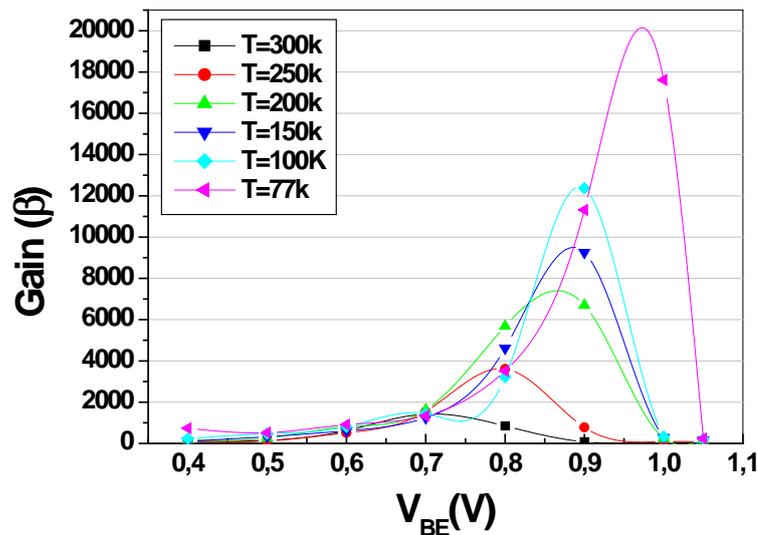


Figure IV.30 Gain en courant (β) en fonction de V_{BE} pour un TBH $Si_{0.7925}Ge_{0.2}Co_{0.0075}$ Pour des températures comprises entre $T=300K$ et $77K$.

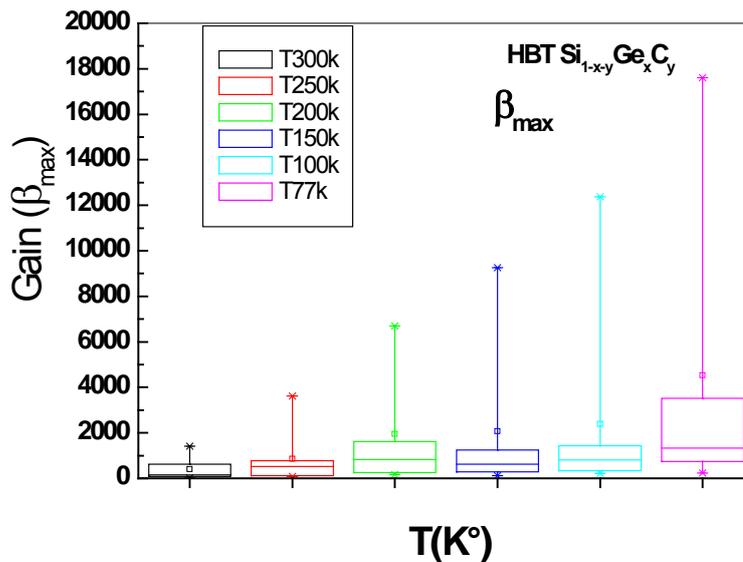


Figure IV.31 Gain en courant maximale (β_{max}) en fonction de la température $T=300\text{K}$ et 77K

De plus, une comparaison des résultats obtenus en simulation (logiciel SIBIDIF) avec ceux déterminées expérimentalement à l’I.N.L de Lyon sont reporté sur la figure IV. 32.

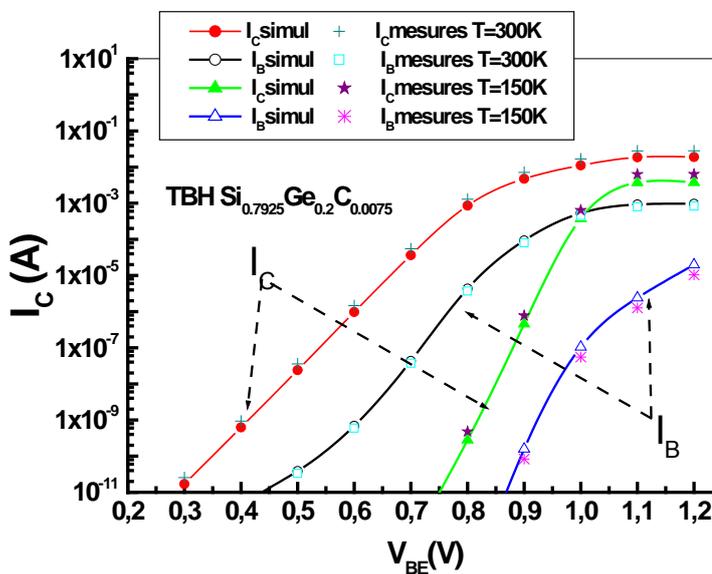


Figure IV. 32 Courbes de Gummel $I_C, I_B(V_{BE})$ pour un TBH SiGeC simulé par SIBIDIF, comparé à des mesures expérimentales pour $T= 300\text{K}$ et $T=150\text{K}$.

Les mesures montrent une grande conformité avec les résultats de la simulation qui montrent une diminution du courant de collecteur et de base à basses températures.

IV.3 Caractéristiques de sorties $I_C(V_{CE})$

La figure IV.33 représente les caractéristiques de sortie pour différentes valeurs constantes d' I_B et pour des températures variant entre $T=300\text{ K}$ et $T=150\text{ K}$.

Nous remarquons que les caractéristiques de sortie (I_C , V_{CE}) évoluent quand la température diminue. Les différences sont principalement accentuées, pour les forts courants de base [42].

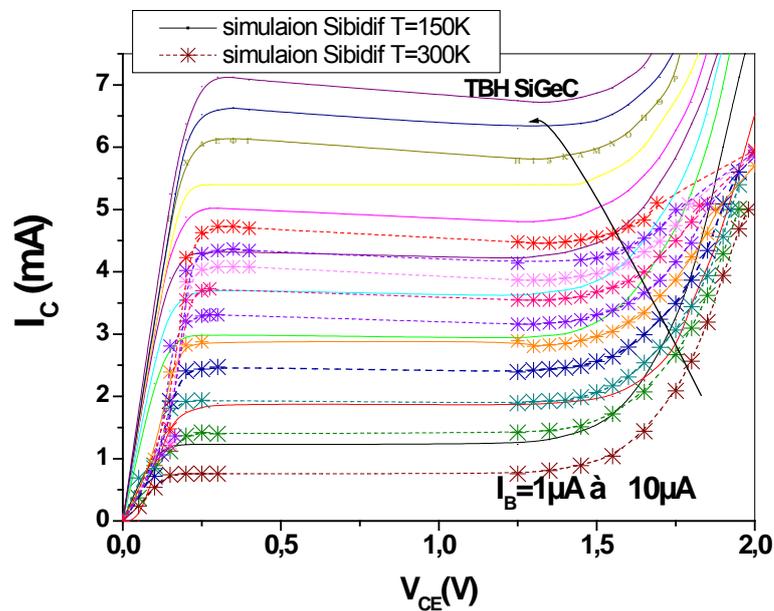


Figure IV. 33 $I_C(V_{CE})$ pour un HBT SiGeC simulé par SIBIDIF, pour $T=300\text{K}$ et $T=150\text{K}$.

Conclusion

Les propriétés physiques des alliages SiGe et SiGeC ont été rappelées dans ce chapitre. Les alliages SiGe et SiGeC sont très proches de ceux du silicium et leurs propriétés physiques peuvent être déduites des valeurs standards du silicium en fonction des teneurs en germanium et carbone.

