

République Algérienne Démocratique et Populaire Ministère de
l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

Faculté des Sciences de l'Ingénieur
Département d'Electronique
Université de Constantine

N° d'Ordre :.....

Série :.....

MEMOIRE

Présenté pour Obtenir le Diplôme de Magistère
en Electronique

Option : Semi-conducteurs

THEME

ETUDE EN TEMPERATURE
DU TRANSISTOR BIPOLAIRE A HETEROJONCTION
A BASE SiGe

Par : Mme KARA MOSTEFA ZOHRA

Soutenance Prévues le : 09/01 /2007.

Devant le Jury :

Président : Mme Benrrabah Meriem Prof. Univ.

Constantine

Rapporteur : Mme Lessoued Saida Prof. Univ.

Constantine

Examineurs : Mme Bouchemat Touraya Prof. Univ.

REMERCIEMENT

*Au nom d ALLAI, le Clément, le Miséricordieux.
Louange à notre Dieu ALLAH qui m 'a appris ce que je ne savais pas
et qui m 'a donné ce que je n 'avais pas.*

*Je tiens à remercier vivement madame **Saida Lessoued**, professeur
au département d'électronique à l'université de Constantine,
d'avoir voulu rapporter ce travail.
Quelle trouve ici l'expression de ma profonde reconnaissance pour
m 'avoir confié ce sujet et ainsi que pour ses conseils.*

*Je tiens à remercier mesdames et monsieur les membres du jury qui
ont bien accepter d'examiner le présent mémoire :*

*Mme M. **Benouakta**, professeur au département d'électronique à
l'université de Constantine, Merci pour l'honneur que vous
m 'avez fait en acceptant de présider le jury.*

*Mme **T.Bouchemat**, professeur au département d 'électronique à
l'université de Constantine, Merci d 'avoir accepter
de juger mon travail.*

*Mr A. **Chaabi**, Maître de conférences au département d 'électronique
à l'université de Constantine, Merci pour l'intérêt que vous avez
bien voulu apporter à ce travail en acceptant de le juger.*

*J'exprime ma chaleureuse gratitude à ma très chère **maman** pour ses
encouragements et son soutien durant toutes mes études.*

*Mes vifs remerciements à mon époux **Murad** pour son aide,
ses conseils et ses encouragements.*

Zohra

SOMMAIRE

Dédicace	i
Remerciement.....	ii
Sommaire.....	iii
Légende des Figures.....	vi
Introduction Générale.....	1
Chapitre I : Principes et Limites du Transistor Bipolaire et Intérêt de l'Alliage SiGe Comme	
Matériau de Base	4
1. Introduction.....	4
II. Transistor Bipolaire à Homojonction.....	4
11.1. Bilan des Courants en Régime Direct	5
11.1.1. Courant d'Emetteur.....	5
11.1.2. Courant de Base.....	6
11.1.3. Courant de Collecteur.....	6
11.2. Propriétés du Transistor Bipolaire.....	7
11.2.1. Amplification et Gain.....	7
11.2.2. Tension de Claquage.....	10
11.2.3. Perçage de la Base.....	10
11.3. Limitations en Courant Causées par les Effets Parasites.....	10
11.4. Limites du Transistor Bipolaire Classique.....	12
11.5. Solution Apportée.....	12
III. Transistor Bipolaire à Hétérojonction à Base SiGe.....	13
111.1. Développement et Intérêt de l'Hétérojonction SiGe/Si.....	13
111.2. Propriétés Cristallines du SiGe.....	14
111.3. Propriétés Physiques du SiGe.....	14
111.3.1. Energie de la Bande Interdite du SiGe.....	14
111.3.2. Alignement des Bandes à l'Hétéro-interface.....	15
111.4. Principe du Transistor Bipolaire à Hétérojonction.....	15
IV. Technologie BICIMOS.....	16
IV. 1. Fabrication du Transistor Bipolaire en Technologie CMOS.....	16
IV.2. Etapes Utiles au Développement du TBH.....	17
IV.2.1. Epitaxie de la Base.....	17

Chapitre III : Développement d'un Modèle Analytique du TBH

- Prise en Compte de la Température -	42
1. Introduction	
H. But de l'Analyse en Température	42
III. Modèles Physiques considérés	43
111.1. Largeur de la Bande Interdite.....	43
111.2. Mobilité des Porteurs	43
III.3. Densités Effectives d'Etat.....	44
111.4. Concentration Intrinsèque.....	45
IV. Caractéristiques Electriques	45
IV.1. Expression du Courant de Collecteur	45
IV.2. Composantes du Courant de Base	46
IV.2. 1. Courant de Diffusion.....	46
IV.2.2. Courant de Recombinaison dans la Base	47
IV.2.3. Courant de Recombinaison dans la ZCE	48
IV.3. Gain en Courant.....	50
V. Principaux Effets Capables d'Influer sur le Courant de Base.....	51
V.1. Effet du Polysilicium.....	51
V.2. Effet "Bandgap Narrowing"	53
V.3. Effet Tunnel Assisté par les Niveaux Défauts	55
V.4. Effet Poole-Frenkel.....	56
V.S. Recombinaison Surfaccique	59
VI. Programme de Simulation	60
VII. Simulation et Résultats	63
VII. 1. Courant de Base	63
VII. 2. Courant de Base Modifié par l'Effet Polysilicium	64
VII.3. Courant de Base Modifié par l'Effet Tunnel	65
VII.4. Courant de Base Modifié par l'Effet Poole-Frenkel.....	66
VII. 5. Courant de Base Modifié par l'Effet de Recombinaison Surfaccique ..	67
VII.6. Gain en Courant.....	68
VIII. Conclusion	70
Conclusion Générale.....	71
Références.....	73
Annexe.....	77

LEGENDE
DES
FIGURES

LEGENDE DES FIGURES

Chapitre I

- Figure I.1 : Distribution du courant en mode normal5
- Figure I.2 : Courbe de Gummel mettant en évidence les effets de forte et faible injections11
- Figure I.3 : Energie de la bande interdite en fonction de la concentration en germanium14
- Figure I.4 : Alignement des bandes à l'hétéro-interface15
- Figure I.5 : Hétérojonction permettant l'injection préférentielle des électrons16
- Figure I.6 : Structure BICMOS16
- Figure I.7 : Structure épitaxiée avec espaceur d'émetteur18
- Figure I.8 : Simulation de l'élargissement de la base sous l'effet des traitements thermiques18

Chapitre II

- Figure II.1 : Différents types de profils de germanium dans la base24
- Tableau II.1 : Paramètres relatifs au calcul des durées de vie des électrons et des trous25
- Figure II.2 : Algorithme global du logiciel SIBIDIF29
- Figure II.3 : Module de la solution initiale29
- Tableau II.2 : Variation de la masse effective des trous en fonction du pourcentage du Ge32
- Figure II.4 : Module de la solution initiale avec prise en compte de la température34
- Figure II.5 : Structure étudiée35
- Figure II.6 : Profil de dopage35
- Figure II.7 : Diagrammes de bande d'énergie d'un TBH à base $Si_{0,8}Ge_{0,2}$ pour
T = 200, 300, 400 k36
- Figure II.8 : Evolution des densités d'électrons normalisées dans le cas d'un TBH à base
 $Si_{0,8}Ge_{0,2}$ en fonction de la température37
- Figure II.9 : Evolution des densités des trous dans le cas d'un TBH à base $Si_{0,8}Ge_{0,2}$
en fonction de la température37
- Figure II.10 : Evolution du potentiel électrostatique pour un TBH à base $Si_{0,8}Ge_{0,2}$
pour T = 200, 300, 400 k38
- Figure II.11 : Evolution des courants de collecteur et de base pour un TBH à base
 $Si_{0,8}Ge_{0,2}$ à T = 200, 300, 400 k40
- Figure II.12 : Evolution du gain en courant pour un TBH à base $Si_{0,8}Ge_{0,2}$
à T = 200, 300, 400 k40

Chapitre III

- Figure III.1 : Evolution de la largeur de bande en fonction de la température pour un BJT et un TBH avec un taux de germanium de 8 %, 20 % et 30 %43
- Figure III.2 : Variation de la mobilité des électrons et des trous dans la base en fonction de la température pour un BJT et un TBH à base $Si_{0,92}Ge_{0,08}$, $Si_{0,8}Ge_{0,2}$ et $Si_{0,7}Ge_{0,3}$ 43
- Figure III.3 : Evolution des densités effectives d'état en fonction de la température pour un BJT et un TBH à base $Si_{0,92}Ge_{0,08}$, $Si_{0,8}Ge_{0,2}$ et $Si_{0,7}Ge_{0,3}$ 44
- Figure III.4 : Concentration intrinsèque en fonction de la température pour un BJT et un TBH avec un taux de germanium de 8 %, 20 % et 30 %45
- Figure III.5 : Courant de recombinaison dans la base47
- Figure III.6 : Courant de recombinaison dans la zone de charge d'espace 48
- Figure III.7 : Courant de base50
- Figure III.8 : Interface polysilicium / silicium51
- Figure III.9 : Distribution des trous dans un émetteur polysilicium52
- Figure III.10 : Effet de fort dopage sur la bande interdite 54
- Figure III.11 : Recombinaison par l'effet tunnel55
- Figure III.12 : Effet Poole-Frenkel57
- Figure III.13 : Interface SiO_2 59
- Figure III.14 : Organigramme montrant le calcul des paramètres physiques pour des transistors BJT et TBH61
- Figure III.15 : Organigramme montrant le calcul des courants de base, de collecteur et du gain en courant pour des transistors BJT et TBH 62
- Figure III.16 : Courant de diffusion63
- Figure III.17 : Courant de recombinaison dans la base63
- Figure III.18 : Courant de recombinaison dans la zone de charge d'espace E/B63
- Figure III.19 : Courant total de la base63
- Figure III.20 : Evolution du courant de base analytique modifié par le polysilicium et du courant de base simulé par le logiciel numérique SIBIDIF pour un TBH à base $Si_{0,8}Ge_{0,2}$ à $T = 300$ k64
- Figure III.21 : Evolution du courant de base modifié par le polysilicium en fonction de V_{be} pour un TBH à base $Si_{0,8}Ge_{0,2}$ à $T = 200, 300, 400$ k65

LEGENDE DES FIGURES.

- Figure III.22 : Evolution du courant de base modifié par l'effet Tunnel en fonction de V_{be} pour un TBH à base $Si_{0.8}Ge_{0.2}$ à $T = 200, 300, 400$ k66
- Figure III.23 : Evolution du courant de base modifié par l'effet Poole-Frenkel en fonction de V_{be} pour un TBH à base $Si_{0.8}Ge_{0.2}$ à $T = 200, 300, 400$ k67
- Figure III.24 : Evolution du courant de base modifié par l'effet de recombinaison surfacique en fonction de V_{be} pour un TBH à base $Si_{0.8}Ge_{0.2}$ à $T = 200, 300, 400$ k ...68
- Figure III.25 : Gains en courant numérique et analytique en fonction de V_{be} pour un TBH à base $Si_{0.8}Ge_{0.2}$ pour $T = 200, 300, 400$ k69
- Figure III.26 : Gain en courant modifié par les effets en fonction de V_{be} pour un TBH à base $Si_{0.8}Ge_{0.2}$ pour $T = 200, 300, 400$ k70

INTRODUCTION
GENERALE

INTRODUCTION GENERALE

La technologie Bipolaire représente le meilleur choix pour les applications qui nécessitent de très hautes vitesses à cause de ses possibilités supérieures de débit (transconductance élevée) et de son bas niveau de commutation.

Les principaux paramètres qui contrôlent la vitesse du transistor bipolaire sont ses éléments extrinsèques comme les résistances séries et la capacité base-collecteur. Ces paramètres peuvent être limités grâce à la réduction des dimensions latérales du composant. En effet, la technologie qui utilise l'auto-alignement de la base extrinsèque, avec un émetteur polysilicium, réduit la résistance série de la base [1] et peut être combinée à une technologie double-polysilicium. Ceci minimise la surface extrinsèque d'accès à la base intrinsèque et permet de limiter la capacité base-collecteur.

Après l'optimisation des éléments extrinsèques du transistor bipolaire, sa rapidité peut être améliorée en réduisant le temps de transit des porteurs dans la base. Ainsi, l'utilisation d'une base mince limite le stockage des porteurs minoritaires. Mais, il est nécessaire d'augmenter le dopage de la base pour éviter à la fois la détérioration de sa résistance et le risque de perçage de la base.

En effet, plusieurs essais ont été effectués afin de réaliser des bases fines fortement dopées par implantation ionique. Par exemple, Tamaki a obtenu une base implantée par BF₂ d'épaisseur 500 Å et de dopage maximum $4 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ [2].

Cependant, le niveau de dopage de la base doit rester limité puisque un fort dopage entraîne simultanément la dégradation de la capacité et de la tension de claquage de la jonction émetteur-base. Ainsi, l'épitaxie de la base silicium est souvent utilisée car elle permet d'obtenir des couches de profil mince et abrupt. Par exemple, Suzuki a réalisé une base silicium d'épaisseur 550 Å dopée à 10^{19} cm^{-3} en utilisant la technique d'épitaxie par CVD (chemical vapour deposition) [1]. Mais, c'est Yano qui était le premier à décrire les structures appelées transistors à pseudo-hétérojonction [1]. Ces structures fonctionnent sur le principe de rétrécissement de la bande interdite de la base (bandgap narrowing) provoquée par un fort dopage qui permet l'injection des électrons de l'émetteur vers la base et limite ainsi la dégradation du gain du transistor [1].

L'introduction d'une couche contrainte de l'alliage SiGe dans la base permet également de réduire la bande interdite et cela donne une nouvelle structure (qui combine un temps de transit

dans la bande réduite, une résistance de base faible et un bon gain) appelé transistor bipolaire à hétérojonction (TBH). Ce dernier peut être intégré dans une technologie BICMOS.

Cette technologie présente également l'intérêt d'associer et de combiner dans un même circuit les avantages propres aux composants MOS (haute densité d'intégration et faible consommation statique) et aux composants bipolaires (rapidité et fort courant); ce qui explique le progrès de cette technologie depuis quelques années. Elle a permis également de réduire certains délais critiques comme l'augmentation des fréquences d'horloge des microprocesseurs et l'amélioration du compromis puissance-temps d'accès.

La maîtrise de la réalisation technologique de ces composants dépend de la caractéristique électrique de ceux-ci. Dans le cas des transistors bipolaires à hétérojonction à base SiGe, la connaissance des évolutions du courant électrique renseigne sur la qualité de l'hétérostructure base-émetteur.

L'importance donnée au fonctionnement des transistors bipolaires à basse température a grandi grâce au développement de la technologie BICMOS. Mais, le grand problème qui s'est posé pour la réalisation des circuits BICMOS fonctionnant à basse température est le faible gain obtenu par ces transistors. Les TBH offrent une solution à ce problème.

Plusieurs simulateurs ont été développés et des mesures expérimentales ont été publiées pour la modélisation des transistors bipolaires à hétérojonction (TBH) sur une large gamme de températures comme le simulateur SCORPIO [3]. Ce simulateur numérique utilise la méthode de différences finies pour résoudre les équations de dérive diffusion à une seule dimension.

L'objectif de ce mémoire est de présenter une étude en température du transistor bipolaire à hétérojonction à base SiGe afin de comprendre les mécanismes de fonctionnement et les limites de ce type de composant. Il s'agit de déterminer les variations en température des caractéristiques de Gummel $I(\varphi)$ de ce composant par deux méthodes : l'une numérique grâce au logiciel SIBIDIF et l'autre analytique en développant des codes appropriés.

C'est pour cela que nous utilisons pour la première étude numérique le logiciel SIBIDIF [4] qui a été développé auparavant par l'équipe de recherche au sein de laquelle ce travail a été réalisé et qui fonctionne à la température ambiante. Notre travail à ce niveau consistait à développer un module supplémentaire qui permet d'effectuer des simulations bidimensionnelles sur une grande plage de températures.

Dans un deuxième temps, nous nous sommes intéressés à développer un programme qui résout d'une manière analytique les équations qui régissent le fonctionnement d'hétérostructures en considérant une température variable.

La finalité étant la comparaison des deux modèles.

Le mémoire débute par une introduction générale dans laquelle nous fixons les principaux objectifs de notre travail.

Le premier chapitre décrit le transistor bipolaire à homojonction tout silicium et son fonctionnement en régime statique et dynamique ainsi que les limites qu'il présente. Dans le même chapitre, nous présentons le transistor à hétérojonction à base SiGe. En effet, l'hétérojonction Si/SiGe est décrite et les propriétés cristallines et physiques de l'alliage sont présentées ainsi qu'un aperçu sur la technologie BICIMOS.

Dans le deuxième chapitre, une étude numérique est faite grâce au logiciel SIBIDIF qui permet la résolution des équations des hétérojonctions selon le concept des différences finies. Nous pouvons ainsi déterminer les caractéristiques $I(y)$ de la structure considérée.

Enfin dans le troisième chapitre, nous nous intéressons à la détermination des caractéristiques électriques du TBH par des méthodes analytiques. Une attention particulière est donnée à l'étude des différentes composantes du courant de base et aux phénomènes parasites qui les gouvernent.

La conclusion générale permet de mettre en évidence les principaux résultats obtenus.

CHAPITRE UN
PRINCIPES ET LIMITES
DU TRANSISTOR BIPOLAIRE
ET INTERET DE L'ALLIAGE SiGe
COMME MATERIAU DE BASE

PRINCIPES ET LIMITES DU TRANSISTOR BIPOLAIRE ET INTERET DE L'ALLIAGE SiGe COMME MATERIAU DE BASE

I. Introduction

Dans ce chapitre, nous commençons par présenter le principe de fonctionnement et les propriétés physiques du transistor bipolaire à homojonction (NPN).

Ainsi, nous rappellerons dans la première partie les trois principales composantes du courant en mettant en évidence un bilan simplifié des courants circulant dans ce composant. Puis, nous mettons l'accent sur quelques propriétés et caractéristiques électriques du composant (amplification, gain,...) ainsi que les effets et les paramètres qui permettent de caractériser un transistor bipolaire et d'évaluer ses performances.

Les limites rencontrées dans ce composant sont abordées dans la deuxième partie. En effet, nous verrons qu'il y a un compromis lors de l'optimisation du transistor, en particulier les choix des caractéristiques de la base et du collecteur en sont affectés.

Dans ce contexte, l'utilisation d'un alliage $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ comme matériau de base permet d'introduire un degré de liberté supplémentaire et donc d'accroître ses performances dans le réglage du transistor. Nous parlons alors du transistor bipolaire à hétérojonction (TBH).

Nous allons montrer l'intérêt de l'hétérojonction SiGe/Si ainsi que le principe de base du transistor bipolaire à hétérojonction après avoir exposé les propriétés cristallines et physiques du matériau $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$.

Enfin, dans la dernière partie, nous présentons la technologie BICMOS et les modifications apportées à cette filière standard pour l'intégration technologique du transistor bipolaire à hétérojonction. Pour réaliser une base mince SiGe, il faut changer ou ajouter des étapes spécifiques dans le procédé de fabrication standard bipolaire issues de la filière CMOS.

II. Transistor Bipolaire à Homojonction

Le transistor bipolaire (encore appelé bifonction ou classique) a été inventé en 1947 et puis développé par une équipe de chercheurs : John Dardden, Walter Bartain et William Shockley qui travaillaient dans les laboratoires de Bell Laboratory [5].

II.1. Bilan des Courants en Régime Direct

Un transistor bipolaire est réalisé dans un échantillon semi-conducteur mono-cristallin dans lequel nous faisons apparaître trois régions extrinsèques de telle sorte que se constituent deux jonctions PN. Deux types de transistors peuvent donc être réalisés PNP et NPN. La région intermédiaire qui est la base sépare l'émetteur et le collecteur (l'appellation des deux régions est justifiée par le fonctionnement). Il s'agit donc d'un système de deux jonctions PN ayant une région commune qui est la base [6].

Les différentes composantes des courants émetteur, base et collecteur sont représentées sur la figure I.1.

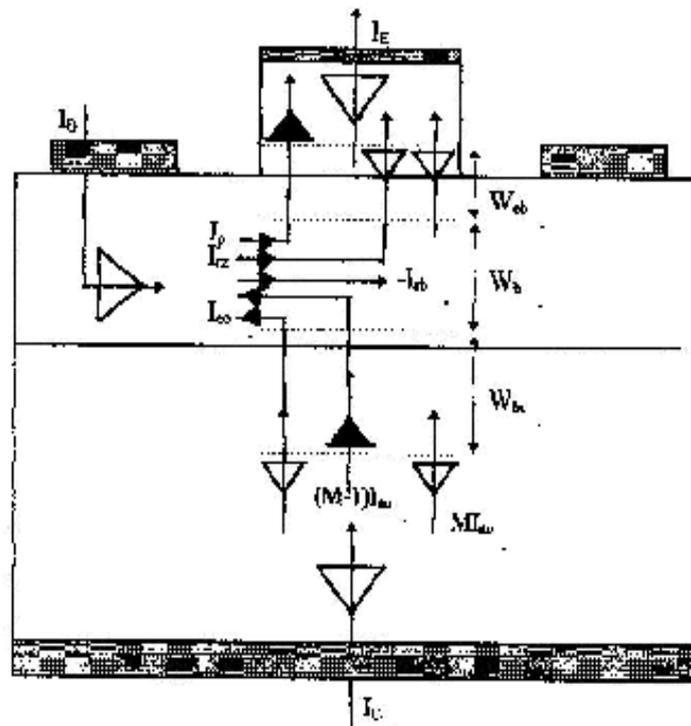


Figure I.1 . Distribution du courant en mode normal.

II.1.1. Courant d'Emetteur

Le courant d'émetteur I_E est la somme d'un courant d'électrons injectés de l'émetteur dans la base (I_{nE}) et d'un courant de trous injectés de la base dans l'émetteur (I_{pE}) qui varie exponentiellement avec la tension base-collecteur. Le rapport des courants I_{nE} et I_{pE} caractérise l'efficacité d'injection de l'émetteur γ . Du fait de la dissymétrie de la jonction E-B, le courant I_{pE} est négligeable devant le courant I_{nE} et γ vaut environ 1.

Eventuellement, un courant de fuite I_{RZ} existe à la jonction E-B dont les origines physiques peuvent être variées. Il peut s'agir soit de génération-recombinaison dans la zone de charge d'espace ou d'un effet tunnel assisté par défaut. Nous avons :

$$I_B = I_{pE} + I_{pt} + I_{RZ} \quad (1.1)$$

II.1.2. Courant de Base

Le courant de base est constitué de quatre composantes :

- 1- Le courant de trous I_{pB} injectés de la base dans l'émetteur.
- 2- Le courant de recombinaison en base neutre I_{RB} apportant dans la base des trous consommés par la recombinaison des électrons qui y circulent. Ici s'introduit la notion de facteur de transport dans la base β qui correspond au rapport du courant d'électrons arrivant à la jonction base-collecteur et du courant d'électrons injectés de l'émetteur I_{nE} . Le courant de recombinaison correspond à la différence entre le courant injecté I_{nE} et le courant collecté à la jonction base-collecteur βI_{nE} . Si la base est fine devant la longueur de diffusion des électrons, β vaut environ 1 et le courant de recombinaison est très faible.

$$I_{RB} = (1 - \beta)I_{nE} \quad (1.2)$$

- 3- Le courant de trous représentant côté base le courant de fuite de la jonction base-collecteur I_{C0} . Ce courant en principe est très faible car il dépend de l'injection des minoritaires du collecteur dans la base qui est par définition faible.
- 4- Le courant de recombinaison dans la zone de charge d'espace : Lorsque les défauts sont présents dans la zone de charge d'espace des jonctions émetteur-base ou base-collecteur, il y a création de niveaux d'énergie profonds dans la bande interdite qui permettent la transition d'électrons et de trous entre les bandes de valence et de conduction. Ces transitions donnent lieu à une composante de recombinaison notée I_{R0} .

Lorsque le courant de base est faible le courant de fuite dû à la recombinaison des porteurs dans la zone de charge d'espace n'est plus négligeable.

Au total nous avons :

$$I_B = I_{pE} + (1 - \beta)I_{nE} - I_{C0} + I_{R0} \quad (1.3)$$

II.1.3. Courant de Collecteur

Le courant de collecteur I_C est constitué de trois composantes de courants :

- La composante principale du courant de collecteur correspondant à la collection des électrons issus de l'émetteur après leur transport dans la base βI_{nE} et la multiplication dans la jonction base collecteur ($M\beta I_{nE}$).
- Le courant de fuite I_{fC} (côté collecteur) de la jonction base-collecteur dû à des défauts dans la zone de charge d'espace (B-C).

