

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

UNIVERSITE MENTOURI - CONSTANTINE  
FACULTE DES SCIENCES DE L'INGENIEUR  
DEPARTEMENT D'ELECTRONIQUE

*Thèse*

En vue de l'obtention du diplôme de

*Doctorat en Sciences*

Spécialité : **Électronique**

Option : Électronique

N° d'ordre :

Série :

Présentée par :

**Asma BENCHIHEB**

---

*Étude des effets de la forte injection dans les structures  
bipolaires*

---

Soutenue le : 12 / 04 / 2018

*Devant le jury composé de :*

<b><u>Président</u></b>	Mme	Saïda	LATRECHE	Prof.	Univ. Mentouri Constantine
<b><u>Directeur de thèse</u></b>	Mme	Farida	HOBAR	Prof.	Univ. Oum El Bouaghi
<b><u>Membres</u></b>	Mme	Cherifa	AZIZI	Prof.	Univ. Oum El Bouaghi
	Monsieur	Zohir	DIBI	Prof.	Univ. Batna 1
	Monsieur	Mohamed	BOUCHEMAT	Prof.	Univ. Mentouri Constantine

## Remerciements

Cette thèse a été réalisée en grande partie au Laboratoire de Microsystèmes et Instrumentation du département d'électronique, université Mentouri de Constantine.

En signe de gratitude et de profond respect, je tiens tout d'abord à présenter mes sincères remerciements au Professeur Farida Hobar, qui durant toutes mes années de recherche, n'a ménagé aucun effort pour bien assurer mon encadrement. Je la remercie également pour son appui, ses conseils et ses aides très précieuses qui m'ont permis de mener à bien ce travail de thèse. Je lui suis reconnaissante pour tout cela, mais aussi pour son sens des relations humaines.

La partie expérimentale du projet a été réalisée au laboratoire de communications et d'intégration de la microélectronique (LACIME) de l'école de technologie supérieure de Montréal au Québec (Canada). À cet effet, je remercie tout particulièrement le professeur Claude Thibeault pour m'avoir accueillie dans son équipe et d'avoir mis à ma disposition tous les moyens dont il dispose pour effectuer les mesures nécessaires. Je voudrai lui exprimer toute ma gratitude pour les idées qu'il m'a prodiguées et qui m'ont permis de réaliser une partie de ce travail.

J'exprime également ma profonde gratitude à Madame Saida Latreche, professeur à l'université de Constantine, qui a bien voulu accepter la présidence du jury chargé d'examiner cette thèse.

Mes vifs remerciements vont aussi à Madame Chérifa Azizi, professeur à l'université d'Oum-el-Bouaghi et Monsieur Zohir Dibi, professeur à l'université de Batna pour l'honneur qu'ils me font en acceptant d'examiner ce travail de thèse.

Je suis particulièrement reconnaissante à Monsieur Mohamed Bouchemat, professeur au département d'électronique, de l'université de Constantine pour avoir accepté de faire partie du jury chargé d'examiner ma thèse de doctorat. Je le remercie profondément pour tous les bons conseils qu'il a pu me donner durant mon travail de recherche.

Je remercie vivement le professeur Remo Masut, professeur au département de génie-physique, à l'école polytechnique de Montréal pour ses aides très précieuses dans la caractérisation des transistors. Je suis également très reconnaissante à Monsieur Laurent Mouden, professionnel de recherche au Laboratoire d'assemblage et d'encapsulation de microsystèmes électroniques (LASEM) de l'école polytechnique de Montréal pour sa contribution dans la caractérisation et la réalisation des contacts sur les transistors.

J'exprime ma gratitude à tous les membres du laboratoire des microsystemes et d'instrumentation du département d'électronique de l'université Mentouri de Constantine pour avoir contribué de près ou de loin à l'accomplissement de ce travail.

Enfin que tous ceux qui par leurs enseignements, leurs encouragements et leur amitié, trouvent ici l'expression de ma profonde gratitude.

# *Sommaire*

# Sommaire

<i>Liste des figures</i> .....	<i>i</i>
<i>Liste des tableaux</i> .....	<i>vii</i>
<i>Introduction Générale</i> .....	<i>1</i>
 <b><u>Chapitre I : Du transistor bipolaire à homojonction TB-Si au transistor bipolaire à hétérojonction HBT- SiGe</u></b>	
<b>I. Introduction</b> .....	<b>4</b>
<b>II. Le transistor bipolaire à homojonction</b> .....	<b>5</b>
<b>II.1 Régime de fonctionnement statique</b> .....	<b>5</b>
II.1.1 Description générale.....	5
II.1.2 Bilan des courants .....	8
II.1.3 Expressions approchées des courants et des gains.....	9
II.1.4 Effets des forts niveaux de dopages du silicium .....	12
II.1.4.1 La diminution de la largeur de la bande interdite .....	13
II.1.4.2 La diminution de la mobilité .....	14
II.1.4.3 Le renforcement de l'activité de recombinaison : Effet Auger .....	14
II.1.5 Effet Sah-Noyce-Shockley (SNS).....	16
II.1.5.1 Caractérisation de l'effet SNS.....	17
II.1.5.2 Considérations sur le courant de recombinaison base-émetteur .....	18
II.1.6 Effet Early.....	19
II.1.6.1 Effet Early direct.....	20
II.1.6.2 Effet Early inverse .....	21
II.1.7 Fonctionnement en régime de forts niveaux d'injections.....	21
II.1.7.1 Effet des forts niveaux d'injections dans la base - Effet Webster .....	21
II.1.7.2 Effet des forts niveaux d'injections dans le collecteur - Effet Kirk.....	23
II.1.8 Limitation en tension par effet de claquage .....	24
II.1.8.1 Mécanisme de claquage par avalanche.....	25
II.1.8.2 Mécanisme de claquage par punch-through .....	26
II.1.9 Effets des résistances d'accès.....	27
II.1.9.1 Résistance de base.....	27
II.1.9.2 Résistance d'émetteur.....	29
II.1.9.3 Résistance de collecteur.....	29
<b>II.2 Régime de fonctionnement dynamique</b> .....	<b>32</b>
II.2.1 Les capacités de jonctions .....	32
II.2.2 Les temps de transit .....	33

II.2.3	Fréquence de transition $f_T$ .....	34
II.2.4	Fréquence d'oscillation maximale $f_{max}$ .....	35
<b>III.</b>	<b>Passage du TB-Si classique au HBT-SiGe en technologie BICMOS.....</b>	<b>36</b>
III.1	Limites du TB-Si et l'art du compromis.....	36
III.2	Optimisation du passage du TB-Si classique au HBT-SiGe en technologie BICMOS	37
III.2.1	Éléments d'optimisation .....	38
III.2.2	Optimisation de l'émetteur – Émetteur polysilicium .....	40
III.2.3	Optimisation de la base – Intégration de l'alliage silicium-Germanium.....	45
III.2.3.1	Propriétés cristalline du SiGe.....	45
III.2.3.1.1	Structure.....	45
III.2.3.1.2	Épaisseur critique.....	47
III.2.3.2	Propriétés électroniques. ....	49
III.2.3.2.1	Bande interdite .....	49
III.2.3.2.2	Alignement des bandes interdites.....	52
III.2.3.3	Profils de germanium utilisés dans les HBT-SiGe .....	53
<b>IV.</b>	<b>Éléments de technologie BICMOS.....</b>	<b>56</b>
IV.1	Évolution de l'architecture des transistors bipolaires de type NPN .....	58
IV.1.1	Structures quasi auto alignées .....	58
IV.1.1.1	Structure simple polysilicium .....	58
IV.1.1.2	Structure double polysilicium.....	59
IV.1.2	Structures auto alignées .....	60
<b>V.</b>	<b>Défauts dans les matériaux.....</b>	<b>61</b>
V.1	Défauts de surface .....	62
V.2	Défauts de volume.....	62
V.2.1	Les Défauts Ponctuels .....	62
V.2.2	Les défauts unidimensionnel ou linéaires .....	63
V.2.3	Les Défauts Bidimensionnels .....	64
V.2.4	Les Défauts Tridimensionnels.....	64
V.3	Niveaux énergétiques associés aux défauts .....	64
V.3.1	Les niveaux superficiels .....	65
V.3.2	Les niveaux profonds.....	65
V.3.2.1	Statistique d'occupation des centres profonds.....	67
V.3.2.2	Caractérisation des centres profonds .....	69
<b>VI.</b>	<b>Conclusion .....</b>	<b>70</b>
<b>VII.</b>	<b>Références Bibliographiques .....</b>	<b>71</b>

## **Chapitre II : Modélisation bidimensionnelle**

<b>I.</b>	<b>Introduction</b> .....	<b>76</b>
<b>II.</b>	<b>Équations physiques de base</b> .....	<b>76</b>
<b>II.1</b>	<b>Formulation des équations de base</b> .....	<b>77</b>
<b>II.2</b>	<b>Problèmes des discontinuités des bandes d'énergie</b> .....	<b>79</b>
<b>II.3</b>	<b>Statistiques de Boltzman</b> .....	<b>79</b>
<b>III.</b>	<b>Paramètres physiques du modèle</b> .....	<b>81</b>
<b>III.1</b>	<b>Densité de charge</b> .....	<b>81</b>
<b>III.2</b>	<b>Constante diélectrique</b> .....	<b>81</b>
<b>III.3</b>	<b>Largeur de la bande interdite</b> .....	<b>82</b>
<b>III.4</b>	<b>Réduction de la bande interdite</b> .....	<b>83</b>
<b>III.5</b>	<b>Densités effectives des états</b> .....	<b>85</b>
<b>III.6</b>	<b>Concentration intrinsèque des porteurs</b> .....	<b>88</b>
<b>III.7</b>	<b>Mobilités des porteurs</b> .....	<b>88</b>
<b>III.7.1</b>	<b>Mobilités du silicium</b> .....	<b>89</b>
<b>III.7.2</b>	<b>Mobilités de l'alliage <math>Si_{1-x}Ge_x</math></b> .....	<b>94</b>
<b>III.8</b>	<b>Génération-Recombinaison des porteurs</b> .....	<b>95</b>
<b>III.9</b>	<b>Durée de vie de porteurs</b> .....	<b>96</b>
<b>IV.</b>	<b>Traitement analytique et numérique des équations du HBT-SiGe</b> .....	<b>97</b>
<b>IV.1</b>	<b>Traitement analytique préliminaire des équations</b> .....	<b>97</b>
<b>IV.1.1</b>	<b>Choix des variables de base</b> .....	<b>97</b>
<b>IV.1.2</b>	<b>Normalisation des équations</b> .....	<b>98</b>
<b>IV.2</b>	<b>Discrétisation des équations</b> .....	<b>100</b>
<b>IV.2.1</b>	<b>Méthode des différences finies</b> .....	<b>100</b>
<b>IV.2.2</b>	<b>Application aux équations fondamentales du transistor</b> .....	<b>101</b>
<b>IV.2.2.1</b>	<b>Équation de Poisson</b> .....	<b>101</b>
<b>IV.2.2.2</b>	<b>Équation de Continuité des électrons</b> .....	<b>102</b>
<b>IV.2.2.3</b>	<b>Équation de Continuité des trous</b> .....	<b>105</b>
<b>IV.3</b>	<b>Résolution du système d'équations</b> .....	<b>106</b>
<b>IV.3.1</b>	<b>Algorithme de Gummel</b> .....	<b>107</b>
<b>IV.3.2</b>	<b>Méthode de Newton-Raphson</b> .....	<b>108</b>
<b>V.</b>	<b>Conclusion</b> .....	<b>109</b>
<b>VI.</b>	<b>Références Bibliographiques</b> .....	<b>110</b>

### Chapitre III : Logiciel de simulation électrique bidimensionnelle du TB-Si et du HBT-SiGe

I.	Introduction .....	114
II.	Structure générale du logiciel.....	114
II.1	Description générale du logiciel.....	114
II.2	Module de résolution .....	116
III.	Structures étudiées .....	117
III.1	Transistor bipolaire à homojonction TB-Si.....	117
III.1.1	Architecture simple polysilicium auto-aligné .....	117
III.1.2	Structure géométrique et Profil de dopage.....	120
III.2	Transistor bipolaire à hétérojonction HBT-SiGe .....	121
III.2.1	Structure quasi-auto alignée simple polysilicium (BICMOS6G).....	121
III.2.2	Structure géométrique et Profil de dopage.....	124
IV.	Simulation des transistors TB-Si et HBT-SiGe.....	125
IV.1	Diagramme de bande d'énergie et potentiel électrostatique .....	125
IV.2	Concentration intrinsèque .....	127
IV.3	Mobilité des porteurs .....	128
IV.4	Densité des porteurs.....	129
IV.5	Potentiel électrostatique.....	130
IV.6	Les courants électriques .....	131
IV.7	Influence du taux de germanium.....	132
V.	Conclusion .....	136
VI.	Références Bibliographiques .....	137

### Chapitre IV : Modélisation des courants en tenant compte des défauts de gravures, des joints de grains et du niveau d'injection

I.	Introduction .....	140
II.	Défauts associés aux procédés de gravures.....	141
II.1	Origine des défauts de gravures .....	141
II.2	Modélisation des défauts de gravures dans les transistors TB-Si et HBT-SiGe .....	142
III.	Structure polycristalline .....	145
III.1	Nature granulaire du matériau polycristallin.....	145
III.2	Modélisation des effets de piégeage : modèle du gradient diffusion .....	147
III.2.1	Équations de base du modèle.....	147
III.2.2	Équation de continuité des électrons.....	149

<i>III.2.3</i>	<i>Équation de continuité des trous</i> .....	<i>150</i>
<i>III.3</i>	<i>Simulation des transistors TB-Si et HBT-SiGe</i> .....	<i>151</i>
<i>III.3.1</i>	<i>Densité des électrons</i> .....	<i>152</i>
<i>III.3.2</i>	<i>Densité des trous</i> .....	<i>153</i>
<i>III.3.3</i>	<i>Courant électriques</i> .....	<i>154</i>
<i>IV.</i>	<i>Conclusion</i> .....	<i>156</i>
<i>V.</i>	<i>Références Bibliographiques</i> .....	<i>158</i>
	<i>Conclusion Générale</i> .....	<i>161</i>
	<i>Glossaire</i> .....	<i>163</i>

## Liste des figures

### Chapitre I : Du transistor bipolaire à homojonction TB-Si au transistor bipolaire à hétérojonction HBT- SiGe

		<b>Page</b>
<b>Figure I.1</b>	<i>Schéma d'un transistor bipolaire NPN intégré</i>	<b>6</b>
<b>Figure I.2</b>	<i>Représentations schématiques et symbolique des transistors NPN</i>	<b>6</b>
<b>Figure I.3</b>	<i>Diagramme de bandes d'énergie d'un transistor NPN : a) au repos &amp; b) en mode direct (<math>V_{BE} &gt; 0</math> et <math>V_{BC} &lt; 0</math>)</i>	<b>7</b>
<b>Figure I.4</b>	<i>Profils de dopage dans un transistor</i>	<b>8</b>
<b>Figure I.5</b>	<i>Identification des courants dans le transistor bipolaire en régime de fonctionnement normal direct</i>	<b>8</b>
<b>Figure I.6</b>	<i>Évolution de la mobilité en fonction du dopage selon le modèle de Masetti [16] : a) Mobilité des électrons &amp; b) Mobilité des trous.</i>	<b>14</b>
<b>Figure I.7</b>	<i>Durée de vie des porteurs minoritaires dans le silicium selon Del Alamo [14] et Swirhun [15].</i>	<b>15</b>
<b>Figure I.8</b>	<i>Tracé de Gummel des courants de collecteur et de base d'un transistor à <math>V_{CB}=0</math> : a) Cas idéal &amp; b) Cas réel.</i>	<b>17</b>
<b>Figure I.9</b>	<i>Caractérisation de l'effet Sah-Noyce-Schockly : a) Composition des flux de porteurs mis en jeu &amp; b) Interprétation de la rupture de pente sur le tracé de Gummel du courant de base</i>	<b>18</b>
<b>Figure I.10</b>	<i>Mécanisme de l'effet Early</i>	<b>20</b>
<b>Figure I.11</b>	<i>Définition de la tension Early</i>	<b>20</b>
<b>Figure I.12</b>	<i>Répartition des porteurs majoritaires et minoritaires dans une base quasi-neutre de dopage uniforme placée en régime de forte injection</i>	<b>22</b>
<b>Figure I.13</b>	<i>Tracés de Gummel du courant de collecteur et du courant de base pour différents niveaux de courant</i>	<b>23</b>
<b>Figure I.14</b>	<i>Localisation de la zone de charge d'espace associé à la jonction base-collecteur : a) Aux densités de courant de collecteur faible et modérées &amp; b) Aux fortes densités de courant de collecteur</i>	<b>24</b>
<b>Figure I.15</b>	<i>Champ critique en fonction du dopage du collecteur selon deux auteurs et cités par Roulston [22].</i>	<b>26</b>
<b>Figure I.16</b>	<i>Transistor bipolaire NPN vertical.</i>	<b>27</b>
<b>Figure I.17</b>	<i>Représentation des effets des résistances séries dans le transistor bipolaire.</i>	<b>29</b>
<b>Figure I.18</b>	<i>Modélisation de la résistance du collecteur.</i>	<b>30</b>
<b>Figure I.19</b>	<i>Effet de la quasi-saturation introduite par la résistance de collecteur <math>R_C</math>.</i>	<b>31</b>
<b>Figure I.20</b>	<i>Répartition des concentrations des électrons dans la base et le collecteur en régime saturé.</i>	<b>32</b>

<b>Figure I.21</b>	<i>Distribution des charges stockées dans le transistor bipolaire en fonctionnement direct normal</i>	<b>33</b>
<b>Figure I.22</b>	<i>Évolution de la fréquence de transition <math>f_T</math> avec le courant collecteur.</i>	<b>35</b>
<b>Figure I.23</b>	<i>Extraction de <math>\tau_{EC}</math> en fonction de l'inverse du courant collecteur.</i>	<b>35</b>
<b>Figure I.24</b>	<i>Variation du temps de transit <math>\tau_F</math> à VCB=3V en fonction de la largeur de la base et pour différents niveaux de dopage de base (profil gaussien) [29].</i>	<b>38</b>
<b>Figure I.25</b>	<i>Profondeur de diffusion du bore dans la base [30] a) Multiplication de la dose par 1,2,3,4 pour une même énergie d'implantation de 15KeV. &amp; b) Modification de l'énergie d'implantation de la base 7KeV, 10KeV, 15KeV pour une même dose de bore.</i>	<b>39</b>
<b>Figure I.26</b>	<i>Concentration de trous pour un émetteur monosilicium et un émetteur polysilicium [30].</i>	<b>41</b>
<b>Figure I.27</b>	<i>Diffusion des trous éjectés de la base vers l'émetteur polycristallin . On considère que le polycristallin est formé par une succession de grains séparés par des joints de grains.</i>	<b>42</b>
<b>Figure I.28</b>	<i>Structure cristalline de type diamant (Si, Ge, C,..)</i>	<b>46</b>
<b>Figure I.29</b>	<i>Représentation bidimensionnelle des deux types de croissances possibles [41] : a) Croissance pseudomorphique avec contrainte biaxiale dans le plan de l'interface &amp; b) Croissance relaxée, des dislocations apparaissent dans le plan de l'interface.</i>	<b>47</b>
<b>Figure I.30</b>	<i>Représentation d'une épitaxie d'un film en désaccord de maille avec le substrat cubique : a) Caractéristiques des mailles du substrat et du film à déposer, b) Cas où l'épaisseur du film à déposer est inférieure à l'épaisseur critique (<math>h &lt; h_c</math>) &amp; c) Cas où l'épaisseur du film à déposer est supérieure à l'épaisseur critique (<math>h &gt; h_c</math>).</i>	<b>48</b>
<b>Figure I.31</b>	<i>Épaisseur critique <math>h_c</math> en fonction du taux de germanium [41]</i>	<b>48</b>
<b>Figure I.32</b>	<i>Structure complètement stressée "SiGe pris en sandwich entre le substrat de silicium et une autre couche de silicium"</i>	<b>49</b>
<b>Figure I.33</b>	<i>Largeurs des bandes interdites du Si, Ge et <math>Si_{1-x}Ge_x</math></i>	<b>49</b>
<b>Figure I.34</b>	<i>Diagrammes de bande du silicium et du germanium à 0K [46].</i>	<b>50</b>
<b>Figure I.35</b>	<i>Largeur de bande interdite en fonction de la composition de l'alliage SiGe à 296°K [47].</i>	<b>50</b>
<b>Figure I.36</b>	<i>Exemples de mailles présentes à l'interface SiGe(au-dessus)/Si(au-dessous). Les flèches noires traduisent de manière symbolique la contrainte sur les liaisons Si - Ge, induite.</i>	<b>51</b>
<b>Figure I.37</b>	<i>Valeur de la bande interdite du <math>Si_{1-x}Ge_x</math> contraint ou non sur Si en fonction du taux de Ge x pour T= 300K [47].</i>	<b>51</b>
<b>Figure I.38</b>	<i>Classification des configurations d'alignement des bandes dans les hétérostructures [46] : a) Type I : la bande interdite de plus faible largeur est incluse dans celle de plus grande largeur ; b) Type II : alignement en escalier ; &amp; c) Type III : alignement continu sur l'une des bandes (conduction ou valence) répercutant l'intégralité de l'écart de largeur de bande interdite sur l'autre bande.</i>	<b>53</b>

<b>Figure I.39</b>	<i>Profils types de germanium dans la base des HBT-SiGe.</i>	<b>54</b>
<b>Figure I.40</b>	<i>Diagramme de bande d'un HBT-SiGe à taux de Ge constant.</i>	<b>55</b>
<b>Figure I.41</b>	<i>Présentation des effets du taux de Ge graduel : a) Diagramme de bande d'un HBT-SiGe à taux de Ge graduel, &amp; b) Pseudo-champ électrique induit par l'abaissement de la bande de conduction.</i>	<b>55</b>
<b>Figure I.42</b>	<i>Profils de dopage extraits par SIMS pour un profil de Ge trapézoïdal, [46]. La ligne verticale représente la limite du polysilicium. La graduation du Ge est portée sur l'axe de droite.</i>	<b>57</b>
<b>Figure I.43</b>	<i>Présentation d'une structure quasi auto-alignée (QSA) à simple polysilicium.</i>	<b>59</b>
<b>Figure I.44</b>	<i>Présentation d'une structure quasi auto-alignée (QSA) à double polysilicium : a) Coupe transversale de la structure, b) Manque d'alignement entre fenêtre émetteur et vignette.</i>	<b>60</b>
<b>Figure I.45</b>	<i>Présentation d'une structure double polysilicium totalement auto-alignée [42].</i>	<b>61</b>
<b>Figure I.46</b>	<i>Les défauts en volume dans un semiconducteur.</i>	<b>62</b>
<b>Figure I.47</b>	<i>Les défauts ponctuels dans un semi-conducteur.</i>	<b>63</b>
<b>Figure I.48</b>	<i>États d'énergie dans la bande interdite pour différentes impuretés dans le cas du silicium [17].</i>	<b>65</b>
<b>Figure I.49</b>	<i>Schéma illustrant l'émission et la capture d'électrons et de trous.</i>	<b>66</b>

## **Chapitre II : Modélisation bidimensionnelle**

		<b>Page</b>
<b>Figure II.1</b>	<i>Présentation des discontinuités des bandes de conduction et de valence présentes dans le HBT-SiGe.</i>	<b>77</b>
<b>Figure II.2</b>	<i>Variation de la bande interdite du Si<sub>1-x</sub>Ge<sub>x</sub> contraint ou non sur Si en fonction du taux de Ge (x en %) [13].</i>	<b>82</b>
<b>Figure II.3</b>	<i>Variation de la bande interdite du Si<sub>1-x</sub>Ge<sub>x</sub> contraint en fonction du taux de Germanium et pour différentes températures.</i>	<b>83</b>
<b>Figure II.4</b>	<i>Schéma de bandes à l'équilibre thermodynamique dans un HBT-SiGe à profil graduel de germanium au travers la base.</i>	<b>84</b>
<b>Figure II.5</b>	<i>La variation de la densité des états effectifs dans la bande de conduction.</i>	<b>87</b>
<b>Figure II.6</b>	<i>La variation de la densité des états effectifs dans la bande de valence</i>	<b>88</b>
<b>Figure II.7</b>	<i>Évolution de la mobilité en fonction du produit des concentrations des porteurs pour différents niveaux de dopage selon le modèle de Dorkel [29] : a) Électrons &amp; b) Trous</i>	<b>91</b>
<b>Figure II.8</b>	<i>Évolution de la mobilité en fonction du dopage en Arsenic selon trois modèles : de Masetti[32] de Arora[28] et Klassen[30] a) Électrons &amp; b) Trous</i>	<b>93</b>
<b>Figure II.9</b>	<i>Évolution de la mobilité en fonction du dopage en Bore selon trois modèles : de Masetti[32] de Arora[28] et Klassen[30], a) Électrons &amp; b) Trous</i>	<b>93</b>

<b>Figure II.10</b>	Évolution de la mobilité en fonction de la température pour différents niveaux de dopage selon le modèle de Klaassen [30] : <b>a) Électrons &amp; b) Trous</b>	<b>94</b>
<b>Figure II.11</b>	Représentation d'un élément du maillage par différence finie autour d'un nœud (i,j)	<b>100</b>

**Chapitre III : Logiciel de simulation électrique bidimensionnelle du TB-Si et du HBT-SiGe**

		<b>Page</b>
<b>Figure III.1</b>	Organigramme du logiciel 2DHBTsim.	<b>115</b>
<b>Figure III.2</b>	Principales étapes de fabrication du transistor bipolaire simple polysilicium auto-aligné à partir d'une filière CMOS [11].	<b>119-120</b>
<b>Figure III.3</b>	Coupe schématique d'un TB-Si auto-aligné pour filière 0,35 $\mu\text{m}$ [11]	<b>120</b>
<b>Figure III.4</b>	Profils SIMS du TB-Si auto-aligné pour filière 0,35 $\mu\text{m}$ avec [11] : <b>a) région intrinsèque &amp; b) région extrinsèque</b>	<b>121</b>
<b>Figure III.5</b>	Coupe schématique de la technologie BICMOS6G [12].	<b>121</b>
<b>Figure III.6</b>	Coupe schématique d'un HBT-SiGe réalisé selon la technologie BICMOS6G [13].	<b>122</b>
<b>Figure III.7</b>	Principales étapes de fabrications du HBT-SiGe de BICMOS6G [15].	<b>123</b>
<b>Figure III.8</b>	Vue transversale d'un HBT-SiGe observé avec un microscope électronique (MEB) [16].	<b>124</b>
<b>Figure III.9</b>	Profil de dopage de la structure BICMOS6G simulé.	<b>124</b>
<b>Figure III.10</b>	Présentation tridimensionnelle du profil du dopage simulé.	<b>125</b>
<b>Figure III.11</b>	Diagramme de bandes d'énergie dans les deux types de transistors : <b>a) TB-Si &amp; b) HBT-SiGe</b>	<b>126</b>
<b>Figure III.12</b>	Largeur de la bande interdite dans les deux types de transistors : <b>a) TB-Si &amp; b) HBT-SiGe</b>	<b>127</b>
<b>Figure III.13</b>	Les concentrations intrinsèques dans les deux types de transistors : <b>a) TB-Si &amp; b) HBT-SiGe</b>	<b>128</b>
<b>Figure III.14</b>	Évolution de la mobilité des électrons et des trous dans les deux types de transistors : <b>a) TB-Si &amp; b) HBT-SiGe</b>	<b>129</b>
<b>Figure III.15</b>	Évolution de la densité des électrons dans les deux types de transistors : <b>a) TB-Si &amp; b) HBT-SiGe</b>	<b>130</b>
<b>Figure III.16</b>	Évolution de la densité des trous dans les deux types de transistors : <b>a) TB-Si &amp; b) HBT-SiGe</b>	<b>130</b>
<b>Figure III.17</b>	Évolution du potentiel électrostatique des électrons et des trous dans les deux types de transistors : <b>a) TB-Si &amp; b) HBT-SiGe</b>	<b>131</b>
<b>Figure III.18</b>	Courbes de Gummel dans dans les deux types de transistors : <b>a) TB-Si &amp; b) HBT-SiGe</b>	<b>132</b>
<b>Figure III.19</b>	Diagramme de bande d'énergie du HBT-SiGe pour différents taux de germanium : <b>a) dans tout le transistor &amp; b) Zoom sur la base</b>	<b>132</b>

<b>Figure III.20</b>	Variation du potentiel électrostatique dans le HBT-SiGe pour différents taux de germanium : <b>a)</b> dans tout le transistor & <b>b)</b> Zoom sur la base	<b>133</b>
<b>Figure III.21</b>	Variation du champ électrique dans le HBT-SiGe pour différents taux de germanium : <b>a)</b> dans tout le transistor & <b>b)</b> Zoom sur la base	<b>133</b>
<b>Figure III.22</b>	Variation de la mobilité des trous dans le HBT-SiGe pour différents taux de germanium : <b>a)</b> dans tout le transistor & <b>b)</b> Zoom sur la base	<b>134</b>
<b>Figure III.23</b>	Variation de la mobilité des électrons dans le HBT-SiGe pour différents taux de germanium : <b>a)</b> dans tout le transistor & <b>b)</b> Zoom sur la base	<b>134</b>
<b>Figure III.24</b>	Variation de la mobilité des porteurs dans l'alliage $Si_{1-x}Ge_x$ en fonction du taux de Germanium et pour différents niveaux de dopage : <b>a)</b> Pour les électrons [27] <b>b)</b> Pour les trous [33]	<b>135</b>
<b>Figure III.25</b>	Variation de la densité des porteurs dans le HBT-SiGe pour différents taux de germanium : <b>a)</b> densité des électrons : $n$ & <b>b)</b> densité des trous : $p$	<b>135</b>
<b>Figure III.26</b>	Variation du gain dans HBT-SiGe en fonction du taux de germanium	<b>136</b>

**Chapitre IV : Modélisation des courants en tenant compte des défauts de gravures, des joints de grains et du niveau d'injection**

		<b>Page</b>
<b>Figure IV.1</b>	Différents types de défauts survenant pendant la gravure [13] : <b>a)</b> Undercut <b>b)</b> notching & <b>c)</b> microtrenching.	<b>142</b>
<b>Figure IV.2</b>	Localisation des défauts de gravure dans les deux types de transistors : <b>a)</b> TB-Si & <b>b)</b> HBT-SiGe	<b>143</b>
<b>Figure IV.3</b>	Courbes de Gummel dans les deux types de transistors : <b>a)</b> TB-Si & <b>b)</b> HBT-SiGe	<b>144</b>
<b>Figure IV.4</b>	Variation du gain dans les deux types de transistors : <b>a)</b> TB-Si & <b>b)</b> HBT-SiGe	<b>144</b>
<b>Figure IV.5</b>	Représentation schématique d'un film de silicium polycristallin	<b>145</b>
<b>Figure IV.6</b>	Évolution de la densité des électrons dans le TB-Si dans : <b>a)</b> Le plan X et Y & <b>b)</b> La direction Y	<b>152</b>
<b>Figure IV.7</b>	Évolution de la densité des électrons dans le HBT-SiGe dans : <b>a)</b> Le plan X et Y & <b>b)</b> La direction Y	<b>152</b>
<b>Figure IV.8</b>	Évolution de la densité des électrons à l'intérieur et autour d'un joint de grain	<b>153</b>
<b>Figure IV.9</b>	Évolution de la densité des trous dans le TB-Si dans : <b>a)</b> Le plan X et Y & <b>b)</b> La direction Y	<b>153</b>
<b>Figure IV.10</b>	Évolution de la densité des trous dans le HBT-SiGe dans : <b>a)</b> Le plan X et Y & <b>b)</b> La direction Y	<b>154</b>

<b>Figure IV.11</b>	<i>Évolution de la densité des trous à l'intérieur et autour d'un joint de grain</i>	<b>154</b>
<b>Figure IV.12</b>	<i>Courbes de Gummel dans dans les deux types de transistors : a) TB-Si &amp; b) HBT-SiGe</i>	<b>155</b>
<b>Figure IV.13</b>	<i>Variation du gain en courant dans les deux types de transistors : a) TB-Si &amp; b) HBT-SiGe</i>	<b>155</b>
<b>Figure IV.14</b>	<i>Simulation de l'effet de la densité des pièges sur les Courbes de Gummel dans le HBT-SiGe</i>	<b>156</b>
<b>Figure IV.15</b>	<i>Simulation de l'effet de la densité des pièges sur la variation du gain en courant dans la HBT-SiGe</i>	<b>156</b>

## Liste des tableaux

### Chapitre I : Du transistor bipolaire à homojonction TB-Si au transistor bipolaire à hétérojonction HBT- SiGe

		<b>Page</b>
<b>Tableau I.1</b>	<i>Tendances désirées pour chaque paramètre électrique et manière de les atteindre</i>	<b>37</b>
<b>Tableau I.2</b>	<i>Paramètres des atomes des cristaux de silicium et de germanium massifs [41].</i>	<b>46</b>
<b>Tableau I.3</b>	<i>Ordre de grandeur des dimensions moyennes du HBT-SiGe intégré en technologie BICMOS [48]</i>	<b>57</b>
<b>Tableau I.4</b>	<i>Taux d'émission et de capture de porteurs libres par un centre profond</i>	<b>67</b>

### Chapitre II : Modélisation bidimensionnelle

		<b>Page</b>
<b>Tableau II.1</b>	<i>Masse effective des électrons dans le silicium et le germanium [17]</i>	<b>86</b>
<b>Tableau II.2</b>	<i>Masse effective des trous dans le silicium et le germanium [17]</i>	<b>87</b>
<b>Tableau II.3</b>	<i>Constantes de normalisation</i>	<b>99</b>

### Chapitre IV : Modélisation des courants en tenant compte des défauts de gravures, des joints de grains et du niveau d'injection

		<b>Page</b>
<b>Tableau IV.1</b>	<i>Paramètres physiques et technologiques de l'émetteur polycristallin utilisé dans la simulation</i>	<b>151</b>

# *Introduction Générale*

## ***Introduction Générale***

Le domaine de l'électronique trouve ses origines dans l'invention des tubes à vides. Ces derniers sont les premiers composants actifs qui ont permis de construire une série de matériels électroniques tels que les récepteurs radio, les télévisions et les radars qui ont facilement intégré les habitudes des populations pour devenir des éléments indispensables dans notre vie quotidienne. Cependant, leurs grands volumes, leur forte consommation d'énergie et leurs efficacités ont poussé les micro-électroniciens à concevoir des composants à base de matériaux semi-conducteurs et de plus en plus miniaturisés. Ainsi en 1947, les chercheurs du laboratoire de physique de la société BELL (USA), John Bardeen et Walter Brattain sous la direction de William Shockley ont inventé le transistor à contact (transistor) [1]. Cette découverte n'a été dévoilée qu'en juillet 1948 [2-3]. L'année suivante, William Shockley, élabora la théorie des transistors bipolaires basée sur le principe de deux jonctions juxtaposées formant un sandwich NPN ou PNP [4]. Cependant, à cette époque, la technologie de fabrication n'était pas encore maîtrisée au point que les composants réalisés à base de semi-conducteurs présentaient un sérieux problème d'homogénéité. Il a fallu donc attendre jusqu'en 1951 pour que la technique soit suffisamment améliorée pour fabriquer le premier transistor à base de germanium [5]. Le transistor à base de silicium n'a cependant été réalisé que trois ans plus tard marquant ainsi la naissance de la technologie bipolaire, une technologie qui a su s'imposer aussi bien dans les applications civiles que militaires [6].

Vers les années 1960, les transistors à effet de champ de type MOS commencèrent à s'imposer sur le marché. En effet même si le premier transistor à effet de champ fût inventé entre les années 1925 et 1928 par J.E. Lilienfeld [7], aucune réalisation n'a cependant été possible avant les années 60 et cela, à cause des difficultés liées au contrôle des états d'interface présents entre l'isolant et le semi-conducteur du canal et qui n'ont trouvé de solution qu'à travers l'utilisation de l'oxyde de silicium thermique.

Au début des années 70 sont apparus les premiers circuits intégrés à transistors à effet de champ (MOS), d'abord à grille métallique avec les PMOS (à grille en aluminium, mais qui étaient assez lents) suivis du NMOS, puis de la technologie CMOS au début des années 80 [8-10]. À cette époque, la vitesse des transistors MOS s'est accrue supplantant le transistor bipolaire surtout dans le domaine des applications digitales. Cependant les développements des techniques d'intégration a permis un retour progressif vers les composants bipolaires d'abord avec l'introduction du germanium dans la base du transistor bipolaire Si/SiGe puis du Carbone lors des

années 90 marquant ainsi, la naissance des transistors bipolaires à hétérojonctions qui tout en s'intégrant facilement à la technologie CMOS formant ainsi la technologie BICMOS, peuvent maintenant atteindre des fréquences de l'ordre de plusieurs centaines de gigahertz [11].