Lorsque des films SiGe sont associés à un substrat silicium, l'accord de maille entre ces cristaux de même structure mais de paramètres différents, crée une contrainte biaxiale uniforme. L'épaisseur des films contraints est limitée car une relaxation peut survenir lors de l'épitaxie, ou bien lors des traitements thermiques subis.

L'incorporation du carbone dans le réseau cristallin permet de compenser l'augmentation du paramètre de maille des alliages SiGe et de repousser les limitations contraignantes du SiGe. Souvent redoutée et évitée dans la micro-électronique, la présence du carbone à des concentrations inférieures au pour cent est, en fait, très faiblement nocive. Des couches plus épaisses et de plus forte teneur en germanium peuvent alors être utilisées sans risque de relaxation des contraintes dans la structure. La contrainte mécanique limitant l'épaisseur des films SiGe est ainsi partiellement levée et des traitements thermiques plus importants sont alors envisageables. D'autre part, le carbone réduit fortement l'exodiffusion du bore.

Afin de pouvoir développer, analyser les TBH SiGeC, et comprendre les mécanismes dont ils sont le siège et éventuellement les optimiser, la deuxième partie de ce chapitre présente une synthèse des paramètres nécessaires pour la simulation physique des couches SiGeC/Si, essentiellement pour les transistors bipolaires à hétérojonction.

Dans la troisième partie, nous avons fait ressortir, l'originalité du TBH SiGeC/Si. Nous avons présentés les résultats simulés des principales caractéristiques statiques des TBH SiGeC. Ces caractéristiques ont été simulé pour différentes concentration de carbone inférieure au pourcent (0.5%, 0.75%, et 1%). Les résultats ont été comparés avec des résultats expérimentaux, et des résultats obtenus avec le simulateur ADS. Leur concordance a permis de valider les notre.

Dans la dernière partie de ce chapitre, nous avons posé dans un premier temps, les bases physiques des principaux paramètres dans le TBH SiGeC variant avec la température. Nous avons mis l'accent dans cette étude sur les modèles régissant la variation de la température. La description des caractéristiques électriques en fonction de la température est possible grâce à un jeu de paramètres relativement réduit.

Cette étude a été suivie d'une analyse des performances de ces TBH pour différentes températures, à basse température le gain en courant augmente considérablement. Nous avons noté que le maximum du gain β intervient pour un V_{BE} plus important lorsque la température diminue.

Nous avons illustré et validé l'ensemble de ces caractéristiques électriques en faisant également une comparaison des résultats simulés par SIBIDIF et des mesures effectués au sein du laboratoire INL de Lyon.

Références Bibliographiques

- [1] L. D. Lanzerotti, ST. Amour A., “Si/Si_{1-x-y}Ge_xC_y/Si Heterojunction Bipolar Transistors, *IEEE Electron Device Letters*, Vol. 17, No. 7, 1996.
- [2] N. Zerounian, F. Aniel, B. Barbalat, P. Chevalier. et A. Chantre, “500 GHz cutoff frequency SiGe HBTs,” *Electronics Letters*, Vol. 43 N°. 14, 2005.
- [3] L. D. Lanzerotti, J. C. Sturm, E. Stach, R. Hull, T. Buyuklimanli, et C. Magee, “Suppression of boron outdiffusion in SiGe HBT’s by carbon incorporation”, *IEEE International Electron Device Meeting*, pp. 249–252, 1996.
- [4] D.W. Greve, “Si–Ge–C growth and devices”, *Materials Science and Engineering B* Vol. 87, pp. 271–276, 2003.
- [5] A. Pakfar, “ Modélisation de la diffusion des dopants dans les alliages SiGe et SiGeC”, Thèse de doctorat *Institut National des Sciences Appliquées de Lyon*, INSA de Lyon, pp.1-187, 2003.
- [6] C. Kittel “Physique de l’état solide”, *Dunod*, 1992.
- [7] J. L. Regolini, F. Gisbert, G. Dolino, et al. “Growth and characterization of compensated SiGeC epitaxial layers”. *Mater. Lett*, Vol. 18, pp. 57-60, 1993.
- [8] J. L. Regolini, S. Bodnar, J. C. Oberlin, et al. “Strain compensated heterostructures in the SiGeC ternary system”. *J. Vac. Sci. Technol. A*, Vol. 12, N°. 4, pp. 1015-1019. 1994.
- [9] S. Bodnar, J. L. Regolini, “Growth of ternary alloy SiGeC by rapid thermal chemical vapor deposition”, *J. Vac. Sci. Technol. A*, Vol. 13, No. 5, pp. 2336-2340, 1995.
- [10] C. Guedj, M. W. Dasheill, L. Kulik, et al., “Precipitation of Beta-SiC in Si(1-y)Cy alloys.” *J. Appl. Phys.*, Vol. 84, No. 8, pp. 4631-4633, 1998.
- [11] L. Végard, “Gitterkonstanten von Mischkristallen”, *Zeitschrift für Physik*, vol. 17, N° 5, pp. 726 -1730, 1921.
- [12] K. Yuki, K. Toyada, T. Takagi, Y. Kanzawa, K. Nozawa, T. Saitoh and M. Kubo, “Bandgap and strain engineering in SiGeC heterojunction bipolar transistors”, *Japan. J. Appl. Phys. Part I*, Vol. 40 2633–2636. 2001.
- [13] M. Ulrich Gosele, “The role of carbon and point defects in silicon”, *Mat. Res. Soc. Symp. Proc*, Vol. 59, pp. 419-431, 1986.
- [14] D. Salvador D. et al., “Lattice parameter of Si_{1-x-y}Ge_xC_y alloys”. , *Physical Review B* , vol. 61 N°19, pp. 13005-13013. 2000.

- [15] J. S. Christensen, H. H. Radamson, Y. A. Kuzentov, B. G. Svensson, "Phosphorus and boron diffusion in silicon under equilibrium conditions". *Applied Physics Letters*, vol. 82N° 14, pp. 2254-2256, 2003.
- [16] E. Pinacho et al., "Carbon in silicon: Modelling of diffusion and clustering mechanisms", *Journal of Applied Physics*, Vol. 92, N°3, pp. 1582-1587, 2005.
- [17] K. ODA et al., "Suppression of B Out diffusion by C Incorporation in Ultra-High-Speed SiGeC HBTs", *Japanese Journal of Applied Physics*, 42(Part 1, 4B), pp. 2359-2362, 2003.
- [18] J. C. Núñez Perez, "Contribution à la conception de systèmes de radiocommunication : de la modélisation de Transistors Bipolaires à l'évaluation des performances d'un système d'Emission-Réception", *Thèse de doctorat, Institut national des Sciences Appliqués INSA de Lyon*, pp. 1-167, 2007.
- [19] H. Rcker et al., "Suppressed diffusion of boron and carbon in carbon-rich silicon", *Applied Physics Letters*, Vol. 73, N°, 12, pp. 123-127. 2006.
- [20] E. Suvar et al., "High Frequency Performance of SiGeC HBTs with Selectively & Non-Selectively Grown Collector", *IEEE Electron Device Letters*, Vol. 40N°12, pp. 138-141, 2004.
- [21] J. Manuel Nuñez, J. M. López-González, and A. Garcia-Loureiro, *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 44, pp. 179-182, 2005.
- [22] H. J. Osten, "Band-gap changes and band offsets for ternary Si_{1-x-y}Ge_xC_y alloys on Si(001)", *Journal of Applied Physics* Vol. 84N° 5, pp. 2716-2721.1998.
- [23] C. L. Chang, A. S. Amour, and J. C. Sturm, "The effect of carbon on the valence band offset of compressively strained Si_{1-x-y}Ge_xC_y/(100) Si heterojunctions", *Applied Physics Letters*, vol. 70, N°12, pp. 1557-1559, 1997.
- [24] D. V. Singh, K. Rim, T. O. Mitchell, J. L. Hoyt, and J. F. Gibbons, "Measurement of the conduction band offsets in Si/Si_{1-x}Ge_x and Si/Si_{1-x-y}Ge_xC_y heterostructures using metal-oxide-semiconductor capacitors", *Journal of Applied Physics* Vol. 85 (2), pp.978-984, 1999.
- [25] S. Sawada, "A high performance 0.18 um BiCMOS technology employing high carbon content in the base layer of the SiGe HET to achieve low variability of h_{FE}", *IEEE Electron Device Letter*, Vol, 13 N° 4, pp. 119-122, 2003.
- [26] J. Hallstedt, A. Parent, M. Östling, H.H. Radamson, "Incorporation of boron in SiGe(C) epitaxial layers grown by reduced pressure chemical vapour deposition", *Materials Science in* Vol 8, pp. 97-101, 2005.
- [27] M. Lakhdara, S. Latreche, J. C. Nunez Perez, M. Bouhouche, J. Verdier, and Christian Gontrand, "Carbon Effect on Electrical Characteristics of High Speed SiGeC HBT", for *E-MRS Spring Meeting Strasbourg (France) Symposium I*