- Une composante du courant inverse de la jonction base-collecteur I_{CBO} .

$$I_C = M\beta I_{E0} - I_{LC} - I_{CBO} \quad (1.4)$$

D'autre part, nous avons d'après la loi de conservation des courants :

$$I_B = I_E - I_C \quad (1.5)$$

II.2. Propriétés du Transistor Bipolaire

II.2.1. Amplification et Gain

Le transistor bipolaire est caractérisé par sa capacité à amplifier le courant. C'est pourquoi le gain en courant du transistor est important et essentiel à déterminer.

Le rapport des courants de collecteur I_C et de base I_B définit le gain en courant β (montage émetteur commun)

Si l'épaisseur de la base W_b est faible par rapport à la longueur de diffusion des électrons dans la base ($W_b \ll L_{nb}$), le courant de recombinaison I_{RB} sera négligeable. D'autre part, nous pouvons négliger le courant de recombinaison dans la jonction émetteur-base. Dans ces conditions et dans l'hypothèse de dopages uniformes, les courants I_B et I_C sont donnés par [7] :

$$I_B = \frac{qA_j n_i^2}{D_{nb}} W_b N_{AB} \exp\left(\frac{qV_{be}}{KT}\right) \quad (1.6)$$

$$I_C = \frac{qA_j n_i^2}{D_{pe}} W_e N_{EB} \exp\left(\frac{qV_{be}}{KT}\right) \quad (1.7)$$

Si $L_{pe} \gg W_e$: hypothèse d'un émetteur étroit.

Avec K : Constante de Boltzman

T : Température absolue.

L_{pe} : Longueur de diffusion des trous dans l'émetteur.

D_{nb} : Coefficient de diffusion des électrons dans la base

D_{pe} : Coefficient de diffusion des trous dans l'émetteur.

W_b : Epaisseur de la base neutre.

W_e : Epaisseur de l'émetteur neutre.

N_{AB} : Dopage de la base.

N_{EB} : Dopage de l'émetteur.

Les concentrations intrinsèques des porteurs sont respectivement données par :

$$n_i^2 = n_i^2 \exp\left(\frac{\Delta E_{gb}}{KT}\right) \quad (1.8)$$

$$n_i^2 = n_i^2 \exp\left(\frac{\Delta E_{ge}}{KT}\right) \quad (1.9)$$

avec

$$n_i^2 = N_c N_v \exp\left(\frac{-E_g}{KT}\right) \quad (1.10)$$

où ΔE_{gb} et ΔE_{ge} désignent la réduction de la bande interdite à fort dopage dans la base et dans l'émetteur.

Le gain en courant du composant s'exprime par la relation :

$$\beta = \frac{D_{nb} N_{DE} W_e}{D_{pe} N_{AE} W_b} \exp\left(\frac{-\Delta E_{eg}}{KT}\right) \quad (1.11)$$

avec

$$\Delta E_{eg} = \Delta E_{ge} - \Delta E_{gb} \quad (1.12)$$

A fort niveau de dopage, le gain diminue suite à la réduction de la largeur de la bande interdite. 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.

- En montage à émetteur commun, le gain en courant h_{21} est défini par l'expression :

$$h_{21} = \frac{\partial I_C}{\partial I_B} = \frac{\alpha}{1 - \alpha} \quad (1.13)$$

- En montage à base commune, le gain en courant α du montage est défini par la relation :

$$I_C = \alpha I_E + I_{C0} \quad (1.14)$$

où I_{C0} est le courant de fuite de la jonction base-collecteur. S'il est très faible, nous avons :

$$\alpha = \frac{I_C}{I_E} = M \frac{I_{nC}}{I_E} - M \frac{I_{nC}}{I_{nE}} \frac{I_{nE}}{I_E} \quad (1.15)$$

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

• Efficacité d'Injection de l'Emetteur

L'expression du coefficient d'injection γ peut s'écrire :

$$\gamma = \frac{I_{nE}}{I_C} = \frac{1}{1 + (I_{pE} / I_{nE})} \quad (1.16)$$

Pour obtenir une bonne injection, c'est-à-dire γ proche de 1, il faut favoriser l'injection : soit en utilisant un émetteur très dopé et une base faiblement dopée, soit en diminuant la barrière de

potentiel émetteur-base présentée aux électrons par l'emploi d'un matériau pour la base de largeur de bande interdite inférieure à celle de l'émetteur

• **Facteur de Transport dans la Base**

Le facteur de transport β , qui dépend de la recombinaison des porteurs dans la base neutre, est donné par :

$$\beta = \frac{I_{eC}}{I_{nE}} \tag{1.17}$$

Donc, il peut être relié au temps de transit des électrons dans la base t_B et à leur durée de vie dans la base τ_B [1] :

$$\beta = 1 - \frac{t_B}{\tau_B} \tag{1.18}$$

Le facteur de transport est d'autant plus proche de 1 que :

- La durée de vie τ_B est faible et donc l'épaisseur de la base est réduite, ceci est rendu possible par l'épitaxie de la base SiGe dans le cas des TBH.
- La durée de vie τ_B est élevée d'autant plus que le dopage de la base est 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. Ceci justifie le fait que la plupart du temps nous ne tiendrons pas compte des recombinaisons dans la base.

• **Facteur de Multiplication dans la Zone de Charge d'Espace**

Dans la zone de charge d'espace base-collecteur polarisée en inverse, il règne un champ électrique important. Au delà d'une certaine valeur, les porteurs peuvent acquérir suffisamment d'énergie pour créer des paires électrons trous par ionisation par impact.

A l'amorce de ce phénomène d'avalanche, le courant de collecteur I_C se trouve brutalement multiplié par le facteur M pour donner le courant collecteur :

$$I_C = M I_{nC} \tag{1.19}$$

Nous avons selon [1] :

$$M = \frac{1}{1 - (V_{CB} / \beta V_{CB0})^m} \tag{1.20}$$

Avec $m = 2$ ou 3 .

II.2.2. Tension de Claquage

Le paramètre βV_{CB0} désigne la tension critique correspond à l'avalanche dans la jonction (B-C) [8].

$$\beta V_{CB0} = \frac{\epsilon_0 \epsilon_r E_{crit}^2}{2qN_{DC}} \quad (I.21)$$

Avec N_{DC} : le dopage de collecteur

E_{crit} : le champ électrique pour lequel le claquage a lieu ($3 \cdot 10^5$ à 10^6 v/cm).

II.2.3. Perçage de la Base

Le perçage de la base a lieu lorsque nous appliquons une polarisation en inverse sur le collecteur, la zone de charge d'espace base-collecteur s'étend jusqu'à rejoindre la zone de charge d'espace émetteur-base. La barrière de potentiel émetteur-collecteur est abaissée ce qui permet l'écoulement d'un courant important. Le perçage a d'autant plus lieu que la base est fine et faiblement dopée.

La tension de perçage (punch through) βV_{CE0} de la jonction E-B correspond à l'avalanche dans la zone de charge d'espace Collecteur-Base [4].

$$\beta V_{CE0} = \frac{\beta V_{CB0}}{\sqrt[3]{\beta}} \quad , \quad \eta = 3 \text{ à } 6 \quad (I.22)$$

où β représente le gain en courant.

La caractéristique $I_C (V_{CE})$ en montage à émetteur commun permet de mesurer βV_{CE0} .

II.3. Limitations en Courant Causées par les Effets Parasites

Il existe dans le transistor bipolaire des limitations en courant qui sont causées essentiellement par :

- L'effet Early : Il consiste en effet à une modulation de l'épaisseur de la base par la zone de charge d'espace base-collecteur. Dans le cas d'un collecteur faiblement dopé, la zone de charge d'espace base-collecteur s'étend essentiellement coté collecteur et la base, est peu modulée. Cela ne sera plus vrai si le dopage du collecteur augmente.

Cet effet a pour conséquence une réduction du courant de la base et donc une augmentation du courant de collecteur.

- Effet de faible et forte injection :

Pour de faible polarisation, le courant de recombinaison dans la zone de charge d'espace est peu prédominant par rapport au courant de diffusion. Les courbes de la figure I.2 présentent en première approximation une pente en $\exp(qV_{be} / 2KT)$.

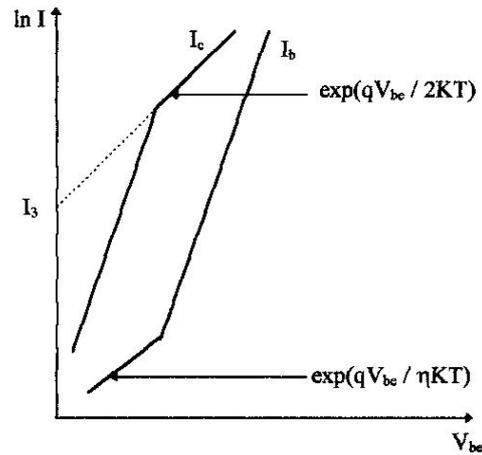


Figure I.2 : Courbe de Gummel mettant en évidence les effets de forte et faible injection.

Les courbes de Gummel des transistors présentent un courant de base non idéal (facteur d'idéalité η typiquement de l'ordre de 1.5) à faibles polarisations.

Cette non idéalité est due à un courant de génération recombinaison provenant des défauts situés le long des espaceurs [9].

A fort niveau d'injection, la concentration des électrons injectés dans la base devient supérieure à la concentration en trous. Afin de conserver la neutralité électrique dans la zone de charge d'espace de la base, la concentration des trous augmente (plutôt coté collecteur) pour compenser la concentration des électrons.

Cet excès en trous dans la base provoque une diminution de I_c selon la loi $I_c \approx \exp(qV_{be} / 2kT)$. L'effet de haute injection correspond à des densités de courant de collecteur supérieur à 10^4 A/cm².

- Effet d'Elargissement de la Base :

Lorsque la densité du courant croît, la base s'élargit vers le collecteur. Ce phénomène est dû soit à l'effet Kirk ou à l'effet "quasi-saturation".

- Effet Kirk : C'est une conséquence de l'effet de forte injection, il équivaut à un prolongement de la base coté collecteur.

- Effet quasi-saturation : Il se traduit lorsque la jonction B-C se polarise en direct sous l'effet d'une chute de potentiel dans la zone peu dopée du collecteur.

II.4. Limites du Transistor Bipolaire Classique

D'après l'équation (I.11) et les expressions de $\tau_B = W_b^2 / 2D_{nb}$ et $R_{BP} = \rho / W_b$ (ρ est la résistivité de la base), nous remarquons que le dopage et l'épaisseur de la base influent sur le temps de transit, le gain et la résistance de la base.

En ce qui concerne la résistance de la base, nous voyons que toute réduction de W_b avec le dopage de la base constant, se traduit par une augmentation de R_{BP} et donc de R_B , ce qui aura 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, mais le problème vient alors du gain. Pour ce paramètre, le choix du dopage de la base n'est pas libre car la condition $N_{AB} W_b < N_{DE} W_c$ doit être vérifiée.

Donc, il y a un compromis à trouver entre le dopage et l'épaisseur de la base pour optimiser les performances du transistor en termes de τ_B dans la base, la résistance de la base et le gain.

D'autre part, nous voyons que la fréquence de transition ou de coupure, qui est donnée par la relation $f_T = 1 / 2\pi\tau$, par l'intermédiaire du temps de transit total dépend du courant de collecteur maximum atteint avant l'apparition des effets de forte injection. Dans ce contexte, pour améliorer la fréquence f_T , il est donc souhaitable d'augmenter le dopage de collecteur.

Or d'après l'équation (I.21), la tension de claquage est inversement proportionnelle au dopage de collecteur. Celle-ci se trouve alors dégradée par une augmentation du dopage dans la région collecteur-base. De plus, la tension d'Early est modifiée par l'augmentation du dopage de collecteur.

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 nous pouvons atteindre.

II.5. Solution Apportée

Pour améliorer les performances d'un transistor bipolaire, nous rencontrons les deux obstacles suivants :

- Il faut augmenter le dopage du collecteur : Nous nous heurtons aux limites imposées par le maintien d'une tension d'Early de claquage raisonnable.
- IL faut réduire l'épaisseur de la base : Nous nous heurtons à une augmentation de la résistance de la base ou à une réduction du gain en courant. Si nous choisissons d'augmenter ce même dopage, afin d'éviter la détérioration de la résistance de base et sans dégradation de la capacité de la jonction et la tension du claquage émetteur-base, l'utilisation d'un matériau

différent pour la base à largeur de bande interdite plus petite permet de relâcher ces contraintes. Nous parlons alors du transistor bipolaire à hétérojonction.

III. Transistor Bipolaire à Hétérojonction à Base SiGe

Depuis quelques années, de nouvelles structures qui apportent une solution au compromis du transistor à homojonction apparaissent : Les transistors bipolaires à hétérojonction. Afin d'éviter les effets néfastes du fort dopage à la jonction émetteur-base, une couche contrainte de l'alliage Si-Ge est insérée dans la base; il en résulte une diminution de la hauteur de la barrière de la jonction émetteur-base entraînent une augmentation du gain.

III.1. Développement et Intérêt de l'Hétérojonction SiGe/Si

Le développement des transistors bipolaires a connu un essor considérable grâce aux techniques de croissances des composés semi-conducteurs III-V (matériaux des colonnes III et V du tableau de Mendeleiev) qui permet de faire varier facilement la largeur de la bande interdite "band gap engineering" et qui montrent des propriétés de transport remarquables.

Les recherches concernant le développement de l'hétérojonction émetteur-base en technologie silicium ont tout d'abord porté sur un émetteur à plus large bande interdite que celle de la base en silicium. Le principe et les avantages de cette structure ont été détaillés par H.kroemer [10] et sont mis en application avec différents émetteurs, en particulier avec du silicium polycristallin semi-isolant [11]-[12]. Ces tentatives ont vu leur développement réduit à cause du problème de résistivité et d'état d'interface.

Les progrès des techniques d'épitaxie en phase gazeuse ont permis durant les années 80 l'étude de l'alliage silicium-germanium contraint sur un substrat silicium. L'une des applications possibles de cette hétéro-structure réside dans l'utilisation de cet alliage pour former la base d'un transistor bipolaire, permettant d'accroître le dopage de la base sans dégrader le gain du composant, compromis classique du transistor à homojonction.

Dès lors, le degré de liberté introduit dans l'hétérojonction permet de repousser la limitation en fréquence des circuits silicium vers des valeurs jusque la réservées aux composants III-V. Elle permet de bénéficier des avantages liés à l'énorme développement de la technologie silicium : un coût réduit, une technologie plus développée (isolation, dépôt, photolithographie, implantation, diffusion, gravure), de bonnes propriétés mécaniques et thermiques, un oxyde de bonne qualité électrique et des substrats de grandes tailles et de bonne qualité cristalline.

L'intérêt industriel du transistor bipolaire à hétérojonction à base silicium-germanium est donc de pouvoir développer à partir de la technologie silicium, bien maîtrisée et peu coûteuse, des circuits haute fréquence concurrentiels sur des marchés telle que la téléphonie mobile.

III.2. Propriétés Cristallines du SiGe

Le silicium et le germanium sont des cristaux de structure du type diamant. Ils sont totalement miscibles. Le paramètre de maille du Ge est supérieure à celui du Si (respectivement 5.66 Å et 5.34 Å), le désaccord de la maille est de 4.17 % à température ambiante. Le paramètre de maille de l'alliage $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ est en bon accord avec la loi linéaire de Vegard [13] :

$$a_{\text{SiGe}} = a_{\text{Si}} + (a_{\text{Ge}} - a_{\text{Si}})x \quad (\text{I.23})$$

Un champ de forces répulsives entre atomes déposés va apparaître, ce champ est compensé par une contrainte compressive exercée par le substrat. La contrainte coplanaire induit une déformation de paramètre de maille dans le sens de croissance de la couche SiGe.

Cette croissance peut être de deux types :

- Une croissance contrainte ou pseudomorphique : La maille du SiGe s'accommode à celle du silicium par déformation tétragonale du réseau et l'énergie emmagasinée dans la couche n'est pas trop importante.
- Une croissance relaxée : Si l'énergie emmagasinée augmente, il devient favorable de stocker une partie de cette énergie par la création d'un réseau de dislocation à l'interface, nous assistons à un processus de relaxation par déformation du film.

III.3. Propriétés Physiques du SiGe

III.3. 1. Energie de la Bande Interdite du SiGe

La largeur de bande interdite de l'alliage SiGe massif est inférieure à celle du Si. La contrainte exercée par le substrat silicium est à l'origine d'une modification de la structure de bande du SiGe. Cette contrainte a pour conséquence une réduction de la bande interdite par rapport au matériau massif.

L'énergie de bande interdite du SiGe, illustrée sur la figure I.3, est donnée par la relation [14] :

$$E_g(x) = E_{g_{\text{Si}}} - 0.96x + 0.43x^2 + 0.17x^3 \quad (\text{I.24})$$

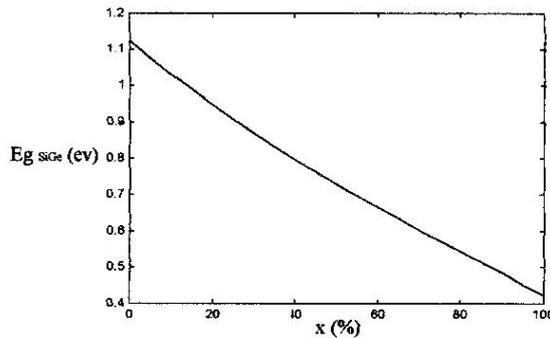


Figure 1.3 : Energie de la bande interdite en fonction de la concentration en germanium.

III.3. 2. Alignement des Bandes à l'Hétéro-interface

L'alignement des bandes d'une hétérojonction peut être de deux types :

Type I : Lorsque ΔE_C et ΔE_V sont de signe opposé.

Type II : Lorsque ΔE_C et ΔE_V sont de même signe.

La figure I.4 présente ces deux cas pour le système SiGe/Si.

Enfin, dans le système SiGe contraint sur Si massif, on peut considérer que la discontinuité de bande se reporte sur la bande de valence, c'est-à-dire $\Delta E_g \approx \Delta E_V$ et $\Delta E_C \approx 0$.

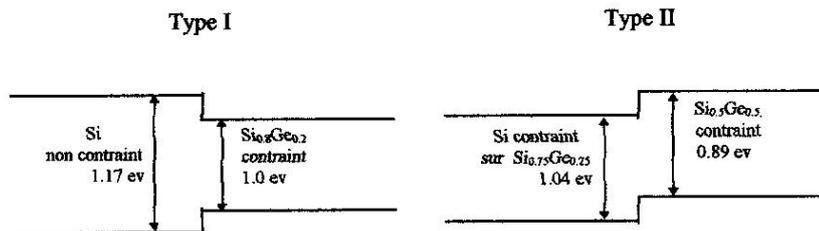


Figure I.4 : Alignement des bandes à l'hétéro-interface.

III.4. Principe du Transistor Bipolaire à Hétérojonction

Le système émetteur-base d'un transistor bipolaire est formé par une homojonction. Ceci implique que la barrière de potentiel s'opposant à la diffusion des charges et identique pour les électrons et les trous, donc il faut avoir une dissymétrie des dopages d'émetteur et de base pour améliorer l'efficacité d'injection.

L'utilisation d'une hétérojonction au lieu d'une homojonction permet au contraire d'accroître et de favoriser l'injection d'un type de porteur sans modifier les dopages. Un transistor bipolaire à hétérojonction présentera alors un meilleur gain statique en courant.

Dans le cas d'un transistor NPN, nous cherchons à favoriser l'injection des électrons; il faut alors que la barrière de potentiel s'opposant à la diffusion des trous soit supérieure à la barrière s'opposant à la diffusion d'électrons. Nous obtenons ce résultat en utilisant respectivement pour l'émetteur et la base des matériaux de gap différents (faible gap pour la base) et d'affinité électronique égales comme le montre la figure I.5.

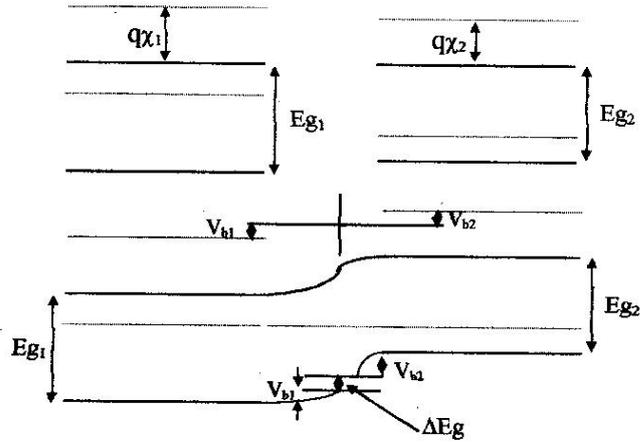


Figure I.5 : Hétérojonction permettant l'injection préférentielle des électrons.

Le gain en courant du TBH en émetteur commun augmente alors d'un facteur $\exp(\Delta E_g / K T)$ par rapport à celui du bipolaire à homojonction

IV. Technologie BICMOS

IV.1. Fabrication du Transistor Bipolaire en Technologie CMOS

Le transistor BICMOS est un transistor bipolaire greffé sur une technologie CMOS (Complementary Metal Oxide). L'idée de base est de remplacer l'oxyde de grille du CMOS par une couche de type P pour obtenir la structure du transistor bipolaire. Cette structure est schématisée sur la figure I.6.

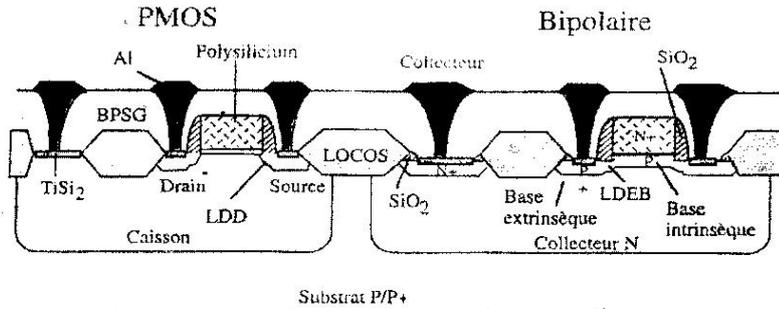


Figure I.6 : Structure BICMOS.

Il existe deux types de technologie BICMOS :

- Technologie classique : Elle concerne les transistors bipolaires à émetteur implanté et elle est développée chez Phillips [15], Siemens [16] et Hitachi [17].
- Technologie polysilicium : Un émetteur polysilicium qui présente de nombreux avantages dont l'augmentation du gain en courant et l'auto-alignement. Elle est développée à ITT [18], Texas Instrument [19] et ST Micro-électronique en France [20].

IV.2. Etapes Utiles au Développement du TBH

L'objectif était d'utiliser la filière bipolaire issue de celle du CMOS et d'insérer un minimum d'étapes spécifiques aux bases épitaxiées qui tiennent compte des contraintes technologiques.

IV.2.1. Epitaxie de la Base

L'épitaxie d'une base mince SiGe fortement dopée consiste à contrôler la croissance d'un matériau (dans le cas du SiGe) sur un autre matériau (silicium) par prolongation de son réseau cristallographique. La technologie utilisée est celle d'un dépôt chimique en phase vapeur selon un procédé de chauffage rapide RTCVD (rapid thermal chemical vapor deposition).

V.2.2. Emetteur Faiblement Dopé

Afin de favoriser un bon contact de l'émetteur, la technologie utilise un émetteur en polysilicium fortement dopé. Mais, le fort dopage de l'émetteur et de la base peut provoquer des courants tunnels (parasites) dans la jonction qui dégradent le gain en courant. Le dopage à partir duquel cet effet devient significatif est $5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

D'autre part, les performances en fréquence d'un tel transistor sont limitées par une capacité de jonction émetteur-base élevée liée à la faible épaisseur de la zone désertée.

La solution pour garder une base fine fortement dopée, tout en évitant ces effets néfastes, est d'introduire un émetteur faiblement dopé de type N entre la base et l'émetteur polysilicium. Cet émetteur faiblement dopé, appelé espaceur d'émetteur, doit être suffisamment épais pour incorporer la zone de charge d'espace émetteur-base, mais aussi suffisamment fin pour minimiser le stockage des porteurs minoritaires (figure I.7).