Parmi les nombreuses applications de ces types de transistors, on retrouve les téléphones portables, les disques durs, les applications spatiales tels que les satellites, etc.

Notre travail de recherche s'inscrit dans le domaine du développement des composants bipolaires puisqu'il consiste à étudier les effets des injections dans les transistors bipolaires en tenant compte à la fois de l'architecture du composant considéré, la nature granulaire du polysilicium (un matériau très utilisé dans la fabrication des structures électroniques) et les défauts liés à la gravure de ce matériau.

Le mémoire de notre thèse est structuré en quatre chapitres principaux en plus d'une introduction générale et d'une conclusion générale.

Le premier chapitre a pour but de rappeler les notions de base concernant la théorie de fonctionnement du transistor bipolaire, de souligner les limitations du transistors bipolaires monojonction classique au silicium (TB-Si) justifiant ainsi la nécessité de l'immigration vers la technologie BICMOS avec intégration du germanium. Dans ce chapitre, nous citons également les principales propriétés à la fois mécaniques, physiques et électriques du matériau SiGe. De plus, en présentant les différentes architectures des HBT-SiGe (Transistor bipolaire à hétérojonction avec base en alliage SiGe) réalisés en technologie BICMOS, nous démontrons la compatibilité de ces structures avec celles de la technologie silicium.

Le deuxième chapitre décrit de manière détaillée les différents modèles des paramètres physiques sur lesquels va s'appuyer notre simulation. Un intérêt particulier est porté aux modèles relatifs à l'alliage SiGe (la mobilité, la densité des états dans les bandes permises, la durée de vie etc..) et cela dans l'intérêt d'aboutir à la fin, aux caractéristiques simulées les plus proches de celles mesurées expérimentalement. À cette étape, nous présentons également les diverses formulations mathématiques des phénomènes de conduction dans les semiconducteurs qui sont intégrés dans le logiciel 2DHBTSim. En outre, nous donnons des précisions concernant la discrétisation des équations du modèle par la méthode des différences finies.

Le troisième chapitre est consacré à la présentation des deux types de transistors visés par cette étude. Ces composants sont réalisés selon deux architectures différentes : auto-alignée et quasi-auto-alignée. Nous exposons les résultats de simulation de ces transistors en soulignant leurs écarts par rapport aux résultats expérimentaux.

Le dernier chapitre décrit de manière détaillée les origines des écarts des résultats observés dans le chapitre précédent puis apporte une amélioration au modèle de simulation des transistors en s'orientant vers le modèle quantique de dérive-diffusion (*quantum drift diffusion model* : QDDM) rendant ainsi compte des effets quantiques et des défauts pouvant exister dans les transistors bipolaires et qui perturbent de manière très significative leur fonctionnement.

## Références

- [1] J. Bardeen, «Surface states and rectification at a metal semiconductor contact», *Phys. Rev.*, vol. 71, pp. 383–388, 1947.
- [2] Bardeen J., Brattain W. H, «The transistor, A semiconductor triode», *Phys. Rev.* **74**, pp. 230-231, 1948
- [3] Bardeen J., Brattain W. H, «Nature of the forward current in Germanium point contacts», *Phys. Rev.* **74**, pp. 231-232, 1948
- [4] Shockley W., «Circuit element utilizing semiconductive material», United State Patent n 2,569,347, 25 September 1951 / 26 June 1948.
- [5] Ross I.M., « The invention of the transistor», *Proc. IEEE*, vol 86, n°1, pp. 7-28, 1998.
- [6] Huff H. R., « From the lab to the fab: Transistors to integrated circuits», *Aip Conf. Proc*, vol 683 n° 3, pp 3-39, 2003
- [7] Lilienfeld, J. E. «Method and apparatus for controlling electric currents» U. S. Patent No. 1,745,175 , 1930.
- [8] Critchlow D. L. «MOSFET Scaling—The Driver of VLSI Technology», *Proc. IEEE*, vol. 87, pp. 659–667, 1999.
- [9] Dennard R. H., Gaensslen F. H., Yu H. N., Rideout V. L., Bassous E., LeBlanc A. R., «Design of ion-implanted MOSFETs with very small physical dimensions,»*IEEE J. Solid-State Circuits*, vol. SC-9, pp. 256–268, 1974.
- [10] Frank D.J., Dennard R.H. , Nowak E. , Solomon P.M., Taur Y., Hon-Sum Philip Wong, « Device scaling limits of Si MOSFETs and their application dependencies», vol. 89, n°3, pp 259 - 288 , 2001.
- [11] Mai A., Garcia Lopez I., Rito P., Nagulapalli R., Awany A., Elkhoully M., Eissa M., Ko M., Malignaggi A., Kucharski M., Ng H. J., Schmalz K., Kissinger D., « High-Speed SiGe BiCMOS Technologies and Circuits», *International Journal of High Speed Electronics and Systems*, vol 26, n°1-2, 2017

# **Chapitre I**

***Du transistor bipolaire à  
homojonction TB-Si au transistor  
bipolaire à hétérojonction HBT-SiGe***

## ***I. Introduction***

Dans ce chapitre, nous allons voir en quoi la technologie SiGe a contribué pour devenir le parfait partenaire de la technologie bipolaire. Nous savons que cette alliance a débuté juste après la maîtrise de la technologie de réalisation du transistor bipolaire à homojonction classique, qui a suggéré à plusieurs chercheurs de pousser le défi encore plus loin en s'intéressant à l'idée d'apporter des modifications aussi bien à l'architecture qu'à la nature du matériau constituant ce type de composant. Ainsi, étape par étape, ces modifications ont automatiquement conduit à l'invention des transistors à hétérojonctions tels que nous les connaissons aujourd'hui. Il faut noter que l'idée qui a motivé la conception du transistor bipolaire à hétérojonction était à l'origine, la remarque extraite du brevet de Schockley qui stipulait que l'association de deux matériaux semi-conducteurs distincts devrait forcément être capable d'augmenter le gain en courant du transistor en favorisant la supériorité de l'injection des électrons depuis l'émetteur vers la base sur celle des trous de la base vers l'émetteur [1]. Par ailleurs, en 1957, Kroemer [2] a d'abord démontré cette théorie puis, il a avancé que l'effet d'une hétérojonction entre base et émetteur devrait aussi aboutir à la mise au point de transistors beaucoup plus rapides que leurs homologues à homojonction. Cependant, à cette époque, le problème qui a empêché la fabrication de tels composants était lié au fait qu'il était pratiquement impossible d'associer deux cristaux semi-conducteurs massifs sans introduire de défauts d'interfaces. Ainsi, il a fallu attendre le début des années 1970, avec la mise au point de l'épitaxie en phase liquide pour qu'une première démonstration de ce type de composant puisse se réaliser.

Une des plus grandes difficultés rencontrée avec le développement du HBT-SiGe résidait aussi dans la fabrication de couches très minces de SiGe de bonnes qualités tout en contrôlant à la fois, la fraction de germanium, le profil de dopage du bore et l'épaisseur des couches. Ceci a d'ailleurs été la cause du ralentissement de son évolution puisqu'il a fallu encore attendre le début des années 1980 pour que la technique d'implantation ionique soit assez maîtrisée pour permettre la fabrication de couches minces à base d'alliage de SiGe répondant à toutes les conditions requises pour réaliser des transistors de hautes qualités. Ainsi, les premiers HBT-SiGe de haute fréquence (75 GHz) avec une structure non auto-alignée ont été réalisés au début de l'année 1990 [3] et à la fin de la même année, on est passé à la structure intégrée auto-alignée [4]. Quant aux premiers prototypes de transistors en technologie 0.5 SiGe BICMOS entièrement intégrés (HBT SiGe + Si CMOS), ils ont été fabriqués en 1992 [5]. Pour les HBT-SiGe avec des réponses en fréquence au-dessus de 100 GHz, c'est entre 1993 et 1994 qu'ils sont conçus [6], [7].

Pour mieux cerner les bénéfices du recours aux hétérojonctions dans la réalisation des transistors bipolaires, nous allons commencer par décrire le principe de fonctionnement d'un transistor bipolaire à homojonction classique aussi bien dans le domaine statique que dynamique. Nous nous intéressons particulièrement aux mécanismes limitatifs et cela pour deux raisons bien précises : d'abord pour établir la liste des éléments sur lesquels il faut agir pour améliorer le rendement de ce type de composant et puis, pour justifier le passage de la technologie bipolaire classique à la technologie BICMOS (et à hétérojonction) en soulignant les profits apportés par cette dernière.

Partant du principe que le choix de l'architecture de n'importe quel composant électronique aura une répercussion directe sur ses performances électriques et mécaniques, nous enchainons notre présentation par une étude générale non exhaustive sur les principaux changements d'architectures apportées aux HBT-SiGe réalisés en technologie BICMOS.

Enfin, sachant que la structure réelle des cristaux comporte toujours des imperfections qui risquent de perturber énormément le fonctionnement des composants électroniques, nous terminons ce chapitre par une présentation des différents types de défauts pouvant exister dans un matériau.

## ***II. Le transistor bipolaire à homojonction***

### ***II.1 Régime de fonctionnement statique***

#### ***II.1.1 Description générale***

Le transistor bipolaire à homojonction (BJT) est formé de trois couches de semi-conducteurs nommées émetteur (**E**), base (**B**) et collecteur (**C**) et dopés respectivement N<sup>+</sup>, P puis N pour le transistor NPN ou P<sup>+</sup>, N puis P pour le transistor PNP (fig. I.1).

Schématiquement, on peut le présenter par deux jonctions PN tête-bêche (fig. I.2) qui sous régime normal-direct, permet l'injection de porteurs majoritaires de l'émetteur dans la base et leur collection au niveau du collecteur.

Il faut noter qu'à cause des taux très différents des dopages de l'émetteur et du collecteur, le transistor bipolaire ne fonctionne pas de manière symétrique.

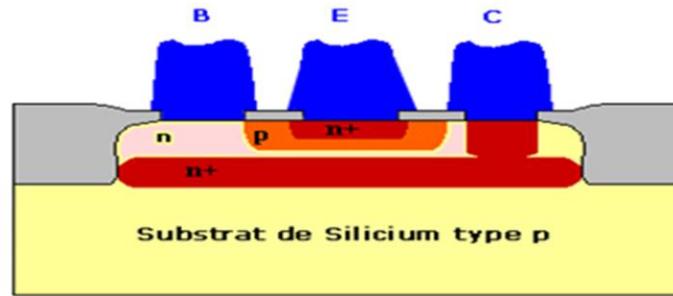


Figure I.1: Schéma d'un transistor bipolaire NPN intégré

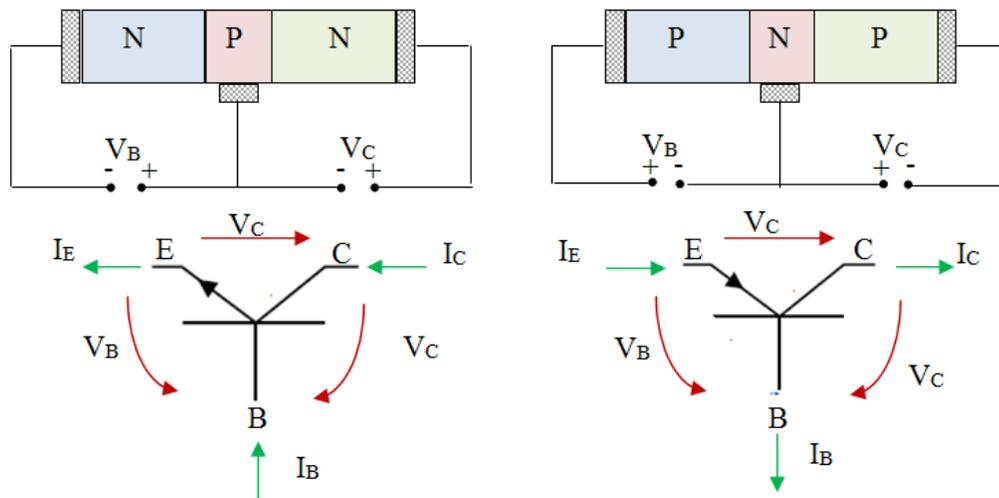
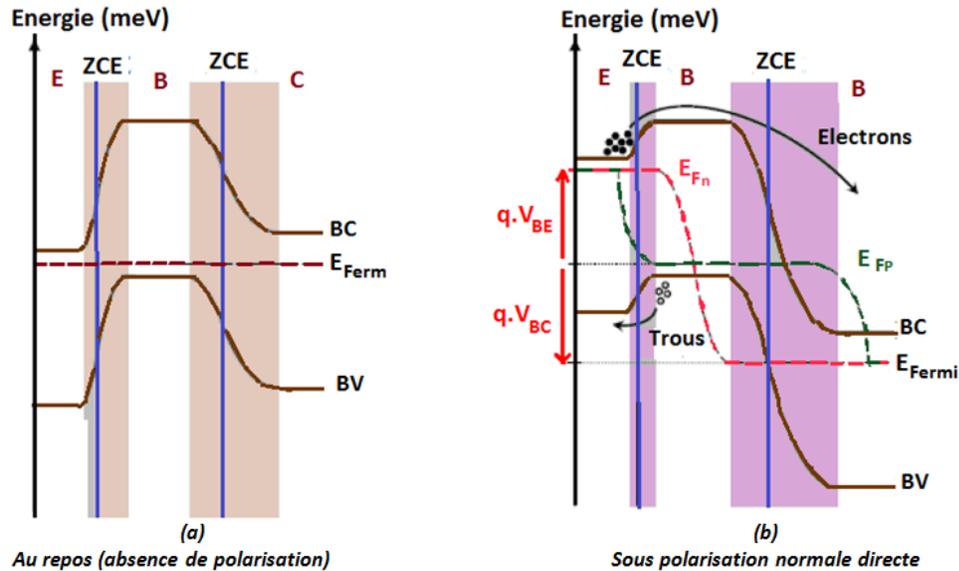


Figure I.2: Représentations schématiques et symbolique des transistors NPN

Le mode direct est le plus couramment utilisé dans le domaine analogique et les radiofréquences. L'effet transistor se produit lorsque, sous l'effet de la polarisation direct de la jonction émetteur-base, il y a un abaissement de la barrière de potentiel permettant ainsi le passage des électrons de l'émetteur où ils sont majoritaires, vers la base où ils deviennent minoritaires. Si la base est très fine devant la longueur de diffusion des électrons, alors ces derniers vont atteindre la zone de charge d'espace (ZCE) base-collecteur par phénomène de diffusion. Ces électrons sont ensuite happés vers le collecteur grâce au champ électrique régnant dans la ZCE base-collecteur. Une source de courant a été donc créée entre l'émetteur et le collecteur et qui peut être contrôlée soit en tension (par la tension  $V_{BE}$ ) ou en courant (par le courant de base  $I_B$ ).

Les profils de bande d'énergie d'un transistor NPN au repos et sous polarisation, sont présentés sur la figure I.3.



**Figure I.3:** Diagramme de bandes d'énergie d'un transistor NPN :  
 a) au repos ; b) en mode direct ( $V_{BE} > 0$  et  $V_{BC} < 0$ )

Le profil de dopage présent dans les trois régions distinctes d'un transistor bipolaire (fig. I.4) a une influence directe sur les courants obtenus, les tenues en tension du composant et les phénomènes d'ordre bidimensionnels qui apparaissent surtout en régime de forts courants. Ainsi, pour obtenir un fort courant d'émetteur, il faut pratiquement renforcer le dopage de l'émetteur pour le ramener à la limite de la dégénérescence et en même temps réduire le dopage de la base pour minimiser le taux de recombinaison des électrons lors de leur diffusion dans cette zone. Cependant, il s'avère qu'on ne peut pas réduire comme on voudrait le niveau de dopage de la base. En effet, ce dernier doit faire l'objet d'un compromis, car en le diminuant, on renforce certains effets secondaires gênants tels que les effets résistifs de la base, l'effet Early, l'effet de la forte injection dans la base et le phénomène de punch-through [8], [9].

Le niveau de dopage du collecteur a aussi un rôle à jouer. En effet, l'intérêt de réduire le dopage de cette zone est d'élever la tension de claquage de la jonction base-collecteur et ainsi, permettre au signal de sortie du composant fonctionnant en amplificateur d'évoluer sur une large plage de tension. Cependant, là aussi, une optimisation s'impose, car un collecteur très faiblement dopé peut présenter une résistance ohmique gênante et par ailleurs, entrer prématurément en régime de forte injection (manifestation de l'effet Kirk [10]).

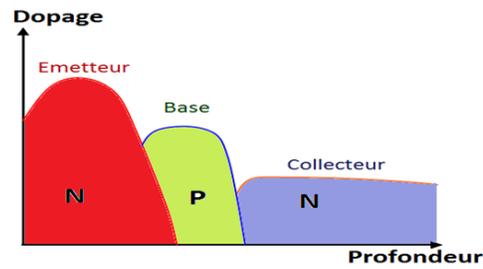


Figure I.4: Profils de dopage dans un transistor

### II.1.2 Bilan des courants

Dans le cas du fonctionnement idéal, on néglige les phénomènes d'ordre secondaire (effet Early, l'effet de forte injection dans la base, effet Kirk, etc.).

La figure I.5 présente un schéma simplifié du transistor avec les principaux courants en régime de fonctionnement normal-direct.

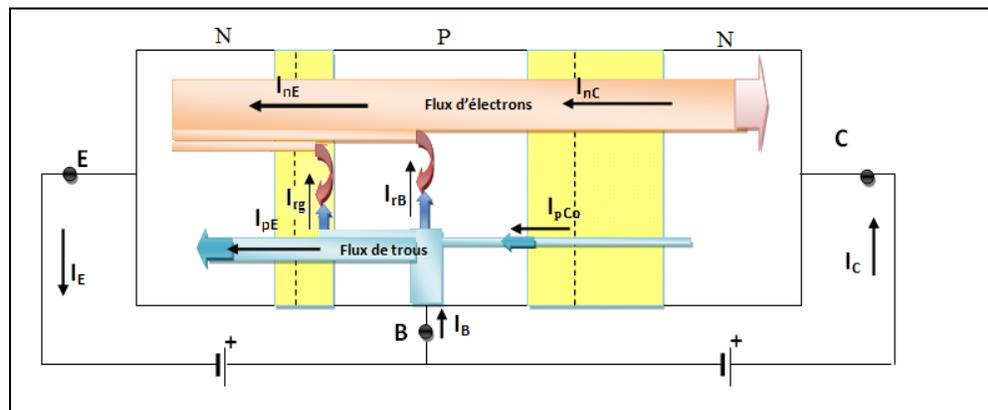


Figure I.5: Identification des courants dans le transistor bipolaire en régime de fonctionnement normal direct

Le courant d'émetteur  $I_E$  est constitué de :

- Un courant d'électrons  $I_{nE}$  injectés depuis l'émetteur dans la base.
- Un courant de trous  $I_{pE}$  de la base dans l'émetteur
- Un courant de recombinaison  $I_{rg}$  dû à la faible proportion d'électrons et de trous qui se recombinent dans la ZCE B/E

Le courant de collecteur  $I_C$  est constitué de :

- Un flux de courant d'électrons injectés de l'émetteur et collectés par la jonction BC
- Un faible courant inverse  $I_{C0}$  dû à la polarisation inverse. Celui-ci est la somme de deux composantes  $I_{nC0}$  et  $I_{pC0}$  associées respectivement au flux d'électrons minoritaires issus de la base et d'un flux de trous minoritaires issus du collecteur.

$$I_{Co} = I_{nC0} + I_{pCo} \quad (I-1)$$

Le courant de base  $I_B$  est constitué de :

- Un flux de courant de trous injectés de la base vers l'émetteur,
- Un faible courant de recombinaison  $I_{rB}$  dû à la recombinaison de quelques électrons issus de l'émetteur avec des trous de la base.
- D'un courant de trous  $I_{pCo}$  associées au flux de trous minoritaires issus du collecteur.

Il faut noter que lorsque l'effet transistor se manifeste, le courant  $I_{Co}$  n'existe pas autant que tel.

En effet, alors que sa composante  $I_{pCo}$  s'associe à  $I_{pE}$  et  $I_{rB}$  dans la constitution du courant de base, sa composante  $I_{nC0}$  s'hypertrophie en  $I_{nC}$ .

On peut écrire alors :

$$I_E = I_{nE} + I_{pE} + I_{rg} \quad (I-2)$$

$$I_C = I_{nC} + I_{pCo} \quad (I-3)$$

$$I_B = I_{pE} + I_{rB} - I_{pCo} + I_{rg} \quad (I-4)$$

En considérant le transistor comme un nœud de courant, on peut écrire

$$I_B + I_C + I_E = 0 \quad (I-5)$$

### II.1.3 Expressions approchées des courants et des gains

La détermination des expressions des courants circulants dans le transistor doit passer par la résolution numérique des équations de continuités des électrons et des trous ainsi que de l'équation de Poisson (voir chapitre II).

Il est néanmoins essentiel d'établir des expressions approchées des courants permettant ainsi une compréhension à la fois simple et rapide des liens qui existent entre certains effets observés (Early, Webster etc..), les paramètres électriques (tensions de claquages, gains, etc.) et les profils des dopages des différentes régions du composant. Cependant, pour atteindre cet objectif, on a besoin de recourir à des hypothèses plus ou moins simplificatrices, mais dépendantes du mode de fonctionnement du BJT et des phénomènes qu'on désire mettre en évidence. Ainsi, dans les conditions de fonctionnement idéal, on a généralement recours aux hypothèses suivantes :

- Le BJT est considérée avec une seule dimension (1D) de section unique  $A_E$  et avec un profil réel de dopage.
- On néglige les résistances séries des différentes régions.

- Les recombinaisons sont négligeables dans les régions quasi-neutres et dans les zones de charge d'espace.
- On suppose un régime de faibles niveaux d'injections
- Dans la base quasi-neutre, il règne un champ électrique induit  $E(x)$  du fait essentiellement de la non-uniformité du dopage  $N_{aB}(x)$ . Ce champ est suffisamment faible pour ne pas contredire l'hypothèse de quasi-neutralité, mais suffisamment intense pour influencer le transport des deux types de porteurs. En régime de faible injection, il demeure de faible intensité et ne contribue de façon sensible qu'au transport des majoritaires. Les minoritaires quant à eux, ne se déplacent que par diffusion.

On aboutit alors aux expressions suivantes:

➤ **Courant de collecteur**

$$\begin{aligned}
 I_C &= \frac{q \cdot A_E \cdot n_i^2}{G_B} \cdot \exp\left(q \cdot \frac{V_{BE}}{k_B T}\right) \\
 G_B &= \int_0^{x_B} \frac{N_{aB}(x)}{D_{nB}} dx \\
 G_B &= \frac{N_{aB} \cdot x_B}{D_{nB}} : \text{cas de dopage uniforme}
 \end{aligned}
 \tag{I-6}$$

➤ **Courant de base**

$$\begin{aligned}
 I_B &= \frac{q \cdot A_E \cdot n_i^2}{G_E} \cdot \exp\left(q \cdot \frac{V_{BE}}{k_B \cdot T}\right) \\
 G_E &= \int_0^{x_E} \frac{N_{dE}(x)}{D_{pE}} dx \\
 G_E &= \frac{N_{dE} \cdot x_E}{D_{pE}} : \text{cas de dopage uniforme}
 \end{aligned}
 \tag{I-7}$$

Avec

- $n(x) / p(x)$  : concentration des électrons / trous dans la base quasi-neutre
- $A_E$  : Surface active de l'émetteur
- $x_E$  : Épaisseur de l'émetteur neutre
- $x_B$  : Épaisseur de la base neutre
- $N_{aB}$  : dopage de la base
- $N_{dE}$  : dopage de l'émetteur
- $V_{BE}$  : Tension appliquée à la jonction B-E
- $D_{nB}(x)$ : coefficient de diffusion des électrons dans la base
- $D_{pE}(x)$ : coefficient de diffusion des trous dans l'émetteur

- $n_i$ : Concentration intrinsèque des porteurs dans le silicium.
- $G_E$  : nombre de Gummel de l'émetteur
- $G_B$  : nombre de Gummel de la base

➤ **Expressions du gain et des facteurs de mérite de la base et de l'émetteur**

Le gain en courant est l'un des paramètres essentiels du transistor. Dans un montage en base commune, le gain  $\alpha$  est défini comme étant égale au rapport  $I_C/I_E$  des courants de collecteur et d'émetteur. En émetteur commun, le gain noté  $\beta$  (l'équivalent de  $h_{21}$  en paramètres hybrides) est défini comme le rapport  $I_C/I_B$  des courants de collecteur et de base.

Tenant compte de la relation (I-5), on déduit :

$$\alpha = \frac{\beta}{1 + \beta} \quad (\text{I-8})$$

et

$$\beta = \frac{I_C}{I_B} = \frac{G_E}{G_B} \quad (\text{I-9})$$

$$\beta = \frac{N_{dE} \cdot x_E \cdot D_{nB}}{N_{aB} \cdot x_B \cdot D_{pE}} : \text{cas de dopage uniforme}$$

Le facteur de transport de la base  $\alpha_T$  rend compte du nombre d'électrons qui se recombinent dans cette région. Il est défini par :

$$\alpha_T = \frac{I_{nC} - I_{nCo}}{I_{nE}} \approx \frac{I_{nC}}{I_{nE}} \quad (\text{I-10})$$

Le courant direct  $I_{nC}$  est largement supérieur au courant inverse  $I_{nCo}$ .

Le facteur  $\alpha$  traduit la perte des électrons par recombinaison dans la base neutre, il peut également s'exprimer par la relation [11] :

$$\alpha_T = 1 - \frac{x_B^2}{2 \cdot L_{nB}^2} \quad (\text{I-11})$$

Avec  $L_{nB}$  : longueur de diffusion des porteurs minoritaires dans la base

Les degrés de miniaturisation des composants, atteints surtout en notre époque, permettent de réaliser des épaisseurs de base très fines (inférieures aux longueurs de diffusions locales des électrons). Cela étant, le facteur de transport de la base est toujours très proche de l'unité :  $\alpha_T \approx 1$

Le coefficient d'efficacité de l'émetteur  $\gamma$  définit par :

$$\begin{aligned}
 \gamma &= \frac{I_{nE}}{I_E} = \frac{I_{nE}}{I_{nE} + I_{pE} + I_{rg}} \\
 \gamma_{max} &= \frac{1}{1 + \frac{I_{pE}}{I_{nE}}} = \frac{1}{1 + \frac{G_B}{G_E}} \\
 \gamma &= \frac{1}{1 + \frac{N_{aB} \cdot x_B \cdot D_{pE}}{N_{dE} \cdot x_E \cdot D_{nB}}} : \text{cas de dopage uniforme}
 \end{aligned}
 \tag{I-12}$$

Relation entre le gain  $\alpha$  et les facteurs de mérite :

$$\alpha = \frac{I_C}{I_E} \cong \frac{I_{nC}}{I_{nE}} = \alpha_T \cdot \gamma \tag{I-13}$$

### ➤ Déductions Importantes

- Pour les applications dans le domaine des amplifications des courants, il faut maximiser les facteurs de mérite de la base et de l'émetteur.
- Pour augmenter l'efficacité d'injection de l'émetteur  $\gamma$ , il faut minimiser le courant de recombinaison  $I_{rg}$ . De plus, il faut que  $I_{pE}$  soit très inférieur au courant  $I_{nE}$  ce qui revient à dire que la concentration des électrons dans l'émetteur doit être très supérieure à celle des trous de la base. En pratique, ceci revient à choisir  $N_{dE} > N_{aB}$ .
- Les équations (I-6) et (I-7) démontrent que : le courant de base est contrôlé par les données relatives à l'émetteur (à travers le nombre de Gummel  $G_E$ ) alors que celui du collecteur dépend étroitement des données de la base (à travers le nombre de Gummel  $G_B$ ).
- L'équation simplifiée du gain  $\beta$  (I-9) démontre qu'il faudrait choisir  $N_{dE} > N_{aB}$  pour avoir un fort gain en courant.
- Le gain en courant dépend des coefficients de diffusion des porteurs minoritaires des régions d'émetteur et de base et donc des mobilités par l'intermédiaire de la relation d'Einstein ( $D=(k_B T/q) \cdot \mu$  où  $\mu$  est la mobilité des porteurs).

#### **II.1.4 Effets des forts niveaux de dopages du silicium**

L'augmentation du niveau de dopage de silicium au-dessus de  $10^{17} \text{at/cm}^3$ , induit une diminution de la largeur de la bande interdite ainsi que de la mobilité des porteurs minoritaires. De plus, aux très fortes concentrations de dopants, des recombinaisons de types Auger renfoncent le courant  $I_{rg}$ .

Dans ce qui suit, nous allons décrire brièvement ces effets et cela, dans l'objectif de déterminer leurs impacts sur le gain du transistor homojonction.

#### II.1.4.1 La diminution de la largeur de la bande interdite

Dans un semi-conducteur, lorsque les atomes d'impuretés sont en concentrations très élevées, ils induisent dans la bande interdite du matériau, non plus des niveaux énergétiques discrets, mais des niveaux regroupés en bandes. Les interférences de ces bandes d'impuretés avec les bandes permises (de conduction ou de valence) se traduisent par une réduction  $\Delta E_g$  de la bande interdite du matériau. Le modèle de Klassen propose une bonne approximation de cette grandeur [12].

$$\Delta E_g^{BGNdop}(N) = 0.00692 \left[ \text{Log} \left( \frac{N}{1.3 \times 10^{17}} \right) + \sqrt{\left[ \text{Log} \left( \frac{N}{1.3 \times 10^{17}} \right) \right]^2 + 0.5} \right] \quad (\text{I-14})$$

L'effet sur le gain peut être pris en compte en remplaçant dans les équations (I-6) et (I-7), les concentrations  $N_{aB}(x)$  et  $N_{dE}(x)$  par des concentrations effectives. Dans les transistors généralement utilisés, le dopage de l'émetteur est plus élevé que celui de la base, alors de l'équation (I-15), on déduit que le phénomène de réduction de la largeur de la bande interdite va dans le sens de la chute du gain du transistor.

$$\begin{aligned} N_{aB\text{eff}}(x) &= N_{aB} \cdot \exp\left(-\frac{\Delta E_{gB}}{k_B T}\right) \\ N_{dE\text{eff}}(x) &= N_{dE} \cdot \exp\left(-\frac{\Delta E_{gE}}{k_B T}\right) \\ \beta &= \frac{N_{dE} \cdot x_E \cdot D_{nB}}{N_{aB} \cdot x_B \cdot D_{pE}} \cdot \exp\left(\frac{\Delta E_{gB} - \Delta E_{gE}}{k_B T}\right) : \text{cas de dopage uniforme} \end{aligned} \quad (\text{I-15})$$

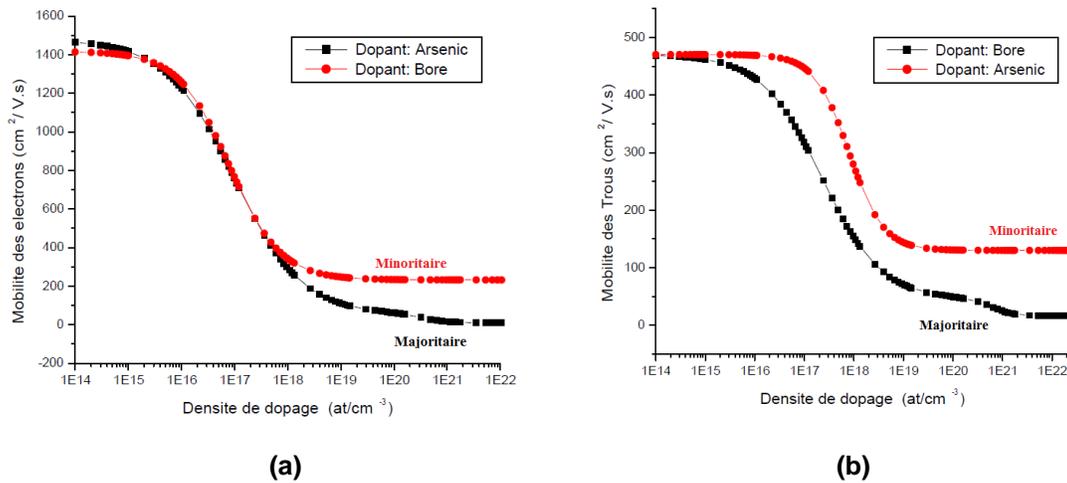
#### ➤ Déductions Importantes

Un très fort niveau de dopage de l'émetteur réduit la largeur de la bande interdite et fait chuter le gain.

### II.1.4.2 La diminution de la mobilité

La mobilité des porteurs minoritaires intervient dans l'expression du gain à travers le facteur de diffusion (relation d'Einstein).

Pour les forts niveaux de dopage, la mobilité diminue. De plus, il a été démontré [13]-[15] que la mobilité d'un porteur lorsqu'il est minoritaire est plus grande que lorsque ce même porteur se retrouve majoritaire. D'ailleurs le modèle de Masetti [16], introduit en chapitre II, permet une modélisation des porteurs du HBT-SiGe en tenant compte de la nature du matériau dopant ainsi que de la position (de majoritaire ou minoritaire) du porteur considéré (fig.I.6).



**Figure I.6:** Évolution de la mobilité en fonction du dopage selon le modèle de Masetti [16]

- a) Mobilité des électrons
- b) Mobilité des trous

De l'équation (I-15), on déduit que l'augmentation du dopage de l'émetteur permet une réduction du facteur  $D_{pE}$  et va donc dans le sens de l'augmentation du gain. Cependant, le fort dopage de la base agit dans le sens contraire puisqu'en induisant une diminution de  $D_{nB}$ , on réduit aussi le gain.

#### ➤ Déductions Importantes

Le très fort niveau de dopage de la base induit une réduction du gain alors que l'augmentation du dopage de l'émetteur agit dans le sens de son augmentation.

### II.1.4.3 Le renforcement de l'activité de recombinaison : Effet Auger

Le fort dopage d'un matériau induit le renforcement de l'activité de recombinaison par effet Auger. Ce phénomène consiste en une recombinaison bande à bande mettant en jeu trois

porteurs : deux électrons et un trou (cas le plus probable pour un matériau de type n) ou deux trous et un électron (cas le plus probable pour un matériau de type p). Il est tel que la disparition de deux porteurs (d'une paire électron-trou) s'accompagne du transfert, sur le troisième porteur, d'une énergie et d'une quantité de mouvement satisfaisant leur conservation.

Typiquement, un électron injecté dans la base se recombine avec un trou, avec un transfert d'une énergie à autre trou. Cette énergie est égale à celle de la bande interdite La durée de vie s'exprime par [17]:

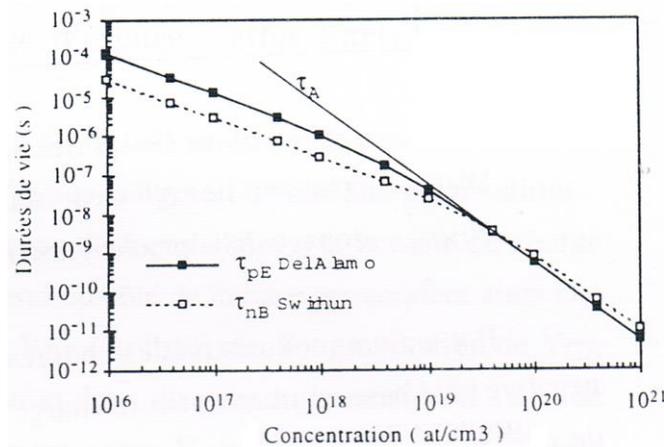
$$\tau_A = \frac{1}{C_n \cdot N^2} \quad (\text{I-16})$$

Avec

- N : Concentration du dopage
- $C_n$  : Le coefficient de recombinaison Auger ( $0.4 \cdot 10^{-31} \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1}$  à  $6 \cdot 10^{-31} \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1}$ )

Ce mécanisme devient prépondérant à partir d'une concentration de l'ordre de  $10^{19} \text{ cm}^{-3}$  pour le silicium type N et de  $5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  pour le silicium de type P [18].

Une augmentation du dopage induit une diminution de la durée de vie des porteurs minoritaires par la contribution des recombinaisons de type Auger. Ceci est illustré par la figure I.7.



**Figure I.7:** Durée de vie des porteurs minoritaires dans le silicium selon Del Alamo [14] et Swirhun [15]

À partir des résultats expérimentaux, il est possible d'en déduire les équations empiriques suivantes :

Pour les trous [18], [19]

$$\frac{1}{\tau_p} = 7.8 \cdot 10^{-13} N_d + 1.8 \cdot 10^{-31} N_d^2 \text{ s}^{-1} \quad (\text{I-17})$$

Pour les électrons [15]

$$\frac{1}{\tau_n} = 3.45 \cdot 10^{-12} N_a + 0.96 \cdot 10^{-31} N_a^2 \text{ s}^{-1} \quad (\text{I-18})$$

Les taux de dopages les plus élevés sont surtout observés dans les émetteurs des transistors à homojonction, la base étant généralement moyennement dopée.