- “Front-End Junction and Contact Formation in Future Silicon/Germanium Based Devices”, pp. I-8, 2008.
- [28] B. Barbalat, T. Schwartzmann, P. Chevalier, B. Vandelle, L. Rubaldo, A. Lachater, F. Saguin, N. Zerounian, F. Aniel et A. Chantre, Carbon effet on neutral base recombination in high speed SiGeC heterojunction bipolar transistors, *Semiconductor Science and Technology*, vol. 22, pp. 99–102, 2006.
- [29] P. Chevalier, C. Fellous, L. Rubaldo, F. Pourchon, S. Pruvost, R. R. Beerkens, F. Saguin, N. Zerounian, B. Barbalat, S. Lepilliet, D. Dutartre, D. Céli, I. Telliez, D. Gloria, F. Aniel, A. Chantre, «230 GHz self-aligned SiGeC HBT for optical millimeter wave applications, *IEEE Journal of solid state circuit*, vol. 40, N° 10, pp. 2075-2034, 2005.
- [30] J. C. Nunez-Perez, M. Lakhdara, M. Bouhouche, J. Verdier, S. Latreche, and C. Gontrand “First- and second-order electrical modeling and experiment on very high speed SiGeC heterojunction bipolar transistors”, *Semiconductor Science and Technology*, vol. 24, 045010, pp(08), 2009.
- [31] P. Chevalier, N. Zerounian, C. Fellous, L. Rubalo, D. Dutartre, “DC and HF characteristics of a 200 GHz f_T and f_{max} SiGeC HBT technology at room and cryogenic temperatures”, *Proc. International. SiGe. Technology .and Device. Meeting.* (ISTDM), Germany, 2004.
- [32] B. Barbalat, “Technologie et Physique de Transistors Bipolaires à Hétérojonctions Si/SiGeC Auto-alignés très Hautes Fréquences”, *Thèse de doctorat, Université Paris-Sud XI - Faculté des Sciences d’Orsay*, pp. 1-192, 2006.
- [33] Y. Varshini, “Temperature dependence of the energy gap in semiconductor”, *physica*, vol. 34, pp. 149-154, 1967.
- [34] B. Banerjee, S. Venkataraman, Y. Lu, Q. Liang, C.-H. Lee, S. Nuttinck, D. Heo, Y.-J. Emery-Chen, J. D. Cressler, J. Laskar, G. Freeman et D. C. Ahlgren, “Cryogenic Operation of Third Generation, 200-GHz Peak- f_T , Silicon-Germanium Bipolar Transistors”, *IEEE Transactions on Electron Devices* vol. 52 N°4, pp, 585–593, 2005.
- [35] M. Lakhdara, S. Latreche, M. Bouhouche, C. Gontrand, “Cryogenic Temperature Effect on Electrical Characteristics of SiGe, SiGeC HBT”, *Condensed Matter Physics conference of Balkan Conteries CMPC BC2008.*, Mugla – Turkey, 2008.
- [36] Q. Liang, R. Krithivasan, A. Ahmed, Y. Lu, Y. Li, J. D. Cressler, G. Niu, J.-S. Rieh, G. Freeman, D. Ahlgren, A. Joseph, “Analysis and understanding of unique cryogenic phenomena in state-of-the-art SiGe HBTs”, *Solid-State Electronics* 50, pp.964–972, 2006.
- [37] H. Mnif, “ Contribution à la modélisation des transistors bipolaires à hétérojonction Si/SiGe en température”, *Thèse de doctorat, Université Bordeaux*,

- 2004.
- [38] P. Ashburn, "SiGe Heterojunction Bipolar Transistors" *John Wiley and Sons*, 2003.
- [39] B. Banerjee, S. Venkataraman, Y. Lu, S. Nuttinck, D. Heo, Y.-J. Emery-Chen, J. D. Cressler, J. Laskar, G. Freeman et D. C. Ahlgren, "Cryogenic Performance of a 200 GHz SiGe HBT Technology", *IEEE Bipolar/BiCMOS Circuits and Technology Meeting*, pp. 171–173, 2003.
- [40] B. Banerjee, S. Venkataraman, Y. Lu, Q. Liang, C.-H. Lee, S. Nuttinck, D. Heo, Y.-J. Emery-Chen, J. D. Cressler, J. Laskar, G. Freeman et D. C. Ahlgren, "Cryogenic Operation of Third Generation, 200-GHz Peak- f_T , Silicon-Germanium Bipolar Transistors", *IEEE Transactions on Electron Devices*, Vol. 52 N° 4, pp. 585–593, 2005.
- [41] P. Chevalier, N. Zerounian, B. Barbalat, F. Aniel, A. Chantre, "On the use of cryogenic measurements to investigate the potential of Si/SiGe:C HBTs for terahertz operation", *Solid-State Electronics*, Vol.26. N° 3, pp. 34-40, 2007.
- [42] S. Latreche, M. Lakhdara, M. Bouhouche, C. Gontrand, " Low temperature effect on electrical characteristics of SiGe, SiGeC HBT ", *Journal of optoelectronics and advanced materials – symposia* , Vol. 1, No. 3, pp. 242 – 245,2009.



Conclusion Générale

Conclusion Générale

Le travail de thèse que nous venons de présenter a porté sur l'étude et la modélisation des transistors bipolaires à hétérojonction (TBH) à base SiGe intégré en technologie BiCMOS, en se basant sur la simulation électrique bidimensionnelle. En effet, que, la complexité croissante des circuits et des systèmes intégrés microélectroniques dédiés aux technologies de télécommunications sans fils, sujettes à de véritables mutations, impose aujourd'hui de nouvelles méthodologies de simulation et des logiciels compétitifs.

La filière Silicium-Germanium (SiGeC) a été privilégiée comme support pour nos travaux de recherche. L'évolution de l'architecture de ces composants ainsi que la modification des structures de bandes d'énergie, par l'insertion du germanium, ont permis d'apporter une modification significative des performances des transistors bipolaires. En effet, on peut atteindre des fréquences de transition f_T et f_{max} de l'ordre des 300 à 500 GHz.