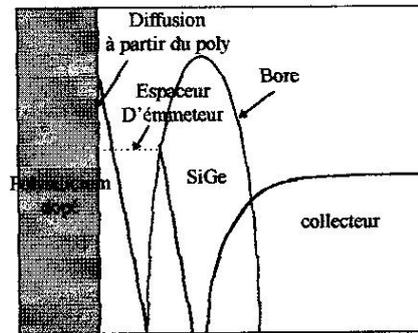


Figure I.7 : Structure épitaxiée avec espaceur d'émetteur.

IV.2.3. Espaceurs SiGe non Dopés

Théoriquement, nous savons que le profil idéal de la base SiGe montre que le dopant de type P (dans le cas du bore) est entièrement contenu dans la couche SiGe. Mais en pratique après fabrication, le profil du bore peut être élargi et déborde de la couche SiGe. L'origine principal de la diffusion du bore hors de la base est à imputer aux traitements thermiques subis par le transistor.

Il a été montré que la présence du bore hors de la base SiGe provoque des barrières parasites dans la bande de conduction et réduit considérablement le courant de collecteur [21], ainsi que les fréquences de coupure (à cause de l'élargissement de la base).

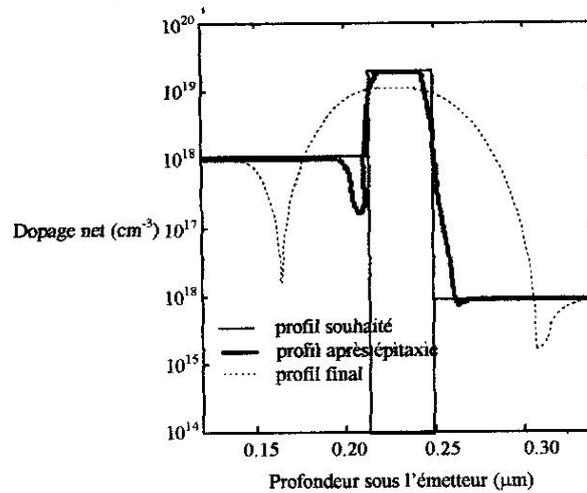


Figure I.8 : Simulation de l'élargissement de la base sous l'effet des traitements thermiques.

L'ajout de couches SiGe non dopées aux interfaces base-émetteur et base-collecteur permet de contenir la diffusion du bore et amplifie considérablement le courant de collecteur. L'épaisseur de ces couches doit être alors optimisée suivant le dopage, les épaisseurs et les paramètres technologiques [2].

V. Conclusion

Ce chapitre a permis de donner une description générale du transistor bipolaire à homojonction. Une présentation des limites intrinsèques du transistor bipolaire à homojonction a été exposée.

Nous avons alors introduit l'étude de transistors bipolaires compatibles CMOS à base SiGe tout en rappelant l'impact de la présence du germanium dans la base sur les performances électriques du transistor bipolaire.

Ensuite, les notions de base qui permettent de mieux connaître les matériaux SiGe sont exposées et le principe du transistor bipolaire à hétérojonction est développé.

Enfin, nous avons présenté l'étape de l'épitaxie de la base et de l'émetteur faiblement dopé et son insertion dans l'ensemble des étapes de fabrication des TBH dans la technologie BICMOS.

CHAPITRE DEUX
EFFET DE LA TEMPERATURE
SUR LES CARACTERISTIQUES
ELECTRIQUES D'UN TBH

EFFET DE LA TEMPERATURE SUR LES CARACTERISTIQUES ELECTRIQUES D'UN TBH

I. Introduction

L'analyse numérique bidimensionnelle des composants semi-conducteurs a été présentée en premier lieu par Kenedy et Obrien [22] dans le cas d'un transistor à effet de champ.

En effet, dans le cas des transistors bipolaires, les premiers algorithmes de résolution numériques ainsi que les premiers ordinateurs capables de les traiter ne sont apparus qu'en 1964, lorsque Gummel proposa un algorithme de calcul pour ces équations de transport [4].

Il existe plusieurs logiciels de simulation électrique tels que ISE [23] et SILVACO [24]; mais, il est intéressant pour nous de développer des codes sources propres au BICMOS. Ceci permet de faire des études spécifiques et particulières.

Dans ce contexte, notre équipe de recherche a développé un logiciel de simulation électrique qui fait la simulation bidimensionnelle du transistor bipolaire à hétérojonction intégré en technologie BICMOS.

Mais ce logiciel, appelé SIBIDIF, travaillait jusqu'à présent qu'à la température ambiante. Nous nous intéressons dans cette étude au comportement électrique du même composant mais à température variable. Donc l'objectif de cette étude est de développer un module de simulation, intégré dans le logiciel SIBIDIF, qui prend en compte la variation de la température.

II. Physique et Equations des Hétérojonctions

II.1. Equations de Maxwell

Les équations de Maxwell sont des équations universelles qui décrivent les phénomènes de l'électromagnétisme. La résolution de ces équations n'est pas aisée, il y a seulement quelque systèmes qui permettent de donner une solution analytique.

Mais, avec l'apparition des ordinateurs de plus en plus puissants, la résolution de ces équations est rendue possible avec les techniques numériques.

Les équations de maxwell sont données par ces expressions :

$$\operatorname{div}\left(\vec{E}\right)=\frac{\rho}{\epsilon} \quad (\text{II.1})$$

$$\operatorname{rot}\left(\vec{E}\right)=-\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (\text{II.2})$$

$$\operatorname{div}(\vec{B}) = 0 \quad (\text{II.3})$$

$$C^2 \operatorname{rot}(\vec{B}) = \frac{\vec{J}_{\text{cond}}}{\epsilon} + \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (\text{II.4})$$

avec $\vec{E} = -\operatorname{grad}(\phi) \quad (\text{II.5})$

où \vec{E} est le champs électrique.

\vec{B} est le champs magnétique.

ρ est la densité de charges électriques.

ϵ est la permittivité du matériau.

c est la vitesse de la lumière.

ϕ est une fonction scalaire qui représente le potentiel électrique.

En effet, nous pouvons utiliser l'ensemble de ces équations pour tous les matériaux et en particulier les semi-conducteurs.

II.2. Système d'Equations Relatif aux Composants Semi-conducteurs

Afin de bien comprendre le fonctionnement électrique du transistor bipolaire à hétérojonction, nous commençons par représenter les équations de base qui régissent les phénomènes de conduction.

- L'équation de poisson est donnée par l'expression suivante :

$$\operatorname{div}(\operatorname{grad}(v)) = \frac{-\rho}{\epsilon_{sc}} \quad (\text{II.6})$$

Cette équation est utilisée seulement pour les composants semi-conducteurs. Nous nous basons dans l'analyse en considérant un formalisme qui tient compte de la composition non uniforme de la structure et donc des diagrammes d'énergie.

Les discontinuités au niveaux des bandes de conduction E_c et de valence E_v peuvent entraîner des discontinuités de l'énergie potentielle des porteurs libres lorsqu'ils passent d'un matériau à un autre. Donc, pour les hétérojonctions, l'équation de poisson est donnée par la relation suivante :

$$\operatorname{div}(\operatorname{grad}(v)) = \frac{\rho}{\epsilon_{sc}} - \frac{1}{\epsilon_{sc}} \frac{dv}{dx} \frac{d\epsilon}{dx} \quad (\text{II.7})$$

- Les équations de continuités qui illustrent le principe de conservation de charge sont :

$$\begin{aligned}\frac{\partial n}{\partial t} &= G - R + \frac{1}{q} \frac{dJ_n}{dx} \\ \frac{\partial p}{\partial t} &= G - R - \frac{1}{q} \frac{dJ_p}{dx}\end{aligned}\quad (II.8)$$

où G et R sont respectivement les taux de génération-recombinaison des électrons et des trous.

- Les équations de transport des hétérojonctions sont :

$$\begin{aligned}J_n &= -qn\mu_n \frac{d\phi_n}{dx} \\ J_p &= -qp\mu_p \frac{d\phi_p}{dx}\end{aligned}\quad (II.9)$$

Nous pouvons réduire ce système de cinq équations à un système de trois équations lorsque nous remplaçons les expressions des densités de courant dans les équations de continuité :

$$\begin{aligned}\operatorname{div}(\operatorname{grad}(v)) &= \frac{\rho}{\epsilon} - \frac{1}{\epsilon} \frac{dv}{dx} \frac{d\epsilon}{dx} \\ \operatorname{div}\left(D_n \vec{\nabla} n - \mu_n n \vec{\nabla} v\right) - \frac{\partial n}{\partial t} &= g_n \\ \operatorname{div}\left(D_p \vec{\nabla} p + \mu_p p \vec{\nabla} v\right) - \frac{\partial p}{\partial t} &= -g_p\end{aligned}\quad (II.10)$$

Dans le cas statique, lorsque nous avons : $\partial n / \partial t = \partial p / \partial t = 0$, nous obtenons un système d'équations qui permet de décrire la plus part des phénomènes électriques relatifs à des composants à hétérojonctions :

$$\begin{aligned}\operatorname{div}(\operatorname{grad}(v)) &= \frac{\rho}{\epsilon} - \frac{1}{\epsilon} \frac{dv}{dx} \frac{d\epsilon}{dx} \\ \operatorname{div}\left(D_n \vec{\nabla} n - \mu_n n \vec{\nabla} v\right) &= g_n \\ \operatorname{div}\left(D_p \vec{\nabla} p - \mu_p p \vec{\nabla} v\right) &= -g_p\end{aligned}\quad (II.11)$$

II.3. Pseudo-niveaux de Fermi

Les expressions des équations de transport peuvent s'écrire sous la forme indiquée ci-dessous :

$$\begin{aligned} J_n &= \mu_n n \frac{dE_{FN}}{dx} \\ J_p &= \mu_p p \frac{dE_{FP}}{dx} \end{aligned} \quad (II.12)$$

où E_{FN} et E_{FP} représentent respectivement les pseudo-niveaux de Fermi des électrons et des trous donnés par les expressions suivantes :

$$\begin{aligned} E_{FN} &= -q\phi_n \\ E_{FP} &= -q\phi_p \end{aligned} \quad (II.13)$$

où ϕ_n et ϕ_p sont les pseudo-potentiels de Fermi

Les niveaux de Fermi peuvent s'écrire selon :

$$\begin{aligned} E_{FN} &= E_c + KT \ln\left(\frac{n}{N_c}\right) \\ E_{FP} &= E_v - KT \ln\left(\frac{p}{N_v}\right) \end{aligned} \quad (II.14)$$

avec

$$\begin{aligned} E_c &= -\phi_0 + \frac{E_g}{2} \\ E_v &= -\phi_0 - \frac{E_g}{2} + \Delta E_v \end{aligned} \quad (II.15)$$

ϕ_0 représente le potentiel électrostatique, normalisé par rapport à U_T , qui correspond au niveau intrinsèque E_i , n et p sont les densités de porteurs libres.

Ces expressions qui représentent les énergies de bande de conduction et de valence normalisées par rapport à U_T ont été établies au chapitre I.

II.4. Modèles Physiques

Dans le système d'équations de dérive diffusion que nous avons présenté, il existe plusieurs paramètres physiques tel que la mobilité des porteurs, le phénomène de génération - recombinaison, les densités d'état effectives et les masses effectives.

Ces derniers dépendent non seulement du matériau, mais aussi de certains nombres de facteurs tels que le dopage, la température et le pourcentage de germanium. Dans ce paragraphe, nous présentons quelques paramètres relatifs à l'alliage SiGe.

II.4.1. Constante Diélectrique

Selon la loi de Vegard [25], la constante diélectrique varie en fonction de pourcentage du germanium comme suit :

$$\epsilon_{SiGe} = \epsilon_{Si} + (x(\epsilon_{Ge} - \epsilon_{Si})) \quad (II.16)$$

ϵ_{Si} et ϵ_{Ge} sont respectivement les constantes diélectriques du silicium et du germanium ($\epsilon_{Si}=11.9$ et $\epsilon_{Ge}=16$) et x est le pourcentage de germanium dans l'alliage SiGe.

II.4.2. Bande Gap Narrowing

Nous appelons $\Delta E_{Ge}(0)$ 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 $\Delta E_{Ge}(0)$. Par contre dans le cas d'un profil graduel, nous introduisons une autre grandeur ΔE_{Ge} (graduel) qui représente la différence de largeur de bande interdite entre l'interface base-collecteur et l'interface base-émetteur.

$$\Delta E_{Ge}(\text{graduel}) = \Delta E_{Ge}(w_B) - \Delta E_{Ge}(0) \quad (II.17)$$

Pour l'alliage SiGe dans la base, l'effet BGN (Band Gap Narrowing) où la réduction de la bande interdite est apparue avec la contrainte de la couche SiGe qui est déposée sur le substrat. Le décalage sur les bandes d'énergie s'exprime en fonction de la concentration en Ge par cette expression [26].

$$\Delta E_g = 0.74x \quad (II.18)$$

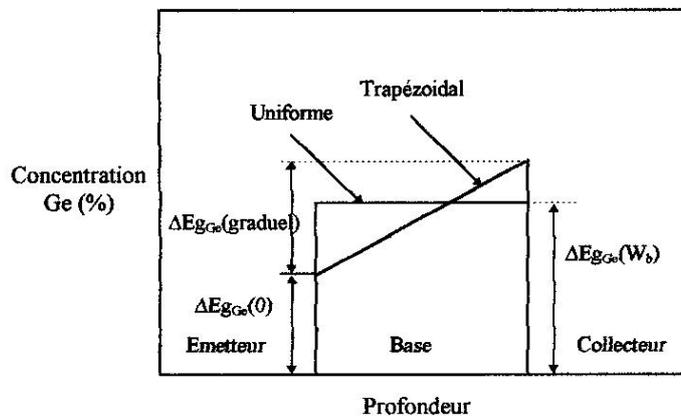


Figure II.1: Différents types de profils de germanium dans la base.

II.4.3. Durée de Vie des Porteurs

Nous avons adopté le modèle utilisé dans Silvaco [24] dans lequel la durée de vie des porteurs dans le silicium est donnée par les équations :

$$\tau_n(x, y) = \frac{\tau_{n0}}{1 + N(x, y) / N_{SHR-n}} \quad (II.19)$$

$$\tau_p(x, y) = \frac{\tau_{p0}}{1 + N(x, y) / N_{SHR-p}} \quad (II.20)$$

τ_n et τ_p sont les durées de vie des électrons et des trous et $N(x,y)$ est la valeur nette du dopage. τ_{n0} , τ_{p0} , N_{SHR-n} , N_{SHR-p} sont des paramètres pour lesquels nous retenons le jeu de valeurs proposées dans le manuel relatif à Silvaco.

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

Tableau II.1: Paramètres relatifs au calcul des durées de vie des électrons et des trous.

Selon Assous et Pejcinovic [27]-[28], la durée de vie des porteurs pour le SiGe est donnée par

$$\tau_{SiGe} = 0.1 \tau_{Si} \quad (II.21)$$

II.4.4. Taux de Génération-recombinaison

Les deux termes G et R, que nous avons vu dans les équations de continuité, représentent les phénomènes de génération-recombinaison. Ces phénomènes vont perturber les densités des porteurs soit en volume ou en surface [4].

1- Génération-recombinaison en volume de type SHR (Schockly-Read-Hall) :

$$GR_n = GR_p = GR = - \frac{np - n_i^2}{\tau_p(p + p_i) + \tau_n(n + n_i)} \quad (II.22)$$

2- Génération-recombinaison en surface (recombinaison Auger) :

$$G_s = - \frac{np - n_i^2}{((p + p_i) / S_p) + ((n + n_i) / S_n)} \quad (II.23)$$

où $S_n = G_n V_{th} N_i$ et $S_p = G_p V_{th} N_i$ sont les vitesses de recombinaison des électrons et des trous.

III. Présentation du Logiciel de Simulation SIBIDIF

Le logiciel SIBIDIF résout les trois équations des semi-conducteurs en deux dimensions pour un transistor bipolaire à hétérojonction (TBH) à base SiGe réalisé en technologie BICMOS. Sachant que, avant la résolution d'un tel système, il faut que nous passons par les étapes suivantes pour simplifier les calculs numériques :

- **Choix des Variables de Base**

Le choix de ces variables permet la simplification du système d'équation et conditionne en partie les propriétés de convergence du système.

La solution proposée par Heydemann [29] présente l'inconvénient d'avoir une dynamique numérique importante des variable de Slotboom ($\psi, \exp(-\phi_n/\phi_i), \exp(\phi_p/\phi_i)$) [30].

Nous utilisons, dans notre cas, les pseudo-niveaux de Fermi pour initialiser le problème et les densité de porteurs pour la résolution proprement dite.

- **Normalisation des Equations**

Nous utilisons la normalisation des équations parce que les variables que nous avons choisis présentent des ordres de grandeurs très différents.

- **Domaine de Calcul**

Après le choix des variables et la normalisation du système d'équations, il faut :

- 1- Définir le domaine sur lequel seront calculées les équations des semi-conducteurs.
- 2- Faire une approximation de ces dernières par des équations discrètes algébriques sur un certain nombre de points particuliers à l'intérieur de ce domaine.
- 3- Résoudre le système algébrique obtenu par l'analyse bidimensionnelle.

L'analyse bidimensionnelle statique de la structure impose de traiter les équations comme suit :

- L'équation de Poisson dans l'oxyde.
- Les équations de continuité des électrons et des trous dans l'hétérojonction et ceci à deux dimensions. Ensuite, nous utilisons les conditions aux limites classiques de type Dirichlet ou Newman pour les contacts et surfaces externes de la structure.

Le logiciel utilise un schéma de discrétisation de type de différences finies qui consiste à remplacer l'expression continue de chaque équation différentielle par un ensemble d'équations faisant intervenir les inconnues au point considéré et ses quatre premiers points voisins.

Nous notons que cette méthode fut appliquée à un domaine unidimensionnel dans les travaux de Scharfetter et Gummel [31]. La méthode fut ensuite étendue au problème bidimensionnel sur la base d'un maillage rectangulaire [32].

Donc, l'équation générale à discrétiser est de la forme :

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[P(x, y), \frac{\partial U}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[P(x, y), \frac{\partial U}{\partial y} \right] = f(U, x, y) \quad (\text{II.24})$$

où U est la fonction inconnue, P et f sont les fonctions déterminées a priori.

La méthode de résolution d'un tel système couplé ($3 \times n$ équations) repose sur une méthode découplée relative au régime de faible et moyenne injection. Elle a été proposée en premier lieu par Gummel en 1964 [4] pour résoudre numériquement les équations des semi-conducteurs dans le cas d'une géométrie unidirectionnelle.

Cette méthode présente l'avantage d'une bonne stabilité numérique alliée à une convergence linéaire et des besoins réduits en mémoire machine.

Nous avons donc un système de trois équations à résoudre en chaque point K du maillage :

$$G_k X_{k-1} + B_k X_{k-2} + D_k X_{k+1} + H_k X_{k+2} - C_k X_k = S_k \quad (\text{II.25})$$

qui se met sous la forme suivante :

$$[M].[X] = [S] \quad (\text{II.26})$$

avec M : matrice des coefficients $G, B, D, H,$ et C .

X : vecteur inconnu.

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

Les méthodes de résolution itératives sont particulièrement bien adaptées aux matrices de ce type, car elles ne nécessitent pas de stockage supplémentaire. Plusieurs d'entre-elles ont été étudiées dans la littérature, mais la méthode que nous avons choisie est celle préconisée par Gauss-Siedel. Le choix de cette méthode a été motivé par la bonne convergence et le gain en mémoire machine.

Les critères de la convergence ont été fixés à 10^{-9} jusqu'à 10^{-10} . D'autres part, la résolution du système d'équations que nous avons par une méthode itérative (Gauss-Siedel) nécessite l'existence d'une solution initiale pour démarrer le processus itératif.

Pour cela, il faut considérer les pseudo-niveaux de Fermi des porteurs majoritaires d'une région N ou P constants et égaux à leurs valeurs prises au contact métallique de la zone correspondante [33].

Les minoritaires, quand à eux, subissent une variation monotone. Nous obtenons alors l'algorithme d'initialisation suivant :

- Dans la zone de type N : $\phi_n = \text{constante}$
 $\nabla^2 \phi_p = 0$ (II.27)

- Dans la zone de type P : $\phi_p = \text{constante}$
 $\nabla^2 \phi_n = 0$ (II.28)

L'équation de Laplace $\nabla^2 \phi_n = 0$ sera résolue par la méthode de Gauss-Siedel et le potentiel sera calculé par la résolution de l'équation de Poisson, une fois ϕ_n et ϕ_p déterminées, selon l'algorithme de Gummel.

Toutes les grandeurs physiques et géométriques du composant à simuler sont modifiables par ce dernier : dimensions géométriques, profils de dopage, polarisation , etc...

Le logiciel SIBIDIF regroupe trois modules qui aboutissent à la modélisation de la structure bipolaire à hétérojonction considérée et à l'édition des résultats dans des fichiers.

L'algorithme globale du logiciel SIBIDIF est illustré sur la figure II.2. Cependant, le module de la solution initiale est présenté sur la figure II.3.

En fin, nous notons que la résolution finale se fait selon l'algorithme proposé par Gummel [33].

Le travail consiste comme nous l'avons vu à développer un module au sein du logiciel qui prend en compte l'effet de la température sur les propriétés électriques du composant.

IV. Prise en Compte de la Température -Modèles Physiques-

Nous commençons par nous intéresser à présenter les expressions (modèles physiques) donnant la description de la variation des paramètres intervenant dans les expressions de I_c et I_b en fonction de la température.

Ceci nous a permis de comprendre l'influence de la température sur chaque paramètre ainsi que l'influence de chaque paramètre sur les expressions du courant et du gain.

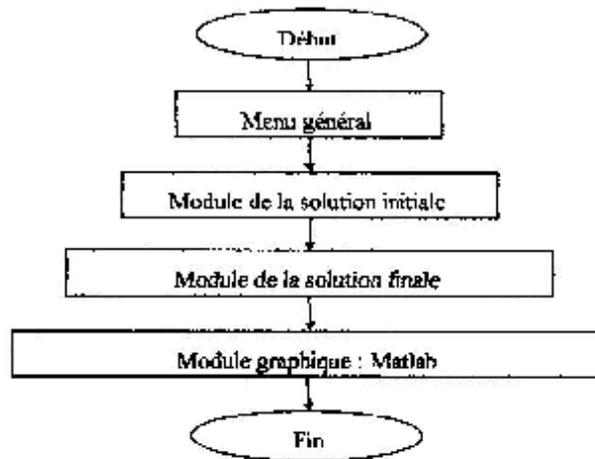


Figure II.2 : Algorithme global du logiciel SIBIDIF.

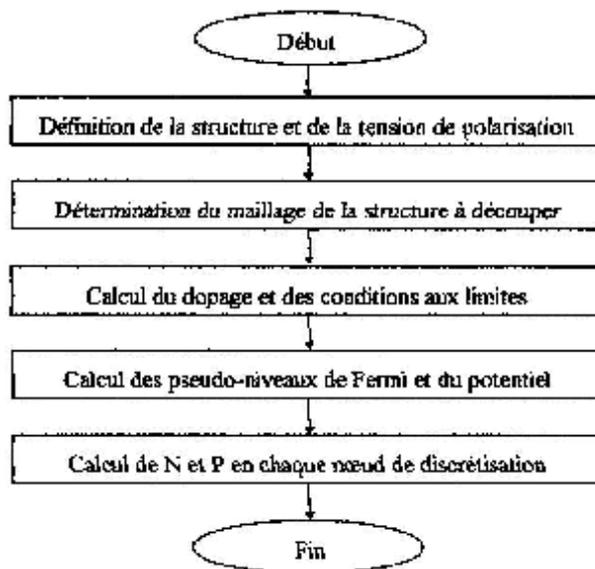


Figure II.3 : Module de la solution initiale.

IV.1. Largeur de Bande Interdite

IV.1.1. Largeur de Bande Interdite du BJT

La variation de l'énergie E_g avec la température a été étudiée par Varshni pour des températures allant de 75 à 300 K. Il propose un modèle de variation de E_g de la forme [34] :

$$E_g(T) = E_g(0) - \frac{\alpha T^2}{(T + \beta)} \quad (11.29)$$

où : $E_g(0)$ est la valeur du gap à 0 K.

α est une constante liée au coefficient d'expansion thermique.