On définit la durée de vie effective  $\tau_{eff}$  des trous minoritaires dans l'émetteur par :

$$\frac{1}{\tau_{peff}} = \frac{1}{\tau_p} + \frac{1}{\tau_A} \quad (\text{I-19})$$

$$\tau_{peff} \cong \tau_A \propto \frac{1}{N_{dE}^2}$$

Avec :

- $\tau_p$  : durée de vie propre à la recombinaison classique selon le modèle SHR (Schockley-Read-Hall)
- $\tau_A$  : durée de vie propre à la recombinaison Auger.

### ➤ Déductions Importantes

- L'augmentation du dopage au-delà d'un seuil induit une diminution de la durée de vie des porteurs qui conduit à son tour à une augmentation des courants de recombinaison en volume.
- Dans les conditions d'effet Auger (très fort niveau de dopage), l'émetteur tend à perdre son caractère de «région courte» et on observe alors une augmentation du courant  $I_{pE}$ .

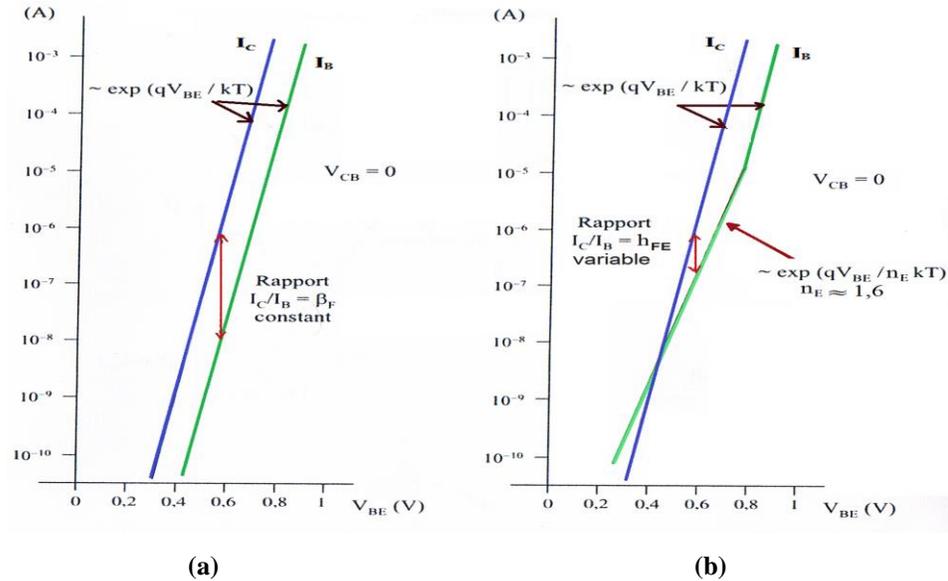
### II.1.5 Effet Sah-Noyce-Shockley (SNS)

La chute du gain en courant  $h_{FE}$  en régime normal direct et en faible injection est due au courant de recombinaison dans la zone de charge d'espace de la jonction base-émetteur.

La figure I-14 présente les tracées de Gummel des courants dans les deux cas : cas idéal en (a) et cas réel en tenant compte de l'effet de SNS en (b).

L'effet SNS se manifeste sur les courbes de Gummel d'un transistor réel, par un changement de comportement du courant de base aux faibles niveaux de tension de polarisation  $V_{BE}$  appliquée.

La loi d'évolution du courant  $I_B$  passe d'une forme en  $\exp(qV_{BE}/kT)$  à une forme en  $\exp(qV_{BE}/n_E kT)$  où le paramètre sans dimension  $n_E$ , appelé facteur d'idéalité, est de nature empirique dont la valeur est généralement comprise entre 1 et 2. La rupture de la pente induite par ce phénomène rend le gain  $h_{FE}$  variable en fonction de la polarisation.



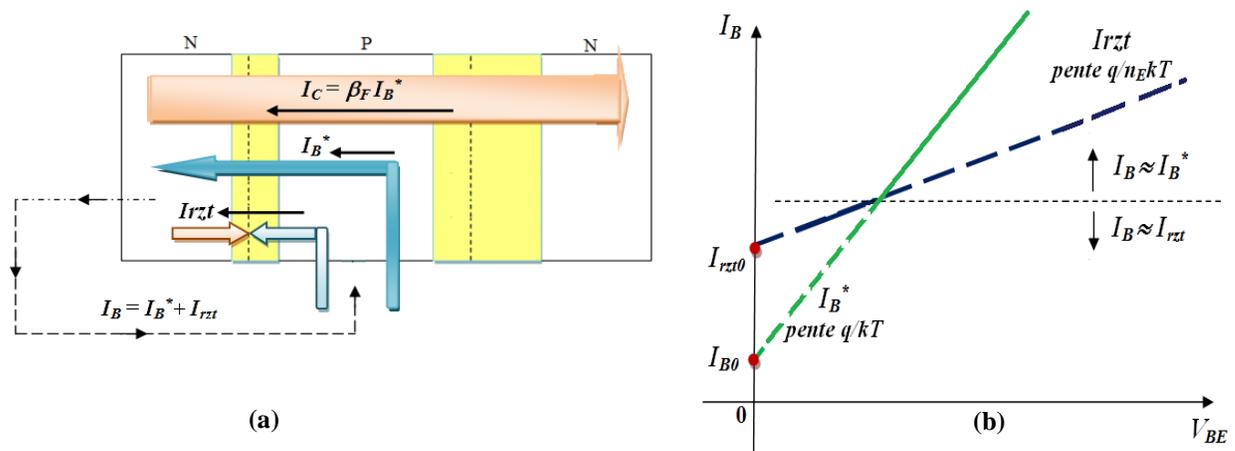
**Figure I.8:** Tracé de Gummel des courants de collecteur et de base d'un transistor à  $V_{CB}=0$   
 (a) Cas idéal; (b) Cas réel

### II.1.5.1 Caractérisation de l'effet SNS

Sous polarisation directe de la jonction base-émetteur, un courant dit de recombinaison  $I_{rzt}$ , lié à la recombinaison dans la zone de transition base-émetteur, se manifeste dans le même sens que le courant direct pour circuler entre les contacts de l'émetteur et de la base. Cette composante du courant s'identifie à un flux d'électrons dans l'émetteur et à un flux de trous dans la base pour que ces derniers aillent s'ajouter au bilan des courants de la structure (fig. I.9a).

Le courant total de base  $I_B$  (fig. I.9b) est alors égal à la somme entre le courant idéal  $I_B^*$  (en absence de phénomène de SNS) de la forme  $I_{B0} \exp(qV_{BE}/kT)$  et le courant de recombinaison de type SNS :  $I_{rzt}$  de la forme  $I_{rzt0} \exp(qV_{BE}/n_E kT)$ . De plus, il faut noter l'existence d'une grande inégalité entre les courants de saturation :  $I_{rzt0} \gg I_{B0}$ . Ainsi, aux faibles niveaux de polarisation, on a  $I_B \approx I_{rzt}$  alors qu'en fort niveau,  $I_B \approx I_B^*$ .

Le courant  $I_{rzt}$  ne participe pas à l'effet transistor, il est donc considéré comme un courant de fuite qu'on peut modéliser par une pseudo-diode polarisée par  $V_{BE}$ , branchée entre l'émetteur et la base.



**Figure I.9:** Caractérisation de l'effet Sah-Noyce-Schockly

(a) Composition des flux de porteurs mis en jeu

(b) Interprétation de la rupture de pente sur le tracé de Gummel du courant de base

### II.1.5.2 Considérations sur le courant de recombinaison base-émetteur

La théorie des semi-conducteurs suggère que les mécanismes de génération-recombinaison dans un matériau sont plus intenses en surface qu'en volume. Que cette surface soit protégée ou non, celle-ci demeure toujours riche en centres de recombinaisons et en pièges à porteurs. Les raisons de ce comportement sont multiples :

- Rupture brutale de la périodicité du réseau atomique puisque la surface est en soi un défaut cristallin de grande envergure qui introduit des états de surfaces dits « de Tamm »
- Induit par les divers processus technologiques lors de la production du composant puisque lors de son élaboration, il est forcément exposé à divers types d'agression thermiques, mécaniques et chimiques pour devenir une région privilégiée d'absorption d'espèces contaminantes de toute nature (atomes, molécules et radicaux chimiques). Ainsi tous ces défauts (dislocations, impuretés parasites etc) introduisent des états de surface qui se rajoutent aux états de Tamm.
- Des charges contaminant l'oxyde ( $\text{SiO}_2$ ) qui par influence électrostatique dans le semiconducteur sous-jacent génèrent une charge d'espace superficielle qui peut être, selon les circonstances, une charge d'accumulation, de déplétion ou dans des cas extrêmes d'inversion.

La charge d'espace de la base se raccorde d'une manière assez complexe à la zone de transition de la jonction base-émetteur et réalise ainsi un prolongement. Généralement, la contamination du diélectrique en alcalins positifs, fait que cette charge d'espace constitue pour le transistor NPN, une zone de désertion.

Ainsi, il est possible de présenter le courant de recombinaison  $I_{rst}$  comme la somme de deux composantes : une composante volumique  $I_{rstV}$  et une composante surface  $I_{rstS}$ .

La composante volumique est caractérisée par un facteur d'idéalité égal à 2 et dont l'expression est [20] :

$$I_{rztV} = I_{rztV0} \cdot \exp\left(q \cdot \frac{V_{BE}}{2 \cdot k_B \cdot T}\right) \quad (\text{I-20})$$

La composante surfacique  $I_{rstS}$  comporte trois sous-composantes associées respectivement aux recombinaisons :

- dans les pièges et états de la surface
- dans la zone de transition sous-tendant la surface
- dans la région de raccordement entre la zone de charge superficielle et la zone de charge d'espace volumique.

$$I_{rztS} = I_{rztS0} \cdot \exp\left(q \cdot \frac{V_{BE}}{m_S \cdot k_B \cdot T}\right) \quad (\text{I-21})$$

$$1 < m_S < 2$$

L'inégalité suivante est généralement toujours vérifiée :

$$I_{B0} < I_{rztS0} < I_{rztV0} \quad (\text{I-22})$$

### II.1.6 Effet Early

L'expression du courant  $I_C$  en fonction de la tension appliquée  $V_{BE}$  fait intervenir le paramètre *largeur de la base quasi-neutre*,  $x_B$  (fig. I-10), qui à son tour dépend étroitement des polarisations appliquées au composant. La modulation de cette largeur de base en fonction des tensions  $V_{BE}$  et  $V_{BC}$  et qui induit une déviation du courant collecteur par rapport à l'idéalité s'appelle effet Early.

Il existe deux effets Early selon que la modulation de l'épaisseur de base provient de la jonction émetteur/base ou base/collecteur. Cependant, c'est surtout de la frontière base côté collecteur à l'abscisse  $x_B$  qui influe le plus à cause de la polarisation inverse de cette zone et du faible dopage local. Le déplacement de l'autre frontière côté émetteur à l'abscisse  $x=0$ , est généralement imperceptible.

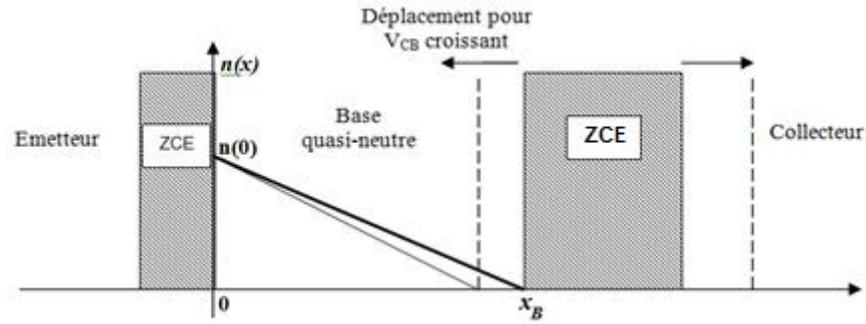


Figure I.10: Mécanisme de l'effet Early

On caractérise l'effet Early en faisant appel à un paramètre appelé tension d'Early [8,10,20]. Il est défini comme étant le domaine de polarisation pour lequel le courant de collecteur varie à peu près linéairement en fonction de la tension collecteur-émetteur à courant de base constant. Les segments de droite correspondants se disposent de telle façon qu'ils convergent sensiblement par extrapolation vers une tension négative que l'on appellera tension d'Early, notée  $V_A$  (fig. I.11).

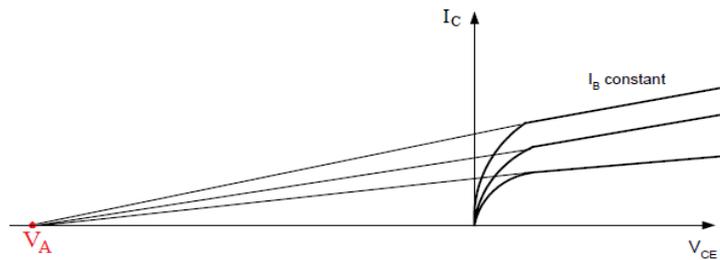


Figure I.11: Définition de la tension Early

### II.1.6.1 Effet Early direct

L'effet Early donne aux caractéristiques de sorties (fig. I.11) qui devraient être horizontales (cas idéal), une légère pente croissante. Cette dernière est d'autant plus prononcée que le niveau de courant est élevé. Ainsi, ce mécanisme rend le courant de collecteur dépendant de la tension de polarisation  $V_{CE}$ .

Le générateur de courant parfait équivalent au transistor devient d'autant plus imparfait qu'il fournit un courant plus fort. Cette pente se traduit par la présence d'une conductance interne qui nuit à l'idéalité de certains montages tels que les miroirs de courant.

Quand l'effet Early se manifeste, le courant de collecteur devient [20] :

$$I_C \cong \beta_F I_B \cdot \left(1 + \frac{V_{CB}}{|V_A|}\right) \quad (\text{I-23})$$

Avec [17]

$$V_A \approx \frac{q N_{aB} x_B^2}{\epsilon_s} \quad (\text{I-24})$$

### II.1.6.2 Effet Early inverse

Le transistor bipolaire en régime normal inverse peut également être siège d'un effet Early puisqu'il fonctionne, selon le même principe que le régime direct, même si cette fois, on inverse entre le rôle de l'émetteur et celui du collecteur : Jonction émetteur/base polarisée en inverse et jonction base/collecteur en directe.

Dans ce régime, la tension Early inverse noté  $V_B$  est très supérieure (en module) à la tension Early direct  $V_A$ . Ce phénomène est lié au fait que la base fortement dopée côté émetteur, est peu pénétrée par la zone de transition base-émetteur polarisée en inverse. Dans ce cas de figure, on vérifie bien la bonne « horizontalité » des caractéristiques du réseau de sortie en régime normal inverse.

#### ➤ Déductions Importantes

- L'effet Early induit une conductance qui écarte la caractéristique de sortie  $I_C = f(V_{CE})$  de sa forme horizontale idéale. Cet effet nuit à certaines applications du transistor tel que les miroirs de courant.
- On peut réduire l'effet Early en augmentant le dopage de la base et du collecteur (pour minimiser l'épaisseur des ZCE). On peut aussi élargir la base.

## II.1.7 Fonctionnement en régime de forts niveaux d'injections

### II.1.7.1 Effet des forts niveaux d'injections dans la base - Effet Webster

Sous forte polarisation, la densité des électrons (minoritaires) injectés depuis l'émetteur dans la base peut facilement être comparable et même, largement dépasser la concentration des ions accepteurs fixes  $N_{aB}$  de cette zone. La base entre alors en régime de forts niveaux d'injections (fig. I.12). Cependant, puisque la base du transistor doit demeurer une région conductrice en quasi-équilibre thermodynamique alors elle doit maintenir son état de neutralité ou du moins sa quasi-neutralité électrique. On peut donc écrire :

$$n(x) + N_{aB}(x) = p(x) \quad (\text{I-25})$$

En régime de très fortes injections pour lesquelles :

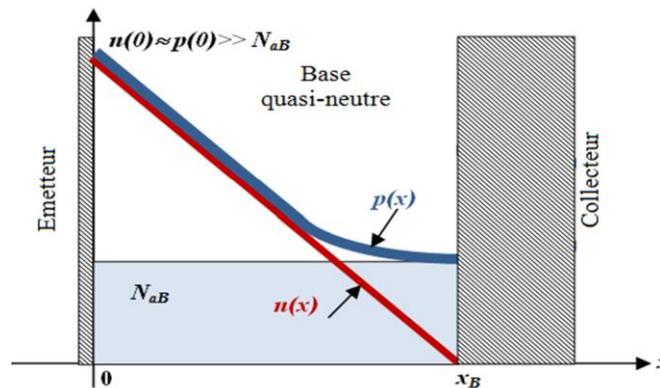
$$n(x) \gg N_{aB}(x) \quad (\text{I-26})$$

Les concentrations en porteurs majoritaires restent seules à pouvoir assurer la quasi-neutralité électrique :

$$p(x) \cong n(x) \quad (\text{I-27})$$

Le fait particulier de ce régime est que la concentration des majoritaires devient dépendante de la polarisation directe de la jonction base-émetteur. De plus, puisque celle-ci doit s'ajuster au profil de la concentration des minoritaires (décroissante depuis l'émetteur jusqu'au collecteur), elle doit être maintenue par un champ électrique (similaire à celui induit par un dopage non uniforme).

Ce sont ces conséquences sur le fonctionnement du transistor qu'on qualifie par «*effet de modulation de conductivité de la base*» ou encore par «*effet Webster*».



**Figure I.12:** Répartition des porteurs majoritaires et minoritaires dans une base quasi-neutre de dopage uniforme placée en régime de forte injection

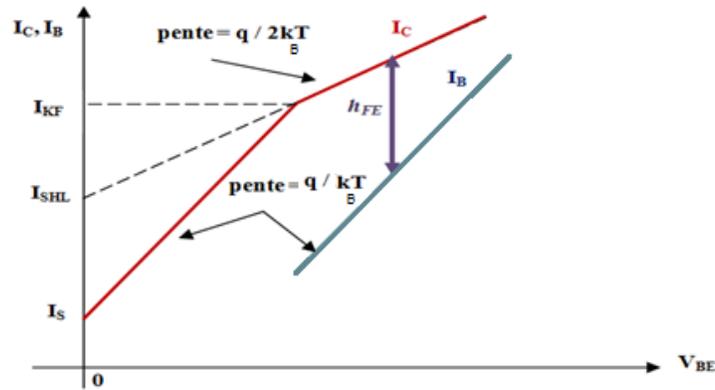
L'expression du courant est alors [20] :

$$I_C = I_{SHL} \cdot \exp\left(\frac{q V_{BE}}{2 kT}\right) \quad (\text{I-28})$$

$$I_{SHL} = \frac{q \cdot A_E \cdot D_{nB} \cdot n_i}{x_B}$$

Le tracé de Gummel de la figure I-13 démontre la chute du gain en courant  $h_{FE}$  lors du passage de la faible injection à la forte injection.

Il faut noter que la chute du gain d'un transistor aux forts courants n'est pas la conséquence d'un seul effet unique isolé, mais la contribution de plusieurs phénomènes distincts dont il faut en tenir compte lors de la modélisation du composant.



**Figure I.13:** Tracés de Gummel du courant de collecteur et du courant de base pour différents niveaux de courant. [20]

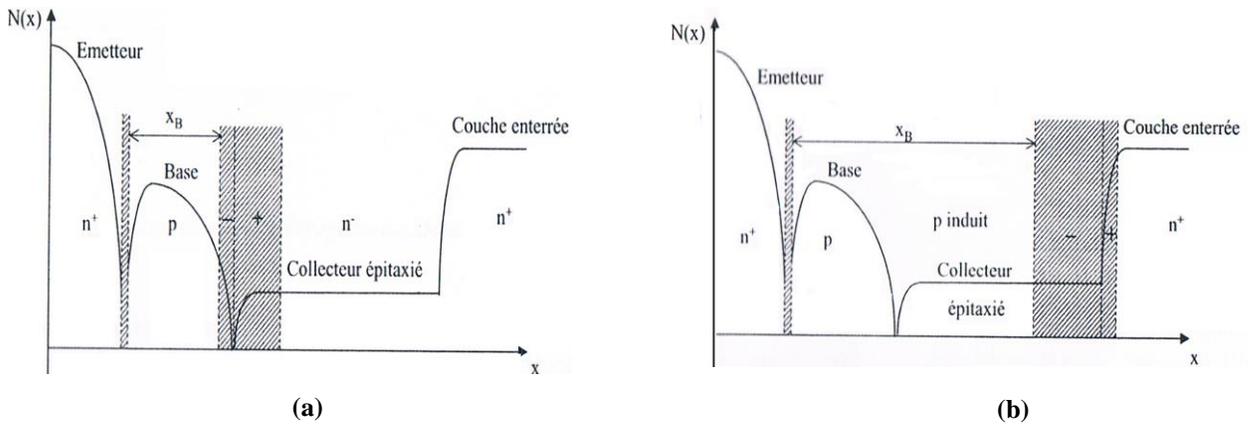
### II.1.7.2 Effet des forts niveaux d'injections dans le collecteur - Effet Kirk

En technologie planar, les collecteurs sont réalisés par épitaxie avec un dopage uniforme dont la concentration est comprise entre  $10^{15}$  et  $10^{17}$  at/cm<sup>3</sup>.

Le choix d'un niveau de dopage situé entre faible et modéré pour le collecteur présente trois avantages principaux : assurer une bonne tenue en tension inverse de la jonction base-collecteur, réduire la capacité de jonction et minimiser l'effet Early. Cependant, la réduction du dopage de cette zone du composant favorise l'établissement d'un régime de fort niveau d'injection dans le collecteur, qui s'accompagne par un effet d'élargissement de la base. Cet effet est appelé *effet Kirk* [21].

Dans un transistor bipolaire et en absence de l'effet Kirk, la zone de charge d'espace associée à la jonction base-collecteur est normalement positionnée de part et d'autre de la jonction métallurgique (fig. I.14a). Cependant, quand la densité de courant de collecteur augmente pour atteindre un niveau assez élevé, la zone de transition a tendance à se déplacer jusqu'à se positionner « à cheval » sur l'interface couche épitaxiale/couche enterrée induisant ainsi, un accroissement de l'épaisseur de la zone quasi-neutre de la base (fig. I.14b). Ce phénomène observé dans le collecteur (et qui augmente avec son niveau de courant), a pour objectif de concilier l'apport de la charge des porteurs incidents et les contraintes imposées par la polarisation.

Lorsque la base quasi-neutre est prolongée, le nombre de Gummel équivalent (I-6) augmente avec l'épaisseur  $x_B$  ce qui induit une diminution du coefficient d'efficacité de l'émetteur et donc une réduction du gain en courant du transistor et du facteur de transport de la base.



**Figure I.14:** Localisation de la zone de charge d'espace associée à la jonction base-collecteur [20]  
 a) Aux densités de courant de collecteur faible et modérées  
 b) Aux fortes densités de courant de collecteur

L'effet Kirk augmente le temps de transit des électrons dans la base ce qui affecte énormément le comportement dynamique du composant et limite ses performances hyperfréquences.

On définit la densité de courant critique  $J_{kirk}$  comme étant la valeur de la densité de courant de collecteur  $J_C$  au seuil d'apparition de l'effet Kirk, quand l'épaisseur de la base  $x_B$  quasi-neutre se met à croître. Son expression est donnée par [20]:

$$J_{kirk} = q v_{nSat} \cdot \left[ N_{épi} + \frac{2 \cdot \epsilon_s \cdot (V_{CB} + V_{bi})}{q W_c^2} \right] \quad (I-29)$$

Où  $W_c$  présente l'épaisseur du collecteur,  $N_{épi}$  son dopage et  $V_{bi}$  la barrière de potentiel d'équilibre de la jonction base-collecteur.

### II.1.8 Limitation en tension par effet de claquage

En régime de fonctionnement normal, on ne peut pas appliquer à un transistor bipolaire une tension  $V_{CE}$  supérieur à une valeur limite  $V_{CEmax}$ . En effet, à l'approche de cette grandeur limite, il se produit un phénomène de claquage faisant augmenter considérablement le courant de collecteur, puis dès que cette tension maximale est atteinte, ce courant perd toute relation avec le courant de base. À ce niveau, seule la résistance externe du circuit arrive à contrôler le courant qui circule dans le composant.

Ce phénomène observé a deux origines possibles : la multiplication des porteurs par avalanche dans la zone de charge d'espace base-collecteur et le punch-through (perçement de la base) [22]. La prépondérance de l'un de ces deux mécanismes dépend étroitement des paramètres physiques de la structure et de son degré de miniaturisation.

### II.1.8.1 Mécanisme de claquage par avalanche

Quand la jonction base-collecteur est soumise à une forte tension inverse, le champ électrique induit dans la zone de transition déclenche un processus d'ionisation par impact. Durant ce mécanisme, sous l'effet de ce champ, les porteurs acquièrent assez d'énergie pour rentrer en collision avec le réseau cristallin provoquant ainsi la génération de paires électrons-trous. Ce phénomène est cumulatif induisant une multiplication du nombre de porteurs qui peut devenir facilement incontrôlable.

Le courant collecteur est alors donné par :

$$I_C = M \cdot I_{nC} \quad (\text{I-30})$$

Les trous générés vont participer à un courant  $I_{Bion}$  tel que

$$I_{Bion} = (M - 1) \cdot I_{nC} \quad (\text{I-31})$$

Le flux d'électron constituant le courant de collecteur est donc amplifié par multiplication des électrons dans la zone de transition base-collecteur. Les trous se multiplient également dans cette zone, mais ils sont chassés vers la base en ajoutant au courant de base une composante qui se reboucle par le circuit de polarisation base-collecteur. Ainsi, en aucun cas le courant d'émetteur n'est affecté par ce phénomène de multiplication.

Le facteur de multiplicité peut être exprimé par [19]:

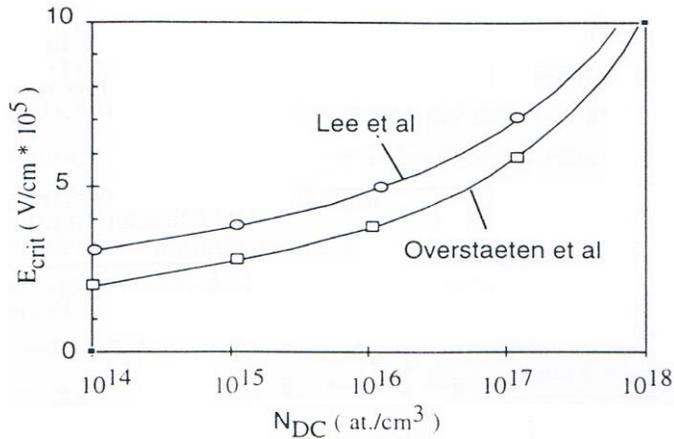
$$M_{nC} = \frac{1}{1 - \left(\frac{V_{CB}}{BV_{CB0}}\right)^n} \quad (\text{I-32})$$

Où  $BV_{CB0}$  est la tension de claquage de la jonction base-collecteur,  $n$  un paramètre ajustable dont l'ordre est situé entre 2 et 3.

Dans une jonction abrupte [19]:

$$BV_{CB0} = \frac{\varepsilon_s \cdot E_{cr}^2}{2 q N_{épi}} \quad (\text{I-33})$$

La figure I-15 présente la variation du champ électrique en fonction du dopage du collecteur ( $N_{épi}$ ). On déduit alors que la tension  $BV_{CB0}$  diminue quand le dopage augmente. Ainsi par exemple, lorsque le dopage de  $N_{épi}$  croit de  $10^{14}$  at/cm<sup>3</sup> à  $10^{15}$  at/cm<sup>3</sup>,  $E_{cr}$  varie alors de  $3 \cdot 10^5$  à  $4 \cdot 10^5$ . De l'équation I-33, on déduit que  $BV_{CB0}$  décroît très rapidement de 298V à 53V.



**Figure I.15:** Champ critique en fonction du dopage du collecteur selon deux auteurs et cités par Roulston [22]

Pour un montage à émetteur commun, on définit également la tension d'avalanche à contact de base ouverte  $BV_{CEo}$ . Cette dernière est inférieure à la tension de claquage  $BV_{CBo}$  de la jonction base-collecteur. Elle s'exprime par [19], [20] :

$$BV_{CEo} = \frac{BV_{CBo}}{m\sqrt{\beta}} \quad m = 3 \text{ à } 6 \quad (\text{I-34})$$

### II.1.8.2 Mécanisme de claquage par punch-through

Le claquage se manifeste dans les transistors fortement miniaturisés où l'épaisseur de la base est très fine. Ce phénomène précède l'effet d'avalanche et se produit lorsque la zone de transition base-collecteur s'étend à travers la base jusqu'à rejoindre la zone de transition base-émetteur.

La base devient alors le siège d'un très fort champ électrique qui renvoie vers le collecteur les électrons issus de l'émetteur. Ce flux de porteurs est d'autant plus intense que le phénomène réduit la barrière de potentiel base-émetteur ouvrant ainsi un chemin très fortement conducteur entre le collecteur et l'émetteur dans lequel va circuler un courant qui n'est plus limité que par le circuit externe de polarisation.

La tension de claquage par punch-through  $V_{PT}$  est donnée par [20] :

$$V_{PT} = \frac{q}{2\epsilon_s} N_{aB} W_B^2 \left( 1 + \frac{N_{aB}}{N_{épi}} \right) \quad (\text{I-35})$$

Où  $N_{épi}$  représente le dopage de la couche épitaxiale de collecteur et  $W_B$ , l'épaisseur de la base.

### II.1.9 Effets des résistances d'accès

Les raisonnements adoptés dans les paragraphes précédents négligent le caractère bidimensionnel du transistor bipolaire. Dans cette partie, nous allons considérer l'architecture réelle du composant, mais en le décomposant en une partie intrinsèque et une partie extrinsèque dont la surface dépend des règles du dessin technologique (fig. I-16).

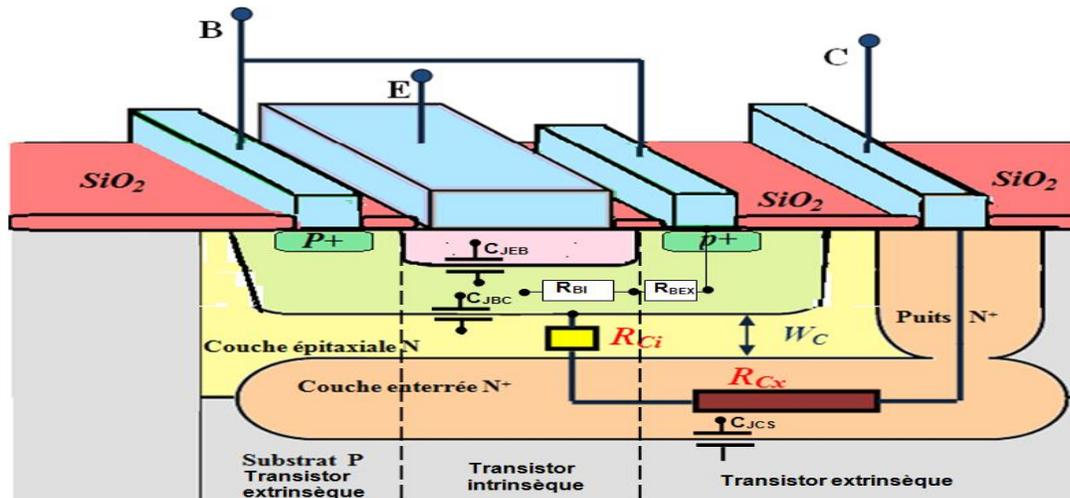


Figure I.16: Transistor bipolaire NPN vertical

#### II.1.9.1 Résistance de base

Partant d'un transistor de grandes dimensions surfaciques (pour lequel la contribution des parties extrinsèque est négligeable) avec deux contacts de base situés de part et d'autre de l'émetteur, on peut déduire la résistance de la couche p formant la base à partir d'une simple mesure de caractéristique I-V. Cette résistance notée  $R_{\square BI}$  ramenée à un carré est appelée résistance de base pincée telle que :

$$R_{\square BI} = \frac{\rho_{BI}}{W_B} \quad (I-36)$$

Cette résistance de base pincée varie selon les polarisations appliquées. Ainsi par exemple, en fonctionnement normal, l'effet Early provoque son augmentation par diminution de  $W_B$ .

La résistance de base non pincée définie de la même manière, correspond à la région de base localisée entre le transistor intrinsèque et le collecteur N+.

Ces résistances sont des résistances horizontales. En fonctionnement normal, elles ne sont pas exactement égales à la résistance réelle du transistor  $R_B$  puisque il faut tenir compte des distributions des lignes de courants et de la géométrie du composant [23].

En décomposant  $R_B$  en une résistance intrinsèque  $R_{BI}$  et une résistance extrinsèque  $R_{BEX}$ , on peut écrire [24]:

$$\begin{aligned}
 R_B &= R_{BEX} + R_{BI} \\
 R_{BEX} &= \frac{R_{\square BEX} \cdot N_{\square BEX} + R_{CON}}{n_B} \\
 R_{BI} &= \frac{C \cdot R_{\square BI} \cdot N_{\square BI}}{n_B^2} \quad C = \frac{1}{3} \text{ à faible courant}
 \end{aligned}
 \tag{I-37}$$

Avec :

$n_B$  : nombre de carrées

$N_{\square BI}$  : nombre de carrées de base des régions intrinsèques ( $W_E/L_E$ )

$N_{\square BEX}$  nombre de carrées de base des régions extrinsèques

La figure I-17 représente les résistances séries dans un transistor bipolaire ainsi que l'écart entre la tension de polarisation appliquée  $V_{BE}$  et la polarisation effective  $V_{BE'}$ .

Sous polarisation directe, la tension  $V_{BE}$  appliquée entre la base et l'émetteur commande l'injection des électrons de l'émetteur vers la base et des trous de la base vers l'émetteur. Étant donné que la jonction

base-émetteur située sur la zone frontale est plus dopée que celle localisée sur les zones latérales, ces injections vont alors se produire préférentiellement en suivant la zone frontale. Ainsi, en régime de faible et moyenne injection il serait possible de négliger l'injection latérale. Cependant, en forte injection, cette hypothèse n'est plus valide puisque des *phénomènes de défocalisation* se produisent en induisant un cheminement préférentiel latérale plutôt que frontale des porteurs.

Plusieurs modèles ont permis d'établir la résistance de base [25]-[27]. Hauser propose à partir de la puissance dissipée dans la base une formule de  $R_{BI}$  donnée par [28] :

$$\begin{aligned}
 R_{BI} &= R \cdot \frac{tg(Z) - Z}{Z \cdot tg^2(Z)} \\
 Z \cdot tg Z &= R \frac{I_B}{2U_T}
 \end{aligned}
 \tag{I-38}$$

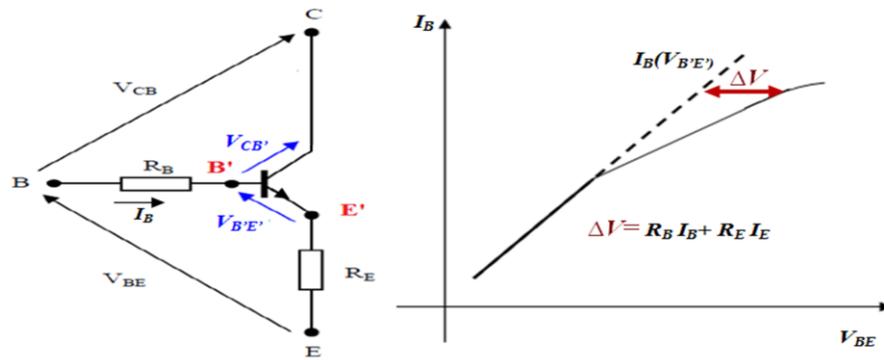


Figure I.17: Représentation des effets des résistances séries dans le transistor bipolaire

### II.1.9.2 Résistance d'émetteur

La résistance d'émetteur  $R_E$  correspond à la résistance de connexion avec l'émetteur dopé  $n+$  dans le silicium.

Dans les technologies BICMOS, l'émetteur  $n+$  est obtenu par diffusion de dopants à partir d'une couche de polysilicium déposé par épitaxie. Dans ce cas, à la résistance  $R_E$  il faut rajouter les contributions de la résistance de couche polysilicium ainsi que celle de la couche d'oxyde interfaciale (séparant la couche polysilicium de la couche monosilicium) si elle existe [19].