La thèse présentée s'articule autour de quatre chapitres. Le premier chapitre présente un état de l'art sur le domaine de la technologie SiGe et de ses applications. Nous avons démontré que grâce à l'hétérojonction Si/SiGe, le transistor bipolaire à hétérojonction permet de repousser les limites du transistor classique (BJT) en améliorant les performances fréquentielles sans pénaliser pour autant les autres facteurs de mérites (gain en courant). Une synthèse sur les propriétés physiques de l'alliage SiGe a été faite, permettant de cerner au mieux l'impact du germanium dans l'alliage SiGe.

Les TBH SiGe présentent l'avantage, entre autre, d'être compatible avec les technologies silicium. Après avoir donné un aperçu sur les processus de fabrication de ce composant en particulier de la technologie BiCMOS SiGe, nous avons montré les potentialités de ces composants pour réaliser différentes applications.

Afin de pouvoir analyser les dispositifs SiGe, comprendre les mécanismes dont ils sont le siège et éventuellement les optimiser, nous exposons dans le deuxième chapitre une synthèse complète des paramètres nécessaires pour la simulation physique des couches SiGe/Si, essentiellement pour les transistors bipolaires à hétérojonction. Un travail important de synthèse, a été décrit, nous avons porté un intérêt particulier aux modèles relatifs au SiGe (mobilité, durée de vie, masses effectives) afin de reproduire le plus fidèlement possible le comportement des TBH à base SiGe. Nous avons pour cela mis au point les diverses formulations mathématiques des phénomènes de conduction dans les hétérojonctions. Bien que les dispositifs micro-

dimensionnés nécessitent la mise en œuvre de modèles de transport de plus en plus complexes, l'approche classique de dérive-diffusion couvre encore un spectre étendu d'applications.

Un de nos soucis majeurs lors de ce travail a été de développer un module relatif logiciel fiable à la simulation des composants BiCMOS à base SiGe(C). Celui-ci s'intègre dans le logiciel SIBIDIF et il, s'est révélé tout à fait efficace pour traiter les dispositifs à hétérojonctions, et plus spécifiquement à base SiGe. Nous atteignons des précisions de l'ordre de 10^{-9} à 10^{-11} sur les variables de base, potentiel électrique et densités de porteurs n et p.

Le troisième chapitre, s'attache plus particulièrement à l'identification des effets parasites dus à la présence de défauts électriquement actifs induits par les différentes étapes de fabrication du composant. Ceux-ci peuvent pénaliser fortement les performances électriques des transistors bipolaires à hétérojonction SiGe. En pratique, ces défauts induisent des bruits basse fréquence, qui, via des non-linéarités des circuits intégrant ces composants, créent un bruit RF, en l'occurrence le bruit de phase.

La première étape de ce chapitre a consisté à la validation du comportement électrique des structures modélisées : transistor bipolaire classique (BJT), puis un transistor bipolaire à hétérojonction à base SiGe indemne de défauts.

Le SiGe présente, en effet, une largeur de bande interdite plus faible que le Si et ce d'autant plus que la concentration en germanium de l'alliage est élevé. La réduction qui se crée au niveau de la bande interdite n'est en effet que le « bandgap narrowing », celle-ci induit une variation notable des densités d'états, des masses effectives et de la concentration intrinsèque. Elle influe donc directement sur les caractéristiques du composant.

La seconde étape du troisième chapitre, a porté sur la modélisation des défauts inhérents à de la gravure du polysilicium, afin de percevoir leur répercussion sur le comportement électrique du transistor. L'introduction de ceux-ci défauts permet de mettre en évidence l'impact de leur présence sur les caractéristiques statiques du composant (courant de base, courant de collecteur, gain en courant).

Nous avons ensuite « balayé » les différents paramètres, caractérisant les défauts : leur position dans la structure ; leur section efficace de capture et leur distribution en énergie dans le gap du semi-conducteur. En outre, ce chapitre nous a permis de tester le logiciel SIBIDIF en comparant les résultats obtenus avec des simulateurs commerciaux de type ADS (HICUM).

Nous avons corroboré les résultats de simulation avec ceux expérimentaux obtenus à l'I.N.L (Institut Nanotechnologique de Lyon).

Lorsque plusieurs films de silicium ou de SiGe forment une hétéro-structure, l'accord de maille entre couches de paramètre de maille différent, crée une contrainte biaxiale uniforme qui peut en compromettre la qualité cristalline. L'utilisation de films SiGe de faible épaisseur et l'incorporation du carbone permettent de repousser ces limitations contraignantes et de développer leur utilisation. Souvent redoutée et évitée dans la micro-électronique, la présence du carbone à des concentrations inférieures au pour cent est, en fait, très faiblement nocive et la largeur de bande interdite des alliages SiGe et SiGeC reste plus faible que dans le silicium pur.

C'est dans le quatrième et dernier chapitre, que nous avons fait ressortir l'effet du carbone introduit dans les TBH SiGeC/Si. Nous avons présenté les résultats simulés des principales caractéristiques statiques des TBH SiGeC. Ces caractéristiques ont été simulé pour différentes concentration de carbone inférieure au pourcent (0.5%, 0.75%, et 1%). Il est également ressorti le besoin de faire une comparaison avec des résultats expérimentaux, seul moyen d'obtenir une réelle optimisation rigoureuse.

Finalement, dans la dernière partie de ce chapitre, une étude des principaux effets de la température sur les paramètres physique relatifs au matériau, nous a permis de dégager un ensemble de lois régissant le comportement thermique des TBH SiGeC. Nous avons réalisé une analyse des performances statiques du composant (courant de base de collecteur, et gain en courant) parachevée d'une comparaison entre la simulation et les mesures. Nous avons pu noter qu'à basses températures les performances statique du TBH révèle une forte amélioration.

Pour conclure, nous rappelons les points essentiels de ce travail de thèse qui sont :

- Modélisation d'un transistor bipolaire à hétérojonction SiGe sur du Silicium (TBH).
- Rétrécissement notable de l'énergie de gap au niveau de la base SiGe. : la barrière de potentiel, vue par les électrons pour passer de l'émetteur à la base est moins importante dans le cas d'une jonction Si/SiGe que dans le cas d'une jonction Si/Si. En revanche, la barrière de potentiel vue par les trous reste constante quelque soit la jonction considérée ou le taux de germanium dans la base.
- le courant de collecteur (I_C) augmente avec le taux de germanium. Par contre, le courant de base reste constant (I_B), d'où un gain en courant (β) plus important.

- Résolution numérique des équations de transport dans les dispositifs à hétérojonctions en considérant, des défauts induits lors de la gravure du polysilicium, tout en considérant leur signature : densité totale des défauts (N_T), section efficace de capture (σ_p), et énergie d'activation dans le gap (E_T).
- Augmentation du courant I_B , dû à la présence des centres de génération recombinaison. Le courant de collecteur étant constant, l'introduction des défauts introduit donc, une diminution dans le gain du transistor.
- L'étude de l'impact des défauts selon leur type et leurs positions dans le gap ne remet pas en cause l'effet des défauts vis-à-vis des caractéristiques électriques du transistor.
- Simulation de l'impact de la présence du carbone sur les caractéristiques électriques du TBH (courant de base et collecteur, gain en courant, bandes d'énergies, profil de concentration d'électrons et de trous, potentiel, et champ électrique) en fonction du taux de carbone inférieur au pourcent (0.5, 0.75, 1%).
- Comparaison des caractéristiques statiques I_C , I_B , β et $I_C(V_{CE})$ pour des TBH SiGeC simulés par SIBIDIF, ADS, et les mesures expérimentales.
- Réduction de l'épaisseur de la base ; le gradient d'électrons dans la base neutre varie, le trajet suivi par les électrons est plus court, plus la base diminue plus le gain augmente. il est recommander de ne pas diminuer considérablement l'épaisseur de la base car on peut se heurter facilement à des phénomènes tel que l'effet tunnel et le perçage de la base.
- Etude de l'effet de la température sur les paramètres physiques propres au TBH SiGeC.
- Analyse des performances de ces TBH pour différentes températures, à basse température le gain en courant augmente considérablement.