β est une constante voisine de la température de Debye.

- Pour le silicium : $E_g(0) = 1.170 \text{ eV}$, $\alpha = 4.73 \cdot 10^{-4} \text{ eV/K}$ et $\beta = 636 \text{ K}$

- Pour le germanium : $E_g(0) = 0.743 \text{ eV}$, $\alpha = 4.77 \cdot 10^{-4} \text{ eV/K}$ et $\beta = 235 \text{ K}$

IV.1.2. Largeur de Bande Interdite du TBH

La largeur de la bande interdite de l'alliage SiGe massif est inférieure à celle du Si. La contrainte exercée par le substrat Si est à l'origine d'une modification de la structure de bande SiGe. Cette contrainte a pour conséquence une réduction de la bande interdite par rapport au matériau massif.

Le modèle permettant le calcul de la largeur de la bande interdite est celui de Bean [14].

$$E_g(x) = E_g(0) - 0.96x + 0.43x^2 - 0.17x^3 \quad (11.30)$$

IV.2. Mobilité des Porteurs

IV.2.1. Mobilité des porteurs dans le silicium

Plusieurs modèles ont montré la forte variation de la mobilité des porteurs en fonction de la température et du dopage dans le cas de fortes concentrations (supérieures à 10^{17} cm^{-3}).

La différence repose sur les modèles physiques utilisés pour la durée de vie de recombinaison des porteurs et la mobilité des porteurs majoritaires et minoritaires. Le modèle que nous avons utilisé présente une dépendance en fonction de la concentration d'impureté et de la température [24].

$$\mu_n = \mu_{n \min} + \frac{\mu_{n \max} - \mu_{n \min}}{1 + \left(\frac{C}{C_n^0}\right)^{\alpha_n}} \quad (II.31)$$

$$\mu_p = \mu_{p \min} + \frac{\mu_{p \max} - \mu_{p \min}}{1 + \left(\frac{C}{C_p^0}\right)^{\alpha_p}} \quad (II.32)$$

$$\mu_n = \mu_n^0 \left(\frac{T}{300}\right)^{-\beta_n} \quad (II.33)$$

$$\mu_p = \mu_p^0 \left(\frac{T}{300}\right)^{-\beta_p} \quad (II.34)$$

avec $\mu_{n \min} = 55 \text{ cm}^2/\text{v.s}$, $\mu_{p \min} = 47.7 \text{ cm}^2/\text{v.s}$, $C_n^0 = 8.5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $C_p^0 = 6.3 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$,

$$B_n = B_p = 2.2$$

IV.2.2. Mobilité des Porteurs dans le SiGe

Aucun modèle n'a jusqu'à présent été publié sur les mobilités des porteurs dans le SiGe; mais, il existe quelques estimations expérimentales concernant la variation de la mobilité des porteurs majoritaires et minoritaires dans la base.

• Porteurs Majoritaires

La variation de la mobilité des porteurs majoritaires est exprimée selon [35] et [36] par :

$$\frac{\mu_{pSiGe}(x)}{\mu_{pSi}(x)} = \frac{m_{pSi}^*}{m_{pSiGe}^*} \quad (II.35)$$

avec m_{pSiGe}^* : masse effective des trous dans le SiGe.

m_{pSi}^* : masse effective des trous dans le Si.

μ_{pSiGe} : mobilité des porteurs majoritaires dans la base SiGe.

μ_{pSi} : mobilité des porteurs majoritaires dans la base Si.

Le rapport des mobilités des trous dans le SiGe et dans le Si est supérieur à l'unité [37] :

$$\frac{\mu_{pSiGe}(x)}{\mu_{pSi}(x)} > 1 \quad (II.36)$$

CHAPITRE II : EFFET DE LA TEMPERATURE SUR LES CARACTERISTIQUES ELECTRIQUES D'UN TBH.

Le rapport de la masse effective varie en fonction du pourcentage du germanium comme le montre le tableau II.2 suivant le rapport $m_{PbSi}^* / m_{PbSiGe}^*$ [38] :

Rapport $m_{PbSi}^* / m_{PbSiGe}^*$	Pourcentage du germanium x en %
1	0
2.10	10
2.80	20
3.40	30

Tableau II.2 : Variation de la masse effective des trous en fonction du pourcentage du germanium.

• **Porteurs Minoritaires**

Poortmans [37] a effectué des mesures du coefficient de diffusion pour plusieurs dopages de la base et il a obtenu un rapport D_{nbSiGe} / D_{nbSi} variant entre 1.2 et 1.4 quelque soit le pourcentage du germanium.

Ce rapport est exprimé par :

$$D_{nbSiGe} / D_{nbSi} = \mu_{nbSiGe} / \mu_{nbSi} \quad (II.37)$$

IV.3. Densités Effectives d'Etat

Les Densités effectives d'état en fonction de la température dans le silicium sont données par les relations suivantes :

$$N_c = 2 \left[\frac{2\pi m_n^* K T}{h^2} \right]^{3/2} \quad (II.38)$$

$$N_v = 2 \left[\frac{2\pi m_p^* K T}{h^2} \right]^{3/2} \quad (II.39)$$

Dans le cas du SiGe, ces densités sont fonction du taux de germanium x selon [24] :

$$N_{CSiGe} = N_{CSi} + (xN_{CGe} - N_{CSi}) \quad (II.40)$$

$$N_{vSiGe} = N_{vSi} + (xN_{vGe} - N_{vSi}) \quad (II.41)$$

IV.4. Concentration Intrinsèque

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

$$n_{Si}^2 = N_{cSi} N_{vSi} \exp\left(\frac{-E_{gSi}}{KT}\right) \quad (II.42)$$

Cette concentration dépend donc également de la largeur de la bande interdite. Elle est affectée par la composition du Ge et la contrainte subie par la couche SiGe dans le cas d'un transistor bipolaire à hétérojonction à travers les densités effectives d'état et la valeur de la bande interdite,

$$n_{SiGe}^2 = N_{cSiGe} N_{vSiGe} \exp\left(\frac{-E_{gSiGe}}{KT}\right) \quad (II.43)$$

où l'énergie de bande dans le SiGe est :

$$E_{gSiGe} = E_{gSi} - \Delta E_g \quad (II.44)$$

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

La concentration intrinsèque peut également s'écrire sous la forme :

$$n_{SiGe}^2 = \frac{(N_c N_v)_{SiGe}}{(N_c N_v)_{Si}} n_{Si}^2 \exp\left(\frac{\Delta E_g}{KT}\right) \quad (II.45)$$

V. Simulation et Résultats

V.1. Module de Simulation

L'organigramme représenté sur la figure ci-après montre le squelette de la solution initiale.

Données d'entrée : structure étudiée, maillage, dopage et température.

Données de sortie : potentiel, pseudo-niveaux de Fermi, concentrations des porteurs

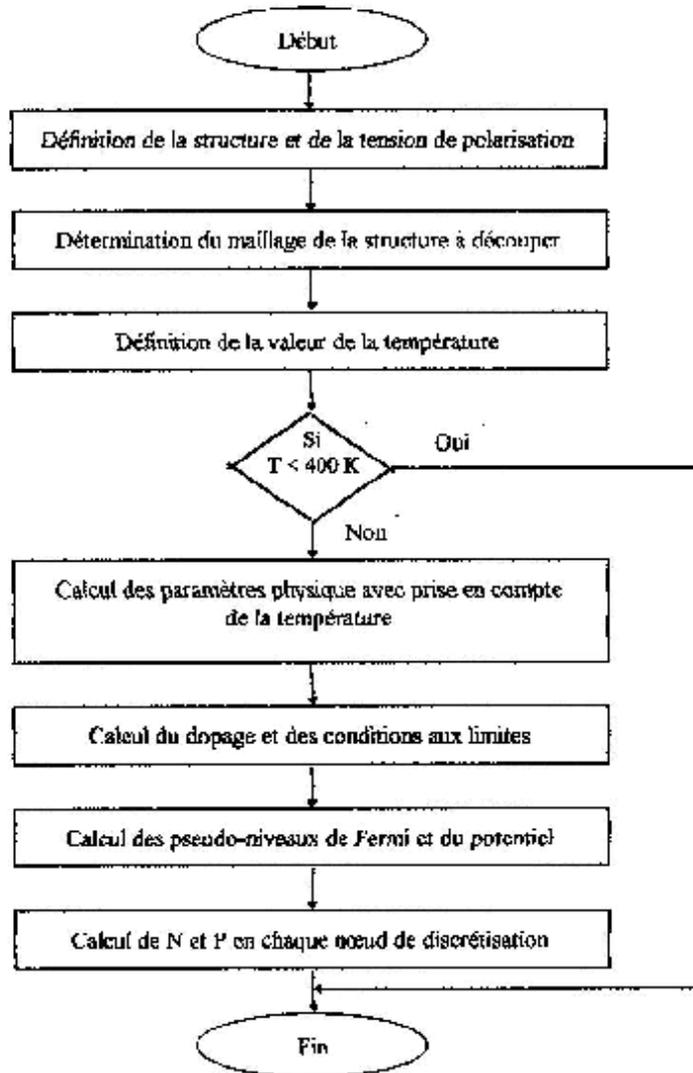


Figure II.4 : Module de la solution initiale avec prise en compte de la température.

V.2. Définition de la Structure

Dans le cadre de ce travail, la structure étudiée (représentée par la figure II 5) est un TBH à base SiGe à émetteur polysilicium intégré en technologie CMOS.

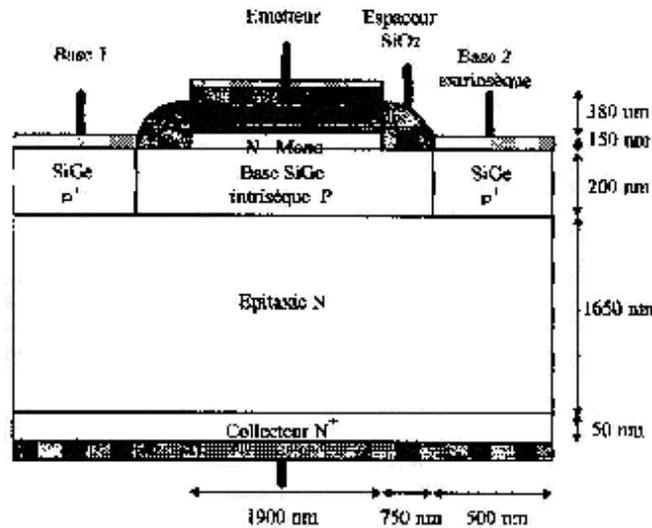


Figure II.5 : Structure étudiée.

Profil de dopage

- Le collecteur : Il est de type épitaxié, la concentration du collecteur N est de l'ordre de 10^{20} cm^{-3} et l'épaisseur de 50 nm par contre l'épitaxie est d'une concentration constante de l'ordre de $3 \cdot 10^{16}$ cm^{-3} .
- La base : Le dopage de la base est de l'ordre $2.5 \cdot 10^{18}$ cm^{-3} avec une épaisseur de 200 nm.
- L'émetteur : Le dopage est de $1.5 \cdot 10^{20}$ cm^{-3} et l'épaisseur est de l'ordre de 330 nm

Concernant la forme du dopage des différentes zones actives du transistor, il y a un libre choix de considérer une gaussienne simple ou une convolution entre deux gaussiennes : l'une en x et l'autre en y. Dans ce cas, on considère le collecteur, la base intrinsèque, l'émetteur et les deux bases extrinsèques des gaussiennes simples.

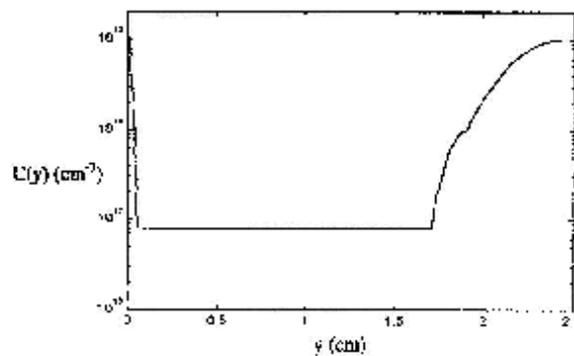


Figure II.6 : Profil de dopage.

V.3. Etude en Température des Propriétés Physiques du TBH

V.3.1. Diagramme de Bandes d'Énergie

La figure II.7 montre les diagrammes d'énergie normalisée par rapport à U_T pour un TBH à base $\text{Si}_{0.5}\text{Ge}_{0.2}$ et pour différentes valeurs de la température avec une tension de polarisation $V_{be} = 0.7$ v .

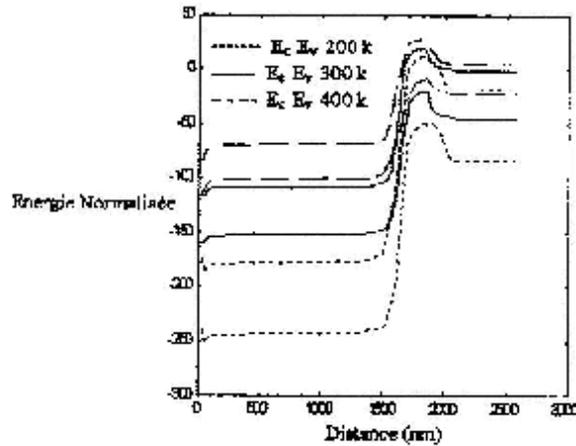


Figure II.7 : Diagrammes de bande d'énergie d'un TBH à base $\text{Si}_{0.5}\text{Ge}_{0.2}$ pour $T = 200, 300, 400$ K.

Nous observons que l'énergie de gap varie proportionnellement avec la température, plus la température augmente et plus l'énergie de gap augmente. Par contre, la largeur du gap et les barrières de potentiel pour les deux jonctions E/B et B/C diminuent avec l'augmentation de la température.

La diminution de la largeur du gap va augmenter la concentration intrinsèque d'où une augmentation des courants de base et de collecteur.

La diminution de barrière de potentiel favorise l'injection des électrons de l'émetteur vers la base et de la base vers le collecteur, donc l'augmentation des courants avec la température.

V.3.2. Densités des Porteurs

Les figures II.8 et II.9 représentent respectivement l'évolution des densités d'électrons (normalisées par rapport à n_i) et des trous pour une moyenne polarisation $V_{be} = 0.7$ v en fonction de la température.

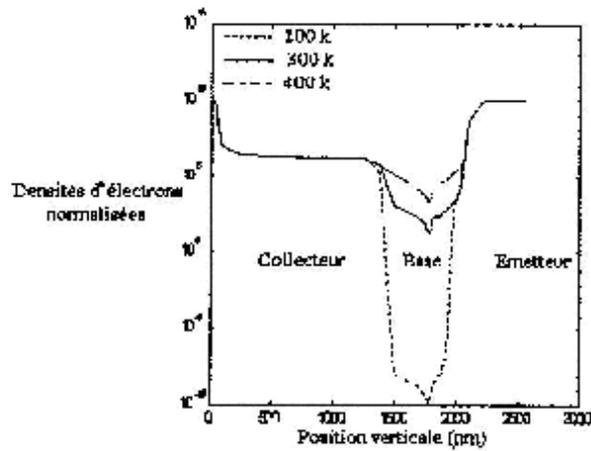


Figure II.8 : Evolution des densités d'électrons normalisées dans le cas d'un TBH à base $\text{Si}_{0.8}\text{Ge}_{0.2}$ en fonction de la température.

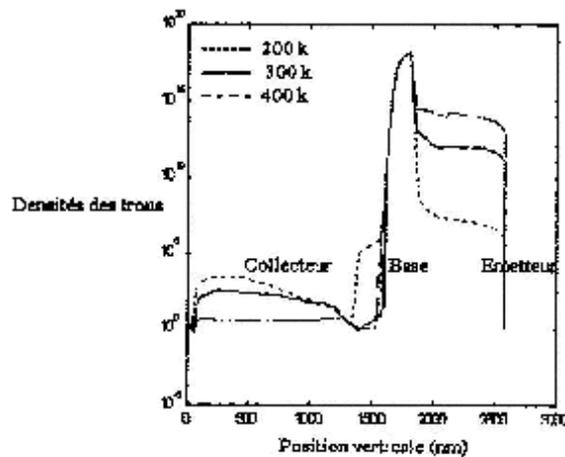


Figure II.9 : Evolution des densités des trous dans le cas d'un TBH à base $\text{Si}_{0.8}\text{Ge}_{0.2}$ en fonction de la température.

Les deux figures représentent l'évolution des densités de porteurs normalisées (électrons et trous) pour une polarisation de 0.7 v et une polarisation de la jonction collecteur-base en inverse par 3 v avec une température variable allant de 200 k à 400 k.

Ainsi, nous pouvons observer le remplissage progressif de la base par les électrons avec l'augmentation de la température.

Nous pouvons noter également l'extension de la base. Cette influence est également observée sur la densité de trous où leur injection croissante dans le collecteur est illustrée sur la figure II.9. Il apparaît alors le phénomène de modulation de la résistivité de la base.

A $T=400$ k, la base s'élargit et les trous s'injectent également dans la zone épitaxiée pour rétablir la neutralité électrique, nous observons alors une modulation de l'épaisseur de la base.

V.4. Effet de la Température sur les Propriétés Électriques

V.4.1. Potentiel Electrostatique

La variation du potentiel électrostatique en fonction de la température est représentée sur la figure II.10 pour un BJT et un TBH à base $\text{Si}_{0.8}\text{Ge}_{0.2}$.

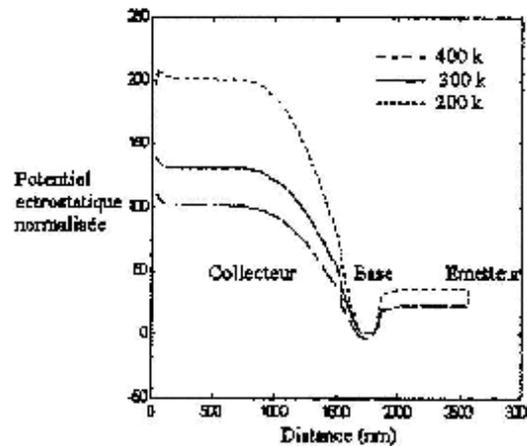


Figure II.10 : Evolution du potentiel électrostatique pour un TBH à base $\text{Si}_{0.8}\text{Ge}_{0.2}$ avec $T = 200, 300, 400$ k.

La figure II.10 représente l'évolution du potentiel électrostatique pour des valeurs de la température variant entre 200 k et 400 k.

Les différences barrières de potentiel y apparaissent nettement. Ainsi, nous pouvons relever le potentiel de diffusion aux niveaux des différents jonctions, diminué de V_{be} dans le cas de la jonction B-E et augmenté de V_{bc} dans le cas de la jonction C-B.

Nous observons une diminution du potentiel lorsque la température augmente, ce qui justifie que l'énergie de gap varie proportionnellement avec la température.

V.4.2. Caractéristiques de Gummel

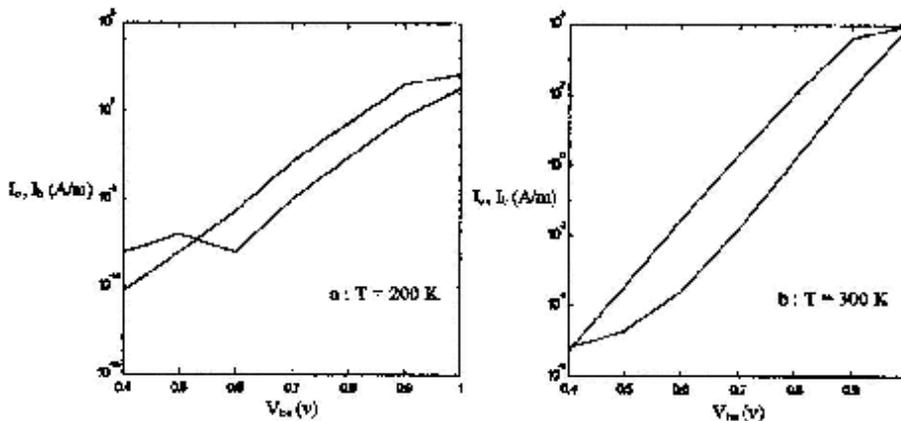
La figure II.11 montre l'évolution du courant de collecteur et de base pour un transistor bipolaire à hétérojonction à base SiGe pour différentes valeurs de température.

Nous nous intéressons dans ce cas à l'évolution avec la température des courbes de Gummel. Pour cela, nous avons effectué des simulations avec la structure bipolaire à base $\text{Si}_{0.7}\text{Ge}_{0.3}$ pour la température ambiante ainsi que pour les basses et hautes températures.

- A la température ambiante ($T=300$ k) comme le montre la figure II.11.b, nous trouvons bien un comportement idéal du courant de collecteur quelque soit la polarisation. Par contre, en ce qui concerne le courant de base, nous ne retrouvons le comportement idéal qu'à forte polarisation (au-dessus de 0.5 v). En dessous de ce seuil, le coefficient est fortement non idéal : $1 < \eta < 2$ (où η est le coefficient d'idéalité) ce qui caractérise la présence de centre de recombinaisons.

- A basse température ($T=200$ k) comme nous pouvons l'observer sur la figure II.11.a, la non idéalité du courant de base s'étend sur une plage de polarisation plus grande que pour la température de 300 k (jusqu'à 0.67 v contre 0.5 v auparavant). Ceci confirme le fait qu'une diminution de la température permet de mieux appréhender l'étude des défauts car elle diminue la composante diffusives idéale du courant de base par rapport aux composantes non idéales.

A Haute température ($T=400$ k) comme l'illustre la figure II.11.c, ce résultat confirme l'influence de la température sur le comportement idéal ou non du courant de base. Ainsi, le courant de base est quasi idéal. Nous retrouvons uniquement une légère influence sur la composante de génération-recombinaison due aux pièges pour de faibles valeurs de polarisations.



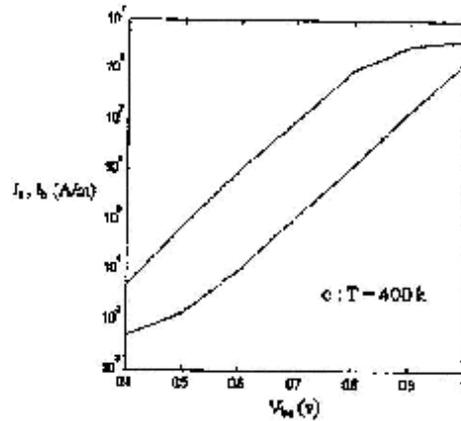


Figure II.11 : Evolution des courants de collecteur et de base pour un TBH à base $\text{Si}_{0.4}\text{Ge}_{0.2}$ à $T=200, 300, 400 \text{ K}$.

V.4.3. Gain en Courant

L'évolution du gain en courant pour un transistor bipolaire à hétérojonction (TBH) pour différentes valeurs de température est illustré sur la figure II.12.

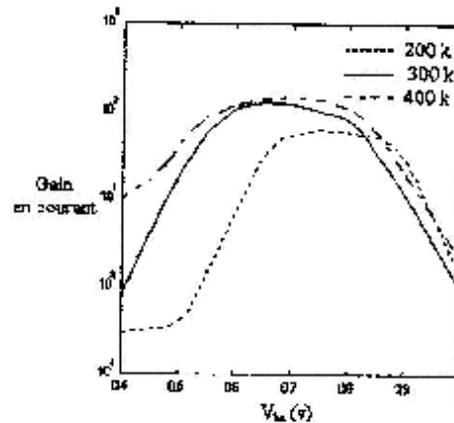


Figure II.12 : Evolution du gain en courant pour un TBH à base $\text{Si}_{0.4}\text{Ge}_{0.2}$ à $T=200, 300, 400 \text{ K}$.

Comme nous avons vu pour les courbes de Gummel, la composante non idéale du courant de base a une influence sur une plage de polarisation d'autant plus grande que la température est basse. Ainsi, du fait des composantes non idéales de génération recombinaison, le maximum de

gain se trouve diminué et décalé vers les tensions V_{be} plus importantes quand la température diminue. Pour ce qui est des températures supérieures à la température ambiante, la non idéalité du courant de base a beaucoup moins d'influence

Les évolutions en température des courants de base et de collecteur dépendent quasiment de leurs composantes diffusives de la forme $\exp(qV_{be}/KT)$. C'est pourquoi les valeurs du gain sont à peu près identiques à 300 k et 400 k

VII. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté l'organigramme du logiciel de simulation modifié SIDIBIF qui a permis de faire une étude en température du transistor bipolaire à hétérojonction.