### II.1.9.3 Résistance de collecteur

La résistance de collecteur  $R_C$  se décompose aussi en plusieurs composantes, mais dont la plus dominante provient de la zone neutre faiblement dopée  $n$ .

Les électrons éjectés depuis la base dans le collecteur, traversent la couche épitaxiale frontale (située sous la base), puis rejoignent le contact collecteur en empruntant un chemin à travers la couche enterrée fortement dopée et le puit qui le prolonge (fig. I.16).

On définit alors la résistance du collecteur par :

$$R_C = R_{Ci} + R_{Cx} \quad (\text{I-39})$$

Avec  $R_{Ci}$  présentant la résistance relative au collecteur frontal (ou collecteur épitaxial) et  $R_{Cx}$ , la résistance extrinsèque d'accès.

La résistance  $R_{Ci}$  est étroitement liée aux conditions de polarisation. Sa valeur maximale est égale à la résistance frontale  $R_{épi}$  de la couche épitaxiale située sous l'émetteur :

$$R_{épi} = \rho_{épi} \frac{W_C}{A_E} \quad (\text{I-40})$$

Où  $W_C$  est l'épaisseur du collecteur intrinsèque,  $A_E$  la surface de l'émetteur et  $\rho_{épi}$  la résistivité de la couche épitaxiale de collecteur fixée par son dopage  $N_{épi}$ .

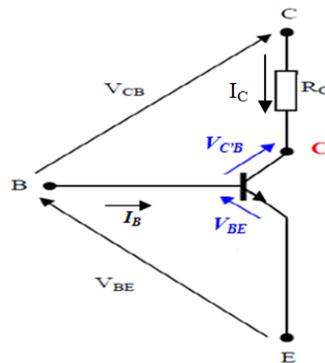
La résistance extrinsèque  $R_{Cx}$  est la somme des résistances de la couche enterrée, du puits et du contact de collecteur. Généralement les valeurs des deux dernières sont négligeables par rapport à celle de la première.

Il faut noter que la miniaturisation des structures tend à accroître  $R_{Ci}$  par la diminution de la surface de l'émetteur et l'augmentation de  $R_{Cx}$  par le rapprochement du contact de collecteur.

La résistance du collecteur peut être modélisée par une résistance placée en série dans l'électrode du collecteur (fig. I.18)

En tenant compte de l'effet résistif de la zone collecteur, on peut écrire :

$$V_{CE} = V_{C'E} + R_C I_C \quad (\text{I-41})$$



**Figure I.18:** Modélisation de la résistance du collecteur

Cet effet de décalage induit par cette résistance  $R_C$  est présenté sur les caractéristiques  $(I_C, V_{CE})$  de la figure I-19.

En régime de fonctionnement normal, la polarisation inverse de la jonction base-collecteur induit une zone de charge d'espace qui s'étend sur presque toute la totalité de la couche épitaxiale du collecteur. Ainsi, il s'ensuit une décroissance de la valeur de la résistance  $R_{Ci}$  pour ne plus présenter qu'une petite fraction de la résistance  $R_{épi}$  et qui tend même à s'annuler pour des tensions  $V_{CB}$  élevées. Dans cette dernière condition :  $R_C \approx R_{Cx}$ .

En régime de saturation, la jonction base-collecteur est polarisée en directe. Dans ce cas, l'extension de la zone de charge d'espace dans le collecteur est assez faible pour supposer que la résistance  $R_{Ci}$  est égale à la résistance  $R_{épi}$ . Dans cette condition on a alors :  $R_C \approx R_{épi} + R_{Cx}$

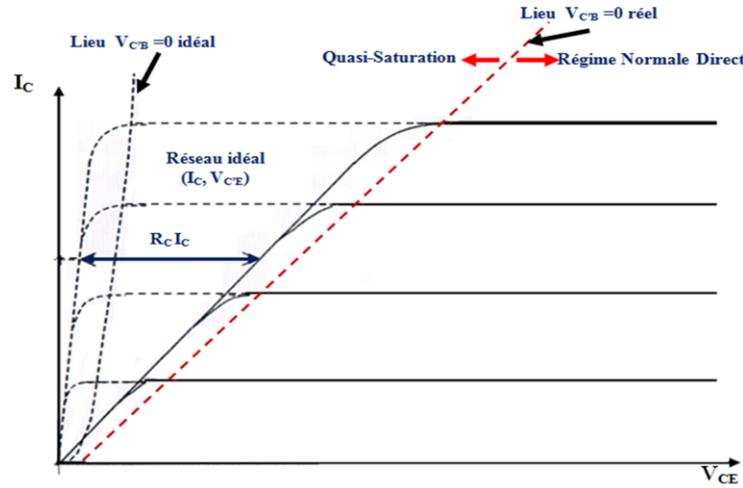


Figure I.19 : Effet de la quasi-saturation introduite par la résistance de collecteur  $R_C$

L'application d'une polarisation directe même modérée sur un transistor à faible dopage au niveau de la jonction base-collecteur peut facilement plonger le composant dans le *régime de saturation* (fig.I-20). Durant cet état, la concentration des trous injectés depuis la base est assez forte pour imposer une augmentation d'une concentration locale d'électrons majoritaires et cela, afin de maintenir un état de quasi-neutralité. Il en découle une diminution de la résistivité du matériau ainsi que de la résistance intrinsèque  $R_{Ci}$ .

La résistance relative au collecteur frontal devient alors [20] :

$$R_{Ci} = R_{\text{épi}} \cdot \left[ 1 - \frac{2}{K} \cdot \frac{D_{nC}}{D_{nB}} \cdot \frac{W_B}{W_C} \cdot \frac{n_2}{n_1 - n_2} \right] \quad (\text{I-42})$$

Avec :

$K=1$  si la base est en faible injection et  $k=2$  si elle est forte injection.

$$n_2 = n_i \exp\left(\frac{qV_{BCI}}{2k_B T}\right) \quad (\text{I-43})$$

En faible niveau d'injection dans la base

$$n_1 = \frac{n_i^2}{N_{aB}} \exp\left(\frac{V_{BE}}{k_B T}\right) \quad (\text{I-44})$$

En fort niveau d'injection dans la base

$$n_1 = n_i \exp\left(\frac{qV_{BE}}{2k_B T}\right) \quad (\text{I-45})$$

Pour réduire la tension de saturation, il faut qu'en régime de saturation,  $R_{Ci}$  soit la plus faible possible et cela ne peut se produire qu'en réduisant le paramètre  $R_{\text{épi}}$  et en assurant à la fois, une entrée précoce du collecteur en régime de forte injection. Le fait de réduire  $W_C$  permet de satisfaire ces deux dernières conditions : c'est la caractéristique première d'un transistor de

commutation. Cependant, cette solution réduit considérablement la tension de claquage de la jonction base-collecteur

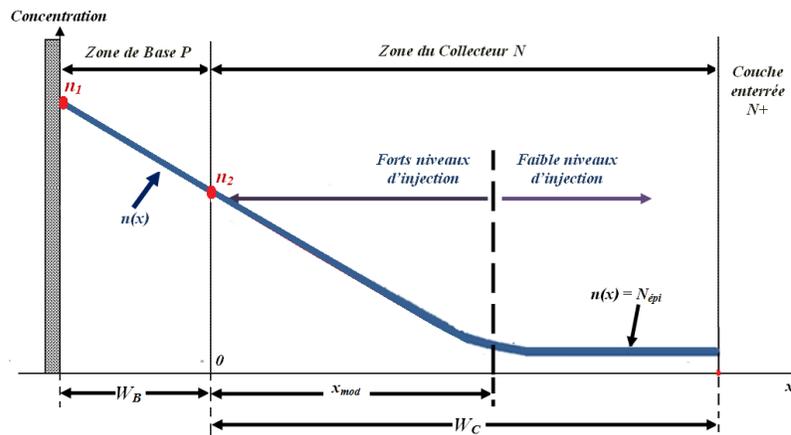


Figure I.20 : Répartition des concentrations des électrons dans la base et le collecteur en régime saturé.

.Le niveau de dopage  $N_{epi}$  optimal doit être à la fois assez grand pour réduire  $R_{epi}$  et assez faible pour assurer une bonne tenue en tension inverse.

En augmentant  $n_1$  en renforçant le dopage de la base (mais en gardant toujours  $n_1 > n_2$ ), on peut également réduire  $R_{ci}$  mais en contrepartie, on réduit le gain en courant  $h_{FE}$ .

## II.2 Régime de fonctionnement dynamique

### II.2.1 Les capacités de jonctions

Les charges fixes localisées dans les ZCE induisent des capacités variables en fonction des potentiels appliqués. Elles sont notées  $C_{JEB}$ ,  $C_{JBC}$  et  $C_{JCS}$  sur la figure I-16.

Dans une jonction abrupte, à polarisation nulle, la capacité par unité de surface  $C_J(0)$  est donnée par :

$$C_J(0) = \sqrt{\frac{q \cdot \epsilon_s \cdot N_a \cdot N_d}{2 \cdot (N_a + N_d) \cdot V_j}} \approx \sqrt{\frac{q \cdot \epsilon_s \cdot N_a}{2 \cdot V_j}} \text{ pour } N_d \gg N_a \quad (\text{I-46})$$

On peut alors déduire la capacité de jonction par unité de surface pour une polarisation  $V$  :

$$C_J(V) = C_J(0) \cdot \left[1 - \frac{V}{V_j}\right]^{-m_j} \quad (\text{I-47})$$

$$m_j = \frac{1}{2} \text{ (profil abrupte) à } \frac{1}{3} \text{ (profil graduel)}$$

## II.2.2 Les temps de transit

Le temps de transit détermine la capacité du transistor à fonctionner à des fréquences élevées. Le temps de transit  $\tau_F$  correspondant au fonctionnement normal direct du transistor. C'est un paramètre important puisqu'il est directement lié aux calculs de la fréquence de transition et de la fréquence maximale d'oscillation.

Le temps de transit se décompose en plusieurs contributions correspondant à l'émetteur, à la base neutre et aux zones de désertion des deux jonctions [20] :

$$\tau_F = \tau_E + \tau_{JEB} + \tau_B + \tau_{JBC} \quad (\text{I-48})$$

Les distributions des porteurs minoritaires dans le transistor peuvent être traitées comme étant des charges stockées dans l'émetteur, la base, le collecteur et les zones de charge d'espace associées (fig.I-21).

Par définition, la charge est un produit entre le courant et le temps de transit. Ainsi, dans la base, le temps de transit des électrons est [19], [20] :

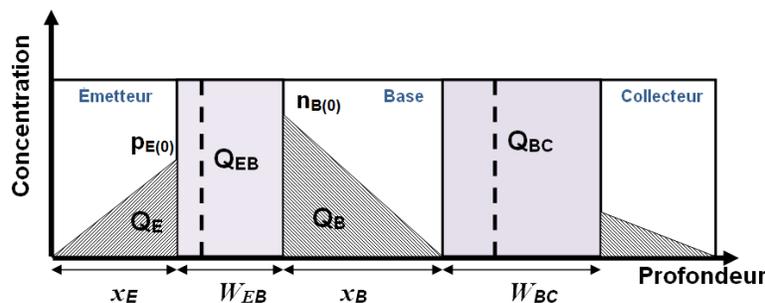
$$\tau_B = \frac{Q_B}{I_C} = \frac{\frac{1}{2} \cdot q \cdot n_B(0) \cdot x_B}{I_C} \quad (\text{I-49})$$

Dans le cas d'un dopage uniforme de la base :

$$n_B(0) = n_{po} \cdot \exp\left(q \cdot \frac{V_{BE}}{k_B \cdot T}\right) \quad (\text{I-50})$$

Où  $n_{po}$  est la concentration des trous à l'équilibre ( $V_{BE}=0$ )

$$\tau_B = \frac{Q_B}{I_C} = \frac{x_B^2}{2 D_{nB}} \quad (\text{I-51})$$



**Figure I.21 :** Distribution des charges stockées dans le transistor bipolaire en fonctionnement direct normal

Les temps de transit des différentes régions sont donnés par [22] :

Émetteur	$\tau_E = \frac{1}{2} \cdot \frac{x_E \cdot x_B}{D_{nB}} \cdot \frac{N_{aB}}{N_{dE}} = \frac{x_B^2}{2 \cdot \beta \cdot D_{pE}}$	
Jonction E-B	$\tau_{JEB} = \frac{1}{2} \cdot \frac{W_{EB}}{v_s}$	
Base	$\tau_B = \frac{1}{\eta} \cdot \frac{x_B^2}{D_{nB}}$	$\eta = 2 : \text{Profil abrupte}$ $\eta = 4 : \text{Profil graduel}$
Jonction B-C	$\tau_{JBC} = \frac{1}{2} \cdot \frac{W_{CB}}{v_s}$	

(I-52)

$v_s$  étant la vitesse limite atteinte par les porteurs considérés.

Les éléments parasites du transistor (résistances et capacités de jonctions) induisent des temps de transit supplémentaires pour les porteurs minoritaires :

$$\tau_{cap} = \frac{k_B \cdot T}{q \cdot I_C} (C_{JEB} + C_{JBC}) \quad (I-53)$$

$$\tau_{RC} = (R_E + R_C) \cdot C_{JBC} \quad (I-54)$$

### II.2.3 Fréquence de transition $f_T$

La fréquence de transition  $f_T$  est la fréquence de coupure du gain en courant. C'est donc la fréquence pour laquelle le gain en courant est égal à l'unité. Son expression est donnée par [20] :

$$f_T = \frac{1}{2 \pi \tau_T} \quad (I-55)$$

$$f_T = \frac{1}{2 \pi} \cdot \left[ \tau_F + \frac{k_B \cdot T}{q \cdot I_C} (C_{JEB} + C_{JBC}) + (R_E + R_C) \cdot C_{JBC} \right]^{-1}$$

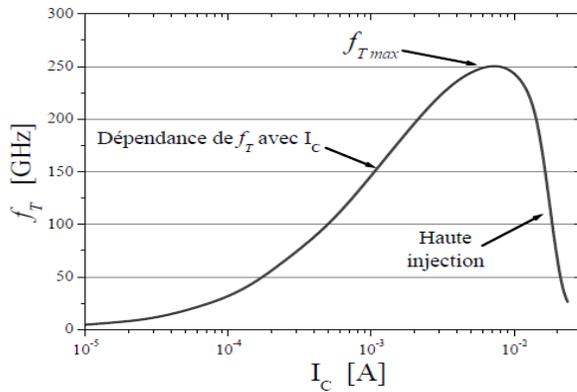
En faible injection, la fréquence de transition croît avec le courant collecteur (fig. I-22). Sa valeur maximale est donnée par :

$$f_{Tmax} = \frac{1}{2 \pi \cdot (\tau_F + (R_E + R_C) \cdot C_{JC})} \quad (I-56)$$

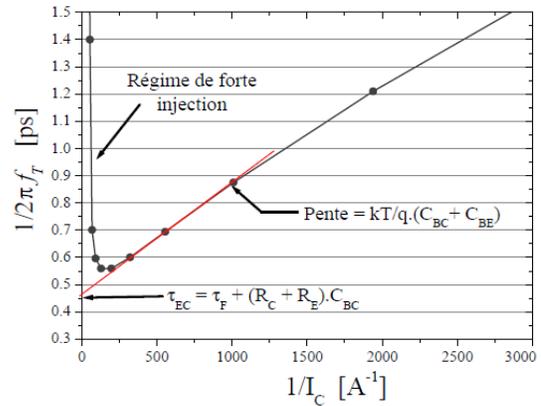
Cependant, à cause des différents effets non idéaux,  $f_T$  n'atteint jamais cette valeur théorique (fig. I.22). Les différents retards capacitifs limitent la fréquence  $f_T$  et sa brutale décroissance aux forts courants est due aux effets des fortes injections (effet Kirk principalement).

La figure I.23 présente l'évolution de  $\tau_{EC} = 1/2\pi f_T$  en fonction de  $1/I_C$ . Le temps  $\tau_{EC \text{ Min}}$  est le temps de transit minimal. Il est possible d'établir une régression linéaire sur la zone de dépendance de  $f_T$ , avec  $I_C$ . La pente de la régression donne une indication sur les capacités de

jonction  $C_{jE}$  et  $C_{jC}$ , l'ordonnée à l'origine permet de calculer  $\tau_{EC0}$ , composé de  $\tau_F$  et du terme  $(R_E + R_C) \cdot C_{jC}$ . Pour pouvoir remonter à la valeur de  $\tau_F$  seul, il est nécessaire de réaliser des extractions plus précises de paramètres de modèle du composant.



**Figure I.22 :** Évolution de la fréquence de transition  $f_T$  avec le courant collecteur [20].



**Figure I.23 :** Extraction de  $\tau_{EC}$  en fonction de l'inverse du courant collecteur [20].

### II.2.4 Fréquence d'oscillation maximale $f_{max}$

La fréquence maximale d'oscillation est définie comme étant la fréquence pour laquelle le gain dynamique en puissance vaut 1. Cette grandeur est sans doute, la plus représentative du dispositif complet, car elle prend en compte les éléments parasites du transistor comme la résistance de base qui peut introduire une chute de performances en fréquence importante, selon l'architecture.

$$f_{max} = \sqrt{\frac{1}{8\pi \cdot R_B \cdot C_{jC}}} \tag{I-57}$$

$$R_B = \frac{\rho}{x_B} \tag{I-58}$$

$\rho$  étant la résistivité de la base. Ainsi, pour optimiser la fréquence d'oscillation, il faut réduire la résistance  $R_B$  et la capacité de jonction  $C_{jC}$ . Or toute diminution de la largeur de base induit une augmentation de la résistance  $R_B$  et donc une réduction de la fréquence maximale d'oscillation.

### ***III. Passage du TB-Si classique au HBT-SiGe en technologie***

#### ***BICMOS***

##### ***III.1 Limites du TB-Si et l'art du compromis***

Les divers paramètres électriques décrits dans les paragraphes précédents sont rassemblés dans la première colonne du tableau I-1. En deuxième colonne, on présente les objectifs recherchés pour chaque paramètre individuel. Enfin, les colonnes suivantes montrent comment réaliser ces objectifs à partir du contrôle des paramètres technologiques : dopages et épaisseurs. Les domaines d'applications des transistors sont à la fois très larges et très diversifiés et pour chaque application, on exige que certains paramètres (tel que le gain, la tension de saturation, la fréquence d'oscillation, etc.) dépassent (ou au contraire soient inférieurs) à un seuil ou encore qu'un ou plusieurs phénomènes limitateurs des performances (tel que l'effet Early, effet Kirk etc..) soient réduits au maximum. C'est exactement à ce niveau que l'art du compromis intervient vu qu'il est impossible de produire un transistor « passe-partout » capable de satisfaire toutes les exigences et dans tous les domaines à la fois. L'exemple de la commutation cité en §II.1.9.3 illustre très bien l'intérêt du compromis dans le choix d'un dopage de collecteur  $N_{\text{épi}}$  optimal puisqu'on lui exige d'être à la fois élevé pour minimiser la résistance  $R_{\text{épi}}$  (condition de la saturation) et faible pour toujours assurer à la jonction base-collecteur une tension de claquage suffisante et favoriser l'installation des fortes injections dans le collecteur. Donc il est très fréquent de considérer en même temps plusieurs lignes du tableau I-1 pour faire un compromis afin de réaliser un transistor qui soit le plus performant possible dans un domaine particulier.

Paramètre électriques	Objectif	$W_B$	$N_{aB}$	$W_E$	$N_{dE}$	$W_C$	$N_{d\text{épi}}$
$\beta$	max	-	-	+	+		
$BV_{CB0}$	max					+	-
$BV_{CE0}$	max	+	+	-	-	+	-
$V_{AF}$	max	+	+			+	-
$R_{\square BI}$	min	+	+				
$R_B$	min	+	+				
$R_E$	min			-	+		
$R_C$	min					-	+
$I_{\text{kirk}}$	max					-	+
$I_{\text{Webster}}$	max		+				
$\tau_B$	min	-					
$\tau_E$	min	-	-	-	+		
$C_{JBE}$	min		-				
$C_{JBC}$	min					+	-
$f_T$	max	-	+	-	+		
$f_{\text{max}}$	max	-	+	-	+		

Tableau I. 1 : Tendances désirées pour chaque paramètre électrique et manière de les atteindre

### III.2 Optimisation du passage du TB-Si classique au HBT-SiGe en technologie BICMOS

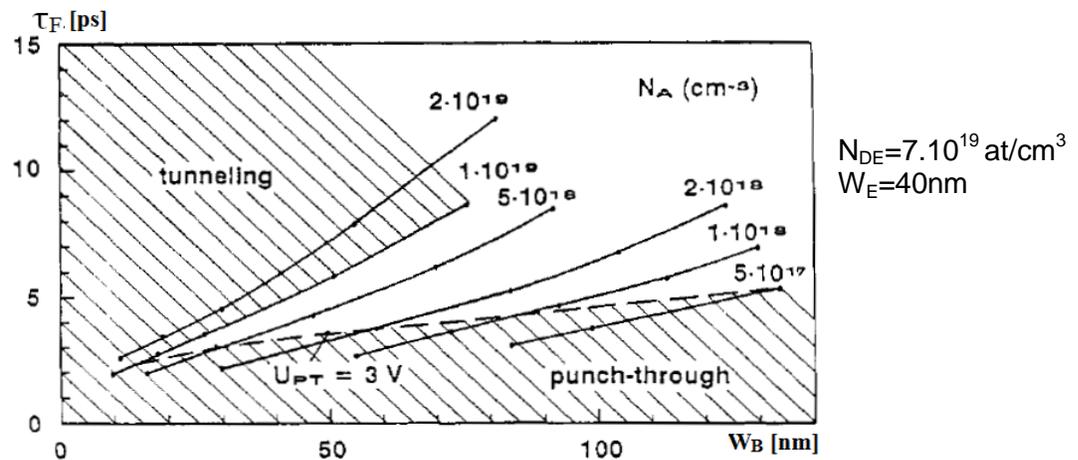
Dans les applications RF, les premiers paramètres à considérer en priorité sont la fréquence de transition et le gain.

D'après la formule I-55 c'est plusieurs paramètres qui doivent être ajustés :  $\tau_F$ ,  $C_{JEB}$ ,  $C_{JBC}$ ,  $R_E$  et  $R_C$  alors que le tableau I-1 évoque moins de paramètres où par exemple le  $R_C$  n'est pas vraiment considéré puisqu'on ne retrouve ni le dopage ni les dimensions de cette zone. La raison de cette différence réside tout simplement dans la priorité par rapport à ce que l'on peut faire. Ceci n'empêche pas son optimisation pour une meilleure performance du composant.

Dans ce qui suit, nous allons étudier l'impact de ces facteurs sur l'optimisation de chacune des régions du composant et qui justifie le changement de technologie.

### III.2.1 Éléments d'optimisation

Une fréquence de transition élevée nécessite des composants très rapides donc avec un  $\tau_F$  très réduit d'où la nécessité d'une optimisation de la base par une diminution de son épaisseur  $W_B$ . Ceci est faisable, mais au détriment de  $BV_{CE0}$ ,  $V_{AF}$  et de  $R_B$ . Il est donc nécessaire d'augmenter le dopage de  $N_{AB}$ , ce qui se fait à son tour au détriment du gain et peut même conduire à l'apparition de l'effet tunnel (Zener). Sur la courbe simulé de Schaber [29] (fig. I-24), on retrouve bien ces mêmes conclusions sur la nécessité d'augmenter le dopage et de diminuer l'épaisseur de la base, mais avec le risque des effets tunnels auxquelles il faudrait faire très attention.



**Figure I.24 :** Variation du temps de transit  $\tau_F$  à  $V_{CB}=3\text{V}$  en fonction de la largeur de la base et pour différents niveaux de dopage de base (profil gaussien) [29]

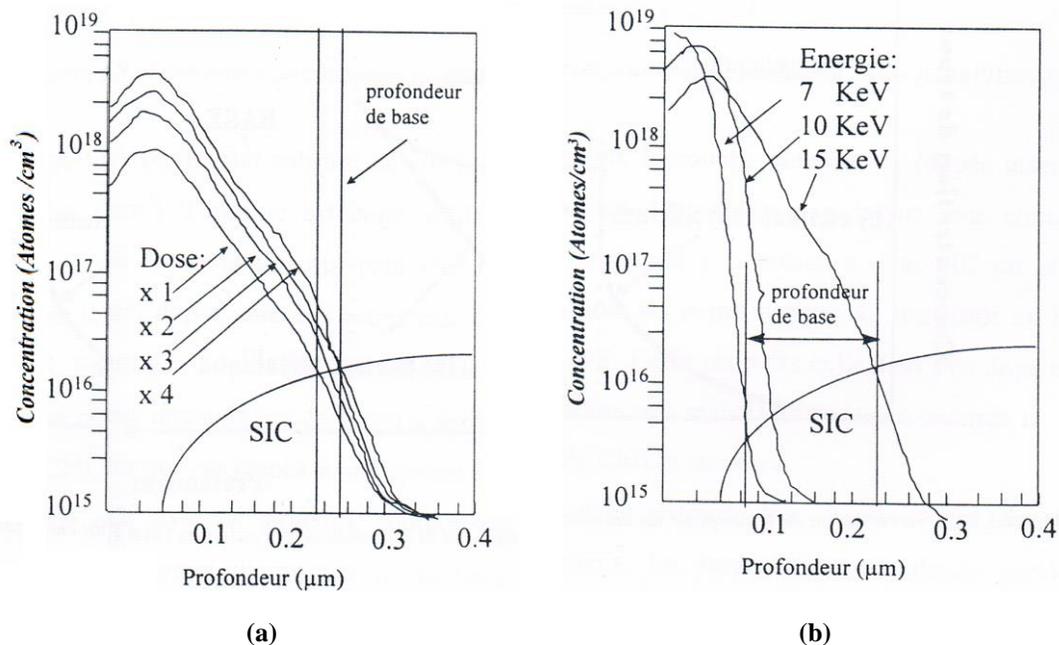
Du point de vue technologique, une base obtenue par implantation de bore dans le silicium, ne pourra pas conduire à la fois à une valeur élevée de  $N_{ab}$  et une valeur faible de  $x_B$  [30]. Ceci est clairement observé avec une simulation utilisant le logiciel Silvaco illustrée par la figure I-25a qui montre que pour une même énergie d'implantation, si la dose de bore est augmentée, la largeur de la base devient plus profonde et le même problème se pose, si on conserve la dose de bore et on fait varier l'énergie d'activation (fig. I-25b). La meilleure solution à ce gros problème consiste donc à former la base par diffusion de bore à partir d'une couche de polysilicium d'où l'intérêt de passer de la technologie bipolaire classique à la technologie BICMOS afin de réaliser des transistors très rapide donc beaucoup plus performant pour les applications RF.

Nous avons évoqué le problème du gain de courant qui pose un sérieux problème avec l'augmentation du dopage de la base. L'augmentation du dopage de l'émetteur est aussi une solution possible, mais limitée vu que les dopages de cette zone sont généralement assez forts et

une plus grande augmentation risque de plonger le semi-conducteur dans la dégénérescence. Ainsi, la solution la plus adaptée aux problèmes posés consiste à réduire uniquement la largeur de la bande interdite de la base et cela en ayant recours à une hétérojonction. En effet, en adoptant cette façon de faire, les électrons de l'émetteur verront un abaissement de la barrière (par rapport au transistor homojonction classique) ce qui va leur faciliter le passage de l'émetteur vers la base alors que les trous de la base auront toujours la même barrière à franchir pour aller vers l'émetteur : on augmente  $I_{nE}$  et on maintient  $I_{pE}$  d'où une augmentation du gain en courant.

Dans ces conditions, la meilleure hétérojonction à réaliser serait à base de Si (émetteur)-SiGe (base) et cela est directement lié aux accords de maille existants entre le matériau de silicium et le germanium (détaillé dans § III.2.3).

Les éléments apportés dans ce paragraphe justifient bien l'intérêt du recours à la technologie HBT-SiGe en technologie BICMOS pour réaliser des transistors bipolaires à la fois très rapides et avec des gains en courant élevés.



**Figure I.25 :** Profondeur de diffusion du bore dans la base [30]

(a) Multiplication de la dose par 1,2,3,4 pour une même énergie d'implantation de 15KeV.

(b) Modification de l'énergie d'implantation de la base 7KeV, 10KeV, 15KeV pour une même dose de bore

### III.2.2 Optimisation de l'émetteur – Émetteur polysilicium

Dans les transistors à base fine, d'après les équations I-48 et I-52, le temps de transit dans l'émetteur peut aussi devenir un facteur dominant dans la détermination des performances dynamiques (tableau I-1). Il est alors nécessaire de diminuer  $x_E$  et augmenter  $N_{dE}$ .

Un autre point saillant nécessaire d'évoquer à ce niveau, est la diminution de la consommation des circuits. Cet effet est en lien direct avec le niveau de courant de collecteur et d'émetteur et qui pousse à la réduction de la taille des jonctions. Dans cette évolution, il s'avère que les surfaces des contacts décroissent moins vite que celles des jonctions actives. Ceci revient à dire que la proportion des surfaces fortement recombinaisantes ne cesse de croître avec la progression technologique. Cet inconvénient est d'autant plus grave que les couches actives (de base et d'émetteur surtout) sont d'épaisseurs beaucoup plus petites que les longueurs de diffusion des porteurs minoritaires.

L'idéal serait de réaliser un émetteur de manière qu'il soit constitué de deux parties :

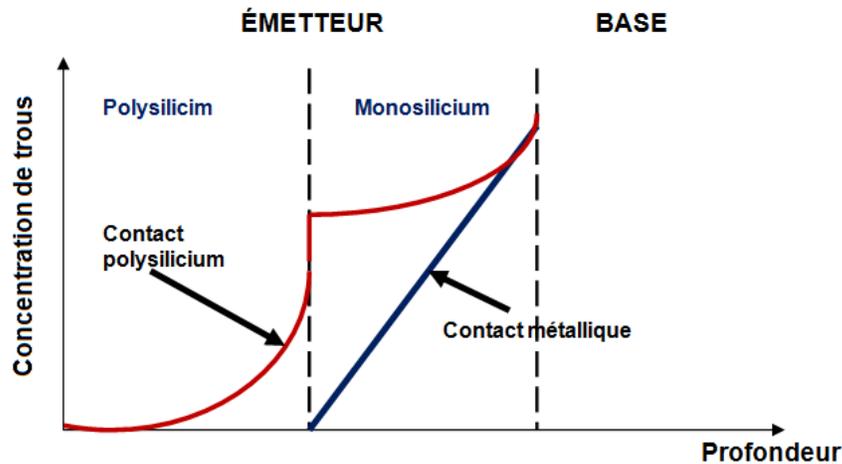
- Une première partie modérément dopée dans laquelle on aurait à limiter la dégénérescence tout en réalisant un nombre de Gummel suffisant.
- Une seconde partie permettant la prise de contact où une concentration de dopants très élevée pour être à la limite de la dégénérescence et en même temps, capable de bloquer la diffusion des trous vers le contact

C'est exactement cette approche qui a été exploitée dans la structure des émetteurs polycristallins utilisée dans les procédés les plus modernes. La figure I-26 est une illustration de ce que permet d'atteindre la structure émetteur avec du silicium et polysilicium par rapport à un contact métallique direct sur monosilicium :

- Dans le cas du contact métallique sur émetteur monocristallin, on obtient une grande vitesse de recombinaison en surface. Le gradient de trous étant assez fort et le courant de base est alors important.
- Dans le cas du contact sur polysilicium, ce dernier permet de réduire le gradient de concentration des trous et donc de diminuer le courant de base induisant ainsi une augmentation du gain.

Du point de vue technologique, l'utilisation du polysilicium présente également un autre avantage important. En effet, dans la technologie BICMOS, le fait que ce matériau soit également utilisé comme source de dopants pour la sous-couche de silicium monocristallin, des jonctions minces

fortement dopées seront plus facilement réalisées et en plus les défauts d'implantation seront contenus dans la partie polysilicium préservant ainsi la grande qualité des couches de monosilicium



**Figure I.26 :** Concentration de trous pour un émetteur monosilicium et un émetteur polysilicium [30]

Du point de vue structural, le polysilicium formé au départ est généralement constitué de petits grains séparés par des joints de grains. Les joints de grains sont des zones de diffusion accélérées pour les dopants ce qui permet d'aboutir à la fin du procédé à un profil de dopage relativement uniforme dans l'émetteur. La taille des grains a tendance à croître lors des différentes opérations de recuit.

Dans certaines structures, on laisse une fine couche d'oxyde natif pour séparer la partie mono de la partie polysilicium. Des travaux ultérieurs ont démontré que cette fine couche a une influence non négligeable sur la croissance du gain [31], [32]. En effet, le facteur d'augmentation peut atteindre un facteur de 10 [33]-[35]. Cependant, il est limité à un facteur de 2 à 3 dans le cas des transistors ayant préalablement subi un traitement chimique visant à éliminer cet oxyde natif suite à un nettoyage au HF avant dépôt de polysilicium.

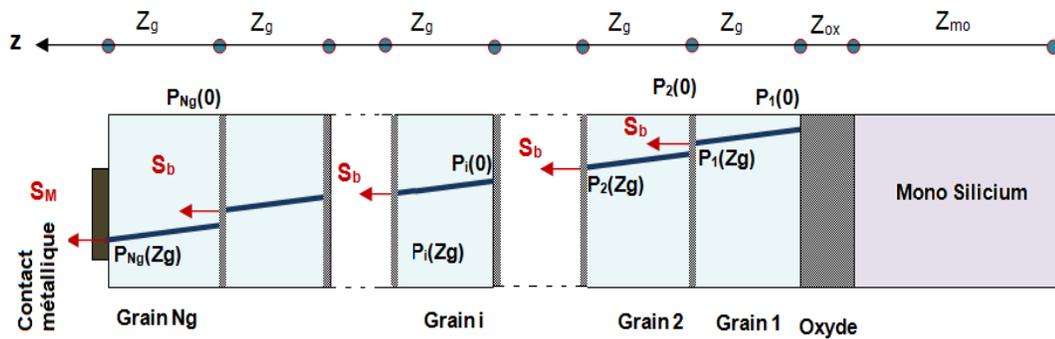
Pour calculer les courants qui circulent dans la structure, il est donc nécessaire de tenir compte de la structure granulaire du polysilicium et aussi de l'oxyde natif s'il est présent. En littérature, on retrouve plusieurs articles [35]-[39] traitants du sujet de la modélisation électrique des phénomènes de conduction dans le polysilicium. Dans ces modèles, on représente généralement la région d'émetteur en polysilicium (fig I-27) par une succession de  $N$  grains de taille  $Z_g$  séparés par des joints de grains.

Certains auteurs, considèrent les joints avec une certaine épaisseur [38] mais pour d'autres, elle est nulle [39]. Cependant, dans tous les modèles électriques, on fait intervenir le paramètre de vitesse de recombinaison à la surface noté  $S_b$ .

À ce niveau et afin de fixer les idées, nous allons présenter une modélisation très simplifiée du phénomène de conduction dans l'émetteur polysilicium mais nous y reviendrons dessus avec une étude plus approfondie et plus précise dans le chapitre IV.

Nous supposons que l'émetteur est formé de deux régions distinctes : une zone monocristalline d'épaisseur  $Z_{mo}$  et une zone polysilicium d'épaisseur  $Z_{po}$  séparées par une couche d'oxyde fine d'épaisseur  $Z_{ox}$ .

Les trous injectés par la base dans l'émetteur diffusent le long de la partie monocristalline puis franchissent la barrière de potentiel induite par l'oxyde pour atteindre à la partie polysilicium. Ce passage est identifié comme un passage par effet tunnel [38]-[40].



**Figure I.27 :** Diffusion des trous éjectés de la base vers l'émetteur polycristallin . On considère que le polycristallin est formé par une succession de grains séparés par des joints de grains

Les grains du polysilicium ont une structure identique à celle du monosilicium par contre dans les joints, la structure s'identifie le plus à celle du silicium amorphe où réside des défauts cristallines et des centres de recombinaisons diverses induisant des recombinaisons et des blocages des porteurs libres. Ainsi, la mobilité des porteurs au niveau des joints de grain est nettement inférieure à celle dans le monocristal.