Les travaux réalisés dans le cadre de cette thèse pourraient se développer davantage et notamment comme suit :

Pour autant la prise en compte « des défauts » ne serait être complète sans la poursuite du travail en régime dynamique ; le but étant d'aboutir à la densité spectrale de bruit. Afin d'identifier le bruit RTS (Random Telegraphic Signal) du à la présence de défauts de génération recombinaison.

- ↳ Le bruit RTS est lié à la variation du nombre porteurs participant à la conduction électrique. Cette variation ΔN , ΔP est causée par la présence des défauts dans le semi conducteur qui piègent et dé-piègent les porteurs a priori de façon aléatoire. Calculer les fluctuations des porteurs ΔN , ΔP , et ΔV autour d'un point de repos N_0 , P_0 , V_0 afin d'avoir des fluctuations sur les courants de base et collecteur ΔI_B et ΔI_C
- ↳ Comparaison des résultats avec d'autres types de simulations : HDM (modèle hydrodynamique), et DDM (*Drift Diffusion Modèle*). Ces comparaisons permettront sûrement d'aboutir à des modèles physiques de plus en plus performants.
- ↳ Développer un modèle analytique propre au TBH SiGeC, et faire une comparaison avec le modèle numérique afin d'alléger les programmes.

Le domaine du TBH reste donc encore largement inexploré et nous réserve encore bien des surprises.....



Glossaire

Glossaire

A

a_{Si}	Paramètre de maille du Silicium
a_{Ge}	Paramètre de maille du Silicium
a_{SiGe}	Paramètre de maille de l'alliage SiGe(Silicium-Germanium)
a_C	Paramètre de maille du Carbone
a_{SiGeC}	Paramètre de maille de l'alliage SiGeC(Silicium-Germanium-Carbone)
A_E	Surface effective d'émetteur
ADS	Advanced Design System
ASIC	Application Specific Integrated Circuit

B

β	Gain en courant du transistor bipolaire en montage émetteur commun défini par $\beta = I_C / I_B$
B	Facteur de transport dans la base
BJT	Transistor bipolaire à homojonction tout silicium
BiCMOS	Bipolar Complementary Metal Oxide Semiconductor : technologie associant un type de transistor bipolaire (généralement de type npn) avec les transistors MOS
B.F	Basse Fréquence
BGN	Band Gap Narrowing

C

C_{JC}	Capacité de la jonction base/collecteur
C_{JE}	Capacité de la jonction émetteur/base
C_n	Coefficient de capture des électrons
C_p	Coefficient de capture des trous
C	Carbone
CMOS	Technologie (Complementary Metal Oxide Semiconductor)

D

ΔE_g	Différence d'énergie de bande interdite
ΔE_{gSiGe}	Différence d'énergie de bande interdite pour un transistor Si/SiGe (correspond à la réduction d'énergie de bande interdite due à l'introduction du germanium).

ΔE_{gSiGeC}	Différence d'énergie de bande interdite pour un transistor Si/SiGe (correspond à la réduction d'énergie de bande interdite due à l'introduction du germanium et le carbone).
ΔE_{cSiGe}	Discontinuité de la bande de conduction dans un TBH SiGe
ΔE_{vSiGeC}	Discontinuité de la bande de Valence dans un TBH SiGe
ΔE_{cSiGeC}	Discontinuité de la bande de conduction dans un TBH SiGeC
ΔE_{vSiGe}	Discontinuité de la bande de Valence dans un TBH SiGeC
D_n, D_p	Coefficient de diffusion des électrons, trous
D_{nB}	Coefficient de diffusion de l'électron dans la base
D_{pE}	Coefficient de diffusion des trous dans l'émetteur
Dop	Densité de charge fixe $N_D^+ - N_A^-$ (dopage)
DDM	Modèle de Drive Diffusion
$DLTS$	Deep Level Transient Spectroscopy
$DDLTS$	DLTS Différentielle

E

E_g	Energie de bande interdite dans le Silicium
E_{gSiGe}	Energie de bande interdite dans le SiGe
E_{gSiGeC}	Energie de bande interdite dans le SiGeC
E_F	Energie de Fermi
E_v	Energie du haut de la bande de valence
E_c	Energie du bas de la bande de conduction
E	Champ électrique
E_T	Energie d'activation où le niveau énergétique du défaut dans le gap.
γ	Efficacité d'injection de l'émetteur
E_{FN}	Pseudo-niveaux de Fermi des électrons
E_{FP}	Pseudo-niveaux de Fermi des trous
e_n	coefficient d'émission des électrons
e_p	coefficient d'émission des trous
ϵ_{si}	Constantes diélectriques du silicium
ϵ_{Ge}	Constantes diélectriques du silicium
ϵ_{SiGe} :	Constantes diélectriques du matériau SiGe
ϵ_{SiGeC}	Constantes diélectriques du matériau SiGeC
EJT	Epitaxie par Jets Moléculaires
$EPVOM$	Epitaxie en Phase Vapeur à base d'Organo -métalliques

F

f_{max}	Fréquence maximale d'oscillation (fréquence de fonctionnement pour laquelle le gain en puissance du transistor vaut 1)
f_T	Fréquence de transition (fréquence de fonctionnement pour laquelle le gain en courant du transistor vaut 1)
F	Probabilité d'occupation du niveau par un électron
Φ	Potentiel électrostatique normalisé par rapport à $U_T=0.0258$
V	Potentiel électrostatique
Φ_n	Potentiel de Fermi des électrons
Φ_p	Potentiel de Fermi des trous
FSA	Fully Self Aligned

G

g	le degré de dégénérescence
G_n	Taux de génération d'électron
G_p	Taux de génération de trous
GR_n	Taux de génération Recombinaison des électrons
GR_p	Taux de génération Recombinaison des trous
g_m	Transconductance

H

h	Constante de Plank,
hc	L'épaisseur critique du film SiGe contraint
HICUM	High Current Model

I

I_B	Courant de base
I_{BR}	Composante du courant de base due aux recombinaisons électrons/trous en base neutre
I_C	Courant collecteur
I_E	Courant d'émetteur
I_{nE}	Courant d'électrons I_{nE} injectés de l'émetteur dans la base (composante du transistor idéal : courant de diffusion).
I_{pE}	Courant de trous injectés de la base vers l'émetteur (composante du transistor idéal courant de diffusion).