Nous nous sommes alors intéressés au relevé des caractéristiques électriques $I(v)$ ainsi qu'à l'évolution des paramètres physiques du transistor avec la température.

Les résultats obtenus par la méthode d'analyse numérique montre que :

- Le diagramme de la bande d'énergie et les densités des porteurs augmentent avec la température par contre le potentiel électrique diminue.
- Le courant de collecteur et de base ainsi que le gain en courant varient proportionnellement avec la température.

CHAPITRE TROIS
DEVELOPPEMENT D'UN MODELE
ANALYTIQUE DU TBH
- PRISE EN COMPTE ↓
DE LA TEMPERATURE -

DEVELOPPEMENT D'UN MODELE ANALYTIQUE DU TBH - PRISE EN COMPTE DE LA TEMPERATURE -

I. Introduction

Dans les chapitres précédents, nous sommes intéressés au fonctionnement électrique statique des transistors bipolaires à hétérojonction. Afin d'explorer la physique qui conditionne les phénomènes observés, nous étudions dans ce chapitre le comportement des hétérojonctions en fonction de la température et notamment l'effet de la réduction de la bande interdite dans la base.

Nous commençons par présenter le but de cette étude, puis nous exposons le fonctionnement du transistor bipolaire à hétérojonction Si-SiGe en fonction de la température.

Dans le troisième paragraphe, les expressions des courants de base et de collecteur et ainsi que celle du gain obtenu en fonction de la température sont relatés. Un soin particulier sera apporté aux effets capables d'influer sur le courant de base et qui apportent des corrections aux expressions des différents composants de ce dernier.

Les deux derniers paragraphes sont consacrés respectivement à l'effet de la température sur les paramètres physiques du composant et à la présentation du programme réalisé qui simule d'une manière analytique les caractéristiques électriques d'un transistor bipolaire à hétérojonction (TBH) en fonction de la température.

II. But de l'Analyse en Température

L'analyse en température d'un transistor bipolaire permet d'accéder aux mécanismes physiques qui le gouvernent.

Ainsi, l'origine physique des courants de fuite de la base peut être déterminée. D'autre part, le fonctionnement de l'hétérojonction peut être analysée.

Une méthode élaborée par P.Ashburn [39] permet de mesurer cette réduction de la bande interdite dans la base à partir de la dépendance en température du courant de collecteur. Une analyse identique effectuée sur les pseudo-TBH [40] a permis d'évaluer le "bandgap narrowing" du au fort dopage pour plusieurs niveaux de dopage de la base

III. Modèles Physiques Considérés

III.1. Largeur de la Bande Interdite

La figure III.1 illustre l'influence de la température sur la largeur de la bande interdite pour un BJT et un TBH à base SiGe avec un taux de germanium variable de 8%, 20% et 30%. Nous remarquons une diminution de la largeur de bande avec l'augmentation de la température et le taux du germanium.

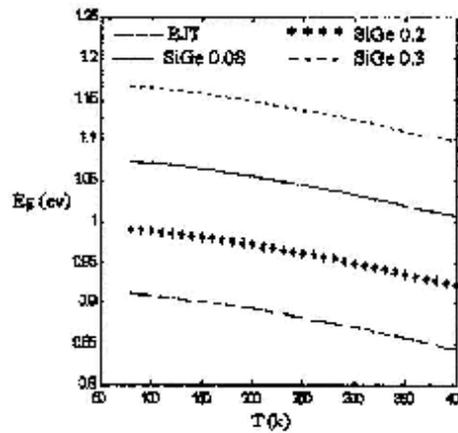


Figure III.1 : Evolution de la largeur de bande en fonction de la température pour un BJT et un TBH avec un taux de germanium de 8% , 20% et 30 %.

III.2. Mobilité des Porteurs

La variation des mobilités des électrons et des trous dans la base en fonction de la température pour un BJT et un TBH à base SiGe est représentée sur la figure ci-dessous.

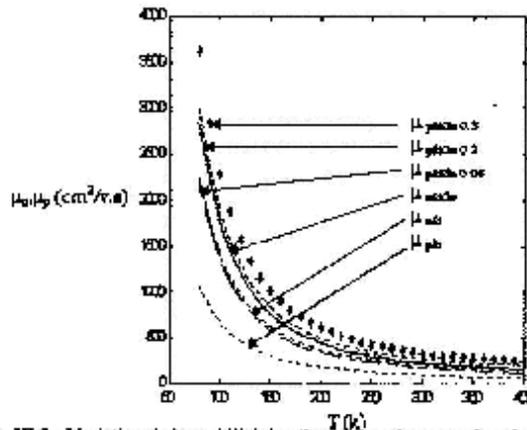


Figure III.2 : Variation de la mobilité des électrons et des trous dans la base en fonction de la température pour un BJT et un TBH à base $Si_{0.92}Ge_{0.08}$ et $Si_{0.8}Ge_{0.2}$ et $Si_{0.7}Ge_{0.3}$.

La mobilité, la plus élevée, correspond aux basse températures. Aux températures plus importantes, la mobilité a une faible valeur. L'allure est a peu près constante pour les températures allant de la température ambiante jusqu'aux hautes températures (400 K).

De plus, la mobilité des trous est plus faible que celle des électrons. En revanche, les variations de la mobilité des trous dans la base d'un TBH sont essentiellement dues à la contrainte ainsi qu'à la réduction de la masse effective en fonction du taux de germanium. Nous distinguons bien que plus le taux de germanium augmente et plus la masse effective des trous diminue, ce qui entraîne une augmentation relative de la mobilité des trous. Par contre, la mobilité des électrons (minoritaires) augmente pour une base SiGe et reste constante quelque soit le pourcentage du germanium.

III.3. Densités Effectives d'Etat

La figure III.3 montre l'évolution des densités effectives d'état en fonction de la température pour un transistor bipolaire à homojonction et un transistor bipolaire à hétérojonction à base SiGe.

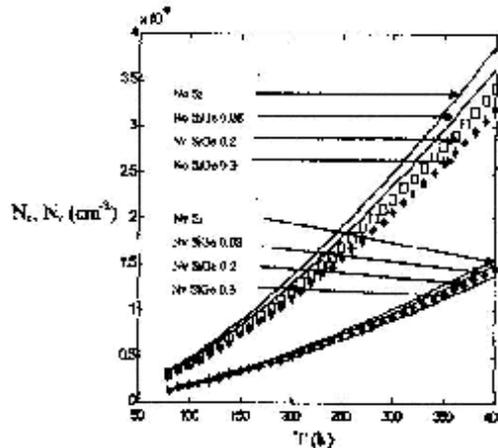


Figure III.3 : Evolution des densités effectives d'états en fonction de la température pour un BJT et un TBH à base $\text{Si}_{0.92}\text{Ge}_{0.08}$ et $\text{Si}_{0.8}\text{Ge}_{0.2}$ et $\text{Si}_{0.7}\text{Ge}_{0.3}$.

Les valeurs des densités effectives d'états augmentent en fonction de la température. Cette augmentation est très grande et rapide pour les densités effectives d'états des électrons. Nous trouvons une différence entre N_c et N_v pour les hautes températures par rapport aux basses températures (où elles sont à peu près identiques) En effet, la différence entre N_c et N_v augmente rapidement en fonction de la température.

En revanche, la contrainte existante dans une couche pseudomorphique de SiGe conduit à une réduction de la masse effective, la densité effective d'état en est donc affectée. Si le pourcentage de germanium augmente, les densités effectives d'états diminuent.

III.4. Concentration Intrinsèque

Selon la figure III.4, nous constatons que la concentration intrinsèque croît en fonction de la température et diminue en fonction du pourcentage de germanium. Cette variation est due essentiellement aux densités d'états qui sont affectées par la température et la réduction de la masse effective induite par la contrainte de la couche SiGe.

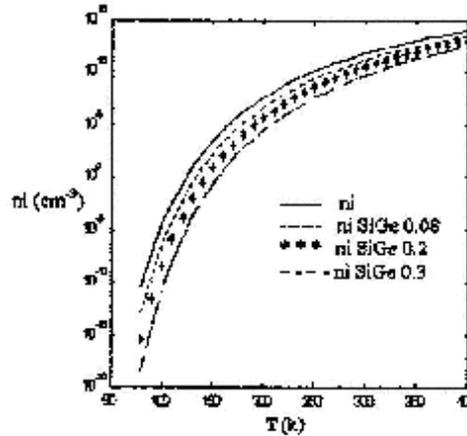


Figure III.4 : Concentration intrinsèque en fonction de la température pour un BJT et un TBH avec un taux de germanium de 8%, 10% et 30%.

IV. Caractéristiques Electriques

Comme nous l'avons décrit au chapitre précédent, la réduction de la bande interdite dans la base affecte le courant de collecteur I_c . Afin de comprendre le fonctionnement du TBH à basse température, nous expliquons et analysons la dépendance en température de chacun des termes des expressions de I_c et I_b .

IV.1. Expression du Courant de Collecteur

Nous pouvons résoudre les équations de transport et de continuité pour obtenir l'expression du courant de collecteur, si le rapport $qV_{bc} / KT \gg 1$ nous aurons :

$$I_c = \frac{qS n_i^2}{G_B} \exp\left(\frac{qV_{bc}}{KT}\right) \quad (III.1)$$

où G_B est le nombre de Gummel de la base, il est défini comme suit :

$$G_B = \int_0^{w_B} \frac{N_{AB}(x)}{D_{nb}} dx \quad (III.2)$$

Sachant que dans le cas d'un dopage uniforme, l'expression précédente devient :

$$G_{\pi} = \frac{N_{AP} W_E}{D_{td}} \quad (III.3)$$

L'ajout du germanium dans la base n'a d'influence que sur le courant de collecteur.

L'expression de I_c devient :

$$I_c = \frac{q S n_i^2}{G_{BSiGe}} \exp\left(\frac{q V_{bc}}{KT}\right) \quad (III.4)$$

D'après la relation (II.23), nous obtenons alors :

$$I_c = \frac{q S F n_i^2}{G_{LSSiGe}} \exp\left(\frac{q V_{bc}}{KT}\right) \exp\left(\frac{\Delta E_g}{KT}\right) \quad (III.5)$$

IV.2. Composantes du Courant de Base

IV.2.1. Courant de Diffusion

La polarisation directe de la jonction émetteur-base crée un flux de trous de la base vers l'émetteur et d'électrons de l'émetteur vers la base. Mais, ce phénomène qu'on appelle diffusion est très faible ou négligeable pour les faibles polarisations et les basses températures.

Si nous supposons qu'il n'y a pas de recombinaisons dans la zone de charge d'espace, donc que les quasi-niveaux de Fermi sont constants dans la zone de charge d'espace

Nous avons alors la relation suivante :

$$q V_{bc} = E_{Fp} - E_{Fp} \quad (III.6)$$

Nous obtenons ainsi l'expression générale du courant de diffusion après la résolution de l'équation de continuité des trous :

$$\frac{dp}{dt} = -\frac{1}{q} \text{div}(\vec{j}_p) + g_{p,ex} - R_p \quad (III.7)$$

$$\vec{j}_p = \sigma_p \vec{E} - q D_p \vec{\nabla} p \quad (III.8)$$

J_p : densité de courant créée par la diffusion des trous.

p : concentration des trous $p = p_0 + \Delta p(x)$.

p_0 : concentration des trous à l'équilibre

$\Delta p(x)$: concentration des trous en excès.

$g_{p,ex}$: génération ou création de trous.

R_p : taux de recombinaison de trous $R_p = \Delta p / \tau_p$.

Nous considérons que le régime est stationnaire : $dp/dt = 0$, qu'il n'y a pas de génération extérieure : $G_{ext} = 0$ et que le champ est nul en dehors de la zone de charge d'espace.

Nous avons alors d'après la relation (III.8) :

$$-\frac{1}{q} \operatorname{div}(-qD_p \vec{\nabla} p) - \frac{\Delta p}{\tau_p} = 0 \quad (III.9)$$

Après la résolution de cette équation (annexe), nous obtenons :

$$I_{pe} = \frac{qA_j D_p n_i^2}{L_p N_d} \left(\exp\left(\frac{qV_{be}}{KT}\right) - 1 \right) \quad (III.10)$$

Si la diode est courte, il faut remplacer dans l'expression précédente L_p par w_c :

$$I_{pe} = \frac{qA_j D_p n_i^2}{w_c N_d} \left(\exp\left(\frac{qV_{be}}{KT}\right) - 1 \right) \quad (III.11)$$

IV.2.2. Courant de Recombinaison dans la Base

Une partie des électrons émis depuis l'émetteur vers le collecteur lors de son passage dans la base va se recombiner, donnant lieu au courant de trous I_{rb} . Pour un bon gain en courant pour un transistor bipolaire il faut que la base soit relativement étroite afin de ne pas trop recombiner d'électrons parce que :

$$I_{ac} = I_{nc} - I_{rb} \quad (III.12)$$

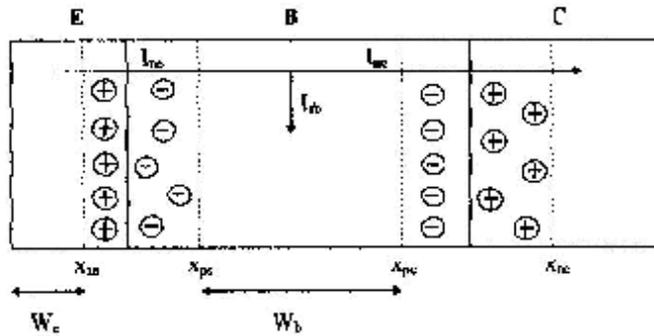


Figure III.5 : Courant de recombinaison dans la base.

En adaptant les équations de diffusion développées précédemment pour les électrons (nous conservons les mêmes hypothèses).

$$\frac{dn}{dt} = -\frac{1}{q} \operatorname{div}(\vec{j}_n) - g_{n,ext} - R_n \quad (III.13)$$

avec
$$\vec{j}_n = \sigma_n \vec{E} - qD_n \nabla n \quad (III.14)$$

où $n = n_0 - \Delta n(x)$.

Nous considérons que le régime est stationnaire : $dn / dt = 0$, qu'il n'y a pas de création extérieure : $g_{n,ext} = 0$ et que le champ est nul en dehors de la zone de charge d'espace

Donc, nous aurons :
$$-\frac{1}{q} \operatorname{div}(j_n) - R_n = 0 \quad (III.15)$$

Nous obtenons après la résolution de cette équation (annexe) :

$$I_{rb} = \frac{qA_j \cdot m_i b^2 D_n}{L_n N_a \operatorname{sh}\left(\frac{W_b}{L_n}\right)} \left[\operatorname{ch}\left(\frac{W_b}{L_n}\right) - 1 \right] \left[\exp\left(\frac{qV_{be}}{kT} - 1\right) \right] \quad (III.16)$$

Dans la plupart du temps $W_b \ll L_n$, nous pouvons alors simplifier l'équation précédente :

$$I_{rb} = \frac{qA_j \cdot m_i b^2 D_n W_b}{L_n^2 N_a} \left[\exp\left(\frac{qV_{be}}{kT} - 1\right) \right] \quad (III.17)$$

IV.2.3. Courant de Recombinaison dans la Zone de Charge d'Espace

Lors de la diffusion des trous de la base vers l'émetteur, une partie va se recombiner dans la zone de charge d'espace. Dans le calcul initial du courant de diffusion, on néglige cet effet. Ainsi, pour obtenir le courant de base de façon plus précise, il faut sommer cette composant au courant de diffusion (figure III.6).

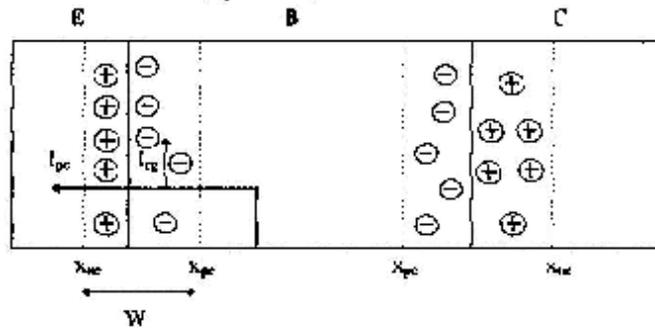


Figure III.6 : Courant de recombinaison dans la zone de charge d'espace.

- Calcul du Courant de Recombinaison dans la Zone de Charge d'Espace

Le terme R est le taux de recombinaison donné par l'expression suivante [41] :

$$R = \frac{\sigma_n \sigma_p V_{th} N_t (np - n_i^2)}{\left[\sigma_n \left\{ n + n_i \exp\left(\frac{E_t - E_i}{kT}\right) \right\} + \sigma_p \left\{ p + n_i \exp\left(\frac{E_i - E_t}{kT}\right) \right\} \right]} \quad (III.18)$$

où σ_n, σ_p : surfaces de recombinaison d'électrons et des trous dans la zone de charge d'espace.

V_{th} : vitesse thermique.

N_t : densité des électrons recombinaison dans la zone de charge d'espace.

E_t, E_i : niveaux de défauts.

Nous considérons que : $\sigma_n = \sigma_p = \sigma$ et que $E_t = E_i$ qui représente le niveau de défauts à mi-gap.

Sachant qu'à l'équilibre thermodynamique, nous avons :

$$n = p = n_i \exp\left(\frac{qV_{be}}{2kT}\right) \quad (III.19)$$

Alors, l'expression du taux de recombinaison devient (annexe) :

$$R = \frac{1}{2} \sigma V_{th} N_t n_i \left[\frac{\exp\left(\frac{qV_{be}}{kT}\right) - 1}{\exp\left(\frac{qV_{be}}{2kT}\right)} \right] \quad (III.20)$$

Pour l'expression du courant de recombinaison dans la zone de charge d'espace, nous considérons deux cas :

- Sans approximation

$$I_{re} = qA_j \int_0^w R dx \quad (III.21)$$

- Avec approximation des niveaux piège à mi-gap

Le taux de recombinaison maximum est donné par :

$$I_{re} = \frac{1}{2} qA_j W \sigma V_{th} N_t n_i \left[\frac{\exp\left(\frac{qV_{be}}{kT}\right) - 1}{\exp\left(\frac{qV_{be}}{2kT}\right)} \right] \quad (III.22)$$

La concentration intrinsèque ni pourra prendre deux valeurs distinctes:

- nie : si la zone de charge d'espace s'étend coté émetteur ($N_i \gg N_d$).
- nib : si la zone de charge d'espace s'étend coté base ($N_i \ll N_d$).

Pour de faibles polarisations, le courant de recombinaison dans la zone de charge d'espace est prédominant par rapport au courant de diffusion, les courbes présentent en première approximation une pente en $\exp(qV_{be} / 2KT)$ (figure III.7).

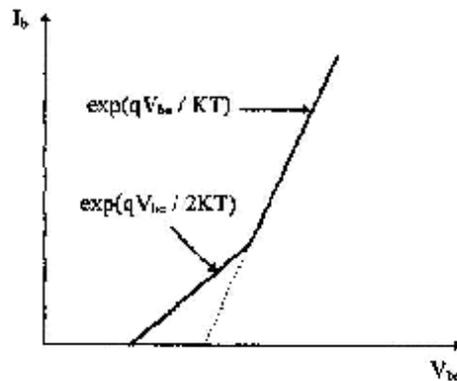


Figure III.7: Courant de base.

IV.3. Gain en Courant

Pour un transistor bipolaire à homojonction, l'expression du gain en courant est donnée par la formule ci-dessous :

$$\beta = \frac{I_c}{I_b} = \frac{G_E}{G_B} \quad (III.23)$$

Dans le cas d'un TBH, l'expression du gain en courant devient :

$$\beta = \frac{I_c}{I_b} = F \frac{G_E}{G_B} \exp\left(\frac{\Delta E_g}{KT}\right) \quad (III.24)$$

L'augmentation du gain entre le transistor à hétérojonction et à homojonction est dominée par le terme en exponentiel $\Delta E_g / KT$. Typiquement, une concentration de 10 % du germanium dans la base réduit la largeur de la bande interdite d'environ 90 meV soit une augmentation du gain d'un facteur 33 à la température 300 K.

V. Principaux Effets Capables d'Influer sur le Courant de Base

V.1. Effet du Polysilicium

La rapidité du composant est régie par :

- La diminution des capacités parasites et en particulier la capacité latérale émetteur-base. Il faut donc avoir une jonction E-B fine et donc un émetteur de faible épaisseur W_e . Ceci est résolu en déposant une couche de polysilicium (émetteur) sur un substrat de silicium monocristallin par LPCVD (Low Pressure Chemical Vapor Deposition).
- La diminution de la résistance de base. Ceci est résolu technologiquement par le choix d'un émetteur le plus étroit possible et en dopant fortement la base dès qu'elle ne se trouve pas sous l'émetteur (base extrinsèque).

L'émetteur polysilicium améliore le gain en courant du transistor. Cette amélioration du gain en courant est dû à une baisse du courant de base et non pas à une hausse du courant collecteur, car le courant de base est contrôlé par l'interface polysilicium monosilicium.

La présence d'une fine couche d'oxyde entre le silicium et le polysilicium réduit le courant de la base et fait augmenter la valeur du gain en courant du transistor. L'explication théorique est basée sur la barrière Tunnel que constitue la couche d'oxyde pour le transport des trous [42].

Le polysilicium est une forme de silicium à mi-chemin entre le cristal parfaitement ordonné et le silicium amorphe totalement désordonné. Il est composé de petits grains ordonnés disposés au hasard, séparés par les régions désordonnées appelées joints de grains.

Donc, le principal avantage des émetteurs en polysilicium est la possibilité qu'ils offrent d'obtenir des jonction émetteur-base particulièrement étroites. De plus, ils permettent de bénéficier de gain en courant relativement élevés en comparaison avec les transistors classiques. Ce gain peut augmenter d'un facteur 5 à 10 [43].

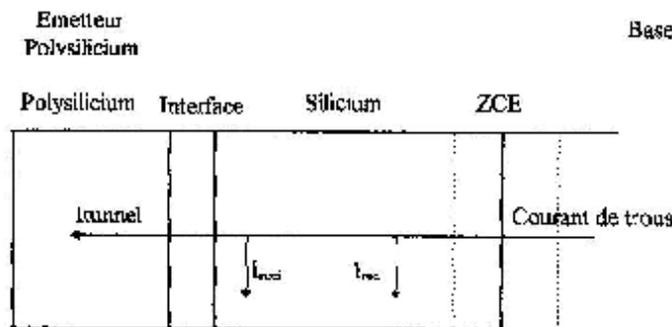


Figure III.8 : Interface polysilicium / silicium.

En effet, l'interface polysilicium / silicium s'oppose à la diffusion des trous vers l'émetteur. Le courant de trous est alors déterminé par les propriétés de l'interface (figure III.8).

- Si l'épaisseur δ de l'oxyde est faible ($1.1 \cdot 10^{-10}$ m), les propriétés de transport du polysilicium domineront sur le comportement du transistor
- Si l'épaisseur δ est comprise entre 5 à 10 Å, l'effet tunnel sera le mécanisme prédominant.
- Si l'épaisseur δ est importante de l'ordre 15 Å, la recombinaison à l'interface sera le mécanisme prédominant.

Si l'interface est directe entre le silicium et polysilicium -il n'y a pas d'oxyde-, le gain est également amélioré, mais seulement d'un facteur deux ou trois par rapport à un transistor classique. Du fait de la faible épaisseur de la jonction B-E, la distribution de trous est linéaire.

Ici, les trous ne se recombinent pas nécessairement à la surface du silicium, mais ils ont la possibilité de diffuser à travers le polysilicium.

En fait, la profondeur de la jonction est égale à la somme d'épaisseurs du polysilicium (comme le montre la figure III.9).

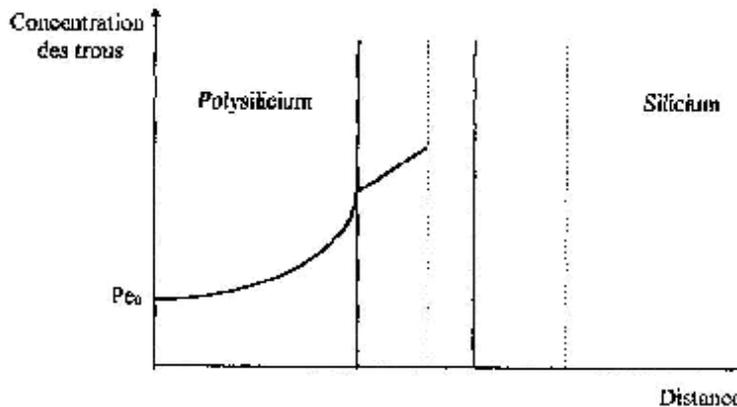


Figure III.9 : Distribution des trous dans un émetteur polysilicium.