La partie monocristalline est mince par rapport à la longueur de diffusion des porteurs et à l'interface oxyde/silicium, on définit une vitesse de recombinaison des porteurs en surface  $S_{ox}$ . On peut donc déduire les expressions des courants de trous dans chacune des régions suivantes :

- **Dans la partie de l'émetteur monocristallin :**

$$J_p = \frac{q}{1/S_{ox} + Z_{mo}/D_{mo}} \cdot [p(0) - p(Z_{ox} + Z_{mo})] \quad (I-59)$$

$$p(0) = \frac{n_i^2}{N_{dE}} \cdot \exp\left(q \cdot \frac{V_{BE}}{k_B T}\right)$$

Avec

$D_{mo}$  : coefficient de diffusion des trous dans la région d'émetteur monocristallin

- **Interface d'oxyde**

$$J_p = q \cdot S_{ox} \cdot [p(Z_{mo}) - p(Z_{ox} + Z_{mo})] \quad (I-60)$$

De plus la densité de courant traversant l'oxyde par effet tunnel est donnée par [39] :

$$J_p = q \cdot \sqrt{\frac{k_B T}{2\pi \cdot m_h^*}} \cdot \frac{\exp(-b_h)}{1 - c_h \cdot k_B T} \cdot [p(Z_{mo}) - p(Z_{ox} + Z_{mo})] \quad (I-61)$$

$$b_h = \frac{4\pi \cdot Z_{ox}}{h} \cdot \sqrt{2 \cdot m_h^* \cdot \chi_h}$$

$$c_h = \frac{4\pi \cdot Z_{ox}}{h} \cdot \sqrt{2 \cdot m_h^* / \chi_h}$$

Où  $m_h^*$ , la masse effective des trous,  $\chi_h$ , le haut de la barrière de potentiel pour les trous et  $h$ , la constante de Planck

Par identification entre les équations (I-60) et (I-61), on déduit alors que :

$$S_{ox} = \sqrt{\frac{k_B T}{2\pi \cdot m_h^*}} \cdot \frac{\exp(-b_h)}{1 - c_h \cdot k_B T} \quad (I-62)$$

- **Dans la partie de l'émetteur polycristalline :**

Si on considère le grain  $i$ , dans l'approximation du petit grain, on retrouve :

- Au niveau du grain

$$J_p = q \cdot D_{po} \cdot \frac{p_i(0) - p_i(Z_g)}{Z_g} \quad (I-63)$$

Où  $D_{po}$  est la constante de diffusion dans le grain

- Au niveau du joint de grain

$$J_p = q \cdot S_b \cdot [p_{i-1}(Z_g) - p_i(0)] \quad (I-64)$$

– Pour le  $N^{\text{ème}}$  grain :

$$J_p = q \cdot S_M \cdot [p_{Ng}(Z_g) - p_0] \quad (\text{I-65})$$

La combinaison des équations (I-63) à (I-65) permet de déduire la densité de courant circulant dans la partie polycristalline de l'émetteur en fonction de la concentration des porteurs à l'interface oxyde-premier grain de polysilicium :

$$J_p = q \cdot (p_i(0) - p_0) / \left[ \sum_{Ng} \frac{Z_g}{D_{po}} + \sum_{Ng-1} \frac{1}{S_b} + \frac{1}{S_M} \right] \quad (\text{I-66})$$

La polarisation directe étant  $V_{BE} \gg k_B T/q$ , on peut donc négliger le terme  $p_0$  devant  $p_i(0)$ . De plus, la taille des joints est négligeable par rapport à celle des grains. On peut donc supposer que :

$$\sum_{Ng} Z_g \cong Z_{po}$$

On peut alors écrire :

$$J_p = q \cdot \frac{p_i(0)}{\frac{Z_{po}}{D_{po}} + \frac{1}{S_{EFF}}} \quad (\text{I-67})$$

$$\frac{1}{S_{EFF}} = \frac{Ng - 1}{S_b} + \frac{1}{S_M}$$

Ainsi la partie polycristalline peut être modélisée comme une zone monocristalline équivalente ayant une vitesse de recombinaison au niveau du contact  $S_{EFF}$  réduite ( $S_{EFF} < S_M$ ).

Dans le cas d'un émetteur long et pour simplifier, on suppose que seul le premier grain est long. Dans ce cas, tous les porteurs se recombinent dans le premier grain. Le courant circulant dans ce cas est :

$$J_p = q \cdot \frac{p_i(0)}{L_p/D_{po}} \quad (\text{I-68})$$

Avec :

- $L_p$  : longueur de diffusion des porteurs dans le polysilicium
- $p_i(0) = p(Z_{ox} + Z_{mo})$

- **Courant de base**

Dans toutes les équations établies précédemment, le courant de trou circulant dans l'émetteur peut s'exprimer sous la forme :

	$J_p = q \cdot S \cdot p(0)$	
Cas grains courts :	$S = \frac{1}{\frac{Z_{mo}}{D_{mo}} + \frac{1}{S_{ox}} + \frac{Z_{po}}{D_{po}} + \frac{1}{S_{EFF}}}$	(I-69)
Cas 1 <sup>er</sup> grain long :	$S = \frac{1}{\frac{Z_{mo}}{D_{mo}} + \frac{1}{S_{ox}} + \frac{L_p}{D_{po}}}$	

L'expression du courant de base est alors :

$$I_B = I_{SB} \cdot \exp\left(q \cdot \frac{V_{BE}}{k_B T}\right) \quad (I-70)$$

$$I_{SB} = \frac{q \cdot A_E \cdot n_i^2}{N_{dE}} \cdot S$$

$I_{SB}$  : courant de saturation de la jonction base-émetteur.

### III.2.3 Optimisation de la base – Intégration de l'alliage silicium-Germanium

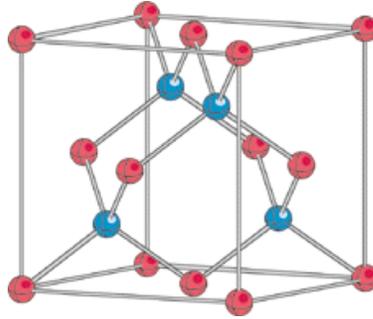
Nous avons démontré dans le paragraphe III-2-1 l'intérêt du recours à une hétérojonction afin d'obtenir des transistors plus performants dans le domaine des applications RF. Le choix le plus propice consiste à intégrer le SiGe dans la base du composant. Dans ce qui suit nous allons démontrer l'intérêt de choix ainsi que son impact sur les propriétés électriques du composant.

#### III.2.3.1 Propriétés cristalline du SiGe

##### III.2.3.1.1 Structure

Les propriétés cristallines du silicium et du germanium sont très proches puisqu'ils appartiennent tous les deux à la colonne IV du tableau de Mendeleïev et sont tous les deux des cristaux covalents cristallisant selon la structure diamant (superposition de deux réseaux cubiques à face centrées décalés d'un quart de la diagonale principal, figure I-28).

De plus, les deux matériaux sont parfaitement miscibles quelques soient les fractions molaires de chaque espèce. L'alliage obtenu est donc stable, covalent et reproduisant le même modèle structural que celui de ses deux constituants, mais où les atomes de silicium et de germanium sont aléatoirement répartis et de manière homogène en respectant la composition de l'alliage.



**Figure I.28 :** Structure cristalline de type diamant ( Si, Ge, C,..)

Il faut cependant noter que l'une des difficultés rencontrées lors de la croissance des couches de SiGe est directement liée au léger désaccord de maille entre le silicium et le germanium. En effet, l'atome de silicium présente un rayon atomique (rayon de Van der Waals) légèrement plus petit que celui de l'atome de germanium (tableau I.2). Le paramètre de maille du silicium massif ( $a_{Si}$ ) est donc lui aussi légèrement plus faible que celui du germanium massif ( $a_{Ge}$ )

	Silicium	Germanium
<b>Rayon atomique (nm)</b>	<b>0,132</b>	<b>0,137</b>
<b>Paramètre de maille (nm)</b>	<b>0,543</b>	<b>0,566</b>

**Tableau I.2:** Paramètres des atomes des cristaux de silicium et de germanium massifs [41].

La loi de Végard [42] prédit une variation linéaire du paramètre de maille de l'alliage  $Si_{1-x}Ge_x$  en fonction du taux de Germanium  $x$ . Celle présente un infime écart par rapport aux mesures expérimentales.

$$a_{Si_{1-x}Ge_x} = a_{Si} + (a_{Ge} - a_{Si}) \cdot x \quad (I-71)$$

Pour des valeurs précises du taux de germanium :  $x$  égales à 0 ; 0,25 et 1, la relation parabolique avancée par Dismukes [43] donne des valeurs beaucoup plus proche de la réalité.

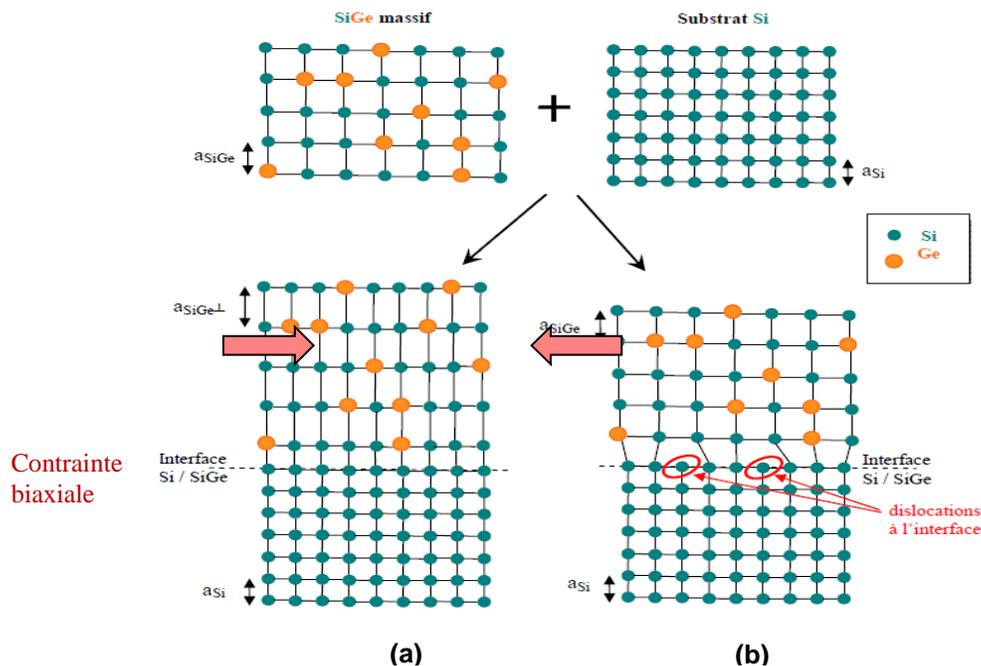
$$a_{Si_{1-x}Ge_x} = 0,543 + 0,0199 \cdot x + 0,00273 \cdot x^2 \quad (I-72)$$

La différence de maille existant entre le Si et le Ge (égale à 4,7% à température ambiante) impose alors deux modes possibles de croissance de couches de SiGe sur substrat de silicium : le mode de couche contrainte et le mode de couche relaxée.

- Dans le mode de couche contrainte (fig. I-29a), qualifié aussi de croissance pseudomorphique, le réseau du film SiGe subit une compression pour s'aligner sur le réseau de Si. La maille de cet alliage subit alors une contrainte biaxiale (ou

bidirectionnelle) pour reproduire exactement la maille du substrat dans le plan de l'interface et la déformation élastique se produit dans la direction orthogonale.

- Dans le mode de la couche relaxée (fig. I-29b), le réseau de SiGe garde son propre paramètre de maille puisqu'il n'a pas à reproduire la maille du substrat par contre l'interface située entre le Si et le SiGe, devient siège de dislocations et de liaisons pendantes générant des états d'interfaces.

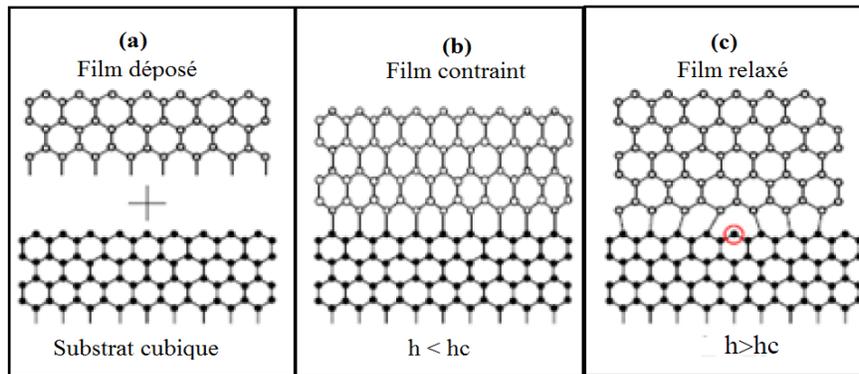


**Figure I.29 :** Représentation bidimensionnelle des deux types de croissances possibles [41]  
**(a)** Croissance pseudomorphique avec contrainte biaxiale dans le plan de l'interface  
**(b)** Croissance relaxée, des dislocations apparaissent dans le plan de l'interface

### III.2.3.1.2 Épaisseur critique

Les performances des HBT-SiGe sont étroitement liées à la qualité cristalline de la couche de l'alliage SiGe. Cette dernière devrait être totalement contrainte pour ne présenter aucune dislocation qui peuvent conduire à la formation de centres de recombinaisons ou encore constituer des chemins de diffusion privilégiés pour les dopants engendrant des courts-circuits émetteur/collecteur. Malheureusement, la technologie actuelle ne permet pas encore de faire des dépôts de couches épaisses de SiGe sur silicium avec un fort taux de germanium sans introduire ces défauts de dislocations. En effet, la croissance parfaite d'une hétéro-épitaxie pseudomorphique n'est possible que si l'épaisseur de SiGe déposé n'excède pas une épaisseur

limite [44], [45] appelée *épaisseur critique* notée  $h_c$  (fig. I-30). Au-delà de cette dernière, une relaxation se produit par le biais de formation de dislocations de désaccord de maille.

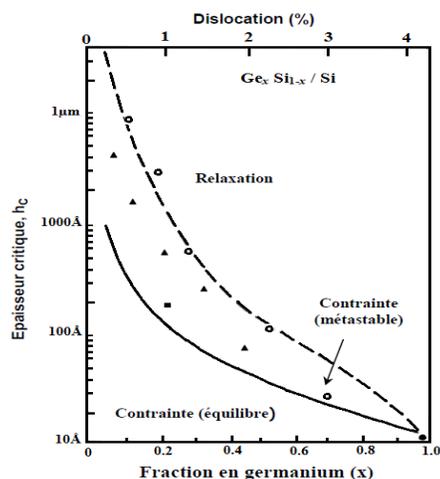


**Figure I.30 :** Représentation d'une épitaxie d'un film en désaccord de maille avec le substrat cubique

- Caractéristiques des mailles du substrat et du film à déposer
- Cas où l'épaisseur du film à déposer est inférieure à l'épaisseur critique ( $h < h_c$ )
- Cas où l'épaisseur du film à déposer est supérieure à l'épaisseur critique ( $h > h_c$ )

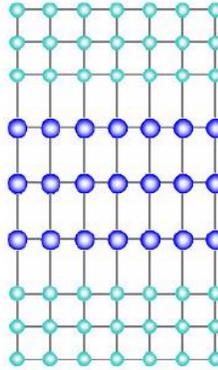
La figure I-31 fait apparaître deux courbes qui permettent de délimiter trois états possibles du film épitaxié. La courbe inférieure (en trait plein) définit la limite de la zone de stabilité thermodynamique. Ainsi, par exemple, il est possible d'avancer qu'avec un taux de 25% en germanium, l'épaisseur limite pour obtenir un film SiGe parfaitement contraint et stable est d'environ 100Å. Au-delà de cette valeur, le film sera dans un état métastable jusqu'à une nouvelle épaisseur limite de 800Å environ pour devenir ensuite totalement relaxé.

La zone dite métastable est caractérisée par un état du matériau pour lequel des contraintes existent, mais l'énergie élastique est suffisamment faible pour ne pas conduire à des dislocations. Ainsi, tout apport d'énergie supplémentaire (par implantation ionique, recuit etc.) induira inévitablement l'apparition de ces dites dislocations dans la couche de SiGe.



**Figure I.31 :** Épaisseur critique  $h_c$  en fonction du taux de germanium [41]

En pratique, on choisit la structure où le SiGe d'épaisseur critique  $h_c$  est pris en sandwich entre le substrat de silicium et une autre couche de silicium qui aura le même paramètre de maille que le substrat (fig. I-32). Cette manière de faire présente l'avantage de stabiliser le SiGe et l'empêcher de se relaxer. C'est exactement la structure employée dans la base de nos transistors bipolaires.



Si/SiGe/Si

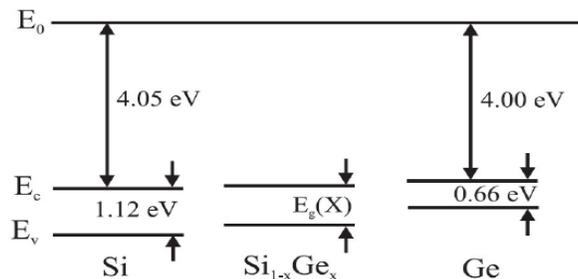
**Figure I.32 :** Structure complètement stressée "SiGe pris en sandwich entre le substrat de silicium et une autre couche de silicium"

### III.2.3.2 Propriétés électroniques.

Dans ce paragraphe, nous allons nous intéresser plus particulièrement à l'influence de la composition en germanium sur le diagramme de bande.

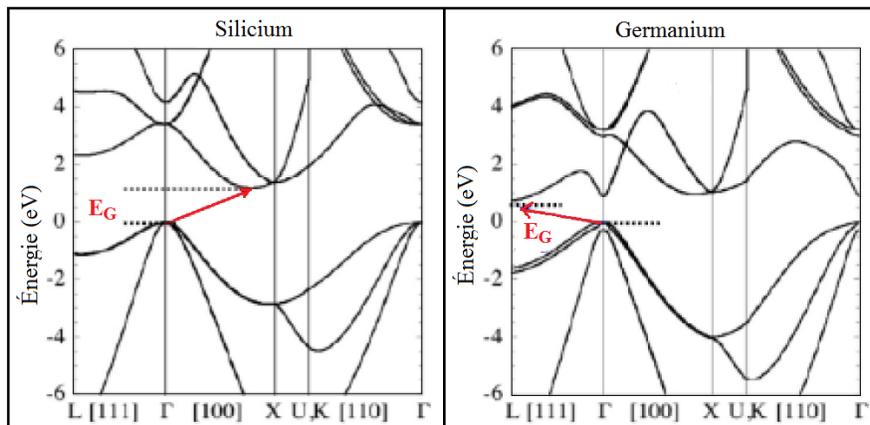
#### III.2.3.2.1 Bande interdite

Le germanium, le silicium et l'alliage  $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$  sont tous des matériaux à gap indirect (figure I-33), mais avec des largeurs de bande interdites différentes. A 300K, le gap du silicium non contraint est de 1.12eV, alors que celui du germanium est de 0.66eV. Pour le  $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ , il obéit à une relation non linéaire qui est fonction du taux de germanium et de la température [46]-[49].



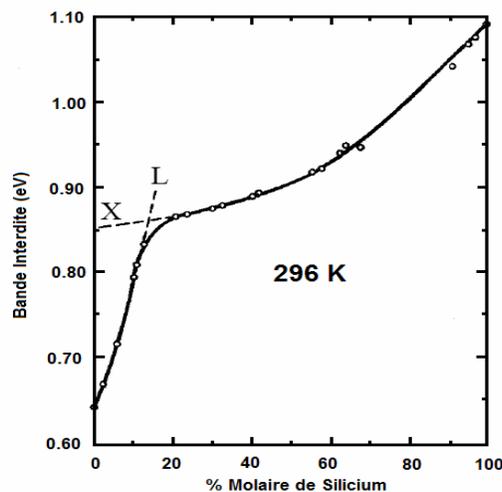
**Figure I.33 :** Largeurs des bandes interdites du Si, Ge et  $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$

De plus, le minimum de bande de conduction est localisé dans des directions différentes selon le matériau (fig. I-34) : direction [100] pour le Si (dégénère 6 fois) et [111] pour le Ge (dégénéré 8 fois).



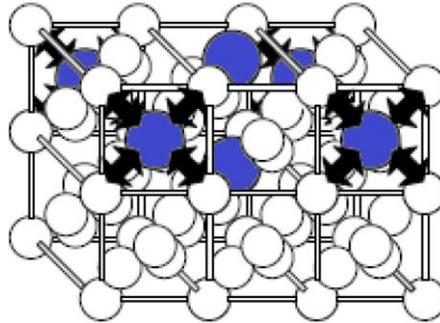
**Figure I.34** : Diagrammes de bande du silicium et du germanium à 0K [46]

Pour le  $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ , les variations de la bande interdite en fonction de la composition du Germanium (fig. I-35), suivent une évolution de la position des minima de la bande de conduction du Silicium (vallée X) vers celle des minima du Germanium (Vallée L) au-delà de 85% de Ge. Ainsi, l'alliage SiGe aura en fonction de sa composition deux plages d'états fondamentaux : En dessous de 85% de Germanium, les bandes du SiGe présentent un comportement semblable à celui du Silicium raison pour laquelle on qualifie ce comportement de «Si-like» tandis qu'au-delà de 85%, il aura le comportement du Germanium d'où son appellation de « Ge-like» [48].



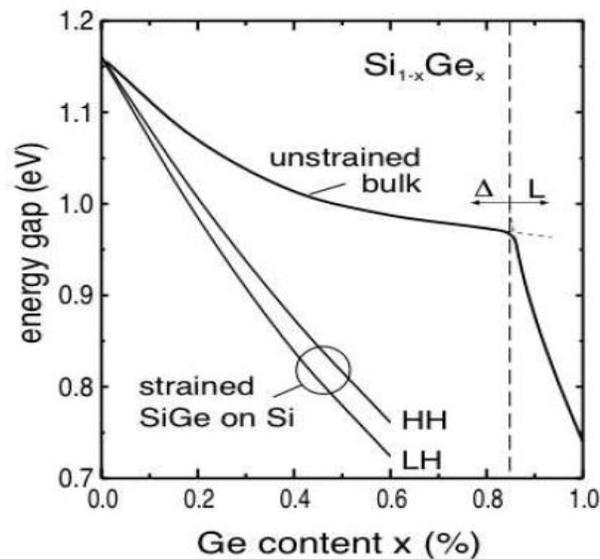
**Figure I.35** : Largeur de bande interdite en fonction de la composition de l'alliage SiGe à 296°K [47].

La figure I.36 donne la représentation en trois dimensions de l'hétérojonction SiGe/Si. La partie supérieure représente le SiGe dont le paramètre de maille est contraint à celui du Silicium. Les atomes de Germanium, qui sont «plus gros», apparaissent ainsi compressés, leur cortège électronique modifie alors celui des atomes de Silicium voisins ce qui se traduit par une modification des bandes d'énergie du SiGe-contraint par rapport au cas du SiGe relaxé.



**Figure I.36 :** Exemples de mailles présentes à l'interface SiGe(au-dessus)/Si(au-dessous). Les flèches noires traduisent de manière symbolique la contrainte *sur les liaisons Si - Ge, induite*

Une couche de SiGe contrainte aura une bande interdite systématiquement plus faible que la couche non contrainte ayant le même taux de Ge (figure I.37, courbes du bas). Les deux courbes sont dues à une levée de dégénérescence en bande de valence : HH pour “Heavy Holes” (trous lourds) et LH pour “Light Holes” (trous légers) [42].



**Figure I.37 :** Valeur de la bande interdite du  $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$  contraint ou non sur Si en fonction du taux de Ge  $x$  pour  $T= 300\text{K}$  [47]

La littérature rapporte plusieurs expressions permettant le calcul de la largeur de la bande interdite de l'alliage SiGe contraint sur Si en fonction du taux  $x$  :

$$\bullet \quad E_g(x) = E_g(0) - 1,02 \cdot x + 0,52 \cdot x^2 \quad [42] \quad (\text{I-73})$$

$$\bullet \quad E_g(x) = E_g(0) - 0,96 \cdot x + 0,43 \cdot x^2 - 0,17 \cdot x^3 \quad [50] \quad (\text{I-74})$$

Ou encore en fonction de la température [51]

$$\bullet \quad E_g(x, T) = E_g(0) - \frac{\alpha(x) \cdot T^2}{T + \beta(x)} \quad (\text{I-75})$$

Avec :

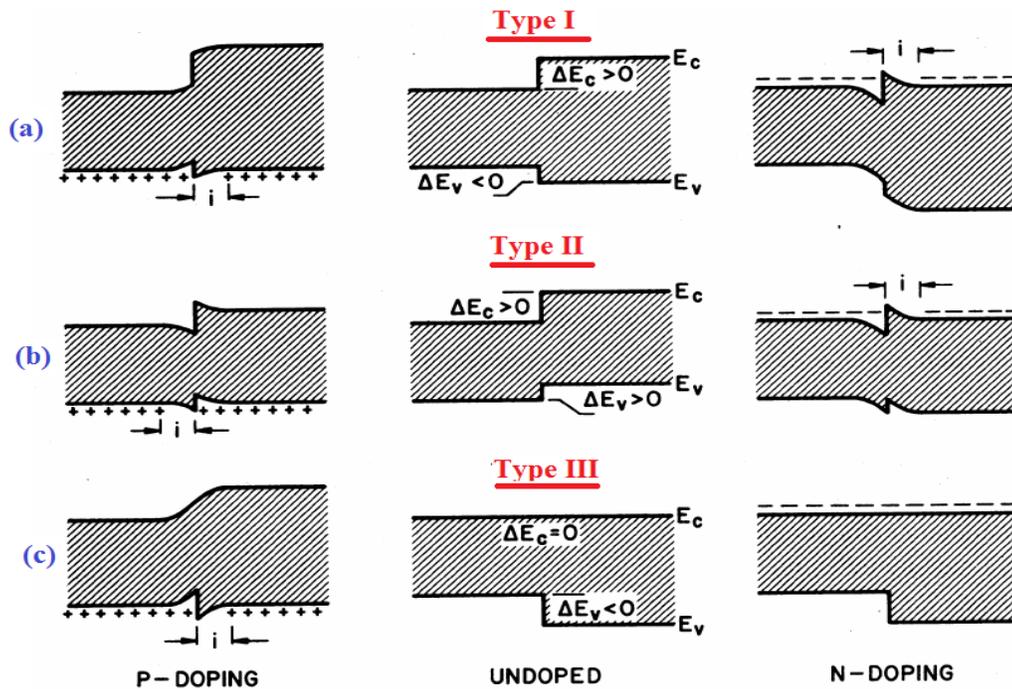
$$\begin{aligned} \alpha(x) &= 4,73 \times 10^{-4} \cdot (1 - x) + 4,77 \times 10^{-4} \cdot x \\ \beta(x) &= 636 \cdot (1 - x) + 235 \cdot x \\ E_g(0) &= 1,17 \text{ eV} \end{aligned} \quad (\text{I-76})$$

### III.2.3.2 Alignement des bandes interdites

Lorsque deux semi-conducteurs différents sont mis en contact afin de former une jonction, les alignements relatifs du haut des bandes de valence et du bas des bandes de conduction vont jouer un rôle déterminant pour les propriétés électroniques du système considéré. Cet alignement défini par leur différence d'énergie d'extraction dans le vide, est très souvent caractérisé par la manifestation de discontinuité de bandes.

En examinant différentes jonctions, il est possible de distinguer trois configurations de discontinuités possibles qu'on a présenté en figure I-38 :

- **Le cas (a)**, l'alignement est dit de type I. La bande interdite du matériau à petit gap est «incluse» dans celle du matériau à grand gap. Les porteurs ont alors tendance à se regrouper ensemble dans le matériau de bande interdite la plus étroite.
- **Le cas (b)** correspond à l'alignement de type II. Ici les électrons et les trous migrent chacun de son côté.
- **Le cas (c)** correspondant à l'alignement de type III et où un seul type de porteur est affecté. Ce cas de configuration est très sollicité lorsqu'on veut bloquer ou favoriser un des deux types de porteurs sans perturber l'autre. C'est le cas des HBT.



**Figure I.38 :** Classification des configurations d’alignement des bandes dans les hétérostructures [46].

- a) Type I : la bande interdite de plus faible largeur est incluse dans celle de plus grande largeur ;
- b) Type II : alignement en escalier ;
- c) Type III : alignement continu sur l’une des bandes (conduction ou valence) répercutant l’intégralité de l’écart de largeur de bande interdite sur l’autre bande.

Le SiGe n’est exploité au sein des hétérostructures que sous la forme contrainte. Lorsqu’il est en compression biaxiale sur une couche de Silicium, l’alignement est de type I avec une discontinuité de bande de conduction généralement négligeable par rapport à la discontinuité de valence ( $\Delta E_c \approx 0$ ) ce qui nous permet de le considérer principalement de type III [48].

Pour un taux de germanium ne dépassant pas 30%, il est possible de faire un calcul simple de la différence d’énergie en fonction de la concentration de germanium  $x$  en utilisant la relation [42] :

$$\Delta E_v = 0,74 \cdot x \tag{I-77}$$

### III.2.3.3 Profils de germanium utilisés dans les HBT-SiGe

Dans un HBT-SiGe différents profils de composition de l’alliage de base sont possibles. La figure I-39 présente le profil trapézoïdal utilisé en pratique.

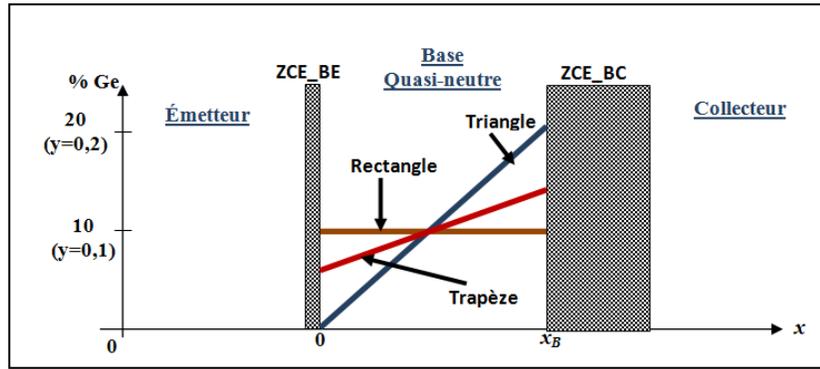


Figure I.39 : Profils types de germanium dans la base des HBT-SiGe [20]

L'écart de bandgap  $\Delta E_g$  correspondant varie linéairement d'une extrémité à l'autre de la base quasi-neutre (d'épaisseur  $x_B$ ) selon la relation [52]:

$$\Delta E_g(x) = \Delta E_g(0) + \Delta E_g(\text{grade}) \cdot \frac{x}{x_B} \quad (\text{I-78})$$

$$\Delta E_g(\text{grade}) = \Delta E_g(x_B) - \Delta E_g(0)$$

Le profil rectangulaire (ou profil box) pour lequel  $\Delta E_g(\text{grade}) = 0$  et le profil triangulaire pour lequel  $\Delta E_g(0) = 0$  sont deux cas particuliers extrêmes du profil trapézoïdal.

L'intérêt du germanium dans la bande interdite de la base réside dans le fait qu'il permet à la fois d'assurer des courants collecteurs plus forts et de diminuer le temps de transit des porteurs dans la base. Ces deux avantages sont dus à deux effets conjugués :

- Vis-à-vis des électrons injectés de l'émetteur vers la base, la différence de bande interdite se traduit par un abaissement de barrière (fig. I-40) ce qui induit une plus forte injection de porteurs. Le courant collecteur est ainsi plus important comparé au cas d'une homojonction à la même polarisation et avec une fréquence de transition beaucoup plus importante.
- La création d'un champ accélérateur grâce à un profil rétrograde de SiGe :  
Dans un matériau de type P, l'écart entre le niveau de Fermi et la bande de valence est fixé par le dopage. Si la concentration en SiGe est plus accentuée côté collecteur que côté émetteur, la bande interdite du SiGe de la base sera progressivement décroissante induisant ainsi un pseudo-champ électrique vu par les électrons et créé par l'abaissement de la bande de conduction entre l'émetteur et le collecteur (fig.I-41).

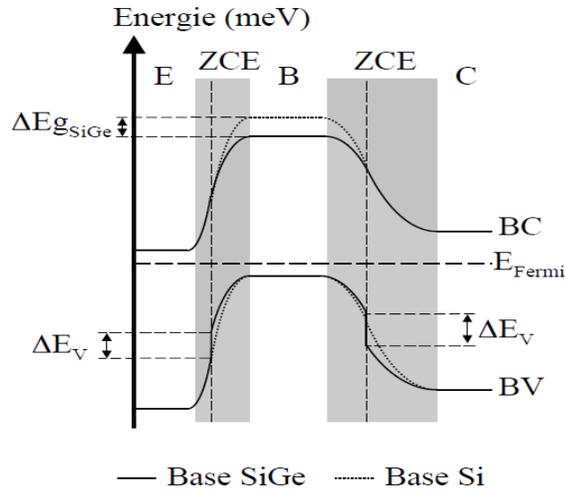


Figure I.40 : Diagramme de bande d'un HBT-SiGe à taux de Ge constant

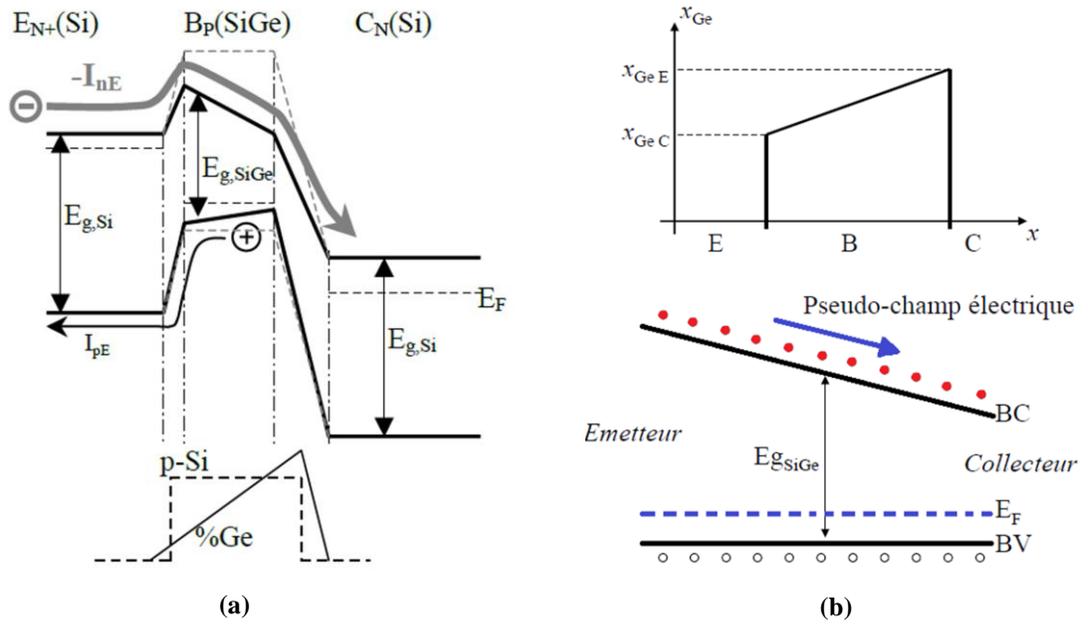


Figure I.41: Présentation des effets du taux de Ge graduel [42]:

- a) Diagramme de bande d'un HBT-SiGe à taux de Ge graduel
- b) Pseudo-champ électrique induit par l'abaissement de la bande de conduction

## IV. Éléments de technologie BICMOS

Les technologies BICMOS résultent de la fusion des technologies bipolaires et MOS. Dès leurs débuts, selon l'objectif principale qui les caractérise, les technologies BICMOS étaient classées dans trois groupes distincts : des technologies BICMOS faible coût, des technologies analogiques-numériques dites mixtes et des technologies hautes performances [53]. Il n'est cependant pas exclus de trouver dans le dernier groupe cité des applications mixtes.

Le succès de la démarche de réalisation d'un HBT au silicium basée sur l'emploi de l'alliage de SiGe pour former la base a bénéficié très vite d'une importante mobilisation de moyens puisque dès le début, il était acquis que son exploitation serait sans risques économiques. En effet, sa fabrication est restée très proche d'un BJT au silicium et le surcoût par l'opération de l'épitaxie de la base ne dépassant pas le 15% [54].

La multiplication à vitesse exponentielle des applications hautes fréquences (téléphone sans fil, liaisons satellites, radars etc.) a fait le reste et justifie le passage à l'intégration du composant HBT-SiGe dans la filière industrielle BICMOS SiGe sur plaquettes de 200mm avec des composants ayant des fréquences de transitions supérieures à 100GHZ et en perpétuelle augmentation.