I_{rg}	<i>Courant de fuite à la jonction (E-B dont les origines physiques peuvent être variées. Il peut s'agir soit de génération - recombinaison dans la ZCE (E-B) soit d'un effet tunnel assisté par phonons et/ ou défauts.</i>
I_{Lc}	<i>Courant de fuite dans la jonction (B-C) (dû a des défauts dans la ZCE base collecteur).</i>
I_{co}	<i>Courant inverse de la jonction (B-C)</i>
ISE	<i>Logiciel Integrated Systems Engineering</i>
<u>J</u>	
J_n	<i>Densités de courant d'électrons</i>
J_p	<i>Densités de courant de trous</i>
<u>K</u>	
K	<i>Constante de Boltzmann (1,38.10⁻²³ J/K)</i>
<u>L</u>	
L_D	<i>Longueur de Deby</i>
L_n	<i>Longueur de diffusion des électrons</i>
LAN	<i>Low Noise Amplifier</i>
LOCOS	<i>LOCal Oxidation of Silicon</i>
<u>M</u>	
M	<i>facteur de multiplication du courant d'électrons collecté</i>
m^*	<i>la masse effective du porteur</i>
m_e^*	<i>masse effective de l'électron</i>
m_p^*	<i>masse effective du trou</i>
m_{pSi}^*	<i>masse effective du trou du Si</i>
m_{pSiGe}^*	<i>la masse effective des trous du SiGe,</i>
μ_p	<i>Mobilité des électrons</i>
μ_n	<i>Mobilité des trous</i>
Mn	<i>Mobilité des électrons normalisée</i>
Mp	<i>Mobilité des trous normalisée</i>
μ_{pSiGe}	<i>la mobilité des porteurs majoritaires dans la base SiGe,</i>
μ_{pSi}	<i>la mobilité des porteurs majoritaires dans la base Si.</i>
MEB	<i>Microscope électronique à Balayage</i>
MMIC	<i>Monolithic Microwave Integrated Circuit</i>
MBE	<i>Molecular Beam Epitaxy</i>
<u>N</u>	
n	<i>Concentrations d'électrons</i>
N	<i>Concentrations d'électrons normalisées par apport à ($n_i=1.45.10^{10}cm^{-3}$)</i>

n	<i>le nombre de points de maillage en x</i>
n_i	<i>Concentrations intrinsèque du Silicium</i>
n_{iSiGe}	<i>Concentrations intrinsèque de l'alliage SiGe</i>
n_{iSiGeC}	<i>Concentrations intrinsèque de l'alliage SiGeC</i>
N_T	<i>Densité totale des centres profonds</i>
N_A	<i>Concentration en dopant accepteur</i>
N_{AB}	<i>Concentration en dopant accepteur dans la base</i>
N_D	<i>Concentration en dopant donneur</i>
N_{DE}	<i>Concentration en dopant donneur dans l'émetteur</i>
N_c	<i>Densités d'états dans la bande de conduction</i>
N_{csi}	<i>Densité d'états effective de la bande de conduction dans le silicium</i>
N_{csiGe}	<i>Densité d'états effective de la bande de conduction dans l'alliage SiGe</i>
N_{csiGeC}	<i>Densité d'états effective de la bande de conduction dans l'alliage SiGeC</i>
N_v	<i>Densités d'états dans la bande de valence</i>
N_{vsi}	<i>Densité d'états effective de la bande de valence dans le silicium</i>
N_{vsiGe}	<i>Densité d'états effective de la bande de valence dans l'alliage SiGe</i>
N_{vsiGeC}	<i>Densité d'états effective de la bande de valence dans l'alliage SiGeC</i>
η	<i>Coefficient d'idéalité</i>
NPN	<i>Transistor deux jonctions NP tête-bêche ayant une région en commun</i>

P

p	<i>Densité de trous</i>
P	<i>Densité de trous normalisées par apport à ($n_i=1.45.10^{10}cm^{-3}$)</i>
Polysilicium	<i>Silicium polycristallin</i>
Polyémetteur	<i>Silicium polycristallin formant l'émetteur du transistor bipolaire</i>

Q

QSA	<i>Quasi Self Aligned</i>
q	<i>Charge élémentaire ($1,6.10^{-19}C$)</i>

R

R_B	<i>Résistance d'accès base</i>
R_C	<i>Résistance d'accès collecteur</i>
R_E	<i>Résistance d'accès émetteur</i>
R_n	<i>Taux de recombinaison d'électrons</i>
R_p	<i>Taux de recombinaison de trous</i>
ρ	<i>Densité de charges</i>

RIE *Reactive Ion Etching*
RF *Radio fréquence*

S

Si *Silicium*
SiGe *Alliage silicium-germanium*
SiGeC *Alliage silicium-germanium-Carbone*
SIBIDIF *logiciel Simulation Bidimensionnelle par Différences finies*
SIMS *Spectrométrie de Masse Ionique Secondaire*
STI *Shallow Trench Isolation (isolation par tranchées peu profondes)*
SOC *System-On-Chip*
 σ_n *Sections efficaces de captures d'un piège à électron*
 σ_p *Sections efficaces de captures d'un piège à trou*

T

T *Température absolue (en Kelvin)*
 τ_B *Temps de transit dans la base*
 τ_{EC} *Temps de transit dans l'émetteur*
 τ_{BC} *Temps de transit dans la zone de charge d'espace base/collecteur*
 τ_{EB} *Temps de transit dans la zone de charge d'espace émetteur/base*
 τ_F *Temps de transit total*
 τ_n *Durée de vie des électrons*
 τ_p *Durée de des trous*
 τ_{ndef} *Durée de vie d'un piège à électron*
 τ_{pdef} *Durée de vie d'un piège à trous*
TBH *Transistor Bipolaire à Hétérojonction (HBT)*
TED *Transient Enhanced Diffusion*

U

U_T *kT/q*
UHV- CVD *Ultra High Vacuum CVD*

V

V_{AF} *Tension d'Early en régime direct*
V_{Ar} *Tension d'Early inverse*
V_{thn} *la vitesse thermique des électrons*

V_{thp}	<i>la vitesse thermique des trous</i>
V_{sat}	<i>Vitesse de saturation</i>
V_{BE}	<i>Tension émetteur-base</i>
V_{CE}	<i>Tension collecteur-émetteur</i>
VCO	<i>Voltage Control Oscillator</i>
VLPCVD	<i>Very Low Pressure Chemical Vapor Deposition</i>

W

W_B	<i>Epaisseur de la base neutre</i>
W_E	<i>Epaisseur de l'émetteur. Elle correspond à la distance entre la base et le contact émetteur</i>
WLAN	<i>Wireless Local Area Network (réseau local sans fil)</i>

X

x	<i>Concentration du Germanium dans l'alliage SiGe</i>
-----------------------	---

Y

y	<i>Concentration de Carbone dans l'alliage SiGeC</i>
-----------------------	--

Z

Z.C.E	<i>Zone de charge d'espace</i>
--------------	--------------------------------

Contributions Scientifiques

Publications de l'auteur

- [1] **Maya LAKHDARA**, Saïda Latreche and Christian Gontrand, "Modeling of Parasitic Effects Induced by Electrically Active Defects in a SiGe HBT", *European Physical Journal Appl. Phys.* Vol. 43, pp. 55–63, 2008. www.edpsciences.org.
- [2] José Cruz Nunez-Perez, **Maya LAKHDARA**, Manel Bouhouche, Jacques Verdier, Saïda Latreche, and Christian Gontrand "First- and second-order electrical modeling and experiment on very high speed SiGeC heterojunction bipolar transistors", *Semiconductor science and Technology*, **24** (2009) 045010, (8pp).
- [3] S. Latreche, **M. LAKHDARA**, M. Bouhouche, C. Gontrand, " Low temperature effect on electrical characteristics of SiGe, SiGeC HBT ", *Journal of optoelectronics and advanced materials – symposia* , Vol. 1, No. 3, pp. 242 – 245,2009.