Alors, le courant de diffusion modifié par l'effet du polysilicium est donnée par l'expression suivante [44] :

$$I_{pe} = \frac{qA_{je} n_{ie}}{Nd} \delta_{eff} \left[\exp\left(\frac{qV_{be}}{kT}\right) - 1 \right] \quad (III.25)$$

S_{eff} étant un facteur qui permet de modéliser la couche de polysilicium, l'interface et la couche de silicium.

S_{eff} est une vitesse de la recombinaison efficace qui incorpore plusieurs recombinaisons développées sous l'effet de l'injection des trous de la base dans l'émetteur.

Elle est donnée par l'équation suivante :

$$S_{eff} = S_i + \left[\left(1 + \frac{1}{T_i} \right) + \left(\frac{1}{S_i + S_p} \right) \right]^{-1} \quad (III.26)$$

Où S_i est la vitesse de recombinaison pour les trous dans le silicium.

T_i est une vitesse de recombinaison des trous à travers l'oxyde.

S_p est la vitesse de recombinaison efficace pour les trous dans le polysilicium

$$T_i = \left(\frac{kT}{2\pi m_p^*} \right) \left(e^{-\phi_b} (Q - chkT) \right)^{-1} \quad (III.27)$$

$$ch = \frac{4\pi\delta}{h} (2m_p^* x_h)^{1/2} \quad (III.28)$$

$$bh = \frac{4\pi\delta}{h} (2m_p^* x_h)^{1/2} \quad (III.29)$$

Où δ est la largeur d'oxyde et x_h est la barrière d'oxyde.

V.2. Effet "Bandgap Narrowing"

Lorsqu'un matériau semi-conducteur est fortement dopé, la périodicité du réseau semi-conducteur est rompue par la grande concentration d'atomes dopants, ce qui crée une queue de bande proche du niveau dopant. Par ailleurs, les atomes d'impuretés sont suffisamment proches tel qu'il y ait recouvrement des fonction d'ondes des électrons périphériques. Alors, le dopage n'introduit pas un niveau discret, mais une bande dans la bande interdite.

De plus, la grande concentration d'atomes dopants dérange la périodicité du réseau, donnant naissance à une extension de la bande de conduction jusqu'au niveau donneur (queue de bande). Ces effets ont pour conséquence de réduire l'énergie de bande interdite du matériau fortement dopé comme le montre la figure III 10

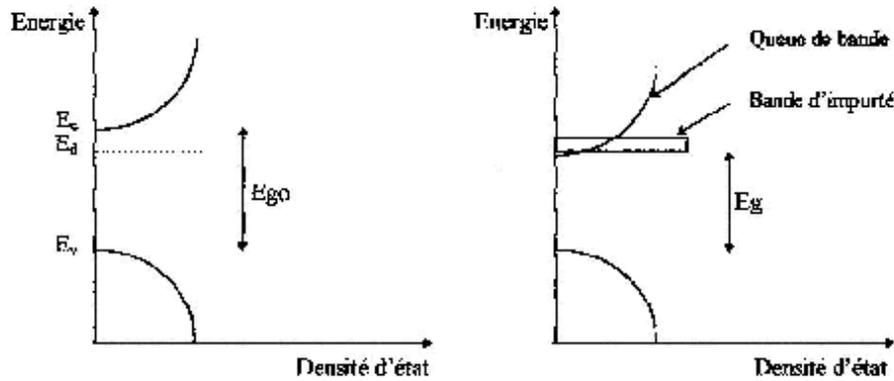


Figure III.10 : Effet de fort dopage sur la bande interdite

Dans le silicium dopé N, nous modélisons la variation du gap coté émetteur par l'équation empirique suivante [41] :

$$\Delta E_{g_c} = 18.7 \ln\left(\frac{Nd}{7.10^{17}}\right) \text{ (mev)} \quad (\text{III.30})$$

La réduction de bande interdite modifie la concentration intrinsèque dans l'émetteur selon :

$$ni_e = p.n = ni^2 \exp\left(\frac{\Delta E_{g_c}}{KT}\right) \quad (\text{III.31})$$

Cet effet peut également avoir lieu coté base pour fort dopage en accepteur, nous retrouvons alors l'équation adaptée à la base :

$$ni_b^2 = p.n = ni^2 \exp\left(\frac{\Delta E_{g_b}}{KT}\right) \quad (\text{III.32})$$

Nous modélisons la variation du gap par l'équation suivante [41] :

$$\Delta E_{g_b} = 9\left[F + \left(F^2 + 0.5\right)^{1/2}\right] \text{ (mev)} \quad (\text{III.33})$$

avec
$$F = \ln\left(\frac{Na}{10^{17}}\right) \quad (\text{III.34})$$

Alors dans le calcul des courants de base et du collecteur, nous devons introduire les termes $\exp(\Delta E_{g_b} / KT)$ et $\exp(\Delta E_{g_c} / KT)$

Donc, la correction sur le gain en courant sera :

$$\beta_{TWIN} = \beta \exp\left(\frac{\Delta E_{g_b} - \Delta E_{g_c}}{KT}\right) \quad (\text{III.35})$$

- Le "bandgap narrowing" coté émetteur, du fait de la variation de n_i , a donc tendance à augmenter le courant de base du transistor, détériorant ainsi le gain.
 - Le "bandgap narrowing" coté base, a donc tendance, du fait de la variation de n_i , à augmenter le courant de recombinaison dans la base, mais aussi et surtout le courant collecteur du transistor améliorant aussi le gain.
- Nous voyons alors que le "bandgap narrowing" aura un effet positif si $\Delta E_{g_b} > \Delta E_{g_e}$. C'est-à-dire si la base est plus fortement dopée que l'émetteur.

V.3. Effet Tunnel Assisté par les Niveaux Défauts

La figure III.11 indique comment le mécanisme tunnel peut intervenir et favoriser la recombinaison des porteurs libres sur un centre profond.

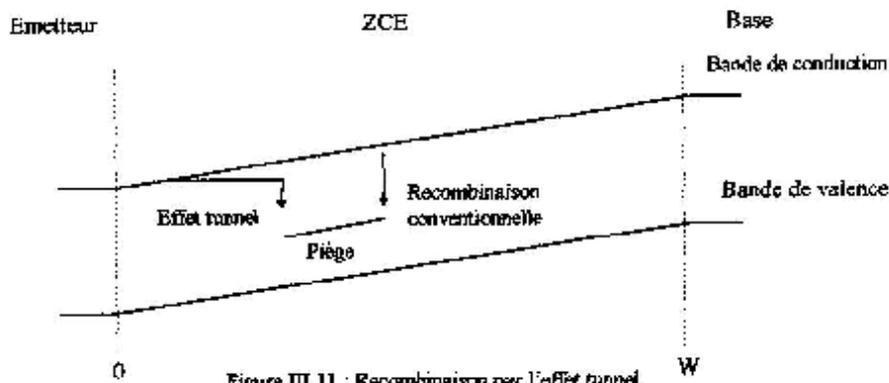


Figure III.11 : Recombinaison par l'effet tunnel.

Dans ce cas, l'effet tunnel affecte à la fois la densité de charges capturées et le taux d'émission du centre par rapport aux concentrations classiques en porteurs capturés en un point de la zone de charge d'espace.

L'expression du courant de recombinaison dans la zone de charge d'espace modifiée par l'effet tunnel est donné par l'expression suivante :

$$I_{Rg} = qA_j \int_0^W R dx \quad (III.36)$$

Le taux de recombinaison R est modifié de la manière suivante :

$$R = \frac{pn - n_i^2}{\left[\frac{\tau_p}{1 + \Gamma_p} \left(n + n_i \exp\left(\frac{E_t - E_i}{kT}\right) \right) + \frac{\tau_n}{1 + \Gamma_n} \left(p + n_i \exp\left(\frac{E_i - E_t}{kT}\right) \right) \right]} \quad (III.37)$$

où ni peut prendre deux valeurs :

- me la zone de charge d'espace s'étend coté émetteur ($N_a \gg N_d$).
- mb la zone de charge d'espace s'étend coté base ($N_a \ll N_d$).

Avec

$$\Gamma_{n,p} = \frac{\Delta E_{n,p}}{kT} \int_0^1 \exp\left(\frac{\Delta E_{n,p}}{kT} u - k_{n,p} u^{3/2}\right) du \quad (III.38)$$

$$k_{n,p} = \frac{4\sqrt{2m^* \Delta E_{n,p}^3}}{q\hbar|E_i|} \quad (III.39)$$

$$\Delta E_n = E_c - E_i \quad \text{et} \quad \Delta E_p = E_i - E_v \quad (III.40)$$

Γ_n et Γ_p sont appelées fonctions de champ. Ils correspondent à l'intégrale sur la zone de charge d'espace de la concentration, en porteurs libres, multipliées par la probabilité d'effet tunnel, et vérifient pour un potentiel linéaire :

$$\frac{e_n}{c_{n0}} = \Gamma_{n+1} \quad , \quad \frac{e_p}{e_{p0}} = \Gamma_{p-1} \quad (III.41)$$

Où e_{n0} et e_{p0} étant ici les coefficients d'émission initiaux, non perturbés par les effets de champ. Selon les expressions de $\Gamma_{n,p} \ll 1$, nous notons que pour de faibles champs électriques, nous retombons alors sur l'expression du modèle Shockley-Read-Hall pour le taux de recombinaison [4].

Si $\Gamma_{n,p} \ll 1$, nous aurons :

$$R = \frac{p.n - ni^2}{\left[\tau_p \left(n + ni \exp\left(\frac{E_i - E_j}{kT}\right) \right) + \tau_n \left(p + ni \exp\left(\frac{E_j - E_i}{kT}\right) \right) \right]} \quad (III.42)$$

Sachant que $\tau = 1 / (\sigma V_{th} N_t)$ et dans le cas où $\tau_n = \tau_p = \tau$, nous retombons finalement sur l'expression du modèle Shockley-Read-Hall est :

$$R = \frac{\sigma V_{th} N_t (p.n - ni^2)}{\left[\left(n + ni \exp\left(\frac{E_i - E_t}{kT}\right) \right) + \left(p + ni \exp\left(\frac{E_t - E_i}{kT}\right) \right) \right]} \quad (III.43)$$

V.4. Effet Poole-Frenkel

Le champ électrique provoque une déformation du potentiel. Il en résulte un abaissement de la barrière entre la bande de conduction et le niveau piège.

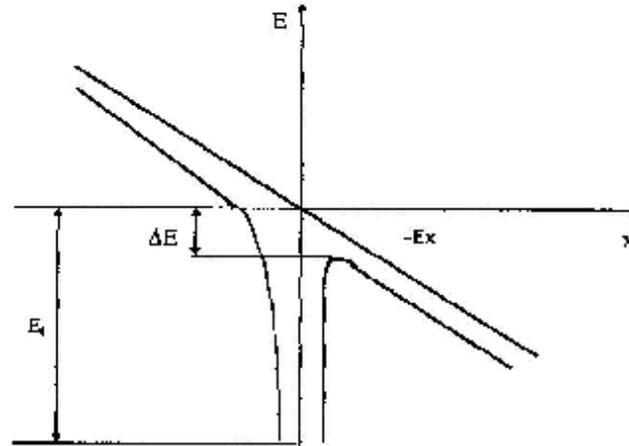


Figure III.12 : Effet Poole-Frenkel.

La probabilité pour qu'un porteur libre piégé au fond du puits de potentiel s'ionise est :

$$e_{n0} = V_{th} \sigma_n \exp\left(\frac{-E_i - E_d}{kT}\right) \quad (III.44)$$

Du fait de l'abaissement de la barrière de potentiel, le taux d'émission devient en admettant que le terme exponentiel soit indépendant du champ électrique.

$$e_n = V_{th} \sigma_n \exp\left(\frac{-E_i - E_d - \Delta E_{F_1}}{kT}\right) \quad (III.45)$$

L'abaissement de la hauteur de barrière s'exprime alors par l'expression :

$$\Delta E_t = q \left(\frac{qE}{\epsilon\pi} \right)^{1/2} \quad (III.46)$$

La probabilité d'émission est alors multipliée par $\exp\left(\frac{q}{kT} \left(\frac{qE}{\epsilon\pi}\right)^{1/2}\right)$. Soit en posant $\beta = \frac{q}{\epsilon\pi}$:

$$e_n = e_{n0} \exp\left(\frac{q\beta^{1/2} E^{1/2}}{kT}\right) \quad (III.47)$$

Alors, le taux de d'émission d'un centre profond va augmenter d'un facteur $\exp\left(\frac{q}{kT} \left(\frac{qE}{\epsilon\pi}\right)^{1/2}\right)$.

Le taux de recombinaison R peut s'exprimer en fonction des coefficients d'émission et de capture de la façon suivante :

$$R = \frac{e_n c_p n_p - e_n e_p}{c_p n + c_p p + e_n + e_p} Nt \quad (III.48)$$

avec

$$c_n = c_{n0} \exp\left(\frac{q\beta^{1/2} E^{1/2}}{kT}\right) \quad (III.49)$$

$$c_p = c_{p0} \exp\left(\frac{q\beta^{1/2} E^{1/2}}{kT}\right) \quad (III.50)$$

$$e_p = e_{p0} \exp\left(\frac{q\beta^{1/2} E^{1/2}}{kT}\right) \quad (III.51)$$

Soit les expressions des coefficients d'émission et de capture non modifiés par les effets de champ :

$$\begin{aligned} c_{p0} &= V_{th} \sigma_p \\ c_{n0} &= V_{th} \sigma_n \end{aligned} \quad (III.52)$$

$$\begin{aligned} e_{n0} &= c_{n0} n_i \exp\left(\frac{E_t - E_i}{kT}\right) \\ e_{p0} &= c_{p0} n_i \exp\left(\frac{E_i - E_t}{kT}\right) \end{aligned} \quad (III.53)$$

Si nous remplaçons dans l'expression du taux de recombinaison (III.48) par les expressions des coefficients d'émissions et de capture (III.47), (III.49), (III.50) et (III.51) en tenant compte des conditions nécessaires pour le calcul avec approximation de niveau piège se rapprochant du mi-gap :

$$E_t = E_i, \quad \sigma_n = \sigma_p = \sigma, \quad \tau_n = \tau_p = \tau \quad (III.54)$$

Nous trouvons alors l'expression finale du taux de recombinaison maximal :

$$R = \frac{n_i \left[\exp\left(\frac{qV_{be}}{kT}\right) - 1 \right] \exp\left(\frac{q\beta^{1/2} U^{1/2}}{2kT}\right)}{2\tau \exp\left(\frac{qV_{be}}{2kT}\right)} \quad (III.55)$$

La concentration n_i pourra prendre deux valeurs distinctes :

- La valeur n_{ie} si la zone de charge d'espace s'étend côté émetteur ($N_a \gg N_d$).
- La valeur n_{ib} si la zone de charge d'espace s'étend côté base ($N_a \ll N_d$).

V.5. Recombinaison Surfactive :

Il peut exister des défauts surfaciques, qui vont affecter les différents courants de recombinaison, et en particulier le courant de recombinaison dans la zone de charge d'espace.

D'après la figure III.13, il apparaît que toute la zone de charge d'espace est en contact avec l'interface SiO_2 . c'est à cet endroit que peuvent intervenir les niveaux de défauts non pris en compte dans le volume.

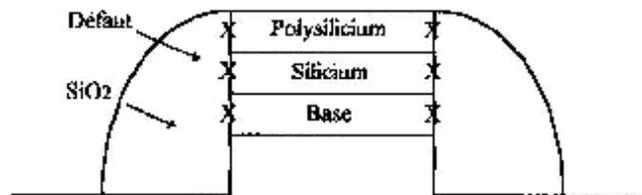


Figure III.13 : interface SiO_2 .

Remarque :

Cette composante peut devenir très importante dans le cadre de l'étude d'un transistor épitaxié, qui présente une géométrie de jonction susceptible de créer un tel courant, par les défauts d'interface.

Sans approximation, le courant de recombinaison surfactive est donné par l'expression suivante :

$$J_{igs} = qP \int_0^w R_s dx \quad (III.56)$$

Avec P : périmètre de la jonction.

R_s : taux de recombinaison surfactive analogue au taux de recombinaison dans la zone de charge d'espace.

Le taux de recombinaison surfacique est donné par l'expression suivante

$$R_s = \frac{\sigma_n \sigma_p V_{th} N_{st} (n_s - p_s - ni^2)}{\left[\sigma_n \left(n_s + ni \exp\left(\frac{E_v - E_i}{KT}\right) \right) + \sigma_p \left(p_s + ni \exp\left(\frac{E_i - E_c}{KT}\right) \right) \right]} \quad (III.57)$$

où σ_n, σ_p : surfaces de recombinaison d'électrons et des trous dans la zone de charge d'espace.

V_{th} : vitesse thermique.

N_{st} : densité des électrons de recombinaison dans la surface.

E_c, E_v : niveaux de défauts.

Avec approximation, les défauts sont à mi-gap. Le courant surfacique est donné alors par l'expression suivante :

$$I_{gs} = \frac{1}{2} qPW\sigma V_{th} N_{st} ni \left[\frac{\exp\left(\frac{qV_{bc}}{KT}\right) - 1}{\exp\left(\frac{qV_{bc}}{2KT}\right)} \right] \quad (III.58)$$

VI. Programme de Simulation

Le programme que nous avons réalisé est écrit en langage Turbo Pascal et il est présenté sous forme de deux modules.

- Le premier module fait la simulation des paramètres physiques en fonction de la température qui varie de 0 k à 400 k. Cette simulation se fait pour les deux structures du composant homogène (BJT) et hétérogène (TBH).
- Le deuxième module concerne la simulation des caractéristiques électriques du transistor bipolaire soit à homojonction ou à hétérojonction TBH avec différentes concentrations du germanium. Donc, nous faisons chaque fois le choix de la température en k et ensuite nous faisons varier la tension de polarisation V_{bc} de 0.4 v à 1.1 v pour calculer les courants du collecteur, de base et le gain en courant.

Enfin, les courbes issues de la simulation seront visualisées sur un même écran par un programme écrit sous Matlab.

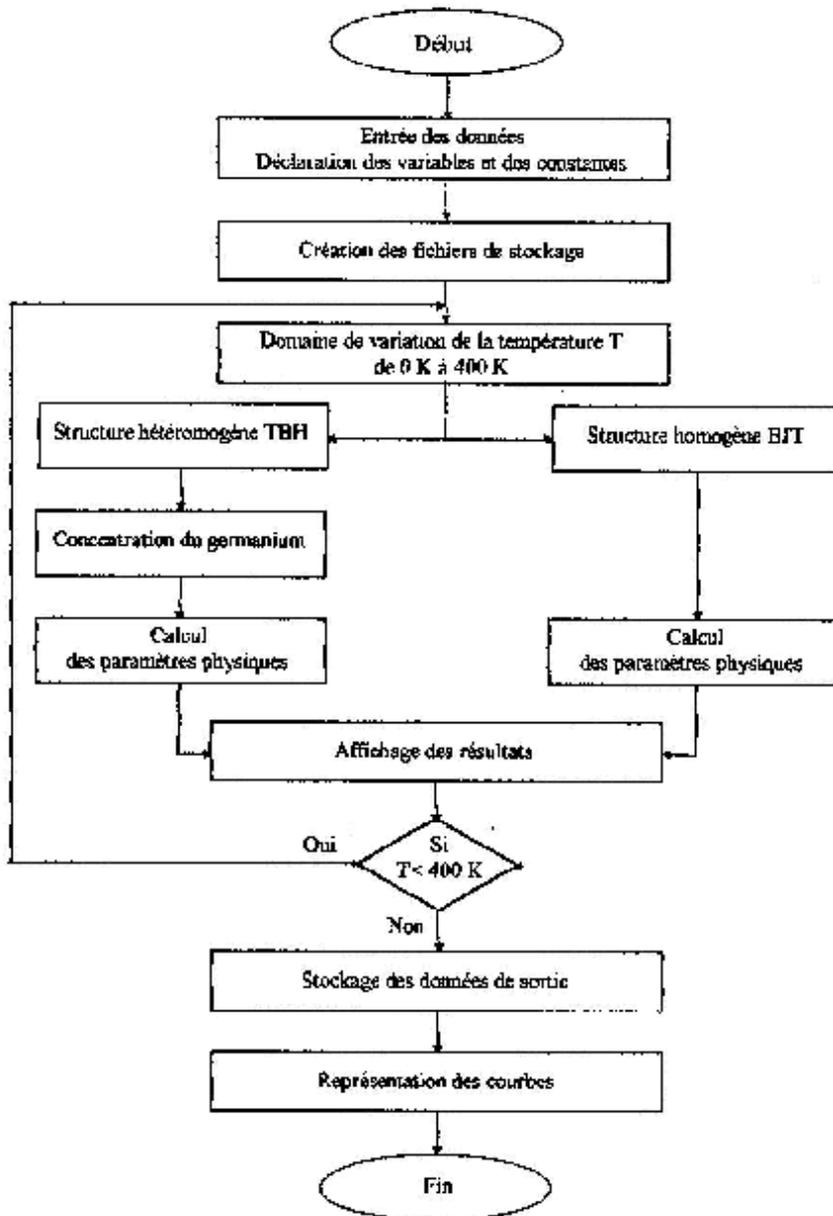


Figure III.14 : Organigramme montrant le calcul des paramètres physiques pour des transistors BJT et TBH

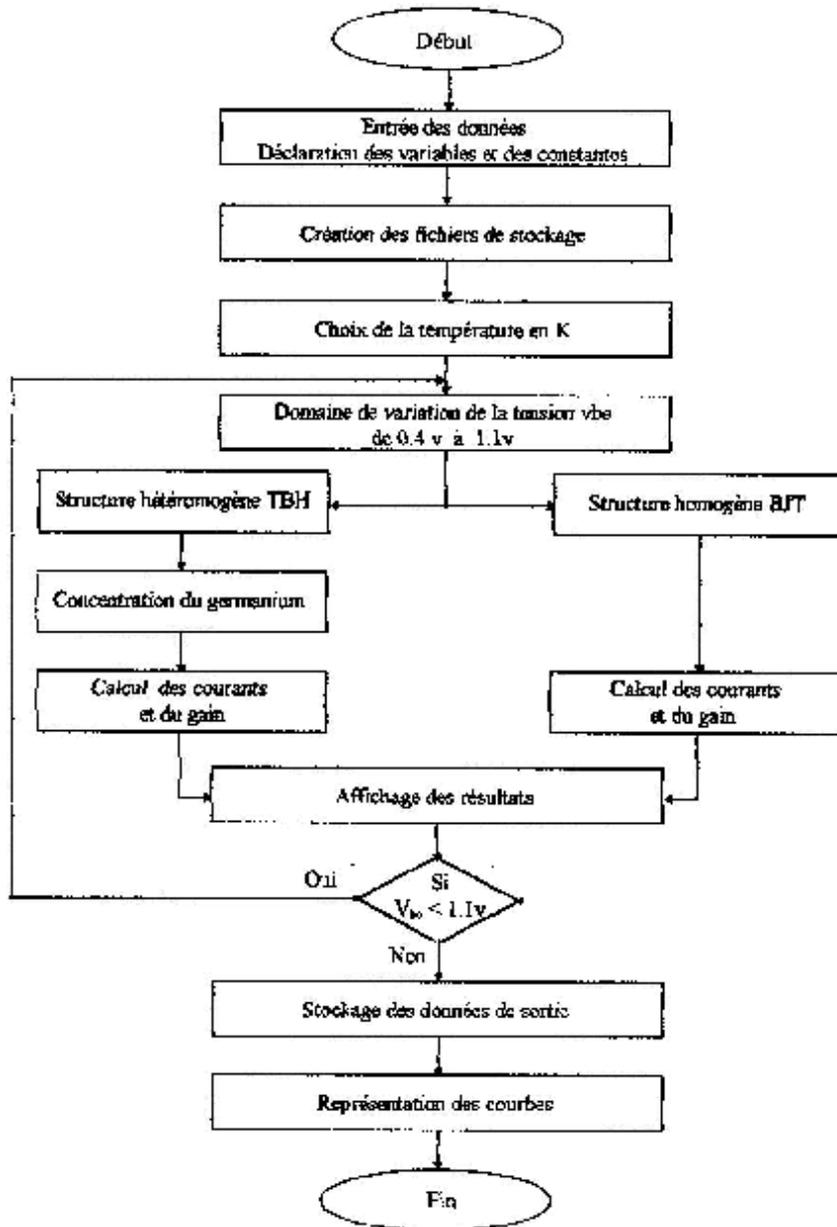


Figure III.15 : Organigramme montrant le calcul des courants de base, de collecteur et du gain en courant pour des transistors BJT et TBH.