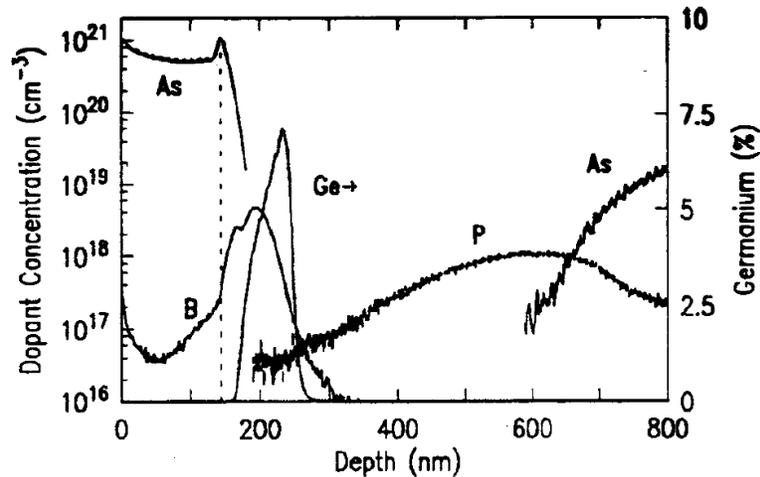
En industrie, deux voies se différencient très nettement en matière d'optimisation des HBT-SiGe en portant les efforts : soit sur les dimensions pour les technologies BICMOS observées dans les compagnies STMicroelectronics, IBM, Infineon, Hitachi, NEC etc., soit sur la concentration de Germanium pour les technologies purement bipolaires avec uniquement les compagnies Atmel (Temic) et Daimler-Chrysler [48].

Les technologies BiCMOS7G présente une dimension minimale latérale, correspondant à la longueur du canal de la partie MOS. Celle-ci étant comprise entre  $0,35\mu\text{m}$ ,  $0,18\mu\text{m}$  [48]. La largeur de l'émetteur du HBT compatible avec cette dimension, évolue entre environ  $0,4\mu\text{m}$  et  $0,2\mu\text{m}$ , soit à peine supérieure à la dimension du plus petit motif. L'émetteur, constitué de polysilicium N+ dopé à  $10^{21}\text{cm}^{-3}$ , peut contenir également un film mince de Silicium monocristallin d'environ  $30\text{-}40\text{ nm}$  et dopé N à  $10^{18}\text{cm}^{-3}$ . La profondeur totale communément employée est de l'ordre de  $150\text{-}200\text{nm}$ .

Le collecteur est constitué d'une couche dopée N entre  $10^{16}$  et  $10^{18}\text{cm}^{-3}$ , de  $400\text{nm}$  d'épaisseur typiquement et dont l'accès est obtenu grâce à une couche enterrée dopée N+ à  $10^{19}\text{cm}^{-3}$ , prolongeant la zone de collecteur d'au moins  $150\text{nm}$ . La profondeur de la base peut varier de  $30$  à  $50\text{nm}$  classiquement pour une épaisseur de film de l'ordre de  $60$  à  $80\text{ nm}$ . Le dopage de la base

est plus élevé que dans les BJT Si et atteint  $10^{18} \text{ cm}^{-3}$  ce qui réduit considérablement la résistance de base.

Un résumé de ces ordres de grandeur est présenté dans le tableau I-3. La figure (I-42) présente un profil SIMS typique de ce type de structure



**Figure I.42 :** Profils de dopage extraits par SIMS pour un profil de Ge trapézoïdal, [46].  
La ligne verticale représente la limite du polysilicium.  
La graduation du Ge est portée sur l'axe de droite.

Paramètres	Valeurs	Paramètres	Valeurs
Largeur d'émetteur	0,18 à 0,35 $\mu\text{m}$	Dopage poly-Si	$10^{21} \text{ at./cm}^3$ (As)
Profondeur d'émetteur Si	$\approx 30 - 40 \text{ nm}$ (Si)		
Épaisseur Si-i E-B	$\approx 10-20 \text{ nm}$	Épaisseur Si-i B-C	$\approx 20-30 \text{ nm}$
Épaisseur de base	30 à 60 nm	Dopage base	qqz $10^{18} \text{ at./cm}^3$ (B)
Épaisseur du film SiGe	$\approx$ épaisseur base $\pm$ 20 à 40 nm	%Ge maximal	$\approx 10-15\%$
Épaisseur de collecteur	$\approx 400 \text{ nm}$	Dopage collecteur	$10^{16 \text{ à } 18} \text{ at./cm}^3$ (P)
Dopage couche enterrée	$10^{19} \text{ at./cm}^3$ (As)		

**Tableau I. 3 :** Ordre de grandeur des dimensions moyennes du HBT-SiGe intégré en technologie BICMOS

[48]

## IV.1 Évolution de l'architecture des transistors bipolaires de type NPN

Le choix de l'architecture de n'importe quel composant électronique a une répercussion directe sur ses performances électriques et mécaniques. À cet effet, toute modification apportée à son schéma de structure doit être convenablement étudiée et calculée de manière à garantir une amélioration du rendement de celui-ci.

La classification des architectures repose sur deux facteurs importants : l'alignement et le polysilicium employé dans la réalisation des transistors. Ceci permet donc de classer les architectures comme suit :

- Structure autoaligné / structure quasi-autoalignée
- Structure à émetteur simple polysilicium / Structure à double polysilicium

Dans ce travail, nous nous limitons à une présentation générale loin d'être exhaustive de ces technologies, mais pour une étude plus approfondie, il est préférable de consulter des documents plus spécialisés dans ce domaine technologique de réalisation de composants BICMOS [42], [55], [56].

### IV.1.1 Structures quasi auto alignées

#### IV.1.1.1 Structure simple polysilicium

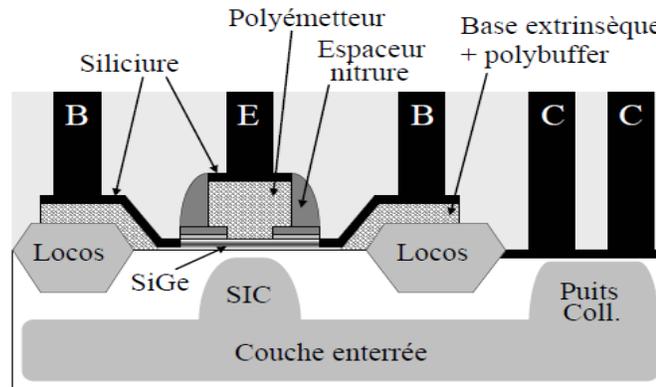
La technologie BiCMOS intégrant un transistor bipolaire NPN à base SiGe a été initialement développée sur le nœud CMOS 0.35 $\mu\text{m}$  [57], [58]. Cette structure de transistor bipolaire est qualifiée de quasiment auto-alignée (QSA pour Quasi Self Aligned) à cause du fait que la base extrinsèque est implantée de manière auto-alignée sur le poly-émetteur. Cependant, le poly-émetteur n'est pas aligné par rapport à la fenêtre émetteur, il y a donc un désalignement possible entre base extrinsèque et base intrinsèque.

C'est une structure simple exigeant peu d'étapes de fabrication. Ce dernier commence par la réalisation d'isolations à base d'oxyde dit « LOCOS » (LOCAL Oxidation of Silicon) et de la partie collecteur, composée de la couche enterrée, du puits collecteur et d'une l'implantation SIC (Selectively Implanted Collector) qui sert à doper localement le collecteur et à assurer le contact avec la couche enterrée. Ce dopage peut se faire avec du Phosphore ou de l'Arsenic.

Les performances de cette structure sont  $f_T = 45$  GHz et  $f_{MAX}$  de 60 GHz en technologie BiCMOS6G (0.35 $\mu\text{m}$ ) (figure I.43). La largeur d'émetteur de cette technologie est  $W_E = 0.4\mu\text{m}$ .

Ce type de transistor a également été utilisé dans un nœud  $0.13\mu\text{m}$  avec une base en SiGeC et un émetteur déposé de manière monocristalline. Cette structure a permis de réaliser de meilleures performances en fréquences :  $f_T / f_{MAX}$  de l'ordre de 205/275 GHz.

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



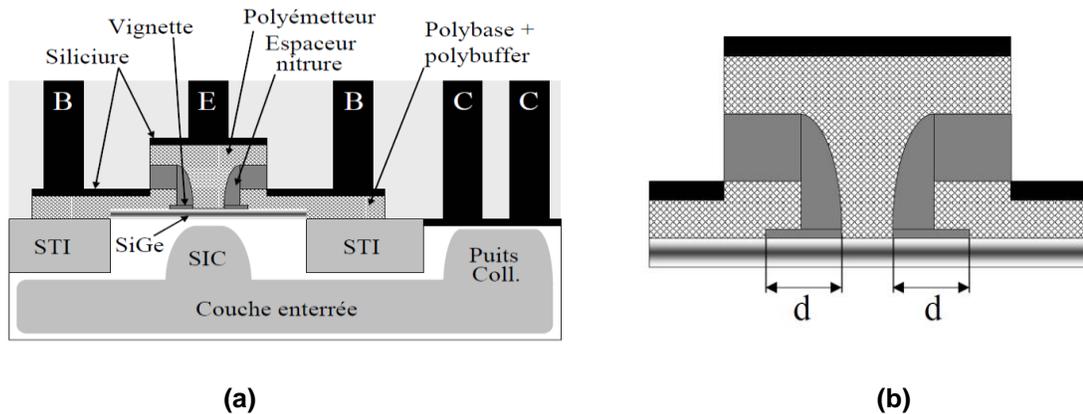
**Figure I.43 :** Présentation d'une structure quasi auto-alignée (QSA) à simple polysilicium [42]

#### IV.1.1.2 Structure double polysilicium

La structure à double polysilicium (d'émetteur et de base) étant plus complexe que la structure simple polysilicium a été intégrée initialement dans une technologie  $0,25\mu\text{m}$  (fig. I-44a). Celle-ci se base sur l'emploi d'un polysilicium supplémentaire pour réaliser la base extrinsèque permettant ainsi de supprimer la création de défauts dans le SiGe induits par l'implantation. La base intrinsèque en SiGe est déposée par épitaxie non sélective suivie d'un dépôt d'un empilement d'oxyde et de nitrure gravé de l'intérieur de la zone active pour former la vignette (fig. I-44b). Cette dernière protégera la base intrinsèque lors des étapes ultérieures. Dans cette technologie, le LOCOS est remplacé par des STI (Shallow Trench Isolation) et des DTI (Deep trench Isolation) qui sont introduits pour isoler les composants les uns des autres réduisant ainsi la capacité collecteur/substrat et l'encombrement sur un circuit.

Les performances atteintes avec cette structure sont  $f_T / f_{MAX}$  de l'ordre de 70 GHz / 90 GHz. Cette structure a été la première à être utilisée pour intégrer le carbone dans le BICMOS7 RF avec un nœud  $0,25\mu\text{m}$ . Les performances atteintes sont alors  $f_T / f_{MAX}$  de l'ordre de 60 GHz / 120 GHz pour un  $BV_{CE0}$  valant 3V.

Cette structure a été également utilisée dans l'architecture BICMOS9 utilisant le nœud 0,13  $\mu\text{m}$ . Les performances atteintes sont alors  $f_T$  et  $f_{MAX}$  de l'ordre de 150 GHz pour un  $BV_{CE0}$  valant 1.7V.



**Figure I.44** : Présentation d'une structure quasi auto-alignée (QSA) à double polysilicium [42]

- Coupe transversale de la structure
- Manque d'alignement entre fenêtrage émetteur et vignette

### IV.1.2 Structures auto alignées

La structure double polysilicium quasi-auto alignée a permis d'atteindre un niveau de performance très intéressant. Cependant, celle-ci demeure limitée à cause du manque d'auto-alignement total nécessaire entre les étapes de photolithographie et les éventuels effets parasites [42]. Ainsi, il est nécessaire de concevoir des structures où l'auto-alignement est total et c'est exactement ce qui a été réalisé avec les structures double polysilicium auto-alignée (FSA : Fully self Aligned).

Dans cette structure (fig. I-45), l'auto-alignement est réalisé autour de la fenêtrage émetteur avec l'élimination de la vignette utilisée dans les structures précédentes. Une seule étape de photolithographie est nécessaire lors de l'élaboration de la partie intrinsèque du composant. Ceci est rendu possible par l'utilisation de l'épitaxie sélective de la base intrinsèque (SEG : Selective Epitaxial Growth). Ici, les contacts base et collecteur sont plus facilement rapprochés ce qui réduit les résistances d'accès.

Avec cette architecture, on a réalisé des transistors très performants avec  $f_T / f_{MAX}$  de l'ordre de 280 GHz / 300 GHz [59].

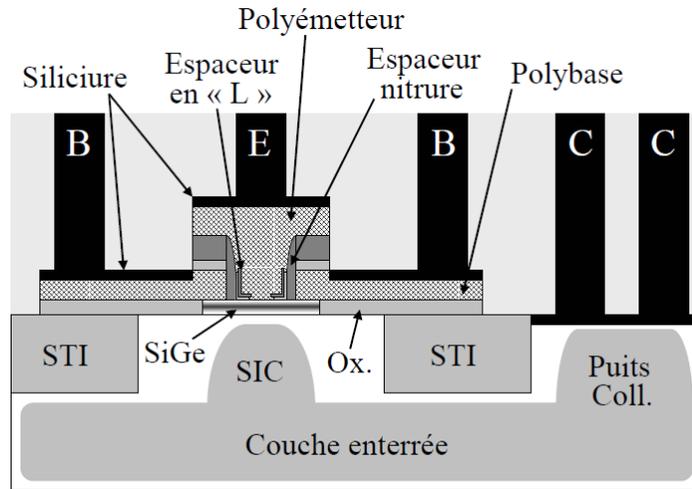


Figure I.45 : Présentation d'une structure double polysilicium totalement auto-alignée [42]

## V. Défauts dans les matériaux

Dans un cristal parfait, les atomes sont associés aux nœuds d'un réseau périodique pour former un ensemble ordonné de noyaux et d'électrons liés entre eux par des forces essentiellement de type coulombiennes. Cependant, les cristaux réels comportent constamment des imperfections dues à la composition ou à la structure cristalline. De ce fait, plusieurs propriétés des cristaux découlent de la nature et de la concentration des imperfections qui sont en pratique, inévitables et qui, souvent, induisent des problèmes de fonctionnement des composants électronique formés à base de ces matériaux.

La représentation classique d'un semi-conducteur en structure de bandes d'énergie stipule que les électrons qui participent aux phénomènes de transport sont répartis en deux bandes : une bande de valence et une bande de conduction séparées par une bande interdite où la densité d'états électroniques est nulle. La structure de bande interdite parfaite est extrêmement liée à la périodicité du réseau cristallin et ainsi, toute rupture locale de cette périodicité induit un état électronique possible à l'intérieur de la bande interdite [10], [60].

On caractérise alors par « défaut », toute imperfection du réseau cristallin à l'origine de son désordre. Selon l'emplacement des défauts par rapport à la structure, on peut distinguer deux types de défauts : des défauts de surface et des défauts de volume.

## V.1 Défauts de surface

Les surfaces extérieures délimitant un cristal constituent des perturbations naturelles du potentiel périodique d'un réseau cristallin induisant ainsi la création de nouveaux états électroniques localisés dans la bande interdite. Cette modification peut être, selon le cas, d'origine intrinsèque ou extrinsèque au matériau.

Les défauts d'origine intrinsèque résultent directement de la rupture de la périodicité du réseau. En effet, à la surface du matériau, les atomes n'établissent de liaisons qu'avec ses voisins situés sur un seul demi-plan induisant ainsi, des liaisons pendantes sur le demi-plan restant. Ce phénomène de surface entraîne l'existence d'états électroniques dans la bande interdite [17], [61]. Les défauts d'origine extrinsèque résultent de l'adsorption en surface d'atomes étrangers, dont les plus courants sont les atomes d'oxygène induisant ainsi une oxydation de la surface du semi-conducteur.

## V.2 Défauts de volume

Ces défauts peuvent être sans dimension, à une dimension, à deux dimensions ou à trois dimensions (fig. I-46).

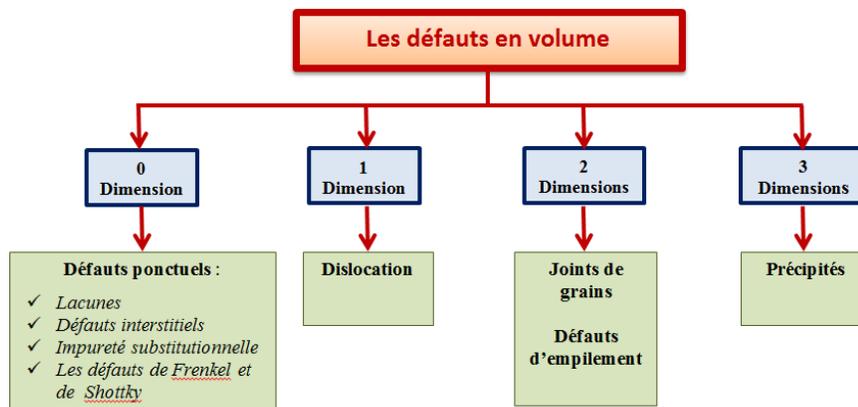


Figure I.46: Les défauts en volume dans un semiconducteur.

### V.2.1 Les Défauts Ponctuels

Les défauts ponctuels ont une taille de l'ordre de la distance interatomique. Il existe plusieurs types de défauts ponctuels (fig. I-47) [62], [63]:

- Les *lacunes* correspondent à un vide laissé dans la structure sur un site normalement occupé par un atome.

- Les *atomes interstitiels* sont des atomes en excès dans une structure ou bien des impuretés placés sur des sites normalement vides.
- Dans le cas d'atome substitutionnelle, c'est un atome étranger qui se place à un nœud du réseau cristallin. On parle alors d'*impureté substitutionnelle*.
- Concernant les *défauts de Frenkel et de Shottky*, on les retrouve dans les cristaux ioniques. Ces défauts sont caractérisés par le fait qu'ils sont créés par paire de signes opposés. Sachant que la création de défauts doit préserver la neutralité électrique du matériau alors les défauts de Shottky sont constitués d'une lacune anionique et d'une lacune cationique alors que les défauts de Frenkel sont plutôt constitués d'une lacune (cationique ou anionique) et d'un ion (anion ou cation) [62], [64].

Parmi les propriétés influencées par les défauts ponctuels, on peut citer le comportement mécanique à chaud, les propriétés de percolation et de transport (diffusion de matière, de chaleur), ainsi que la conductivité électrique [65].

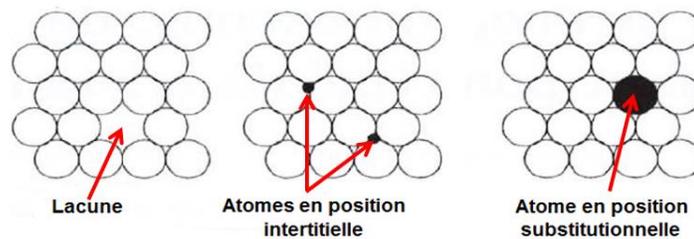


Figure I.47: Les défauts ponctuels dans un semi-conducteur

## V.2.2 Les défauts unidimensionnel ou linéaires

Les défauts linéaires observés dans les cristaux sont appelés *dislocations*. Ces dernières sont obtenues par le glissement d'une partie du cristal le long d'un plan [65], [66]. La ligne de dislocation proprement dite correspond à la ligne du plan de glissement séparant la partie du cristal qui a glissé de celle qui est restée immobile. On distingue les dislocations « coin », les dislocations « vis » et les dislocations mixtes (caractère à la fois coin et vis) [66].

Ces types de défauts constituent une voie privilégiée de migration des impuretés, métalliques par exemple, vers l'intérieur du cristal et la couche active du composant. Ce mécanisme de migration est susceptible d'affecter la durée de vie des composants [66].

### V.2.3 Les Défauts Bidimensionnels

Les Défauts Bidimensionnels englobent les joints de grains et les défauts d'empilement.

- Les matériaux polycristallins utilisés en microélectronique sont formés par la juxtaposition de plusieurs grains séparés par des zones de transition appelées *joints de grains*. Ces derniers sont caractérisés par des structures plus ou moins perturbées qui permettent l'accommodation géométrique et cristallographique des grains constitutifs du polycristal [67], [68].
- L'édifice cristallin peut être représenté par un empilement régulier de plans suivant un certain motif qui se répète indéfiniment, on peut donc caractériser cela par une séquence d'empilement. Ainsi, un défaut d'empilement n'est autre qu'une modification de la séquence d'empilement [69].

### V.2.4 Les Défauts Tridimensionnels

Les défauts tridimensionnels sont caractérisés par le remplacement d'une partie du cristal par un volume d'un composé différent. Ce dernier peut différer du cristal par sa nature chimique et/ou cristallographique et peut être soit un précipité soit une inclusion.

- Les précipités sont des particules de seconde phase, formés par combinaison entre les atomes du métal et les atomes des éléments d'alliage.
- Les inclusions sont des impuretés qui proviennent généralement de son élaboration depuis l'état liquide. Ils sont généralement composés des sulfures, d'oxydes ou de silicates.

## V.3 Niveaux énergétiques associés aux défauts

Partant du principe que tout atome étranger détruit la périodicité du cristal, le potentiel perturbateur induit, peut alors introduire des états électroniques localisés (fig. I-48) qui n'existeraient pas dans un cristal parfait et qui peuvent piéger un porteur de charge (électron ou trou). De plus, il faut noter que si le potentiel perturbateur est plus fort, l'énergie d'activation d'émission (c'est-à-dire, l'énergie nécessaire pour faire passer un électron d'un piège vers la bande de conduction) serait plus grande.

Dépendamment de la position des niveaux pièges dans la bande interdite, on peut les classer en deux catégories : les niveaux superficiels et les niveaux profonds.

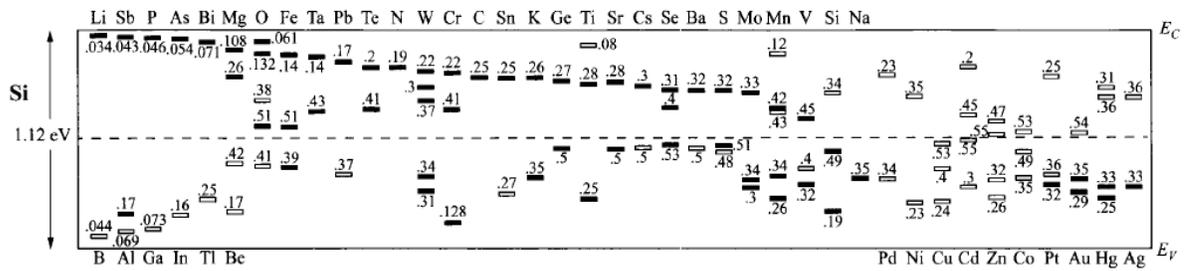


Figure I.48: États d'énergie dans la bande interdite pour différentes impuretés dans le cas du silicium [17]

### V.3.1 Les niveaux superficiels

Les niveaux superficiels sont introduits par des impuretés dopantes de type donatrices (N) ou acceptrices (P) et dont les niveaux énergétiques sont proches des bandes permises, donc respectivement de la bande de conduction ou de valence.

### V.3.2 Les niveaux profonds

Quand les niveaux pièges sont plutôt proches du centre de la bande interdite, ces niveaux sont appelés pièges profonds. Ces défauts peuvent être ponctuels (des lacunes, des atomes interstitiels, des antisites dans les semiconducteurs composés), des impuretés en site substitutionnel ou interstitiel (des métaux de transition: Fe, Cr, Co, etc.), des complexes impuretés défaut de réseau ou des défauts étendus (dislocations, fautes d'empilement). Plusieurs conditions peuvent être l'origine de ces défauts parmi lesquelles on peut citer :

- lors de la croissance du matériau par contamination de la chambre de croissance ou à cause du faible degré de pureté des produits de base,
- pendant les divers processus de réalisation du composant, durant le procédé de gravure des couches ou par expositions au plasma,
- au cours du fonctionnement du composant (vieillessement des lasers) [66].

Les niveaux profonds ont tendance à modifier les propriétés électriques du matériau et des dispositifs associés par :

- Par leurs capacités à émettre ou à capturer des porteurs libres, à compenser les niveaux donneurs ou accepteurs introduits volontairement et donc à réduire la concentration des porteurs libres ainsi que leur mobilité. Cependant, pour augmenter la résistivité d'un

matériau, il est possible d'introduire intentionnellement des pièges profonds afin de capturer les porteurs libres (cas du Cr, Fe dans le GaAs, InP dans SiC).

- Leur position localisée au centre de la bande interdite leur permet d'interagir directement avec les porteurs des deux bandes pour jouer un rôle de centre de génération-recombinaison et affectant énormément la durée de vie des porteurs minoritaires.
- Modification des caractéristiques électriques donc un dysfonctionnement des composants et plus particulièrement des transistors.

Dans les semiconducteurs, deux mécanismes recombinaison sont possibles :

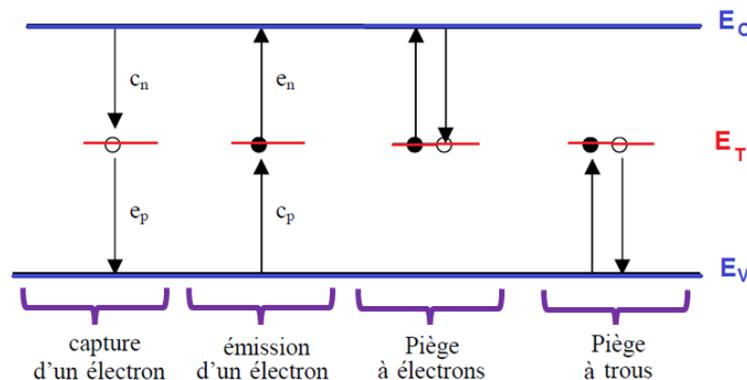
- Le premier est assuré par une recombinaison directe entre la bande de conduction (BC) et la bande de valence (BV) et accompagné d'une émission de photons et de phonons.
- Le deuxième de type recombinaison indirecte puisqu'il fait intervenir un niveau est localisé dans la bande interdite (BI).

Un défaut profond dans un semi-conducteur peut se comporter de trois manières différentes : un piège, un centre de recombinaison ou un centre de génération [17], [63], [66], [70].

Le défaut est considéré comme piège si un porteur est piégé sur un niveau et puis après un certain temps de piégeage, il est réémis vers la bande de provenance.

Le niveau est considéré comme un centre de recombinaison si un porteur de signe opposé est aussi capturé avant que le premier soit réémis,

Les interactions possibles de ces niveaux profonds avec les porteurs libres sont (figure I.49) : capture d'un électron, émission d'un électron, piège à électrons et piège à trous.



**Figure I.49:** Schéma illustrant l'émission et la capture d'électrons et de trous

### V.3.2.1 Statistique d'occupation des centres profonds

On définit par :

- $e_n$  ( $e_p$ ) : coefficient d'émission d'un électron (trou) par un défaut vers la bande de conduction (bande de valence).
- $c_n$  ( $c_p$ ) : coefficient de capture d'un électron (trou) de la bande de conduction (bande de valence) par un défaut.

Conformément aux différentes possibilités d'émission et de réception des porteurs libres entre les bandes permises et le niveau piège présenté dans la figure I-49, le déplacement des électrons et des trous peut être résumé dans le tableau I-4 [63], [66], [70]-[72].

	<i>Échange avec la BC</i>	<i>Échange avec la BV</i>
<i>Processus d'émission</i>	Taux d'émission des électrons : $e_n \cdot N_T \cdot f$	Taux d'émission des trous : $e_p \cdot N_T \cdot (1 - f)$
<i>Processus de capture</i>	Taux de capture des électrons : $c_n \cdot n \cdot N_T \cdot (1 - f)$	Taux de capture des trous : $c_p \cdot p \cdot N_T \cdot f$

**Tableau I.4:** Taux d'émission et de capture de porteurs libres par un centre profond

Avec :

- $N_T$ : la concentration totale des centres profonds
- $f$ : la probabilité d'occupation d'un centre par un électron.

Les taux de capture  $c_{n,p}$  ( $m^3 \cdot s^{-1}$ ) pour les deux types de porteurs sont [63], [66]:

$$c_n = \sigma_n \cdot n \cdot v_{thn} \quad (I-79)$$

$$c_p = \sigma_p \cdot p \cdot v_{thp} \quad (I-80)$$

Où  $\sigma_{n,p}$  sont les sections efficaces de captures du défaut profond,  $v_{thn,p}$ , sont les vitesses thermiques des porteurs. Ces dernières sont données par [63], [66] :

$$v_{thn} = \left( \frac{3 \cdot k_B T}{m_n^*} \right)^{1/2} \quad (I-81)$$

$$v_{thp} = \left( \frac{3 \cdot k_B T}{m_p^*} \right)^{1/2} \quad (I-82)$$

$n$ ,  $p$  sont les concentrations respectives d'électrons et de trous dans les bandes d'énergie concernées. Ces dernières sont données par :

$$n = N_C \cdot \exp\left(\frac{E_{Fn} - E_C}{k_B T}\right) \quad (\text{I-83})$$

$$p = N_V \cdot \exp\left(\frac{E_V - E_{Fp}}{k_B T}\right) \quad (\text{I-84})$$

Avec

- $E_{Fn}, E_{Fp}$  : les quasi-niveaux de Fermi des électrons et des trous.
- $N_{C, V}$  : les densités d'état dans les bandes de conduction et de valence et sont exprimés par :

$$N_C = 2 \cdot \left(\frac{2\pi \cdot m_n^* \cdot k_B T}{h^2}\right)^{3/2} \quad (\text{I-85})$$

$$N_V = 2 \cdot \left(\frac{2\pi \cdot m_p^* \cdot k_B T}{h^2}\right)^{3/2} \quad (\text{I-86})$$

Avec

- $m_n^*, m_p^*$  : les masses effectives des électrons et des trous ;
- $k_B$  : la constante de Boltzmann.

Les taux de capture des électrons ( $c_n$ ) et des trous ( $c_p$ ) sont étroitement liés aux caractéristiques du défaut tel que [63], [66] :

- Si  $c_n > c_p$  alors le niveau est un piège à électron
- Si  $c_n < c_p$  alors le niveau est un piège à trou
- Si  $c_n = c_p$  alors le niveau est un centre de recombinaison

De plus, les relations (IV-1) et(IV-2) démontrent que le niveau profond peut se comporter selon le cas, comme un piège / centre de recombinaison également en fonction de la valeur de la section ou de la concentration des porteurs libres dans le semiconducteur.

Il faut noter que les sections efficaces expriment la surface de laquelle le porteur doit s'approcher pour être capturé par le centre. Ainsi, Plus cette distance est grande, plus le centre intervient facilement dans le processus de génération-recombinaison.

Le bilan des processus d'émission et de capture à l'équilibre thermodynamique permet d'écrire :

$$e_n \cdot f - c_n \cdot (1 - f) = 0 \quad (\text{I-87})$$

Où  $f$  est la probabilité d'occupation du niveau par un électron. Conformément à la statistique Fermi-Dirac à l'équilibre, elle est donnée par [63], [66] :

$$f = \frac{1}{1 + \frac{1}{g} \cdot \exp\left(\frac{E_T - E_F}{k_B T}\right)} \quad (\text{I-88})$$

Avec :

- $g$  : le degré de dégénérescence ;
- $E_T$  : le niveau énergétique du défaut dans le gap.

La combinaison des équations (I-79), (I-80), (I-83), (I-84), (I-87) et (I-88) permet d'aboutir aux équations suivantes :

$$e_n = \sigma_n \cdot v_{thn} \cdot N_C \cdot \frac{1}{g} \cdot \exp\left(\frac{E_T - E_C}{k_B T}\right) \quad (\text{I-89})$$

$$e_p = \sigma_p \cdot v_{thp} \cdot N_V \cdot \frac{1}{g} \cdot \exp\left(\frac{E_V - E_T}{k_B T}\right) \quad (\text{I-90})$$

La variation des taux d'émission  $e_{n,p}$  peut s'exprimer, en fonction de la température :

$$e_n = K_n \cdot \sigma_n \cdot T^2 \cdot \exp\left(\frac{E_T - E_C}{k_B T}\right) \quad (\text{I-91})$$

$$\text{Avec} \quad K_n = \frac{2\sqrt{3} \cdot (2\pi)^{3/2} \cdot m_n^* \cdot k_B^2}{h^3}$$

$$e_p = K_p \cdot \sigma_p \cdot T^2 \cdot \exp\left(\frac{E_V - E_T}{k_B T}\right) \quad (\text{I-92})$$

$$\text{Avec} \quad K_p = \frac{2\sqrt{3} \cdot (2\pi)^{3/2} \cdot m_p^* \cdot k_B^2}{h^3}$$

$e_{n,p}$  est fonction du niveau du piège donc si par mesure on peut accéder à cette valeur, on pourra déduire tous les paramètres du piège : l'énergie d'activation  $E_T$  et la section efficace de capture  $\sigma_{n,p}$ .

Expérimentalement, la mesure de  $e_{n,p}(T)$  se fait en mesurant les modifications de la zone de charge d'espace d'une jonction (PN ou schottky) induites par le remplissage et le vidage en porteurs des niveaux profonds [72].

### V.3.2.2 Caractérisation des centres profonds

Les phénomènes de conduction des composants électroniques se trouvent très affectés par la présence des défauts qu'ils soient natifs (tels que les lacunes et les interstitiels présents à l'équilibre thermodynamique au cours des procédés de croissance) ou infiltrés involontairement (effet de pollution) au cours des différentes opérations d'élaboration de la structure.

Ces imperfections interviennent plus précisément lors des phénomènes de générations-recombinaison induisant une déviation plus ou moins importante des caractéristiques électriques de sortie réelles par rapport aux prévisions théoriques prévues. Ainsi une opération préalable d'identification de ces défauts s'avère indispensable.

Il existe plusieurs méthodes de caractérisation des défauts parmi lesquelles, on peut citer les méthodes capacitives utilisant la zone de charge d'espace [66], [72], [73]. Leur principe repose sur l'analyse des modifications de leurs impédances résultant du changement de la concentration des niveaux profonds ionisés dans la zone déplétée.

La méthode capacitive la plus utilisée est la spectroscopie transitoire de capacité DLTS (**D**eep **L**evel **T**ransient **S**pectroscopy) [72], [73]. Cette technique se base sur l'analyse des transitoires de capacité induits par l'émission ou la capture de porteurs sur des pièges localisés dans la zone de charge d'espace des jonctions émetteur/base ou base/collecteur des transistors.

Parmi les variantes de la DLTS, on peut citer : la DDLTS (DLTS Différentielle), la DLTS Boxar, la CDLTS (Conductance DLTS). Toutes ces méthodes [73] permettent de remonter aux caractéristiques des défauts considérés : la localisation du défaut, sa densité effective, sa section efficace de capture, son type ainsi que sa distribution en énergie dans le gap du semi-conducteur.

## **VI. Conclusion**

Ce chapitre nous a permis de mettre en évidence les limitations du transistor bipolaire à homojonction justifiant ainsi le passage aux structures à hétérojonctions.

Nous avons montré que l'existence de contraintes à la fois technologiques et physiques nécessite toujours le recours à des compromis afin de réaliser des transistors répondant à des besoins particuliers dans un domaine précis.

La solution actuelle basée sur le recours à la technologie BICMOS avec l'intégration du germanium permet de réaliser des transistors de haute qualité. Cependant, dans leurs conceptions, il faudrait également tenir compte des défauts pouvant exister dans les matériaux et qui risquent fortement de limiter ses performances.

Enfin, il faut reconnaître que le domaine de recherche demeure toujours ouvert pour réaliser des composants encore plus rapides et plus puissant.