Liste des communications

- [1] **M. LAKHDARA**, S. Latreche, C. Gontrand « Optimisation du Transistor Bipolaire à Hétérojonction (TBH) à Base $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ » *Sixième Séminaire International de la Physique Energétique SIPE6*, Bechar 21-23 Octobre 2002, pp.53.
- [2] **M. LAKHDARA**, S. Latreche, C. Gontrand " Numerical Simulation of SiGe HBT's", *International Algerian Conference on Microelectronics ACM'02*, CDTA, Algiers - Algeria, 13-15 October 2002, pp.165.
- [3] **M. LAKHDARA**, S. Latreche, C. Gontrand " Modélisation Numérique de Transistors Bipolaires à Hétérojonctions Si/SiGe Intègres dans une Filière BiCMOS 0.5 μm ", *Congrèe International REMCES9, 9^{ème} Rencontre Marocaine sur la Chimie de l'Etat Solide Maroc*, Agadir 30-31- Octobre 1 Novembre, 2002, pp. 73.
- [4] **M. LAKHDARA**, S. Latreche, C. Gontrand " Etude des Défauts électriquement Actifs dans un Transistor Bipolaire à Hétérojonction SiGe compatible CMOS", *Intenational Conference on Physics its Applications, CIPA' 2003*, Oran, 8-10 Décembre 2003 pp, 161.
- [5] **M. LAKHDARA**, S. Latreche, C. Gontrand " Modélisation des défauts induits par la gravure du polysilicium dans un TBH Si/SiGe intégré dans une technologie BiCMOS", *International Congress of Photovoltaic and Wind Energy, ICPWE'2003*, Tlemcen, Algeria 21-23 Décembre 2003, Abstracts Books Vol II, pp 158.

- [6] **M. LAKHDARA**, S. Latreche, F. Miller, C. Gontrand, " Influence of the Position Defects Electrically Active On the Characteristics of an SiGe HBT", Congrès IEEE The 16th International Conference on Microelectronics, ICM'04, 6-8 December, 2004 Tunis, Tunisia, IEEE Catalog Number : 04EX918, ISBN : 0-7803-8656- Library of congress : 2004109110, pp: 569-573.
- [7] D. Rechem, **M. LAKHDARA**, S. Latreche, « Modélisation bidimensionnelle d'un transistor MOS a canal N par la méthode des différences finies. », Congrès International en Informatique Appliquée CiiA05. Bordj Bou Arréridj, Algérie, 19-21 Novembre. 2005, pp.365-396.
- [8] S. Latreche, M. Bouhouche, **M. LAKHDARA**, C. Gontrand, "Influence de la position spatiale des défauts ponctuels sur les caractéristiques électriques d'un TBH », 1^{ère} Conférence Internationale sur les Systèmes Electroniques, CISE 05, Batna, Algérie 13-14 Décembre 2005, proceeding pp.86-90.
- [9] **M. LAKHDARA**, S. Latreche, M. Bouhouche, C. Gontrand, "Cryogenic Temperature Effect on Electrical Characteristics of SiGe, SiGeC **HBT** " Condensed Matter Physics conference of Balkan Countries CMPC BC2008." 26- 28 May 2008 Mugla – TURKEY. <http://cmpe-bc2008.mu.edu.tr/index.htm>
- [10] **Maya LAKHDARA**, Saïda LATRECHE, José Cruz NUNEZ -PEREZ, Manel BOUHOUCHE, Jacque. VERDIER, and Christian GONTRAND, Carbon "Effect on Electrical Characteristics of High Speed SiGeC HBT" , for E-MRS Spring Meeting Strasbourg (France), Symposium I "Front-End Junction and Contact Formation in Future Silicon/Germanium Based Devices", 26th- May 30th 2008. <http://www.emrs-strasbourg.com/>.
- [11] M. Bouhouche, S. Latreche, **M. LAKHDARA**, C. Gontrand; «Effect of carbon dose on the electrical characteristics of sige:c hbts»;First International Conference on Thin Films and Porous Materials, Alger 19-22 Mai 2008.
- [12] S. LATRECHE, M. BOUHOUCHE, **M. LAKHDARA**, C. GONTRAND; «On the effect of technological defects induced by polysilicon emitter etching and base implantation of Si/ SiGe bipolar transistor»; Sixième Conférence Internationale sur la Science des Matériaux (CSM6), Beyrouth – Liban, 15-17 Mai 2008.
- [13] **Maya LAKHDARA**, Saïda LATRECHE, and Christian GONTRAND, "Numerical Modelling and optimization of SiGeC HBT for 0.13 μ m BiCMOS technology", Accepted pour 6th International Conference on Electrical and Electronics Engineering, (ELECO 2009), 5-8 November 2009, Bursa, TURKEY.

Etude de Composants Semi-conducteurs Réalisés en Technologie CMOS Dédiés à la Radio Fréquence

Résumé :

La complexité croissante des circuits et des systèmes dédiés aux technologies de télécommunications sans fils, impose aujourd'hui de définir de nouvelles méthodologies de simulation associées à de nouveaux logiciels. Cette thèse a pour objet l'étude et la modélisation des transistors bipolaires à hétérojonction à base Si/SiGeC à très hautes performances pour les applications de télécommunications dédiées à la radio fréquence RF.

Le premier chapitre, rappelle la théorie du fonctionnement du transistor bipolaire, aussi bien en régime statique que dynamique, détaille l'effet de l'introduction du germanium sur les caractéristiques électriques du composant, et se conclut par un état de l'art effectué sur des TBH SiGe, spécifiquement dans un cadre de compatibilité BiCMOS.

Nous présentons ensuite dans un second chapitre les modèles physiques adéquats à une écriture correcte des équations représentatives des hétérojonctions. L'outil de base étant un logiciel de simulation électrique SIBIDIF qui résout à la fois l'équation de Poisson et de continuité des électrons et des trous en se basant sur le concept des différences finies en tant que méthode de discrétisation.

Le travail de simulation fait l'objet du troisième chapitre. Il débute par la modélisation puis la validation du comportement électrique d'un transistor bipolaire à homojonction (BJT), puis un transistor bipolaire à hétérojonction à base SiGe. Nous avons par la suite introduit les défauts inhérents à la gravure du polysilicium, en définissant, leurs caractéristiques et en modélisant leur influence sur le comportement électrique de la structure.

Le dernier chapitre de cette thèse vise l'étude des TBH SiGeC, L'addition de carbone à des concentrations inférieures au pourcents dans la base d'un TBH SiGe, permet de bloquer la diffusion de bore. Nous avons présentés dans un premier temps, les résultats simulés des principales caractéristiques statiques des TBH SiGeC. Ces caractéristiques ont été simulé pour différentes concentration de carbone inférieure au pourcent (0.5%, 0.75%, et 1%). Les résultats ont été comparés avec des résultats expérimentaux, et des résultats obtenus avec le simulateur ADS. Leur concordance a permis de valider les notre.

Cette étude à été suivie d'une analyse des performances de ces TBH SiGeC pour des basses températures. Nous avons illustré et validé l'ensemble de ces caractéristiques électriques en faisant également une comparaison des résultats simulés par SIBIDIF et des mesures.

Mots clés :

Modélisation électrique, technologie BiCMOS, hétérojonction, TBH, L'alliage SiGe, défauts actives, défauts de gravure du polysilicium, TBH SiGeC, (C) carbone, basses températures.

Study of Semiconductors Components Realized in CMOS technology Dedicated To the radiofrequency

Abstract:

The increasing complexity of circuits and microelectronic integrated systems dedicated to telecommunications technology wireless also subject to real change, imposed today to define new design methodologies associated with new Simulator tools. The purpose of this thesis is the optimisation and modelling of high performance Si/SiGeC heterojunction bipolar transistors HBT for telecommunication dedicated to the radiofrequency.

The first chapter is a reminder of the bipolar transistor theory, both in its static and dynamic operations. The impact of the germanium presence on the electric performances introduced a degree of the liberty in the optimization of the component, and concludes by a state-of-the-art of the TBH SiGe, particularly in a BiCMOS technology.

We present in the second chapter the adequate physical models for a correct writing of the representative equations of heterojunction have been established. The basic tool is electric "SIBIDIF" is a two dimensional Drift-Diffusion Model (DDM) simulator. It solves the continuity equations for electrons and holes, coupled with the Poisson's equation, based on the concept of the finite difference mesh.