VII. Simulation et Résultats

VII.1. Courant de Base

Le courant de base est constitué essentiellement de trois composantes. Pour mieux comprendre l'évolution de chaque composante du courant de base suivant la polarisation appliquée et la température, nous réalisons les simulations suivantes :

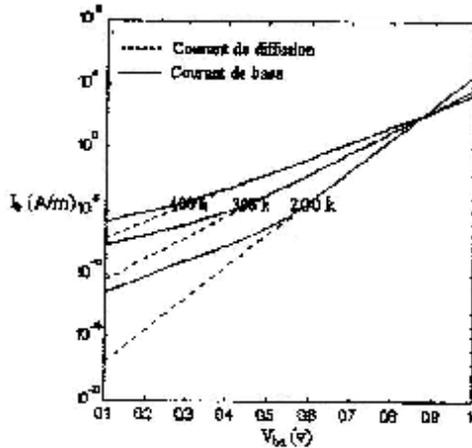


Figure III.16 : Courant de diffusion.

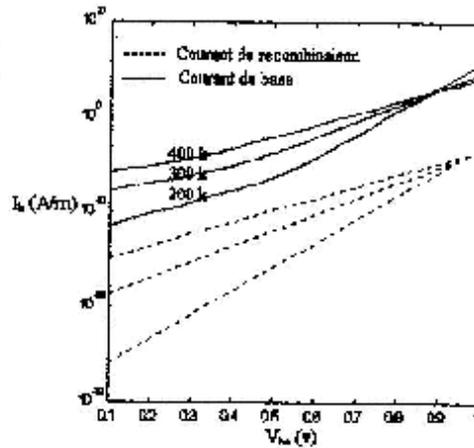


Figure III.17 : Courant de recombinaison dans la base.

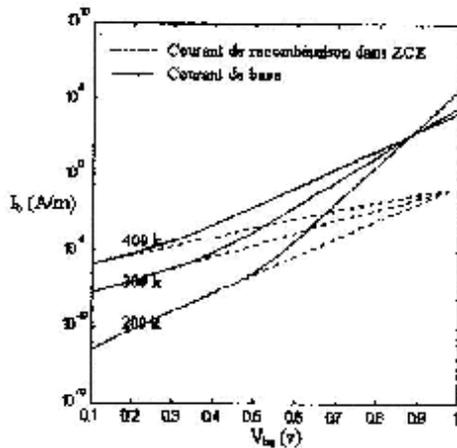


Figure III.18 : Courant de recombinaison dans la zone de charge d'espace E-B.

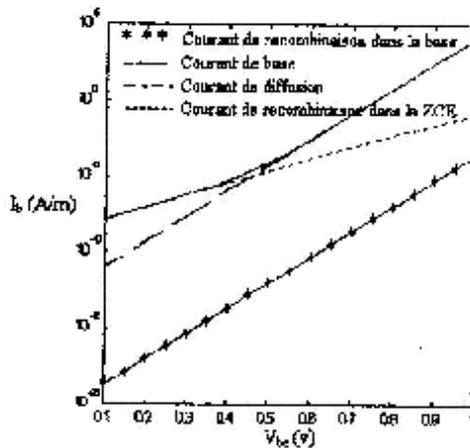


Figure III.19 : Courant total de la base.

Selon la figure III.16, nous constatons bien qu'à partir d'une température supérieure à 300 k, le courant de diffusion devient prédominant par rapport au courant de recombinaison.

Cependant, pour les températures 190, 200, 300 k et pour les faibles tensions, il manque une composante non idéale de pente supérieure à 1. Cette contribution doit être apportée, soit par le courant de recombinaison dans la base ou par le courant de recombinaison dans la zone de charge d'espace.

Mais, la figure III.17 montre que le courant de recombinaison dans la base est toujours négligeable devant le courant total et son influence sur le courant de base est donc négligeable du fait que la base est très mince ce qui réduit la recombinaison dans cette dernière.

Donc, la composante qui manque est le courant de recombinaison dans la zone de charge d'espace, ce dernier est prédominant pour les faibles tensions de polarisations et pour les températures inférieures ou égales à 300 k (figure III.18).

VII.2. Courant de Base Modifié par l'Effet Polysilicium

La figure III.20 illustre l'évolution des courants de base analytique et dynamique pour un TBH à base $\text{Si}_{1.6}\text{Ge}_{0.2}$. Cependant la variation du courant de base analytique en fonction de la température est représentée sur la figure III.21.

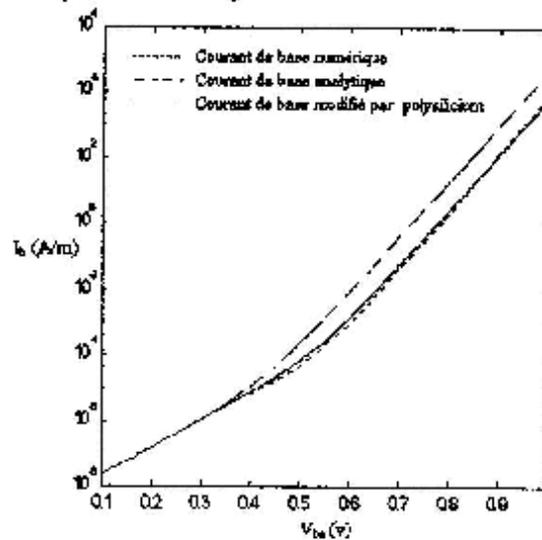


Figure III.20 : Evolution du courant de base analytique modifié par le polysilicium et du courant de base simulé par le logiciel numérique SIBIDIF pour un TBH à base $\text{Si}_{1.6}\text{Ge}_{0.2}$ à $T = 300 \text{ K}$.

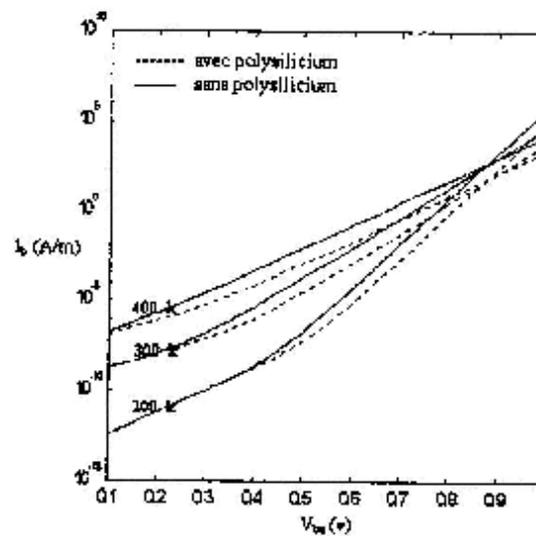


Figure III.21 : Evolution du courant de base modifié par le polysilicium en fonction de V_{be} pour un TBH à base $Si_{0.4}Ga_{0.2}$ à $T = 200, 300, 400$ K.

Nous avons simulé la même structure avec le logiciel numérique SIBIDIF. La comparaison est satisfaisante, les niveaux du courant I_b analytique et numérique sont assez proches.

D'après la figure III.21, le courant de diffusion pour un émetteur en polysilicium diminue donc par rapport à un émetteur en silicium. Cette diminution est due essentiellement à l'interface d'oxyde existant entre le silicium et le polysilicium. Celle-ci s'oppose à la diffusion des trous vers la base, alors la diminution du courant est d'autant plus forte que la couche d'oxyde est importante.

VII.3. Courant de Base Modifié par l'Effet Tunnel

Lorsque l'émetteur est fortement dopé, il y a une formation d'une jonction N/P à la jonction E-B. Ce qui amène à l'apparition de l'effet tunnel comme l'illustre la figure III.22.

D'après les courbes simulées, nous constatons que la présence de l'effet tunnel augmente le courant de la base. Cette augmentation est observée surtout pour les faibles températures. En effet, cet effet influe surtout sur le courant de recombinaison dans la zone de charge d'espace, et ce dernier est le courant prédominant pour les faibles températures.

De plus, nous observons une diminution de pente dans la partie non idéale du courant. Nous pouvons expliquer cette diminution de pente, en se basant sur l'expression du courant de

recombinaison dans la zone de charge d'espace affecté par l'effet tunnel, qui se ramène à une expression [45] du type :

$$I = I_0 \exp\left(\frac{qV_{be}}{\eta KT}\right) \quad (III.59)$$

où
$$\eta = \frac{12m^* (KT)^2 e}{6m^* (KT)^2 e \cdot q^2 \hbar^2 N_D} \quad (III.60)$$

avec m^* : masse effective des charges (égale à 0.25 m_0 pour le silicium),

ϵ : constante diélectrique du semi-conducteur.

Donc, le courant présente un coefficient d'idéalité supérieur à deux et variable avec la température ($\eta \rightarrow 2$ lorsque T augmente)

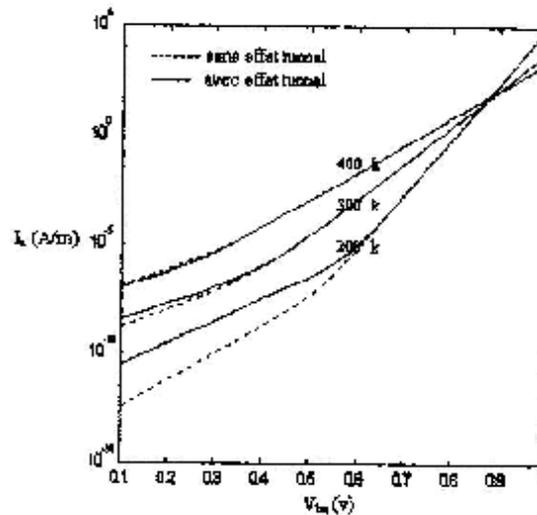


Figure III.22 : Evolution du courant de base modifié par l'effet Tunnel en fonction de V_{be} pour un TBH à base $Si_{0.8}Ge_{0.2}$ à $T = 200, 300, 400$ K.

VII.4. Courant de Base Modifié par l'Effet Poole-Frenkel

La figure ci-dessous montre la variation du courant de base modifié par l'effet Poole-Frenkel à différentes températures de fonctionnement.

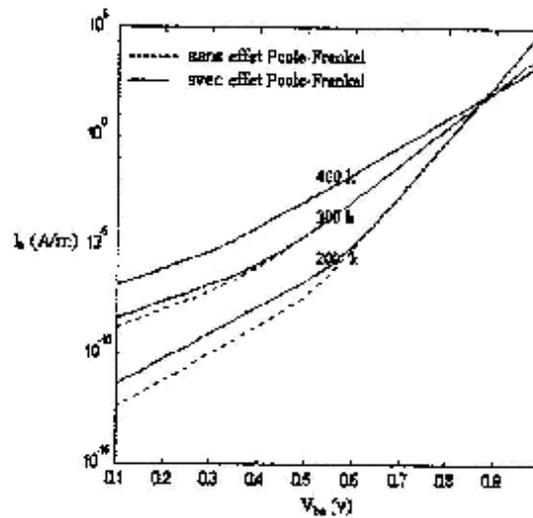


Figure III.23 : Evolution du courant de base modifié par l'effet Poole-Frenkel en fonction de V_{be} pour un TBM à base $Si_{0.2}Ge_{0.2}$ à $T=200, 300, 400$ K.

Un champ suffisamment intense a pour conséquence d'augmenter le taux d'émission d'un centre profond. Alors, le taux de recombinaison ainsi que le courant de recombinaison dans la zone de charge d'espace seront affectés par cet abaissement de barrière de potentiel.

La figure II.23 montre l'augmentation du courant de recombinaison dans la zone de charge d'espace sous l'effet Poole-Frenkel et la diminution de la pente correspondante.

Le champ E étant fonction de la polarisation, le terme $\exp(q\beta^{1/2}E^{1/2}/K)$ se traduit par une augmentation de η car le maximum du taux de recombinaison a une dépendance exponentielle en fonction de V_{be} . inférieure à $q/2kT$, E augmente lorsque V_{be} diminue. Ceci permet d'expliquer la valeur de coefficient d'idéalité supérieure à 2 et la diminution de la pente.

Nous constatons que ce phénomène, l'effet Poole-Frenkel, intervient dans le fonctionnement du composant essentiellement à des faibles températures.

VII.5. Courant de Base Modifié par l'Effet de Recombinaison Surfactive

La figure III.24 montre le courant de base modifié par l'effet de recombinaison à différentes températures de fonctionnement.

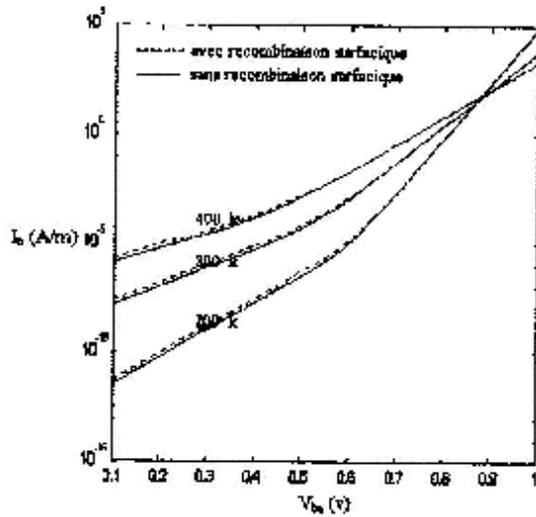


Figure III.24 : Evolution du courant de base modifié par l'effet de recombinaison surfacique en fonction de V_{be} pour un TBH à base $Si_{0.2}Ge_{0.2}$ à $T = 200, 300, 400$ K.

Nous savons que toute la zone de charge d'espace est en contact avec l'interface SiO_2 . Donc, il peut exister des défauts surfaciques qui vont affecter le courant de recombinaison dans la zone de charge d'espace. La figure précédente permet de voir clairement l'influence de ces défauts sur cette composante.

Nous observons bien une augmentation du courant de recombinaison dans la zone de charge d'espace, du fait de la prise en compte des défauts surfaciques, donc de l'introduction du courant de recombinaison surfacique. Cette composante peut devenir très importante dans le cas d'un transistor épitaxial.

D'après la figure III.24, nous constatons que le courant de recombinaison surfacique intervient essentiellement pour les plus basses températures.

VII.6. Gain en Courant

Dans la figure III.25, les gains en courant analytique et numérique sont tracés en fonction de la tension de polarisation paramétrée par la température.

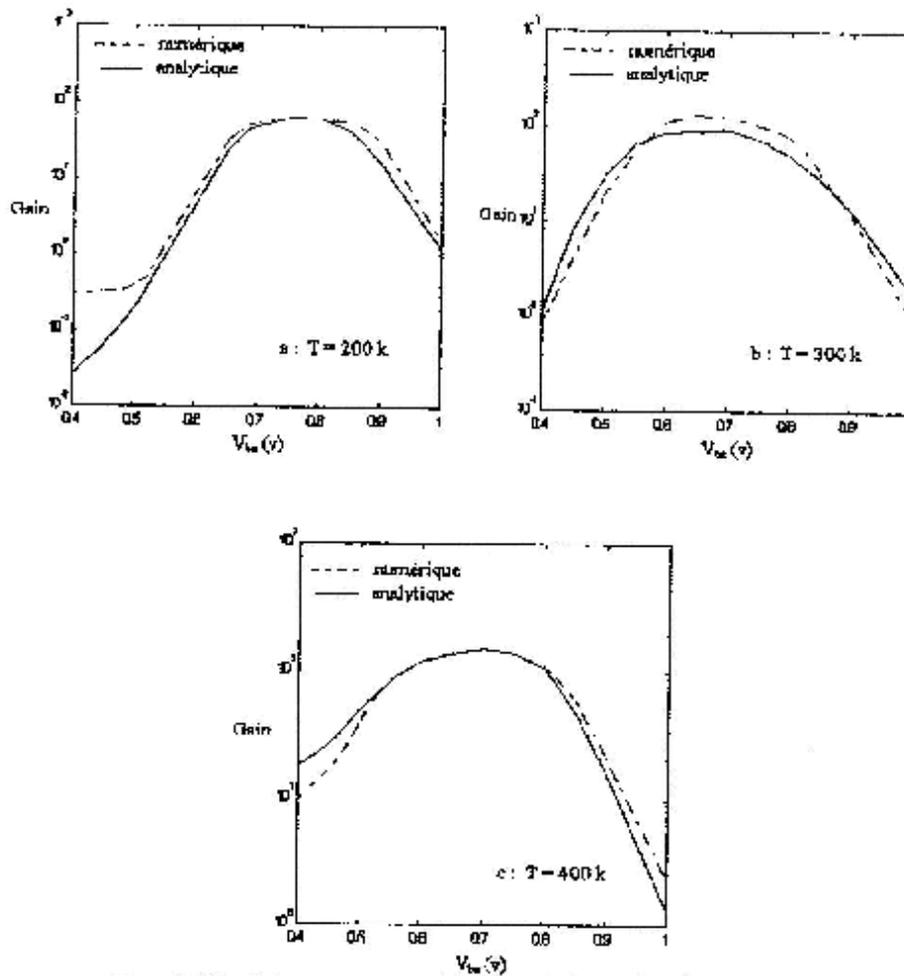


Figure III.25 : Gains en courant numérique et analytique en fonction de V_{be} , pour un TBH à base $\text{Si}_{0.8}\text{Ge}_{0.2}$ pour $T = 200, 300, 400\text{ k}$.

Par contre, la figure III.26 montre le gain en courant modifié par les différents effets considérés. Comme nous avons vu auparavant, l'effet tunnel, Pool-Frenkel et surfacique font augmenter le courant de base pour les faibles polarisations. Ce qui indique une diminution du gain sur une plage de polarisation qui diminue avec la température. En effet, l'influence de ces effets sur le gain est très grande pour les basses températures et à peu près négligeable pour les hautes températures.

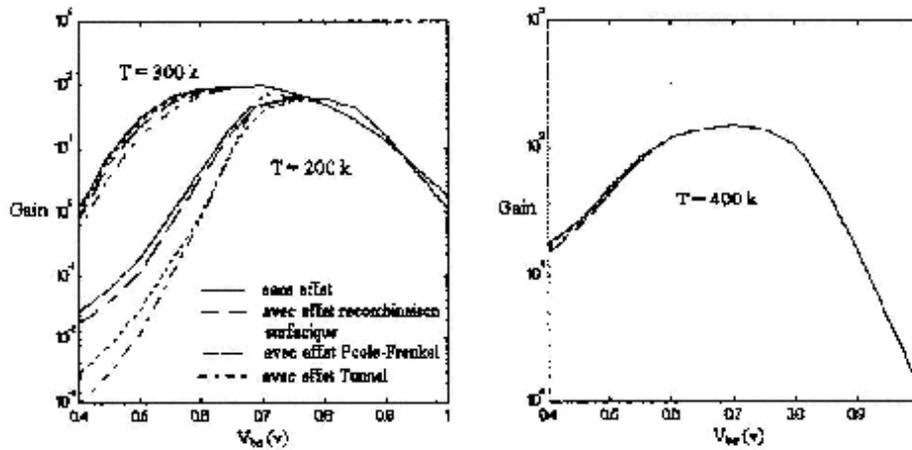


Figure III 26 : Gain en courant modifié par les effets en fonction de V_{be} pour un TBH à base $Si_{0.4}Ge_{0.2}$ pour $T = 200, 300, 400$ k.

VIII. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons considéré la simulation électrique du transistor bipolaire compatible CMOS à base $SiGe$, par le biais d'un programme qui fait la résolution analytique des équations de transport du TBH dans une gamme de température variable.

Les simulations que nous avons effectuées ont donc permis d'une part de mettre en évidence et de visualiser les différents effets qui peuvent affecter le courant de base d'un transistor bipolaire à hétérojonction et d'autre part de comparer ces résultats analytiques avec ceux numériques que nous avons obtenus par le logiciel SIMULIF.

L'intérêt de ces modulations est majeur pour le dépouillement de caractérisations expérimentales du composant. En effet, suivant l'allure de la courbe relevée expérimentalement nous pouvons identifier sans difficulté les phénomènes qui gèrent le transport électrique dans le dispositif considéré.

CONCLUSION
GENERALE

CONCLUSION GENERALE

Les transistors bipolaires à homojonction sont des éléments clé pour les applications nécessitant de très grande vitesse. D'une génération de transistors à l'autre, la tendance est continuellement et sans cesse à l'amélioration des performances hyperfréquences. Vu leurs caractéristiques physiques, les transistors bipolaires tout silicium sont limitées pour répondre à ce besoin.

Les transistors bipolaires à hétérojonction (TBH) permettent, quand à eux, d'améliorer le temps de transit des porteurs de la base sans causer la dégradation de leurs gain. Cela n'est possible qu'en effectuant une réduction de l'épaisseur de la base associée à l'augmentation de son dopage.

L'objectif de ce travail est de présenter une étude en température du transistor bipolaires à hétérojonction à base SiGe intégré en technologie CMOS. En effet, l'étude en température est réalisée par deux méthodes. La première méthode est numérique et est réalisée grâce à un logiciel de simulation électrique SIBIDIF qui résout en deux dimensions les équations de base qui régissent les phénomènes de conduction pour un transistor bipolaire à hétérojonction. Tandis que la seconde est purement analytique.

Notre travail consistait à développer un module qui s'adapte à l'étude en température.

L'introduction de l'hétérojonction SiGe dans la base introduit donc un degré de liberté supplémentaire dans l'optimisation du transistor bipolaire.

C'est grâce à la propriété du matériaux $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$, que la largeur de la bande interdite dans la base peut être contrôlée du dopage. En effet, dans le SiGe, la largeur de la bande interdite est plus faible que dans le cas du Si et ce d'autant plus faible que la concentration en germanium est plus élevée.

La réduction de la bande interdite induit une variation simultanée des densités d'état effectives, des masses effectives et de la concentration intrinsèque.

L'analyse du comportement du courant de collecteur en fonction de la température permet de définir le fonctionnement électrique du TBH.

Le logiciel numérique utilisé a permis de relever le comportement en température du transistor bipolaire à hétérojonction à base SiGe.

Les principaux résultats obtenus au cours de notre étude peuvent se résumer comme suit :

- La diminution du potentiel électrique lorsque la température augmente, ce qui justifie le fait que l'énergie de gap varie proportionnellement avec la température.

CONCLUSION GENERALE

- Le remplissage progressif de la base par les électrons et l'injection croissante des trous dans l'émetteur avec l'accroissement de la température. Il apparaît deux phénomènes de modulation de la résistivité et de l'épaisseur de la base.
- L'augmentation de la température favorise l'injection des électrons de l'émetteur vers la base, ce qui induit une injection d'électrons dans le collecteur. Par conséquent, le courant de collecteur augmente avec la température. De plus, l'injection croissante des trous dans l'émetteur augmente le courant de la base.
- Pour les faibles polarisations, le courant de recombinaison dans la zone de charge d'espace est le courant dominant. Pour les fortes polarisations, par contre c'est le courant de diffusion qui est le prédominant. Quant à la recombinaison dans la base, elle est toujours négligeable (base mince).
- L'effet polysilicium a tendance à diminuer le courant de base à travers la diminution du courant de diffusion (amélioration du gain). Cette diminution est due à l'interface silicium/polysilicium (oxyde) qui s'oppose à la diffusion des trous vers la base. La comparaison que nous avons fait entre les courants de base obtenus par le logiciel numérique SIBIDIF et l'approche analytique est très satisfaisante.
- La présence des effets tunnel et Poole-Frenkel augmente le courant de base et influe surtout sur le courant de recombinaison dans la zone de charge d'espace.
- Lors de la prise en compte des défauts surfaciques existant dans le transistor, il y a augmentation du courant de recombinaison dans la zone de charge d'espace.

Enfin, les courbes tracées montrent que les gains en courant analytique et numérique modifiés par les différents effets considérés sont presque identiques. En effet, nous avons vu que l'influence des effets sur le gain est très grande pour les basses températures et que le gain diminue sur une plage de polarisation qui diminue avec la température.