## VII. Références Bibliographiques

- [1] Shockley W., «Circuit element utilizing semiconductive material», United State Patent n 2,569,347, 25 September 1951 / 26 June 1948.
- [2] Kroemer H., «Theory of a wide-gap emitter for transistors», Proc. IRE, vol. 45, pp. 1535-1537, 1957.
- [3] Patton Gary L., Comfort, J.H., Meyerson B.S., Crabbe E.F., Scilla, Gerald J., Edouard de Fresart, Stork J.M.C., Sun J.Y.C., Harame D.L., Burghartz J.N., «75-GHz  $f_T$  SiGe-base heterojunction bipolar transistors», IEEE Electron Device Letters vol. 11, no. 4, pp171-173,1990.
- [4] Comfort J.H., Patton G.L., Cressler J.D., Lee W., Crabbé E.F., Meyerson B.S., Sun J.Y.-C., Stork J.M.C., Lu P.-F., Burghartz J.N., Warnock J., Scilla G., Toh K.- Y., D'Agostino M., Stanis C., Jenkins K., « Profile leverage in a self-aligned epitaxial Si or SiGe base bipolar technology», Technical Digest of the International Electron Device Meeting, pp. 21-24, 1990.
- [5] Harame, D.L., Crabbé, E.F., Cressler, J.D., Comfort, J.H., Sun, J.Y.-C., Stiffler, S.R., Kobeda, E., Gilbert, M., Malinowski, J., Dally, A.J., Ratanaphanyarat, S., Saccamango, M.J., Rausch, W., Cotte, J., Chu, C., and Stork, J.M.C., « A high performance epitaxial I3iGe-Base ECL BiCMOS Technology», Technical Digest of the International Electron Device Meeting, pp. 19-22, 1992
- [6] Schuppen A., Gruhle A., Erben U., Kibbel H., and Konig U., « Multi emitter finger SiGe-HBTs with  $f_{max}$  up to 120 GHz »in Technical Digest of the International Electron Device Meeting, p. 377-380, 1994.
- [7] Crabbé, E.F., Meyerson, B.S., Stork, J.M.C., and Harame, D.L.,«Vertical profile optimization of very high frequency epitaxial Si- and SiGe-base bipolar transistors » in Technical Digest of the International Electron Device Meeting, pp 83-86, 1993.
- [8] Neamen D. A., « Semiconductor physics and devices – Basic principles», 4<sup>th</sup> Ed. McGraw-Hill, New York, 2012.
- [9] Pierret R. F., « Semiconductor device fundamentals», Ed. Addison Wesley, 1996.
- [10] Colinge J.-P., Colinge C.A.,« Physics of Semiconductor Devices», Ed. Kluwer Acad. Pub., 2002
- [11] Hobar F.,«Dispositifs électroniques et applications», Ed. Univ de Constantine, 2003.
- [12] Klaassen D.B.M., Slotboom J.M., De Graaff H.C., «Unified apparent bandgap narrowing in n- and p-type silicon», Solid-State Electron, vol.35, pp 125-129, 1992.
- [13] Bennett H.S., «Hole and electron mobilities in heavily doped silicon: comparison of theory and experiment», Solid-State Electron, vol.26, n 12, pp 1157-1166, 1983.
- [14] del Alamo J.A., Swanson R.M., « The physics and modeling of heavily doped emitters», IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. 31, n°12, pp. 1878 - 1888, 1984.
- [15] Swirhun S.E., Kwark Y.K., Swanson R. M., «Measurement of electron lifetime, electron mobility and band-gap narrowing in heavily doped p-type silicon», IEDM, pp24-27, 1986

- [16] Masetti G., Severi M., SOLMI .S, « Modeling of carrier mobility against carrier concentration in Arsenic-, Phosphorus-, and Boron-doped Silicon», IEEE Transaction on Electron Devices, vol 30, n°7, pp764-769, 1983
- [17] Sze S.M., «Physics of semiconductor devices », 1<sup>nd</sup> Ed. John Wiley & Sons, New York, 1981.
- [18] Del Alamo J.A., Swirhun S.E., Swanson R.M., «Simultaneous measurements of hole lifetime, hole mobility and band-gap narrowing in heavily doped n-type silicon», IEDM, pp290-293, 1985
- [19] Ashburn P., «Design and realisation of bipolar transistors», Edition Willey, Chichester, 1988
- [20] Cazenave P., «Modélisation du transistor bipolaire intégré 1- dispositifs à hétérojonction», Edition Lavoisier, 2005
- [21] Kirk C.T., «A theory of transistor cut-off frequency (f ) falloff at high current densities» IEEE Trans. Electron Devices, vol. ED-9, no. 2, pp. 164–174, 1962.
- [22] Roulston D.J., «Bipolar semiconductor devices», Ed. Mc Graw-Hill Publishing Company, 1990
- [23] Hebert F., Roulston D.J., «Base resistance of bipolar transistors from layout details including two dimensional effects at low currents and low frequencies», Solid-State Electronics, vol. 31 n°72, pp. 283–290, 1988.
- [24] Gravier T., «Étude de l'architecture emetteur-base de transistor bipolaire simple polysilicium pour filière BICMOS 0,5-0,35  $\mu\text{m}$ », Thèse de doctorat, Université J-Fourier, Grenoble, 1996.
- [25] De Graaf H.C., Kassen F.M., « Compact transistor modelling for circuit design», Springer-Verlag, Wien.
- [26] Groendijk H., « Modeling base crowding in a bipolar transistor », IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. 20, n°3, pp. 329-330, 1973.
- [27] Naimi A., «Contribution à la modélisation du transistor bipolaire de puissance et implantation dans le simulateur Pspice», Thèse de doctorat, Institut national polytechnique de Toulouse», 1993
- [28] Hauser, J.R., «The reversible voltage-induced initial resistance in the negative resistance sandwich structure», IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. 11, n°5, pp. 238 - 242, 1964.
- [29] Schaber, H., Bieger, J., Meister T.F., Ehinger, K., Kakoschke R., «Process and device related scaling considerations for polysilicon emitter bipolar transistors», IEDM, pp.170-173, 1987
- [30] Llinares P., «Évolution du bruit 1/f dans les transistors bipolaires des technologies BICMOS», Thèse de doctorat, Université de Montpellier II, 1998.
- [31] Latrèche S, «Modélisation de transistors à homo et hétéro-jonctions compatibles avec une filière CMOS submicronique : influence de phénomènes quantiques», Thèse de doctorat, Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, 1998.
- [32] Giroult-Matlakowski G, «Étude du système émetteur-base d'un transistor bipolaire auto-alligné dans le cadre d'une technologie VLSI BICMOS», Thèse de doctorat,

- Institut national des sciences appliquées de Toulouse», 1990.
- [33] Ashburn, P. ; Soerowirdjo, B., «Comparison of experimental and theoretical results on polysilicon emitter bipolar transistors», IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. 31, n°7, pp. 853 – 860, 1984
  - [34] De Graaff H.C., de Groot J.G., «The SIS tunnel emitter: A theory for emitters with thin interface layers», IEEE Trans. Electron Devices, vol. 26, n 11, pp. 1771–1776, 1979.
  - [35] Eltoukhy A.A., Roulston D.J., «The role of the interfacial layer in polysilicon emitter bipolar transistors», IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. 29, n°12, pp. 1862 – 1869, 1982
  - [36] Suzuki K., «Unified minority-carrier transport equation for polysilicon or heteromaterial emitter contact bipolar transistors», IEEE Trans. Electron Devices, vol. 38,n° 9 , pp. 1868–1877, 1991.
  - [37] Ma P., Zhang L., Zhao B., Wang Y., «An analytical model for determining carrier transport mechanism of polysilicon emitter bipolar transistors», IEEE Trans. Electron Devices, vol. 42, n° 10 , pp. 1789–1797, 1995.
  - [38] Rinaldi N.F., «On the Modeling of Polysilicon Emitter Bipolar Transistors», IEEE Trans. Electron Devices, vol. 44, n°3, pp. 395–403, 1997.
  - [39] Yu Z., Ricco B., Dutton R.W., «A comprehensive analytical and numerical model of polysilicon emitter contacts in bipolar transistors», IEEE Trans. Electron Devices, vol. 31, n° 6, pp. 773–784, 1984.
  - [40] Benchiheb A., Bencharif Madani S., Hobar F.« Analog behavioral Spice macromodelling of tunnel effect in BICMOS transistor » Conférence, Proceedings , ICTIS'05, Maroc , 3-6 juin 2005.
  - [41] Bouvier J., « Étude des épitaxies sélectives des alliages SiGe(C) pour électrode de base des transistors bipolaires performants », Thèse de doctorat, Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, 2010
  - [42] Barbalat B., «Technologie et physique de transistors bipolaires à hétérojonction Si/SiGeC auto-alignés très hautes fréquences», Thèse de doctorat, Université Paris-Sud XI, 2006.
  - [43] Dismukes J.P., Ekstrom L, Paff R.J., «Lattice parameter and density in germanium-silicon alloys», Journal of Physical Chemistry , vol.68, p.3021, 1964
  - [44] Matthews J.M. , Blakeslee A.E., « Defects in epitaxial multilayers III Preparation of almost perfect multilayers», Journal of Crystal Growth, vol. 32, p. 265, 1976
  - [45] Frank F. C., Van der Merwe J.H, « One-dimensional dislocations: I. Statistic Theory», Proceeding. R.Soc, vol.198, n° 1053, pp. 205-216, 1949.
  - [46] Thurmond C. D., « The standard thermodynamic functions for the formation of electrons and holes in Ge, Si, GaAs, and GaP», Journal of electrochemical society, vol.122, n° 8, pp.1133-1141, 1975.
  - [47] Lang D. V., People R., Bean J.C., Sergent A. M. «Measurement of the bandgap of GeSi/Si strained-layer heterostructures», Applied physics letters, vol.47, n° 12, pp. 1333-1335, 1985.
  - [48] Polleux J.L, « Contribution à l'étude et à la modélisation de phototransistors

- bipolaires à hétérojonction SiGe/Si pour les applications opto-microondes, Thèse de doctorat, CNAM-Paris, 2001
- [49] Braustein R., Moore A. R, Herman F, “Intrinsic Optical Absorption in Germanium-Silicon Alloys,” in *Physical Review*, vol.109, n° 3, pp. 695-710, 1958.
- [50] Ashburn P. «heterojunction bipolar transistors », Ed. Wiley & Sons, 2003
- [51] Senapati B., «Modelling of strained silicon-Germanium materiel parameters for devices simulation», IETE journal of research, vol.53, n° 3, pp.215-216, May-June 2007
- [52] Zhang S., «Geometrical scaling and radiation effects in silicon-germanium heterojunction bipolar transistors», PHD Dissertation, Auburn (Alabama) USA, 2002.
- [53] Galy P., «Étude théorique, modélisation et analyse par simulateur tridimensionnel d’une cellule BICMOS optimisée : conception d’un transistor vertical BICMOS original», Thèse de doctorat, Université de Bordeaux I, 1994.
- [54] Paul D.J., « Silicon Germanium heterostructures in electronics: the present and the future», *Thin Solid Films*, vol 321, n° 1-2, pp 172-180, 1998.
- [55] H. Baudry “Développement et étude de transistors bipolaires hautes performances à base silicium-germanium”, Thèse de doctorat, Université de Grenoble I – Joseph Fourier, 2001.
- [56] M. Laurens, B. Martinet, O. Kermarrec, Y. Campidelli, F. Deleglise, D. Dutartre, G. Troillard, D. Gloria, J. Bonnouvrier, R. Beerkens, V. Rousset, F. Leverd, A. Chantre et A. Monroy, «A 150 GHz f T /f MAX 0.13  $\mu\text{m}$  SiGe:C technology», *IEEE Bipolar/BiCMOS Circuits and Technology Meeting*, pp. 199–202, 2003.
- [57] A. Monroy, M. Laurens, M. Marty, D. Dutartre, D. Gloria, J.L. Carbonero, A. Perrotin, M. Roche, A. Chantre. “BiCMOS6G: A high performance 0.35 $\mu\text{m}$  SiGe BiCMOS technology for wireless applications”, *BCTM*, pp. 121-124, 1999.
- [58] Raoult J., « Étude et modélisation de transistors bipolaires à hétérojonction SiGe – Application à la conception d’oscillateurs radiofréquences intégrés», Thèse de doctorat, l’institut national des sciences appliquées de Lyon, 2003
- [59] Chevalier P., Barbalat B., Rubaldo L., Vandelle B., Dutartre D., Bouillon P., Jagueneau T., Richard C., Saguin F., Margain A., Chantre A., «300 GHz f MAX selfaligned SiGeC HBT optimized towards CMOS compatibility», *IEEE Bipolar/BiCMOS Circuits and Technology*, pp. 120–123, 2005.
- [60] Mathieu H. , «Physique des semi-conducteurs et des composants électroniques», *3<sup>ème</sup> édition paris : Masson*, 1996.
- [61] Defresne A., «Amélioration de la passivation de cellules solaires de silicium à hétérojonction grâce à l’implantation ionique et aux recuits thermiques», Thèse de doctorat, Univ. Paris-Saclay, 2016.
- [62] McCluskey M. D., Haller E. E., «Dopants and Defects in Semiconductors », Ed. CRC Press -Taylor & Francis Group, 2012.
- [63] Zouaoui M., «Etude des propriétés électroniques des boîtes quantiques InAs/InP par spectroscopie de défauts profonds (DLTS) pour des applications optoélectroniques», Thèse de doctorat, institut national des sciences appliquées de Lyon, 2013.

- [64] Kittel C., «Physique de l'état solide», *Dunod*, 1992.
- [65] Gerl M., Issi J-P., «Physique des matériaux», Ed. Presses Polytechniques et Universitaires Romandes (PPUR), 1997.
- [66] M. Guessoumi, «étude des défauts électriquement actifs dans les composants hyperfréquence de puissance dans les filières SiC et GaN», *Thèse de doctorat*, école doctorale de Lyon , 2006.
- [67] Mandurah M.M., Saraswat K.C. «A model for conduction in polycrystalline silicon- Part I: Theory», *IEEE Transaction on Electron Devices*, vol. 28 n° 10, pp. 1163-1171, 1982.
- [68] Kamins T. «Polycrystalline Silicon for Integrated Circuits and Displays», 2<sup>nd</sup> Ed. Springer Science +Business Media, LLC, pp 195-243, 1998
- [69] Lévy F. «Physique et technologie des semiconducteurs», Ed. Presses Polytechniques et Universitaires Romandes (PPUR), 1995.
- [70] Sah C. T., Noyce R. N., Shockley W., “Carrier generation and recombination in p-n junctions and p-n junction characteristics,” *Proc. IRE*, vol. 45, pp. 1228-1243, Sept. 1957.
- [71] Grundmann M., «The Physics of Semiconductors -An Introduction Including Nanophysics and Applications», 3<sup>rd</sup> Ed. Springer, 2016.
- [72] Sheng S. Li, Semiconductor «Physical Electronics» 2<sup>nd</sup> Ed. Springer, 2006.
- [73] Claeys C., Simoen E., «Radiation effects in advanced semiconductor materials and devices», *Materials Science*, Ed Springer, 2002

## **Chapitre II**

### ***Modélisation bidimensionnelle***

## ***I. Introduction***

La modélisation bidimensionnelle des composants électroniques repose toujours sur un modèle mathématique qui décrit à travers des équations, le comportement du composant cible dans différentes conditions de fonctionnement. Il est donc clair que le choix de ce modèle ne soit pas anodin puisqu'il doit être le fruit des études approfondies de la théorie de la physique des semi-conducteurs, de la nature et de la structure particulière du composant ainsi que des méthodes numériques adaptées qui permettront la résolution des équations formant ce dit modèle. Les équations reconnues comme références incontournables pour construire tout modèle électrique seraient celles de l'électromagnétisme et plus spécifiquement celles de Boltzmann. Cependant, leurs résolutions directes est trop complexes sans pour autant apporter une amélioration importante à la précision. Ceci nous conduit alors à considérer certaines approximations jugées parfaitement justifiables par rapport à la structure particulièrement non homogène de la structure.

Ainsi, pour construire un modèle du HBT-SiGe, nous allons suivre les étapes suivantes :

En premier lieu, nous allons commencer par poser toutes les équations de base régissant le fonctionnement de notre transistor. Étant donné que ces équations font appel à des paramètres physiques spécifiques, nous allons également faire une étude assez approfondie des fonctions qui définissent ces paramètres du composant étudié tels que la mobilité dans le silicium et dans le SiGe, les densités d'états etc...

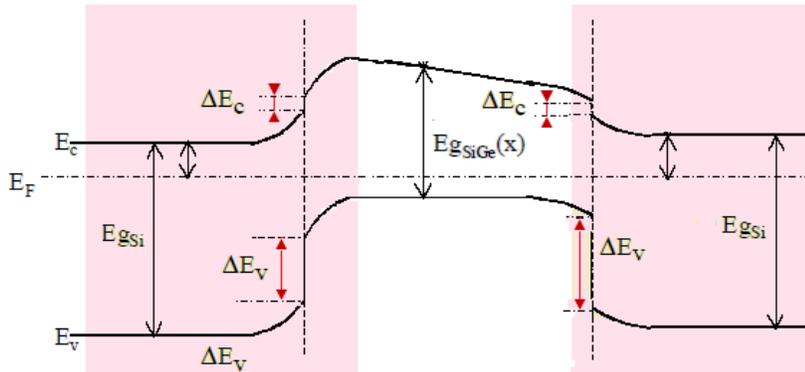
La troisième phase de ce travail consiste à faire un développement numérique des équations du HBT. Le recours à la méthode des différences finies, nous permettra de passer d'une formulation continue du modèle à une formulation discrète.

La dernière étape de ce travail est consacrée à l'exposition de la méthode de résolution de ces équations discrètes.

## ***II. Équations physiques de base***

Contrairement au transistor bipolaire classique (à homojonction) où il aurait été tout à fait convenable d'appliquer directement les équations du modèle de Drift-Diffusion [1], [2], la structure non homogène du transistor à hétérojonctions impose un certain nombre de restrictions qui tiennent compte des discontinuités localisées au niveau des bandes de conduction et de valence ainsi que des discontinuités des énergies potentielles des porteurs lorsqu'ils diffusent

d'un matériau à l'autre (fig.II-1). Ainsi, dans les équations formant le modèle physique du HBT-SiGe, il serait important d'intégrer l'aspect discontinu de ces bandes.



**Figure II.1:** Présentation des discontinuités des bandes de conduction et de valence présentes sont le HBT-SiGe

## II.1 Formulation des équations de base

Les équations qui régissent les phénomènes de transport dans le HBT-SiGe sont donc [1]-[6] :

### ➤ L'équation de Poisson

L'équation de Poisson permet de relier le potentiel électrostatique  $V$  à la densité formée par les charges dues aux porteurs libres et aux impuretés (supposées totalement ionisées).

$$\text{div} \cdot (\varepsilon \cdot \overrightarrow{\text{grad}}V) = -\rho \quad (\text{II-1})$$

Avec  $\rho$ , la densité des charges et  $\varepsilon$  la permittivité du matériau considéré.

### ➤ L'équation de transport

Les courants des électrons et des trous tiennent compte des composantes de conduction et de diffusion. Ils s'expriment par :

$$\vec{J}_n = q \cdot n \cdot \mu_n \cdot \vec{E} + q \cdot D_n \cdot \vec{\nabla}n \quad (\text{II-2})$$

$$\vec{J}_p = q \cdot p \cdot \mu_p \cdot \vec{E} - q \cdot D_p \cdot \vec{\nabla}p \quad (\text{II-3})$$

Avec

- $T$  : température
- $\vec{J}_n$  et  $\vec{J}_p$ : vecteurs de densité de courant des électrons et des trous
- $D_n$  et  $D_p$  : constantes de diffusion des électrons et des trous
- $\mu_n$  et  $\mu_p$  : mobilité des électrons et des trous
- $K_B$  : constante de Boltzmann

➤ *Relation d'Einstein*

$$\frac{D_n}{\mu_n} = \frac{D_p}{\mu_p} = \frac{k_B T}{q} \quad (\text{II-4})$$

➤ *Équations de continuité*

Les équations de continuité rendant compte de la conservation des porteurs dans un élément de volume s'expriment respectivement pour les électrons et les trous comme suit :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = g_n + \frac{1}{q} \cdot \vec{\nabla} \cdot \vec{J}_n \quad (\text{II-5})$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = g_p - \frac{1}{q} \cdot \vec{\nabla} \cdot \vec{J}_p \quad (\text{II-6})$$

Les facteurs  $g_n$  et  $g_p$  sont liés aux phénomènes de génération-recombinaison dont les expressions sont données dans les références [1]-[3].

➤ *Expression du courant total*

En absence de champ magnétique, le courant total peut être déduit de l'équation de Maxwell tel que [4], [5]:

$$\vec{J} = \vec{J}_n + \vec{J}_p + \varepsilon \cdot \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (\text{II-7})$$

et

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{J} = 0 \quad (\text{II-8})$$

Les équations des courants des électrons et des trous peuvent également s'exprimer en fonction des pseudo-niveaux de Fermi des électrons  $E_{Fn}$  et des  $E_{Fp}$  des trous par :

$$\vec{J}_n = n \cdot \mu_n \cdot \overrightarrow{\text{grad}} E_{Fn} \quad (\text{II-9})$$

$$\vec{J}_p = p \cdot \mu_p \cdot \overrightarrow{\text{grad}} E_{Fp} \quad (\text{II-10})$$

➤ *Conditions aux limites*

Les contacts métal / semi-conducteur sont supposés de type ohmique. Ainsi, dans cette zone, on considère que le semi-conducteur est neutre et en équilibre thermodynamique.

Les équations qui régissent ce comportement sont alors [6] :

$$n - p - dop = 0 \quad (\text{II-11})$$

$$n \cdot p = n_i^2 \quad (\text{II-12})$$

$$V = V_a + \frac{k_B \cdot T}{q} \cdot \text{Log} \left( \frac{n}{n_i} \right) \quad (\text{II-13})$$

Concernant les autres frontières, elles sont définies selon la condition de Neumann sur le champ électrique et sur les densités de courant qui stipulent que les dérivées normales y sont nulles.

## II.2 Problèmes des discontinuités des bandes d'énergie

L'intégration des effets de discontinuité des bandes peut facilement se faire à travers les expressions du niveau bas de la bande de conduction  $E_C$  et du niveau haut de la bande de valences  $E_V$  des porteurs. Cependant, il faut noter que l'ensemble des travaux traitant du sujet [7]-[12] s'accordent sur le fait que le rétrécissement de la bande interdite dû au germanium se retrouve intégralement sur la bande de valence et non pas sur la bande de conduction et par conséquent, la discontinuité de la bande interdite  $\Delta E_g$  entre les deux matériaux se rapporte au niveau de la bande de valence :

$$\Delta E_C \cong 0 \quad (\text{II-14a})$$

$$\Delta E_g \cong \Delta E_V \quad (\text{II-14b})$$

On peut donc exprimer  $E_C$  et  $E_V$  par que :

$$E_C = -qV + \frac{E_g}{2} \quad (\text{II-15})$$

$$E_V = -qV - \frac{E_g}{2} + \Delta E_V \quad (\text{II-16})$$

Avec  $\Delta E_V$  représentant l'effet de discontinuité ou de décrochage existant entre les deux matériaux localisé exactement au niveau de l'interface.

Pour l'effet de discontinuité au niveau de la bande de conduction, tel que rapporté par [11], [12], la discontinuité  $\Delta E_C \approx 0$  et donc  $\Delta E_g \approx \Delta E_V$

## II.3 Statistiques de Boltzman

Les pseudo-niveaux de Fermi des porteurs peuvent s'exprimer par [7] :

$$E_{Fn} = E_C + k_B \cdot T \cdot \text{Log} \left( \frac{n}{N_C} \right) + k_B \cdot T \cdot \text{Log} \gamma_n \quad (\text{II-17})$$

$$E_{Fp} = E_V - k_B \cdot T \cdot \text{Log} \left( \frac{p}{N_V} \right) + k_B \cdot T \cdot \text{Log} \gamma_p \quad (\text{II-18})$$

$\gamma_n$  et  $\gamma_p$  représentent l'influence de la statistique de Fermi-Dirac tels que :

$$\gamma_n = \frac{F_{1/2}(\eta_n)}{\exp(\eta_n)} \quad \eta_n = \frac{E_{Fn} - E_C}{k_B \cdot T} = F_{1/2}\left(\frac{n}{N_C}\right) \quad (\text{II-19})$$

$$\gamma_p = \frac{F_{1/2}(\eta_p)}{\exp(\eta_p)} \quad \eta_p = \frac{E_V - E_{Fp}}{k_B \cdot T} = F_{1/2}\left(\frac{p}{N_V}\right) \quad (\text{II-20})$$

Dans la statistique de Boltzmann :  $\gamma_n = \gamma_p = 1$

Les pseudo-niveaux de Fermi se réduisent alors à :

$$E_{Fn} = E_C + k_B \cdot T \cdot \text{Log}\left(\frac{n}{N_C}\right) \quad (\text{II-21})$$

$$E_{Fp} = E_V - k_B \cdot T \cdot \text{Log}\left(\frac{p}{N_V}\right) \quad (\text{II-22})$$

Les densités de porteurs peuvent alors s'exprimer par :

$$n = N_C \cdot \exp\left(\frac{E_{Fn} - E_C}{k_B \cdot T}\right) \quad (\text{II-23})$$

$$p = N_V \cdot \exp\left(\frac{E_V - E_{Fp}}{k_B \cdot T}\right) \quad (\text{II-24})$$

Les pseudo-niveaux de Fermi peuvent également s'exprimer par [1]-[3] :

$$E_{Fn} = -q \cdot V + k_B \cdot T \cdot \text{Log}\left(\frac{n}{n_i}\right) \quad (\text{II-25})$$

$$E_{Fp} = -q \cdot V - k_B \cdot T \cdot \text{Log}\left(\frac{p}{n_i}\right) \quad (\text{II-26})$$

Avec

$V$  : potentiel électrostatique

De manière générale, les travaux sur les HBT démontrent l'existence d'une discontinuité des niveaux de Fermi :  $\Delta E_{Fn}$  et  $\Delta E_{Fp}$  [13], [14]. Cependant, pour les trous elle est négligeable, mais pour les électrons,  $\Delta E_{Fn}$  peut également être considéré nul, car le décalage (s'il existe) exprime le fait qu'il y ait un spike et donc un effet tunnel à travers celui-ci [7]. Or pour les structures du type Si/SiGe, il n'y a pas de spike à l'interface. Ainsi,  $E_{Fn}$  et  $E_{Fp}$  sont considérés continus partout.

### III. Paramètres physiques du modèle

La modélisation du HBT-SiGe fait intervenir un certain nombre de paramètres physiques en rapport directe avec la composition du matériau, les conditions de fabrications du composant ainsi que des conditions de fonctionnement dans lesquelles il devrait être appelé à fonctionner.

Dans cette partie du travail, nous allons définir tous ces paramètres et cela, en se basant essentiellement sur ce que nous avons rassemblé à travers nos lectures des articles traitant du sujet.

#### III.1 Densité de charge

La densité de charge est formée des charges dues aux porteurs libres et aux impuretés, selon l'équation :

$$\rho = q \cdot (p - n + dop + n_r) \quad (\text{II-27})$$

Avec

- $n, p$  : les densités de porteurs,
- $dop$  : la densité d'impuretés ionisées ( $dop = N_D^+ - N_A^-$ )
- $n_r$  : densité de charges due aux centres de recombinaison

Il faut noter que les profils des densités d'impuretés peuvent se présenter sous forme soit d'équations analytiques (gaussiennes, erreurs complémentaires), ou d'un fichier de données résultant d'un traitement par un simulateur de procédés technologiques.

#### III.2 Constante diélectrique

La constante diélectrique du  $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$  peut être calculée par extrapolation linéaire entre celle du silicium et celle du germanium selon l'équation suivante [15]-[17] :

$$\epsilon_{SiGe} = \epsilon_{Si} + x \cdot (\epsilon_{Ge} - \epsilon_{Si}) \quad (\text{II-28})$$

Avec

- $\epsilon_{Si}, \epsilon_{Ge}$  sont les constantes diélectriques du silicium et du germanium dont les valeurs respectives sont 11.9 et 16,
- $x$  étant le pourcentage du germanium dans l'alliage.

### III.3 Largeur de la bande interdite

Comme ça été expliqué au chapitre I, §II.5.21, les alliages du  $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$  présentent une bande interdite moins large que celle du silicium et cela est lié d'une part au paramètre de maille plus élargi et d'autre part à la contrainte imposée au matériau [13].

La Figure II-2 présente la variation de la largeur de la bande interdite en fonction du taux de germanium pour des alliages de  $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$  contraints et non contraints. Elle démontre que la contrainte a un effet extrême sur la bande interdite du  $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ . En effet, comparé au silicium et pour un même taux de 10% de germanium, on note une réduction de 92meV pour le  $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$  contraint et 50 meV pour le  $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$  non contraint.

La loi de variation de la bande interdite en fonction de la température et du taux de germanium pour l'alliage de  $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$  contraint peut être modélisée par l'équation empirique suivante [13], [17] :

$$E_g(x, T) = E_g(0) - \frac{\alpha(x) \cdot T^2}{\alpha + \beta(x)} - \Delta E_g(x) \quad (\text{II-29})$$

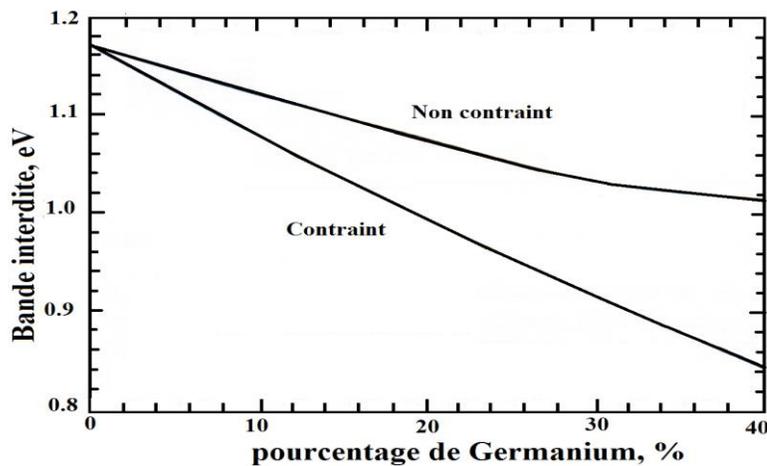
Avec

$$\Delta E_g(x) = 0,96 \cdot x - 0,43 \cdot x^2 + 0,17 \cdot x^3 \quad (\text{II-30})$$

$$\alpha(x) = 4,73 \times 10^{-4} (1 - x) + 4,77 \times 10^{-4} x \quad (\text{II-31})$$

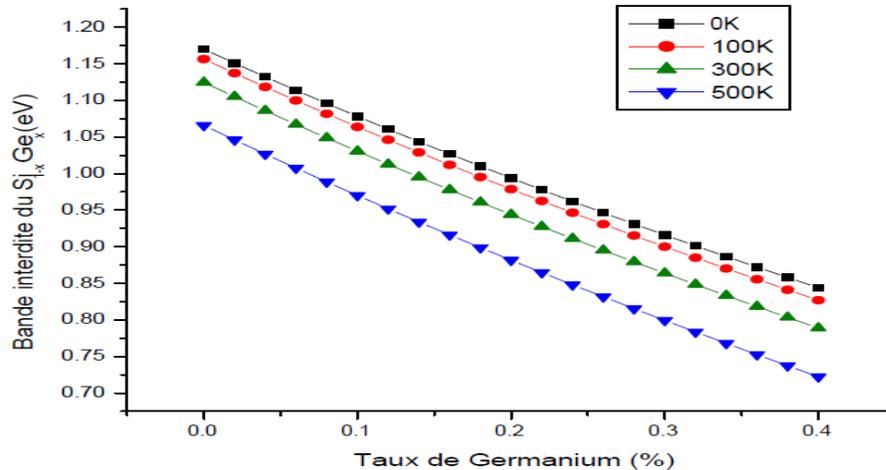
$$\beta(x) = 636 \cdot (1 - x) + 235 \cdot x$$

$$E_g(0) = 1,17 \text{ eV} : \text{Bande interdite du silicium à } 0^\circ \text{K} \quad (\text{II-32})$$



**Figure II.2:** Variation de la bande interdite du  $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$  contraint ou non sur Si en fonction du taux de Ge (x en %) [13]

La figure II-3 représente la loi de variation du gap du SiGe en fonction du taux de germanium et pour différentes températures. Nous remarquons que le gap est à son maximum à 0K puis diminue au fur et à mesure que la température augmente.



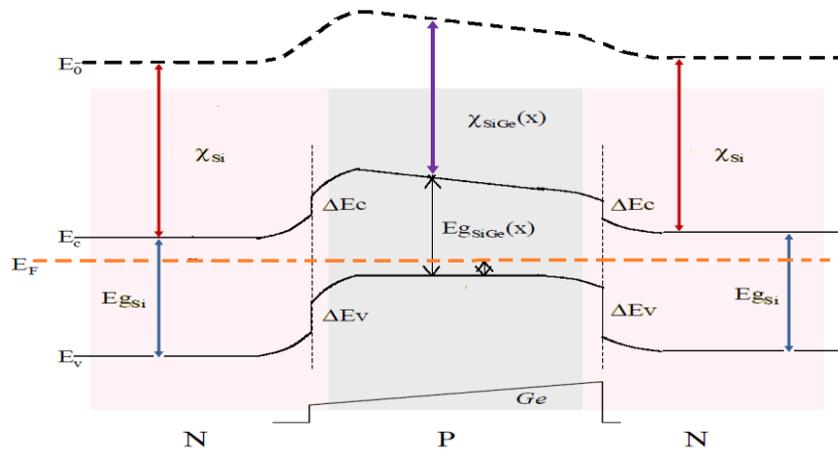
**Figure II.3:** Variation de la bande interdite du Si<sub>1-x</sub>Ge<sub>x</sub> en fonction du taux de Germanium et pour différentes températures.

### III.4 Réduction de la bande interdite

Dans les transistors HBT-SiGe, il y a deux raisons qui induisent la réduction de la bande interdite (ou bandgap narrowing) qui sont la présence de l'alliage Si<sub>1-x</sub>Ge<sub>x</sub> et le fort niveau de dopage :

- Concernant la première raison, il faut rappeler que le contact entre deux matériaux hétérogènes (fig.II-4) induit l'apparition d'une discontinuité de bandes due aux écarts de l'énergie d'extraction du vide  $\chi$  et de la largeur de bande interdite  $E_g$ . Les variations sur le binôme  $(\chi, E_g)$  définissent la discontinuité qui se répercute sur les bandes de conduction et de valence. Il est souvent plus aisé alors de traiter les discontinuités immédiatement au travers des discontinuités de bande de valence  $\Delta E_v$  et de conduction  $\Delta E_c$ , qui ont une influence directe sur les caractéristiques électriques des dispositifs.

La détermination des discontinuités  $\Delta E_v$  et  $\Delta E_c$  par voie théorique ou par la mesure à partir de structures de test adaptées sont particulièrement délicates et donne lieu à controverse [18]. Cependant, certains modèles proposés permettent de calculer ces paramètres physiques.



**Figure II.4:** Schéma de bandes à l'équilibre thermodynamique dans un HBT-SiGe à profil graduel de germanium au travers la base

Le modèle le plus utilisé est celui établi par People [9], [11], [18].

$$\Delta E_V = 0,74 \cdot x \quad ; \quad \Delta E_C \cong 0, \quad (\text{II-33})$$

- Concernant la réduction de la bande due au fort niveau de dopage, quand le niveau de dopage est très élevé, les atomes d'impuretés induisent dans la bande interdite du matériau non plus des niveaux énergétiques discrets, mais des niveaux regroupés en bandes. Les interférences de ces bandes d'impuretés avec les bandes permises (de conduction ou de valence) se traduisent par une réduction  $\Delta E_g$  de la bande interdite du matériau.

Le modèle de Klassen propose une bonne approximation de cette grandeur [19].

$$\Delta E_g^{BGNdop}(N) = 0.00692 \left[ \text{Log} \left( \frac{N}{1.3 \times 10^{17}} \right) + \sqrt{\left[ \text{Log} \left( \frac{N}{1.3 \times 10^{17}} \right) \right]^2 + 0.5} \right] \quad (\text{II-34})$$

Ainsi, pour tenir compte de ce phénomène, il suffit de remplacer dans la zone considéré  $\Delta E_g$  par :

$$\Delta E_{geff} = \Delta E_g - \Delta E_g^{BGNdop} \quad (\text{II-35})$$

### III.5 Densités effectives des états

Les études sur l'alliage de SiGe ont débuté vers les années 1960, mais les premières réalisations de couches SiGe contraintes sur Si n'ont été effectuées que vers le milieu des années 1980. Depuis, l'effet de la contrainte sur la réduction de la largeur de bande interdite a été largement étudiée et démontré. Cependant, aucun modèle complet pour la simulation dérive-diffusion n'a été développé jusqu'à lors. Ainsi, pour pallier à ce manque, dans notre étude, les lois de variations connues ont été regroupées, confrontées et analysées afin d'en fournir une synthèse.