Next, we present a numerical modelling of a NPN SiGe heterojunction bipolar transistor (HBT) realized in an industrial $0.35\mu\text{m}$ BiCMOS process, using our own software simulator "SIBIDIF", taking into account some electrically active defects in the HBT device. The electric performances of this device can be penalized by the presence of defects inherent to the complex structure shrinking. Nevertheless, their localization, as well as their effective density or their capture section, have an influence on the electric characteristics of the HBT's. As a check, we find some good agreement between our simulated results and some experimental ones.

The addition of carbon at low concentration in the base layer of SiGe Heterojunction Bipolar Transistors (HBTs) has been reported as an effective way to achieve high performance devices. This paper deals with the introduction of carbon in SiGeC HBTs, comparing the electrical characteristics, with and without carbon using our device simulator SIBIDIF. We present a numerical modelling of a NPN (SiGeC) HBT realized in an industrial BiCMOS SiGe:C $0,13\mu\text{m}$ -like process, taking into account the effects of an incorporation of a small amount (0.5%,0.75%,1%) of carbon in the base of the HBT device. The results obtained in this study are efficiently compared with electrical characteristics obtained by measurements and compact model (HICUM) implemented commercial simulator ADS (*Advanced Design System*).

We finish off with the study of the HBT at cryogenic temperature. The consideration of the temperature and in particular of the self-heating effect in Si/SiGeC heterojunction bipolar transistors (HBT) is fundamental aspect to predict in precise way its electric characteristics. The simulations results are compared with electrical characteristics obtained by measurements.

Keywords:

Electric modeling, BiCMOS technology, Heterojunction Bipolar Transistor, HBT, The SiGe alloy, active defect, SiGeC HBT, Carbon (C), temperature.

دراسة مركبات أنصاف النواقل مصنوعة بتكنولوجيا CMOS مخصصة لترددات الراديو

ملخص

التعقيدات المتزايدة للأنظمة المخصصة لتكنولوجيا الاتصالات السلكية واللاسلكية ، تتطلب تحديد منهجيات جديدة مرتبطة بمحاكاة برمجيات جديدة. هذه الرسالة تهدف الى دراسة ونمذجة مقحل ثنائي القطب ذو الوصلة غير متجانسة و ذي قاعدة SiGeC للاتصالات السلكية واللاسلكية عالية الأداء. الفصل الأول يشير إلى نظرية عمل مقحل ثنائي القطب ، سواء في النظام الديناميكي او الثابت ، حيث يحدد أثر إدخال الجرمانيوم على الخصائص الكهربائية للعنصر ، ويختتم بحوصلة حول SiGe HBT ، وتحديدًا في إطار التوافق مع التكنولوجيا BiCMOS.

في الفصل الثاني قمنا باستخراج النماذج الفيزيائية الملائمة للمعادلات الرياضية الخاصة لهاته الوصلات الغير متجانسة، و من جهة أخرى قمنا بتوسيع البرنامج SIBIDIF لحل المعادلات الثلاثة الأساسية لهذه الوصلات في معلم ثنائي الاتجاه. الفكرة الأساسية هي الأخذ بعين الاعتبار التركيبية الغير متجانسة للمواد المكونة لهذا المركب.

الوسيلة الأساسية هي المحاكاة الكهربائية التي تحل في نفس الوقت معادلة Poisson و معادلتى الاستمرارية للإلكترونات و الثقوب معتمدين في ذلك على مفهوم المتباعدات المنتهية حيث أنها طريقة تعتمد على التقسيم.

محاكاة هو موضوع الفصل الثالث. وهي تبدأ من النمذجة والتثبيت من السلوكات الكهربائية لمقحل ثنائي القطب ذو وصلة متجانسة (BJT) و آخر ثنائي القطب ذو وصلة غير متجانسة وقاعدة SiGe. في وقت لاحق قمنا بتبيين تأثير العيوب الناتجة خلال المراحل الصناعية (نقش متعدد السيليسيومات) على الخصائص الكهربائية للمركب. هذا العمل يتمحور حول الصياغة الفيزيائية، نمذجة، تحليل و تفسير تأثير العيوب الصناعية على الخصائص الكهربائية للمقحل.

في الفصل الأخير من هذا البحث قمنا بدراسة SiGeC HBT ، إضافة الكربون بتركيزات أقل من واحد في المئة في قاعدة SiGe HBT ، يمنع نشر البور ، وقدمنا في الخطوة الأولى ، نتائج المحاكاة من الخصائص الثابتة الرئيسية لل SiGeC HBT. هذه الخصائص قد تم محاكاتها لتركيزات مختلفة من الكربون أقل من واحد في المئة (0.5 % و 0.75 % و 1 %). و قد تمت مقارنة النتائج المتحصل عليها مع التجارب والنتائج التي تم الحصول عليها مع جهاز المحاكاة ADS . اتفاهما سمح لنا للتحقق من صحة النتائج . وتعقب هذه الدراسة بتحليل خصائص SiGeC HBT لدرجات الحرارة المنخفضة. لدينا صور وتصديق كل هذه الخصائص الكهربائية عن طريق مقارنة النتائج كما تمت محاكاتها بواسطة SIBIDIF والقياسات.

الكلمات الدالة

نمذجة كهربائية، تكنولوجيا BiCMOS ، وصلة غير متجانسة، TBH ، مزيج SiGe ، عيوب نقش متعدد السيليسيومات ، SiGeC TBH ، الكربون ، الحرارة المنخفضة

Résumé

La complexité croissante des circuits et des systèmes dédiés aux technologies de télécommunications sans fils, impose aujourd'hui de définir de nouvelles méthodologies de simulation associées à de nouveaux logiciels. Cette thèse a pour objet l'étude et la modélisation des transistors bipolaires à hétérojonction à base Si/SiGeC à très hautes performances pour les applications de télécommunications dédiées à la radio fréquence RF.

Le premier chapitre, rappelle la théorie du fonctionnement du transistor bipolaire, aussi bien en régime statique que dynamique. Nous présentons ensuite dans un second chapitre les modèles physiques adéquats à une écriture correcte des équations représentatives des hétérojonctions. L'outil de base étant un logiciel de simulation électrique SIBIDIF qui résoud à la fois l'équation de Poisson et de continuité des électrons et des trous.

Le travail de simulation fait l'objet du troisième chapitre. Il débute par la modélisation puis la validation du comportement électrique d'un transistor bipolaire à homojonction (BJT), puis un transistor bipolaire à hétérojonction à base SiGe. Nous avons par la suite introduit les défauts inhérents à la gravure du polysilicium, en définissant, leurs caractéristiques et en modélisant leur influence sur le comportement électrique de la structure.

Le dernier chapitre de cette thèse vise l'étude des TBH SiGeC. Nous avons présentés dans un premier temps, les résultats simulés des principales caractéristiques statiques des TBH SiGeC. Ces caractéristiques ont été simulé pour différentes concentration de carbone inférieure au pourcent (0.5%, 0.75%, et 1%). Les résultats ont été comparés avec des résultats expérimentaux, et des résultats obtenus avec le simulateur ADS.

Cette étude à été suivie d'une analyse des performances de ces TBH SiGeC pour des basses températures. Nous avons illustré et validé l'ensemble de ces caractéristiques électriques en faisant également une comparaison des résultats simulés par SIBIDIF et des mesures.

Mots clés :

Modélisation électrique, technologie BiCMOS, hétérojonction, TBH, L'alliage SiGe, défauts actives, défauts de gravure du polysilicium, TBH SiGeC, (C) carbone, basses températures.