Comme futures sujets de recherche, nous proposons dans les thèmes suivants de :

- 1- Refaire la même étude en considérant un transistor bipolaire à hétérojonction à base SiGe graduelle.
- 2- Faire une comparaison entre les résultats de cette étude et les résultats obtenus par le logiciel ISE (Integrated System Engineering) qui est disponible maintenant dans notre laboratoire.
- 3- Faire une étude complète sur le courant de collecteur et voir l'influence des autres effets parasites.

REFERENCES

- [1]-B.Le Tron, "Étude Statique et Dynamique de Transistors Bipolaires à Hétérojonction (TBH) SiGe sur Silicium Intégré dans une Technologie Bipolaire," Thèse de Doctorat, Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, pp. 1-168, 1995.
- [2]-Y.Tamaki and al, "Advanced device Process Technology for 0.3 μm Self Aligned Bipolar LSI," BCTM Tech. Digest, pp. 166-168, 1990.
- [3]-D.M.Richey and al, "Numerical Simulation of SiGe HBT's at Cryogenic Temperatures", Journal de physique IV, Colloque C6 Supplément au Journal de Physique III, vol. 4, Juin 1994.
- [4]-S.Latreche, "Modélisation de Transistor à Homo et Hétérojonctions 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.
- [5]-G.Goureaux, "Physique des Composants et Dispositifs Electroniques," Cours, Enseignement de la Physique, Université de Nantes, Chapitre 3, pp. 65-107, 1994.
- [6]-Z.Kara Mostefa, "Modélisation du Courant de Base d'un Transistor Bipolaire à Hétérojonction Intégré dans la Technologie BICMOS," Mémoire de PFE, Université de Constantine, 2001.
- [7]-H.Mathieu, "Physique des Semi-conducteurs et des Composants Electroniques," Masson, 1987
- [8]-D.J.Roulson, "Bipolare Semiconductor Devices," New York: Mc Graw-Hill Publishing Company, pp. 1-451, 1990
- [9]-A.Chantre and al, "An Investigation of Nonideal Base Current in Advanced Self-aligned 'Etched Polysilicon' Emitter Bipolar Transistor," IEE Transactions on Electron. Devices, vol. 06, pp. 1354-1361, Juin 1991.
- [10]-H.Kroemer, Hétérostructure Bipolar Transistors and Integrated Circuit, Proceeding of the IEEE, 1982.
- [11]-G.L.Patton, "Technology and Modelling of Polysilicon Emitter Contacts for VLSI Bipolar Transistors," IEEE Transactions on Electron. Devices, Vol. 33, pp. 1754-768, 1986.
- [12]-M.Y.Ghannam and R.W.Dutton, "Solid Phase Epitaxial Regrowth of Boron-doped Polycrystalline Silicon Deposited by Lowpressure Chemical Vapor Deposition," Appl. Phys Lett., Vol. 51, pp. 611-613, 1987.

REFERENCES.

- [13]-J.Raoult, "Etude et caractérisation de transistors bipolaires à Hétérojonctions Si/SiGe en vue de leur Modélisation Electrique," Rapport de Stage Effectué au Laboratoire de physique de la Matière (LPM) de l'INSA de Lyon, pp 1-39, 2000.
- [14]-J.C.Bean, "Silicon-based Semiconductor Heterostructures : Column IV Bandgap engineering ," Proceeding IEEE, Vol. 80, N°4, pp. 571-587, 1992.
- [15]-J.Willis and al, "The Energy of an Array of Dislocations : Implications for Strain Relaxation in Semiconductor Heterostructures," *Phi. Mag. A*, Vol. 62, pp. 115-129, 1990.
- [16]-H.Klar and al, "BICMOS for High Performance High Density Application," *Archiv fur Elektronik und Ubertragungs Technik*, Electronics and Communication, Vol. 42, pp. 65, 1988
- [17]-Y.Kobayashi and al, "Bipolar CMOS merged Technology for a High Speed 1 M bit DRAM," *IEEE Trans. on Electron. Device*, Vol 36, pp. 706-721, 1989
- [18]-C.Voltz and L.Blosslek, "A High Performance Bipolar Process-CIT2," *IEEE Transaction on Electronic Device*, Vol. 35, p. 1861, 1988.
- [19]-H.Tran and al, " An 8 ns BICMOS 1 Mb ECL S RAM with a Configurable Memory array SiGe proc," *International Solid State Circuit Conference*, p. 36, 1989.
- [20]-J.Raoult, "Etude et Modélisation du Transistor Bipolaire à Hétérojonction Si/SiGe Application à la Conception d'oscillateur Radiofréquence Intégré," Thèse de doctorat, Institut National des Sciences Appliquées INSA de Lyon, N°3, ISAL 0092, pp. 1-27, 2003.
- [21]-E.J.Prinz and al, "The Effect of Base Dopant Out Diffusion and Undoped Si_{1-x}Ge_x Junction Spacer Layers in Si/Si_{1-x}Ge_x/Si Heterojunction Bipolar Transistors," *IEEE Electron. Device Letters*, Vol. 12, N°2, pp. 42-44, 1991.
- [22]-Kenedy and al, "Two Dimensional Mathematical Analysis of a Planar Type Junction Field-effect Transistor", *IBM, J. Res. Dev*, Vol 13, pp. 662-674, 1969.
- [23]-Integrated System Engineering, GENESISE, DIOS, MDRAW, MESH DIP, DESSIS, Optimise Ligament Inspect Tecplot -ISE Utilities 8.0 User's Manual,2002
- [24]-Silvaco, International Atlas II User's Manual. Edition 1 chapter 5 BIAZE, pp. 1-7, 1996.
- [25]-B.Pejinovic and al, "Numerical Simulation an Comparison of Si Bjt's and Si_{1-x}Ge_x HBT's," *IEEE Transaction on Electron. Devices*, Vol. 36, N°10, pp. 2129-2137, 1989.
- [26]-R.People and J.C. Bean, "Bande Alignment of Coherently Strained Ge_x Si_{1-x}/Si Heterostructures on <001> Ge_y Si_{1-y} Substrate," *Appl. Phys. Lett*, Vol. 48, N°8, pp. 538-540, 1986.

REFERENCES.

- [27]-M.Assous, "Caractérisation de Transistors Bipolaires à Hétérojonction Si/SiGe Intégrés: Corrélation à la Technologie et Eléments de Modélisation", Thèse de Doctorat, Institut National des Sciences Appliquées INSA de Lyon, pp. 106-117, 5 Février 1999.
- [28]-B.Pejcinovic and al, "A Comparaison of Si and Si_{1-x}Ge_x Based BJT's Using Numerical Simulation," IEEE Bipolar Circuits and Technology Meeting 1988.
- [29]-M Heydemann, "Résolution Numérique des Equations Bidimensionnelles de Transport dans les Semi-conducteurs," Thèse de Doctorat, Université de Paris sud Orsay, pp. 1-191, 1972.
- [30]- J.W.Slothroom, "Computer Aided Two Dimensional Analysis of Bipolar Transistor," IEEE Trans. on Electron. Devices, Vol. 20, pp. 669-679, 1973.
- [31]-D.L.Scharfetter and H.K.Gummel, "Large Signal Analysis of a Silicon Read Diode Oscillator," IEEE Trans. Electron. Devices Vol. ED-16, pp. 64-77, 1969.
- [32]-S.Latreche, "Etude de Transistors Bipolaires à Emetteur Polysilicium Réalisés en technologie CMOS," Thèse de Doctorat des sciences, Université de Constantine, pp. 1-140, 1998.
- [33]-A.F.Frantz and al, "A Design Model for Power MOS Transistor," IEEE Trans. on Computer Aided Design, CAD-4, Vol. 3, pp. 177-189, 1985.
- [34]-M.Lakhdara, Modélisation Bidimensionnelle de Transistors Bipolaires à Hétérojonction à Base Si_{1-x}Ge_x Intégrés en Technologie CMOS. Mémoire de Magistère, Université de Constantine, 2001.
- [35]-T. Manku and A.Nathan, "Lattice Mobility of Holes in Strained and Unstrained Si_{1-x}Ge_x Alloys," IEEE Electron. Device Letter, Vol. 12, pp. 704-706, 1991.
- [36]- T. Manku and A.Nathan, "Electron Drift Model for Devices Based on Unstrained and Coherently Strained Si_{1-x}Ge_x Grow on <001> Silicon Substrat," IEEE Trans. Electron. Devices, Vol. 39, N°9, pp. 547-550, 1992.
- [37]-J.Poortmans and al, "On the Electron Minority Carrier Mobility and the Effective Bandgap in Heterojunction Bipolar Transistors with Strained Base," in Proceeding 23rd European Solid-state Devices Research Conf., pp. 317-320, 1993.
- [38]-T.Manku and al, "Drift Hole Mobility in Strained and Unstrained Doped Alloy," IEEE Transaction, Electron. Devices, Vol. 40, pp. 1990-1995, 1993.
- [39]-P.AShburn and al, "Measurement of the Bandgap Narrowing in the Base of Si Homojunction and Si/Si_{1-x}Ge_x Heterojunction Bipolar Transistors from the Temperature Dependence of the Collector Current," Proceedings of the First European Workshop on Low Temperature, Grenoble, Vol.4, pp. 123-126, 1994.

REFERENCES

- [40]-H.Bousetta, "Etude et Réalisation de Transistors Bipolaires à Pseudo-hétérojonction dans le Cadre d'une Technologie Micro-électronique BICMOS," Thèse, Université Joseph Fourier-Grenoble I, pp. 11-135, 1995
- [41]-P.Nicolas, "Simulation du Courant de Base d'un Transistor Bipolaire Polarisé en Direct," Stage, Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, 1995.
- [42]-G.G.Mutakowski, "Etude du Système Emetteur Base d'un Transistor Bipolaire Autoaligné dans le Cadre d'une Technologie VLST BICMOS," Thèse, Institut National des Sciences Appliquées de Toulouse, N°138, 1990.
- [43]-A.A. Biltourky and al, "The Role of the Interfacial Layer in Polysilicon Emitter Bipolar Transistors," IEEE Transactions on Electron. Device, Vol. ED 29, N°12, December, 1982.
- [44]-G.R.Wolstenholue and al, An Investigation of the Thermal Stability of the Interfacial Oxide in Polycrystalline Silicon Emitter Bipolar Transistor by Compassing Device Results with High-resolution Electron Microscopy Observation. ppl. phys 61 (1), January, 1987.
- [45]-F.Miller, "Modélisation d'un Transistor Bipolaire à Hétérojonction Influence des Défauts Electriquement Actifs," Projet de fin d'Etude, Institut National des Sciences Appliquées INSA de Lyon, pp. 10, 2002.

ANNEXE

I. Introduction

Dans cette annexe, il s'agit de présenter la formulation des trois composantes du courant de base. Un soin particulier est apporté aux simplifications considérées dans chaque cas traité.

II. Calcul du Courant de Diffusion

La polarisation directe de la jonction émetteur-base crée un flux de trous de la base vers l'émetteur et d'électrons de l'émetteur vers la base. Il résulte de ce phénomène, ce que nous appelons la diffusion, le courant de diffusion J_p .

L'expression générale du courant de diffusion est obtenue après la résolution de l'équation de continuité des trous :

$$\frac{dp}{dt} = -\frac{1}{q} \operatorname{div}(\vec{j}_p) + g_{p,ext} - R_p \quad (1)$$

avec
$$\vec{j}_p = \sigma_p \vec{E} - qD_p \vec{\nabla} p \quad (2)$$

J_p : densité de courant créée par la diffusion des trous.

p : concentration des trous $p \approx p_0 + \Delta p(x)$.

p_0 : concentration des trous à l'équilibre.

$\Delta p(x)$: concentration des trous en excès.

$g_{p,ext}$: génération ou création des trous extérieurs.

R_p : taux de recombinaison des trous $R_p = \Delta p / \tau_p$.

Nous considérons que le régime est stationnaire : $dp / dt = 0$, qu'il n'y a pas de création extérieure : $g_{p,ext} = 0$ et que le champ est nul en dehors de la zone de charge d'espace.

Nous obtenons alors d'après la relation (2) :

$$-\frac{1}{q} \operatorname{div}(-qD_p \vec{\nabla} p) - \frac{\Delta p}{\tau_p} = 0 \quad (3)$$

avec
$$L_p = \sqrt{D_p \tau_p} \quad (4)$$

d'où
$$\frac{d^2 \Delta p}{dx^2} - \frac{\Delta p}{L_p^2} = 0 \quad (5)$$

La solution de cette équation sera :

$$\Delta p(x) = \Delta p(x_{ne}) \exp\left(-\frac{x - x_{ne}}{L_p}\right) \quad (6)$$

où
$$j_p(x_{nc}) = -qD_p \left(\frac{d\Delta_p}{dx} \right)_{x=x_{nc}} = \frac{qD_p}{L_p} \Delta_p(x_{nc}) \quad (7)$$

Hors l'équilibre, nous avons :

$$n(x_{nc})p(x_{nc}) = ni^2 \exp\left(\frac{qV_{be}}{KT}\right) \quad (8)$$

Si nous supposons qu'il n'y a pas de recombinaisons dans la zone de charge d'espace, donc les quasi-niveaux de Fermi sont constants dans cette zone

Nous avons alors la relation suivante :

$$qV_{be} = E_{FN} - E_{FP} \quad (9)$$

car
$$(E_{FN} - E_{FP})_{x=x_{nc}} = qV_{be} \quad (10)$$

$$n(x_{nc}) \rightarrow N_d \quad (11)$$

$$p(x_{nc}) \rightarrow \Delta_p(x_{nc}) + \frac{ni^2}{N_d} \quad (12)$$

Si nous remplaçons les expressions (11) et (12) dans l'équation (8), nous aurons :

$$\Delta_p(x_{nc}) = \frac{ni^2}{N_d} \left(\exp\left(\frac{qV_{be}}{KT}\right) - 1 \right) \quad (13)$$

D'après la relation (7), nous avons :

$$j_p(x_{nc}) = \frac{qD_p ni^2}{L_p N_d} \left(\exp\left(\frac{qV_{be}}{KT}\right) - 1 \right) \quad (14)$$

et puisque
$$I = \int j ds \quad (15)$$

Alors, il en résulte cette expression :

$$I_{pe} = \frac{qA_j D_p ni^2}{L_p N_d} \left(\exp\left(\frac{qV_{be}}{KT}\right) - 1 \right) \quad (16)$$

Ce calcul ne tient pas compte de la recombinaison dans la zone de charge d'espace de la jonction émetteur-base. De plus, si la diode est courte, il faut remplacer dans l'expression précédente L_p par W_e .

$$I_{pe} = \frac{qA_j D_p ni^2}{W_e N_d} \left(\exp\left(\frac{qV_{be}}{KT}\right) - 1 \right) \quad (17)$$

III. Calcul du Courant de Recombinaison dans la Base

Une partie d'électrons émis depuis l'émetteur vers le collecteur, lors de son passage dans la base, va se recombinier pour donner le courant de trous I_{rb} .

$$I_{rc} = I_{nb} - I_{rb} \quad (18)$$

Nous adaptons les équations de diffusion développées précédemment pour les électrons en conservant les mêmes hypothèses.

$$\frac{dn}{dt} = -\frac{1}{q} \text{div}(\vec{j}_n) + g_{n,ext} - R_n \quad (19)$$

avec
$$\vec{j}_n = \sigma_n \vec{E} - qD_n \nabla n \quad (20)$$

où
$$n = n_0 + \Delta n(x) \quad (21)$$

Nous considérons que le régime est stationnaire : $dn / dt = 0$, qu'il n'y a pas de création extérieure : $g_{n,ext} = 0$ et que le champ est nul en dehors de la zone de charge d'espace.

Donc, nous aurons :
$$-\frac{1}{q} \text{div}(\vec{j}_n) - R_n = 0 \quad (22)$$

avec
$$R_n = \frac{\Delta n}{\tau_n} \quad (23)$$

L'équation différentielle obtenue pour les électrons est :

$$\frac{d^2 \Delta n}{dx^2} - \frac{\Delta n}{L_n^2} = 0 \quad (24)$$

avec
$$L_n = \sqrt{D_n \tau_n} \quad (25)$$

La solution de cette équation peut être écrite sous la forme :

$$\Delta n(x) = A \exp\left(\frac{x}{L_n}\right) + B \exp\left(-\frac{x}{L_n}\right) \quad (26)$$

Nous pouvons exprimer A et B en fonction de $\Delta n(0)$ et $\Delta n(W_b)$.

Si $x=0$, nous aurons :
$$\Delta n(0) = A + B \quad (27)$$

Si $x=W_b$, nous aurons :
$$\Delta n(W_b) = A \exp\left(\frac{W_b}{L_n}\right) + B \exp\left(-\frac{W_b}{L_n}\right) \quad (28)$$

Par la résolution de ces deux équations, nous aboutissons aux valeurs de A et B.

L'équation (26) peut s'écrire alors :

$$\Delta_n(x) = \frac{I}{\text{sh}\left(\frac{W_b}{L_n}\right)} \left[\Delta_n(W_b) \text{sh}\left(\frac{x}{L_n}\right) + \Delta_n(0) \text{sh}\left(\frac{W_b - x}{L_n}\right) \right] \quad (29)$$

La densité de courant au bords de zone de charge d'espace:

$$j_n(0) = j_{nc} = qD_n \left(\frac{d\Delta_n}{dx} \right)_{x=0} = \frac{qD_n}{L_n} \frac{I}{\text{sh}\left(\frac{W_b}{L_n}\right)} \left[\Delta_n(W_b) - \Delta_n(0) \text{ch}\left(\frac{W_b}{L_n}\right) \right] \quad (30)$$

$$j_n(W_b) = j_{nc} = qD_n \left(\frac{d\Delta_n}{dx} \right)_{x=W_b} = \frac{qD_n}{L_n} \frac{I}{\text{sh}\left(\frac{W_b}{L_n}\right)} \left[\Delta_n(W_b) \text{ch}\left(\frac{W_b}{L_n}\right) - \Delta_n(0) \right] \quad (31)$$

De plus :

$$\Delta_n(0) = \frac{ni^2}{N_a} \left[\exp\left(\frac{qV_{be}}{kT} - 1\right) \right] \quad (32)$$

$$\Delta_n(W_b) = \frac{ni^2}{N_n} \left[\exp\left(\frac{qV_{bc}}{kT} - 1\right) \right] \quad (33)$$

Ces expressions sont obtenues en écrivant le produit n.p hors équilibre.

Comme $j_{cb} = j_n(W_b) - j_n(0)$ (34)

Alors $I_{cb} = \frac{qA_j ni_b^2 D_n}{L_n N_a \text{sh}\left(\frac{W_b}{L_n}\right)} \left[\text{ch}\left(\frac{W_b}{L_n}\right) - 1 \right] \left[\exp\left(\frac{qV_{bc}}{kT} - 1\right) \right]$ (35)

Puisque la plupart du temps $W_b \ll L_n$, nous pouvons alors simplifier l'équation précédente :

$$I_{cb} = \frac{qA_j ni_b^2 D_n W_b}{L_n^2 N_a} \left[\exp\left(\frac{qV_{bc}}{kT} - 1\right) \right] \quad (36)$$

IV. Calcul du Courant de Recombinaison dans la Zone de Charge d'Espace

Dans le calcul initial du courant de diffusion, nous négligeons cet effet. Ainsi, pour obtenir le courant de base de façon plus précise, il faut sommer cette composant au courant de diffusion. Car, lors de la diffusion des trous de la base vers l'émetteur, une partie va se recombiner dans la zone de charge d'espace.

Le terme R est le taux de recombinaison donné par l'expression suivante :

$$R = \frac{\sigma_n \sigma_p V_{th} N_t (n.p - n_i^2)}{\left[\sigma_n \left\{ n + n_i \exp\left(\frac{E_t - E_i}{kT}\right) \right\} + \sigma_p \left\{ p + n_i \exp\left(\frac{E_t - E_i}{kT}\right) \right\} \right]} \quad (37)$$

où σ_n, σ_p : surfaces de recombinaison d'électrons et des trous dans la zone de charge d'espace.

V_{th} : vitesse thermique.

N_t : densité des électrons de recombinaison dans la zone de charge d'espace.

E_i, E_t : niveaux de défauts.

- Avec approximation

Nous considérons que : $\sigma_n = \sigma_p = \sigma$ (38)

$E_t = E_i$: qui représente le niveau de défauts à mi-gap. (39)

$$n = p = n_i \exp\left(\frac{qV_{be}}{2kT}\right) \quad (40)$$

Si nous remplaçons ces expressions dans l'équation (37), l'expression du taux de recombinaison devient alors :

$$R = \frac{1}{2} \sigma V_{th} N_t n_i \left[\frac{\exp\left(\frac{qV_{be}}{kT}\right) - 1}{\exp\left(\frac{qV_{be}}{2kT}\right)} \right] \quad (41)$$

Le courant de recombinaison dans la zone de charge d'espace est donné par cette expression :

$$I_{re} = \frac{1}{2} q A_j W \sigma V_{th} N_t n_i \frac{\exp\left(\frac{qV_{be}}{kT}\right) - 1}{\exp\left(\frac{qV_{be}}{2kT}\right)} \quad (42)$$

- Sans approximation

Dans ce cas, le courant de recombinaison dans la zone de charge d'espace est donné par la formule suivante :

$$I_{re} = q A_j \int_0^w R dx \quad (43)$$

ABSTRACT

The importance given to bipolar transistors working at low temperature has grown up by means of BICMOS technology development. But, the great problem encountered during the realisation of BICMOS circuits working at low temperature is the low gain obtained. The heterojunction bipolar transistors provide a solution to this problem because they permit by use of silicium compatible technology (SiGe base) to accede to operating frequencies in the radiofrequency band (RF).

It is about to model the electrical aspect of heterojunction bipolar transistor using two means of simulation. The first one is digitally accomplished by SIBIDIF software, developed by the search team, which operates at ambient temperature. So, we have developed an additional module that permits to realise bidimensionnal simulation over a great temperature interval.

In the second one, we have developed a programme that resolves in analytical manner the equations that govern the functioning of heterostructures at a variable temperature. A particular consideration is given to the study of the different components of the base current and the influence of the considered effects. Finally, we have compared the two models.

The comparison of the obtained results is very satisfactory. We have found that the temperature increasing favours the electrons injection from the emitter towards the base which induces the electrons injection within the collector and thereby the increasing of the collector current versus temperature. Moreover, the injection augmentation of the holes within the emitter increases the base current.

Key words: BICMOS Technology, Electrical modelling, Heterojunction, Homojunction, Low Temperature, SiGe Base.

RESUME

L'importance donnée au fonctionnement des transistors bipolaires à basse température a grandi grâce au développement de la technologie BICMOS. Mais, le grand problème rencontré lors de la réalisation des circuits BICMOS fonctionnant à basse température est le faible gain obtenu. Les transistors bipolaires à hétérojonction offrent une solution à ce problème puisqu'ils permettent grâce à une technologie compatible silicium (base SiGe) d'accéder à des fréquences de fonctionnement dans la bande radiofréquences (RF).

C'est dans ce cadre que s'inscrit ce travail, il s'agit alors de modéliser l'aspect électrique du transistor bipolaire à hétérojonction à l'aide de deux outils de simulation.

Le premier est numérique grâce au logiciel SIBIDIF, développé par l'équipe de recherche, qui fonctionne à la température ambiante. Donc, nous avons développé un module supplémentaire qui permet d'effectuer des simulations bidimensionnelles sur une grande plage de température.

Dans un deuxième temps, nous nous sommes intéressés à développer un programme qui résout d'une manière analytique les équations qui régissent le fonctionnement d'hétérostructures en considérant une température variable. Une attention particulière est alors donnée à l'étude des différents composants du courant de base et des phénomènes parasites qui les gouvernent. La finalité étant la comparaison des deux modèles.

La comparaison des résultats obtenus est très satisfaisante. Nous avons retrouvé que l'augmentation de la température favorise l'injection des électrons de l'émetteur vers la base; ce qui induit une injection d'électrons dans le collecteur et par conséquent l'augmentation du courant de collecteur avec la température. De plus, l'injection croissante des trous dans l'émetteur augmente le courant de la base.

MOTS CLÉS: Base SiGe, Basse Température, Hétérojonction, Hétérojonction, Modélisation Electrique, Technologie BICMOS,.