Le traitement des données existantes sur les densités effectives d'états conduit notamment à la mise en place de différents nouveaux modèles traitant à la fois des variations en fonction de la composition en Germanium et de la dépendance en fonction de la température. Nous citons alors trois modèles :

- **Modèle de Silvaco** [20]

$$N_{CSiGe} = 2.8 \cdot 10^{19} + x \cdot (1.04 \cdot 10^{19} - 2.8 \cdot 10^{19}) \quad (\text{II-36})$$

$$N_{VSiGe} = 1.04 \cdot 10^{19} + x \cdot (6.08 \cdot 10^{18} - 1.04 \cdot 10^{19}) \quad (\text{II-37})$$

- **Modèle de Matutinovic-Krstelj** [21]

$$\frac{N_{CSiGe}}{N_{CSi}} \cong \frac{2}{3} + \frac{1}{3} \cdot \exp\left(\frac{-0.69 \cdot x}{k_B T}\right) \quad (\text{II-38})$$

$$\frac{N_C N_V)_{SiGe}}{N_C N_V)_{Si}} \cong 0.306 + 0.319 \cdot \exp(-34,1 \cdot x) + 0.375 \cdot \exp(-8 \cdot x) \quad (\text{II-39})$$

- **Modèle cité par Sénapati** [17]

$$N_{CSiGe}(x, T) = 2 \left[ \frac{2\pi \cdot m_{dc}^*(X) \cdot k_B T}{h^2} \right]^{\frac{3}{2}} \cdot \left[ 4 + 2 \cdot \exp\left(\frac{E_{cX}^4 - E_{cX}^2}{k_B T}\right) \right] \quad (\text{II-40})$$

$$+ 8 \left[ \frac{2\pi \cdot m_{dc}^*(L) \cdot k_B T}{h^2} \right]^{\frac{3}{2}} \cdot \exp\left(\frac{E_{cX}^4 - E_{cL}}{k_B T}\right)$$

$$N_{VSiGe}(x, T) = 2.54 \cdot 10^{19} \cdot [m_{dv}^*(x, T)]^{3/2} \cdot \left(\frac{T}{300}\right)^{3/2} \quad (\text{II-41})$$

Avec

$$m_t^*(X) = 0.195 m_0 \frac{E_g(0)}{E_g(T)} ; \quad m_l^*(X) = 0.916 m_0 \quad (\text{II-42})$$

$$E_{cX}^4 - E_{cX}^2 = -1.0709 + 1.366 \cdot x - 0.1615 \cdot x^2 \quad (\text{II-43})$$

$$E_{cX}^4 - E_{cL} = -0,6 \cdot x$$

$$m_{dc}^*(X) = (m_t^{*2} \cdot m_l^*)^{1/3} ; \quad m_{dc}^*(L) = (m_t^{*2} \cdot m_l^*)^{1/3} \quad (\text{II-44})$$

Et avec les paramètres :

Masse effective des électrons		
Paramètre	Si	Ge
$m_t^*$ (X)	0.19	1.353
$m_l^*$ (X)	0.916	0.288
$m_t^*$ (L)	0.126	0.081
$m_l^*$ (L)	1.66	1.57

**Tableau II.1:** Masse effective des électrons dans le silicium et le germanium [17]

Les masses effectives longitudinale et transversale des électrons dans les vallées X et L du  $\text{Si}_x\text{Ge}_x$  pour un taux de germanium inférieur à 0.3 sont similaires à ceux du silicium [22]. De plus, leurs variations en fonction de la température dans la vallée X sont généralement supposées identiques à ceux du silicium.

La densité des états de la bande de valence est donnée par :

$$N_{vSiGe}(x, T) = 2 \left[ \frac{2\pi \cdot m_{dv}^*(x, T) \cdot k_B T}{h^2} \right]^{3/2} \quad (\text{II-45})$$

La masse effective des trous dépend de la température et du taux de germanium :

$$m_{dv}^*(x, T) = \frac{m_{dv}^*(T)}{m_{dv}^*(0)} \cdot m_{dv}^*(x) \quad (\text{II-46})$$

Avec

$$\frac{m_{dv}^*(x)}{m_0} = \left[ m_{hh}^{*3/2}(x) + m_{ih}^{*3/2}(x) \cdot \exp\left(-\frac{\Delta E_{hl} \cdot q}{kT}\right) + m_{s0}^{*3/2}(x) \cdot \exp\left(-\frac{\Delta E_{s0} \cdot q}{kT}\right) \right]^{2/3} \quad (\text{II-47})$$

$$\Delta E_{hl} = 0.28 x - 0.563 x^2 + 0.71 x^3 \quad (\text{II-48})$$

$$\Delta E_{s0} = 0.044 + 0.53 x$$

$$\frac{m_{dv}^*(T)}{m_0} = 0.545 + 3.41 \times 10^{-3}T - 5.66 \times 10^{-6}T^2 + 3.53 \times 10^{-9}T^{-3} \quad (\text{II-49})$$

$$\frac{m_i^*(x)}{m_0} = \left[ \frac{1-x}{m_{iSi}^*} + \frac{x}{m_{iGe}^*} \right] \quad i = X, L \quad (\text{II-50})$$

Et avec les paramètres :

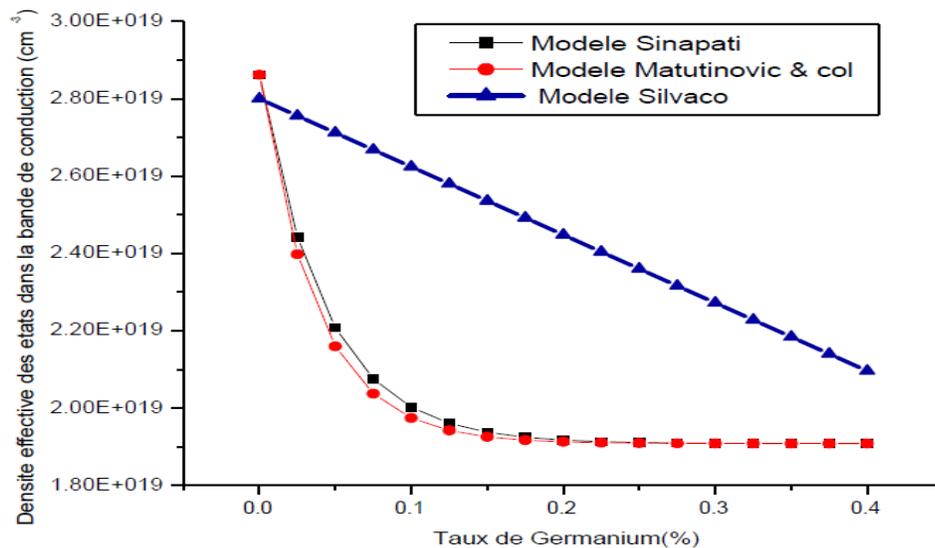
Masse effective des trous		
Paramètre	Si	Ge
$m_{hh}^*$ (X)	0.537	0.284
$m_{lh}^*$ (X)	0.153	0.044
$m_{so}^*$ (L)	0.234	0.095

**Tableau II.2:** Masse effective des trous dans le silicium et le germanium [17]

$m_0$  étant la masse effective de l'électron

Sur les figures II-5 et II-6, on présente respectivement les variations de la densité effective d'états dans la bande de conduction et dans la bande de valence (à  $T=300K$ ) selon les trois modèles. Les modèles de Sinapati et de Matutinovics et coll donnent des résultats très proches comparés au modèle intégré dans Silvaco dont les résultats sont très éloignés des deux premiers. Ceci peut être expliqué par le fait que dans le modèle de Silvaco, on n'a tenu compte ni des déformations des bandes d'énergie dans l'espace des  $k$  dues aux contraintes ni des variations des masses effectives longitudinales et transversales en fonction de la température.

Dans notre simulation du HBT-SiGe, nous ne retenons que les deux premiers modèles.



**Figure II.5:** La variation de la densité des états effectifs dans la bande de conduction

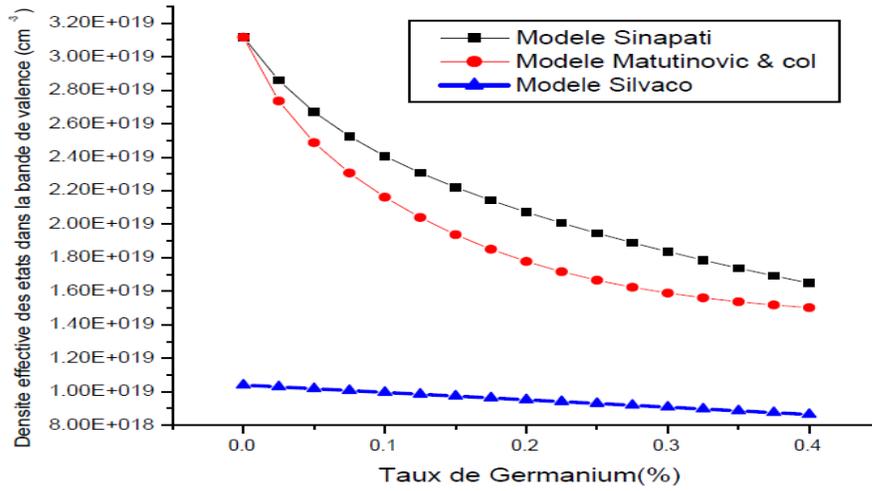


Figure II.6: La variation de la densité des états effectifs dans la bande de valence

### III.6 Concentration intrinsèque des porteurs

Sachant que

$$n_{iSi}^2 = (N_C N_V)_{Si} \cdot \exp\left(-\frac{E_{gSi}}{k_B T}\right) \quad (\text{II-51})$$

$$n_{iSiGe}^2 = (N_C N_V)_{SiGe} \cdot \exp\left(-\frac{E_{gSiGe}}{k_B T}\right) \quad (\text{II-52})$$

Et que

$$\Delta E_g = E_{gSi} - E_{gSiGe} \quad (\text{II-53})$$

On peut alors déduire que :

$$n_{iSiGe} = n_{iSi} \sqrt{\frac{(N_C N_V)_{SiGe}}{(N_C N_V)_{Si}}} \cdot \exp\left(\frac{\Delta E_g}{2k_B T}\right) \quad (\text{II-54})$$

### III.7 Mobilités des porteurs

La mobilité des porteurs de charge ( $\mu$ ) traduit la facilité qu'ont les porteurs à se déplacer dans le matériau considéré. Qu'il s'agisse d'un électron ou d'un trou, la mobilité est une grandeur directement liée à la nature du porteur. En effet, il est toujours vrai que la mobilité de l'électron est supérieure à celle du trou quand ils se retrouvent dans les mêmes conditions environnementales. Ces derniers éléments nous permettent donc d'affirmer, sans ambiguïté, que

la mobilité des électrons et des trous dans un semi-conducteur dépend de plusieurs facteurs qui peuvent interagir entre eux. Ainsi, il est très difficile de déterminer l'influence de l'un (des facteurs) sans tenir compte des autres. Parmi ces facteurs nous pouvons citer par exemple la température, la concentration de dopant, le niveau d'injection, la densité des porteurs libres, les effets liés aux phonons acoustiques et aux vibrations du réseau etc... De plus, des mesures expérimentales ont prouvé que la mobilité varie selon la position du porteur c'est-à-dire s'il est minoritaire ou majoritaire. En effet, Swirhun [23], [24] a démontré que la mobilité du porteur lorsqu'il est minoritaire est environ égale au double que lorsque ce même porteur est majoritaire [17].

L'origine du matériau dopant a également une influence puisque les travaux de Chapman [25] et de Fistul [26] ont montré que lorsque le dopant est le phosphore, la mobilité des électrons est 10 à 15 % fois supérieure que si le dopant est l'arsenic. De plus, lorsqu'on ne considère plus le silicium « pur » mais un alliage tel que le SiGe, il faudrait encore tenir compte de l'influence du taux de germanium, ainsi que des contraintes utilisées dans la croissance des films à base de ce composé.

L'expérimentation permet de faire des mesures globales de cette grandeur dans une structure dans des conditions précises. Par contre, pour l'utiliser dans un programme de simulation bidimensionnelle où on aurait besoin de connaître la valeur de cette grandeur en chaque point du composant et dont la grandeur dépend des conditions du point considéré, le recours à une modélisation s'avère donc obligatoire.

### III.7.1 Mobilités du silicium

Il existe de très nombreux modèles de mobilité dans le silicium [27]-[33] qui incluent la diffusion par les phonons et les impuretés ionisées. Parmi ceux-ci, les modèles semi-empiriques d'Arora [28], de Klaassen [30], [31] et Masetti [32] sont majoritairement utilisés pour les dispositifs à champ faible.

Le modèle de Dorkel [29] tient compte des effets de la forte injection.

Le modèle d'Arora prend en compte l'effet des phonons et des impuretés ionisées. Ce modèle présente l'avantage d'être simple à utiliser et de fournir une expression de la mobilité pour les électrons et les trous en fonction de la température [28] :

$$\mu_n = \mu_{1n} \left( \frac{T}{300} \right)^{\alpha_n} + \frac{\mu_{2n} T^{\beta_n}}{1 + \left[ N / \left( N_{rn} \left( \frac{T}{300} \right)^{\gamma_n} \right) \right]} \quad (\text{II-55})$$

$$\mu_p = \mu_{1p} (T/300)^{\alpha_p} + \frac{\mu_{2p} T^{\beta_p}}{1 + [N/(N_{rp} (T/300)^{\gamma_p})]} \quad (\text{II-56})$$

Avec les paramètres suivants :

Paramètre	$\mu_1$ (cm <sup>2</sup> .V.s)	$\mu_2$ (cm <sup>2</sup> .V.s)	$\alpha$	$\beta$	$\gamma$	$N_r$
électron	88	1252	-0.57	-2.33	2.546	2,546
trou	54.3	407	-0.57	-2.33	1.432 10 <sup>17</sup>	2.67 10 <sup>17</sup>

Le modèle de Dorkel [29] tient compte des effets liés aux phonons acoustiques ( $\mu_L$ ), les effets liés à l'interaction entre le porteur et l'impureté ionisée ( $\mu_I$ ) et les effets liés aux interactions porteur-porteur ( $\mu_{ccs}$ ) et dont l'influence est plus accentuée au fort niveau d'injection. Cependant, dans ce modèle, on est limité à des niveaux de dopages inférieurs à 10<sup>19</sup>cm<sup>-3</sup>.

Les équations formant le modèle sont à la fois simples et facilement intégrables dans un programme de simulation de composant. Les équations sont [29]:

$$\mu_L = \mu_{Lo} (T/300)^{-\alpha} \quad (\text{II-57})$$

$$\mu_I = \frac{A \cdot T^{3/2}}{N} \cdot \left[ \text{Log} \left( 1 + \frac{B \cdot T^2}{N} \right) - \frac{B \cdot T^2}{N + B \cdot T^2} \right]^{-1} \quad (\text{II-58})$$

$$\mu_{ccs} = \frac{2 \cdot 10^7 \cdot T^{3/2}}{\sqrt{p \cdot n}} \cdot \frac{1}{\text{Log}[1 + 8.28 T^2 \cdot (p \cdot n)^{-1/3}]} \quad (\text{II-59})$$

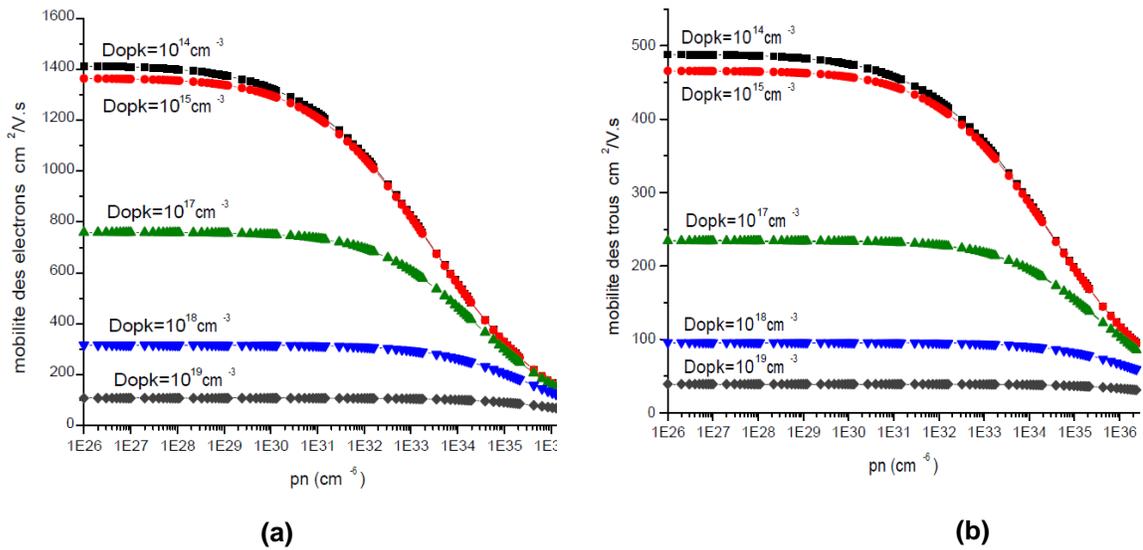
$$X = \sqrt{\frac{6 \cdot \mu_L \cdot (\mu_I + \mu_{ccs})}{\mu_I \cdot \mu_{ccs}}} \quad (\text{II-60})$$

$$\mu = \mu_L \cdot \left[ \frac{1.025}{1 + (X/1.68)^{1.43}} - 0.025 \right] \quad (\text{II-61})$$

Avec les paramètres du modèle :

	Électron	Trou
$\mu_{Lo}$	1430 cm <sup>2</sup> .V <sup>-1</sup> .s <sup>-1</sup>	495 cm <sup>2</sup> .V <sup>-1</sup> .s <sup>-1</sup>
$\alpha$	2.20	2.2
A	4.61 • 10 <sup>17</sup> cm <sup>-1</sup> .V <sup>-1</sup> .s <sup>-1</sup> .K <sup>-3/2</sup>	1 • 10 <sup>17</sup> cm <sup>-1</sup> .V <sup>-1</sup> .s <sup>-1</sup> .K <sup>-3/2</sup>
B	1.52 • 10 <sup>15</sup> cm <sup>-3</sup> .K <sup>-2</sup>	6.25 • 10 <sup>14</sup> cm <sup>-3</sup> .K <sup>-2</sup>

La figure II.7 présente l'évolution de la mobilité des électrons et des trous selon le modèle de Dorkel.



**Figure II.7:** Évolution de la mobilité en fonction du produit des concentrations des porteurs pour différents niveaux de dopage selon le modèle de Dorkel [29] :

a) Électrons & b) Trous

Le modèle de Masetti [32] permet une modélisation des porteurs en tenant compte de la nature du matériau dopant ainsi que de la position (de majoritaire ou minoritaire) du porteur considéré. Avec ce modèle il est possible d'obtenir des valeurs de mobilité correctes jusqu'à  $10^{22} \text{cm}^{-3}$

➤ **Porteurs majoritaires :**

$$[\mu_{n,p}^{Si}]_i = \mu_{min} \left( \frac{T}{300} \right)^{\theta_1} + \frac{\mu_{max} \left( \frac{T}{300} \right)^{\theta_2} - \mu_{min} \left( \frac{T}{300} \right)^{\theta_1}}{1.0 + \left( \frac{N}{N_r} \right)^\alpha \left( \frac{T}{300} \right)^{\theta_3}} - \frac{\mu_l}{1.0 + \left( \frac{N_s}{N} \right)^\beta} \quad (\text{II-62})$$

➤ **Porteurs minoritaires :**

$$[\mu_{n,p}^{Si}]_i = \mu_{min} \left( \frac{T}{300} \right)^{\theta_1} + \frac{\mu_{max} \left( \frac{T}{300} \right)^{\theta_2} - \mu_{min} \left( \frac{T}{300} \right)^{\theta_1}}{1.0 + \left( \frac{N}{N_r} \right)^\alpha \left( \frac{T}{300} \right)^{\theta_3}} - \frac{\mu_l}{1.0 + \left( \frac{N_s}{N} \right)^\beta} \quad (\text{II-63})$$

Avec les paramètres :

Paramètres pour les porteurs majoritaires			
Paramètre	Électron		Trou
	Arsenic	Phosphore	Bore
$\mu_{\min}$ (cm <sup>2</sup> /V.s)	52.5	68.5	44.9
$\mu_{\max}$ (cm <sup>2</sup> /V.s)	1417	1414	470.5
$\mu_1$ (cm <sup>2</sup> /V.s)	43.4	56.1	29
$N_r$ (cm <sup>-3</sup> )	9.68 10 <sup>16</sup>	9.2 10 <sup>16</sup>	2.23 10 <sup>17</sup>
$N_s$ (cm <sup>-3</sup> )	3,43 10 <sup>20</sup>	3,41 10 <sup>20</sup>	6.1 10 <sup>20</sup>
$\alpha$	0.68	0.711	0.719
$\beta$	2.00	1.98	2.00

Paramètres pour les porteurs minoritaires		
Paramètre	Électron	Trou
$\mu_{\min}$ (cm <sup>2</sup> /V.s)	232	130
$\mu_{\max}$ (cm <sup>2</sup> /V.s)	14 <sup>17</sup>	470.5
$N_r$ (cm <sup>-3</sup> )	8 10 <sup>16</sup>	8 10 <sup>17</sup>
$\alpha$	0.9	1.25

Paramètres de température		
Paramètre	Électron	Trou
$\Theta_1$	-0.54	-0.657
$\Theta_2$	-2.247	-2.285
$\Theta_3$	-2.546	-2.546

Le modèle de Klaassen inclut beaucoup de mécanismes tels que la diffusion électrons-trous, les effets de la forte injection et le mécanisme de désécrantage des dopants, propre au silicium compensé. Il faut noter que ce modèle traite séparément la diffusion des porteurs pour les deux types de dopants et de décrire les mobilités dans le silicium compensé. De plus, la plage de température considérée est très vaste et englobe même le domaine de la cryogénie. Cependant, malgré sa grande efficacité, ce modèle repose sur une longue succession d'expressions à traiter numériquement ce qui représente un long temps de calcul lors de la simulation des composants électroniques.

Dans ce qui suit, nous présentons les grandes lignes de ce modèle. L'article de Klasseen [30] pour davantage de précisions.

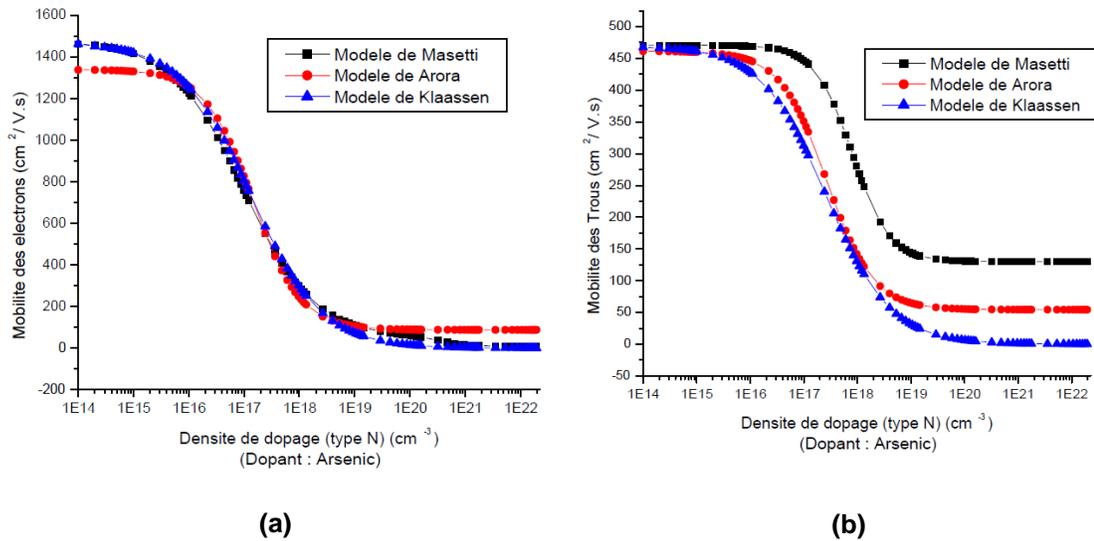
$$\frac{1}{\mu_i} = \frac{1}{\mu_{i,L}} + \frac{1}{\mu_{i,D+A+j}} \quad (\text{II-64})$$

$$\mu_{i,L} = \mu_{Lo} \left( \frac{T}{300} \right)^{-\alpha} \quad (\text{II-65})$$

$$\begin{aligned} \mu_{i,D+A+j} = & \frac{\mu_{\max}^2}{\mu_{\max} - \mu_{\min}} \left( \frac{T}{300} \right)^{3\alpha_1 - 1.5} \frac{N_{i,sc}}{N_{i,sceff}} \left( \frac{N_{ref,1}}{N_{i,sc}} \right)^{\alpha_1} \\ & + \frac{\mu_{\max} \cdot \mu_{\min}}{\mu_{\max} - \mu_{\min}} \left( \frac{300}{T} \right)^{0.5} \left( \frac{n+p}{N_{i,sceff}} \right) \end{aligned} \quad (\text{II-66})$$

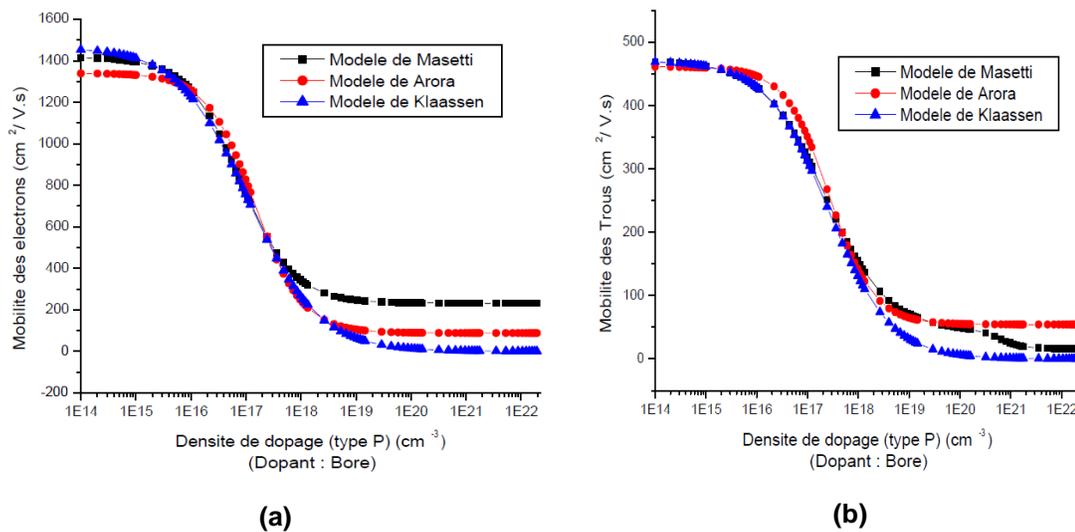
Dans notre modélisation du transistor, nous avons intégré les modèles de Masetti, Orora, de Dorkel et Klaassen. En tenant compte des caractéristiques particulières de chacun d'entre, nous préconisons le choix du modèle de Masetti pour la modélisation en faible injection, le modèle de Dorkel pour les fortes injections et le modèle de Klaassen pour les basses températures.

La figure II.8 présente l'évolution de la mobilité en fonction du dopage en Arsenic en considérant les trois modèles de Masetti, Arora et Klassen



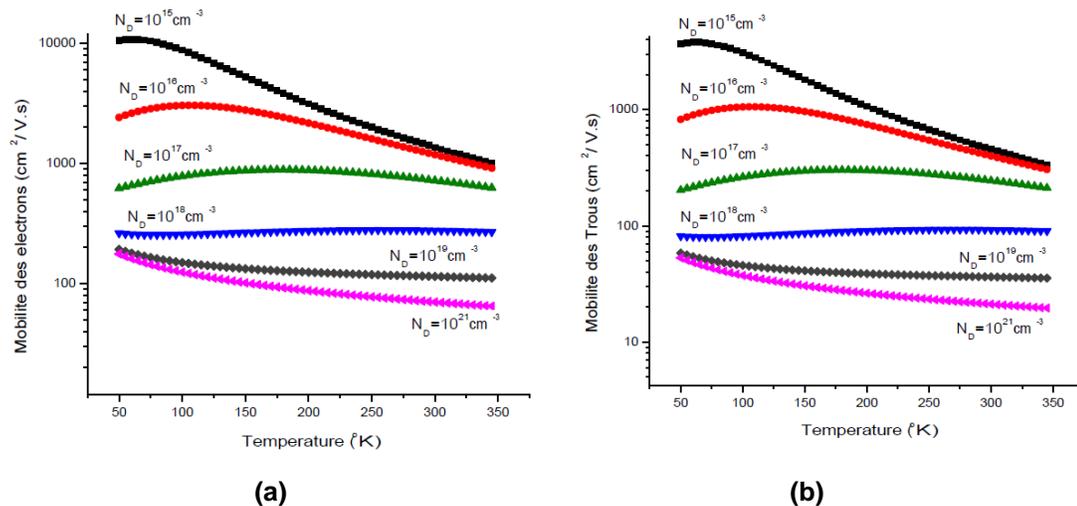
**Figure II.8:** Évolution de la mobilité en fonction du dopage en Arsenic selon trois modèles : de Masetti[32], de Arora[28] et Klassen[30] : **a)** Électrons & **b)** Trous

La figure II.9 présente l'évolution de la mobilité en fonction du dopage au Bore en considérant les trois modèles de Masetti, Arora et Klassen.



**Figure II.9:** Évolution de la mobilité en fonction du dopage en Bore selon trois modèles : de Masetti[32], de Arora[28] et Klassen[30] : **a)** Électrons & **b)** Trous

La figure II.10 présente l'évolution de la mobilité en fonction de la température pour différents niveaux de dopage selon le modèle de Klassen



**Figure II.10:** Évolution de la mobilité en fonction de la température pour différents niveaux de dopage selon le modèle de Klaassen [30] : **a)** Électrons & **b)** Trous

### III.7.2 Mobilités du l'alliage $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$

Les phénomènes de transport dans les alliages contraints et non contraints de SiGe ont également fait l'objet de plusieurs études et de modélisations [34]-[37]. La simulation de Monté Carlo a d'ailleurs démontré que dans un matériau de SiGe fortement dopé et à température ambiante, la mobilité des électrons était presque 50% fois plus élevée que celle du silicium et cela en raison de la masse effective plus réduite dans l'alliage [38].

Il faut noter que les mobilités des porteurs minoritaires et majoritaires du SiGe sont plus difficiles à extraire et à simuler. Ce délicat problème est en lien direct avec les conditions de croissance de cet alliage puisque lors de cette opération une forte contrainte biaxiale est imposée au réseau afin de reproduire exactement la maille du substrat de silicium dans le plan de l'interface. Ainsi, du fait de l'anisotropie de contrainte de l'alliage, en compression dans le plan de croissance (parallèle à l'hétérojonction) et en dilatation dans la direction normale, il s'en ressent une évolution également anisotropiques des mobilités avec respectivement des mobilités latérales  $\mu_{xx}$  et des mobilités verticales  $\mu_{zz}$ .

Pour simuler ces grandeurs nous avons utilisé le modèle de Manku et coll [36] pour modéliser la mobilité des électrons et de Carns et coll [39] pour celle des trous.

➤ **Mobilité des électrons**

$$\mu_{\perp}^{alloy} = \frac{5.5 \cdot 10^{18} T}{22 N_C \cdot x(1-x) \cdot m_t^{*2}} ; \quad \mu_{\#}^{alloy} = \frac{5.5 \cdot 10^{18} T}{4 N_C \cdot x(1-x) \cdot m_t^{*2}} \quad (\text{II-67})$$

$$[\mu_{\perp}^{Si}]_i = \frac{3[\mu_n^{Si}]_i}{(m_t^*/m_i^* + 2)} ; \quad [\mu_{\#}^{Si}]_i = \frac{3[\mu_n^{Si}]_i}{2(m_i^*/m_t^*) + 1} \quad (\text{II-68})$$

$$\frac{1}{[\mu_{\perp}^{SiGe}]_i} = \frac{1}{[\mu_{\perp}^{Si}]_i} + \frac{1}{\mu_{\perp}^{alloy}} ; \quad \frac{1}{[\mu_{\#}^{SiGe}]_i} = \frac{1}{[\mu_{\#}^{Si}]_i} + \frac{1}{\mu_{\#}^{alloy}} \quad (\text{II-69})$$

$$[\mu_{xx}^{SiGe}]_i = \frac{[\mu_{\perp}^{Si}]_i + [\mu_{\#}^{SiGe}]_i \cdot \exp(-\Delta E_x/k_B T) + [\mu_{\perp}^{SiGe}]_i \cdot \exp(-\Delta E_z/k_B T)}{2 \cdot \exp(-\Delta E_x/k_B T) + \exp(-\Delta E_z/k_B T)} \quad (\text{II-70})$$

$$[\mu_{zz}^{SiGe}]_i = \frac{2 \cdot [\mu_{\perp}^{Si}]_i \cdot \exp(-\Delta E_x/k_B T) + [\mu_{\#}^{SiGe}]_i \cdot \exp(-\Delta E_z/k_B T)}{2 \cdot \exp(-\Delta E_x/k_B T) + \exp(-\Delta E_z/k_B T)} \quad (\text{II-71})$$

Avec

$$\Delta E_x = -0.21 x ; \quad \Delta E_z = 0.42 x \quad (\text{II-72})$$

➤ **Mobilité des trous**

$$\mu_p^{SiGe} = \mu_{min} \left( \frac{T}{300} \right)^{\alpha} + \frac{\mu_0 \left( \frac{T}{300} \right)^{\beta}}{1.0 + \left( \frac{N}{N_{ref}} \right)^{\delta} \left( \frac{T}{300} \right)^{\gamma}} \quad (\text{II-73})$$

Avec

$$\mu_{min} = 44 - 20 x + 850 x^2 ; \quad \mu_0 = 400 + 29 x + 4737 x^2 \quad (\text{II-74})$$

$$N_{ref} = 2.35 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3} ; \quad (\text{II-75})$$

$$\alpha = -0.57 ; \quad \beta = -2.23 ; \quad \gamma = -2.546 ; \quad \delta = 0.90$$

**III.8 Génération-Recombinaison des porteurs**

Les équations de continuité (II-5) et (II-6) font intervenir un terme que nous avons appelé taux de génération-recombinaison et qui tient compte des divers mécanismes physiques perturbant les concentrations des porteurs libres. Dans notre modélisation, nous ne considérons que les générations- recombinaison de type (*Schockley-Read-Hall*) notées SHR.

La recombinaison SHR se base sur la notion de pièges situés au milieu de la bande interdite. Le niveau d'énergie  $E_t$ , induit dans la bande interdite, peut capturer à la fois des électrons et des trous et fournir une étape intermédiaire à la recombinaison.

Considérant qu'un électron a une durée de vie  $\tau_n$  dans la bande de conduction et qu'un trou a une durée de vie  $\tau_p$  dans la bande de valence, le taux de génération recombinaison est [40]:

$$gr = - \frac{np - n_i^2}{\tau_n \left[ p + n_i \exp\left(\frac{E_i - E_t}{kT}\right) \right] + \tau_p \left( n + n_i \exp\left(\frac{E_t - E_i}{kT}\right) \right)} \quad (\text{II-76})$$

Le niveau  $E_t$  est généralement choisi au milieu de la bande interdite donc on peut déjà simplifier l'équation :

$$gr = - \frac{np - n_i^2}{\tau_n [p + n_i] + \tau_p (n + n_i)} \quad (\text{II-77})$$

- Dans la zone de transistor où il n'y a que du silicium :  $n_i = n_{isi}$
- Dans la zone de transistor où il y a intégration du germanium (formant le SiGe):  $n_i = n_{iSiGe}$

### III.9 Durée de vie de porteurs

Les durées de vie des électrons  $\tau_n$  et des trous  $\tau_p$  dans le silicium sont modélisées par le modèle suggéré par Law [40], [41] qu'on retrouve également dans Silvaco [20] :

$$\tau_{n,p} = \frac{\tau_{no,po}}{1 + \frac{N}{N_{SHR_{n,p}}}} \quad (\text{II-78})$$

Où  $N$  est le dopage au point considéré,  $\tau_{no}$ ,  $\tau_{po}$ ,  $N_{SHR_n}$  et  $N_{SHR_p}$  sont des paramètres tels que :

Paramètre	$\tau_{no}$ (s)	$\tau_{po}$ (s)	$N_{SHR_n}$ (cm <sup>-3</sup> )	$N_{SHR_p}$ (cm <sup>-3</sup> )
	$3 \cdot 10^{-5}$	$10^{-5}$	$10^{17}$	$10^{17}$

Pour des variations en fonction de la température, on retrouve dans [17] :

$$\tau_{n,p} = \frac{\tau_o (T/300)^\gamma}{1 + \frac{N}{N_{SHR_{n,p}}}} \quad (\text{II-79})$$

Avec les paramètres :

Paramètre	Électron	Trou
$\tau_o$ (s)	$3 \cdot 10^{-5}$	$10^{-5}$
$N_{SHR}$ (cm <sup>-3</sup> )	$5 \cdot 10^{16}$	$5 \cdot 10^{16}$
$\gamma$	-1.5	-1.5

La durée de vie des porteurs dans le SiGe est nettement inférieure à celle retrouvée dans le silicium [17], [42]. Nous retenons un rapport de 10 entre les deux :

$$\tau_{n,p}|_{SiGe} = 0.1 \times \tau_{n,p}|_{Si} \quad (\text{II-80})$$

## ***IV. Traitement analytique et numérique des équations du HBT-SiGe***

Dans les paragraphes précédents, nous avons présenté les équations de base qui régissent le comportement électrique des semi-conducteurs et des hétérojonctions. Ces équations forment un système couplé non linéaire qui exige le recours à une méthode numérique de discrétisation spéciale pour pouvoir le résoudre. Ainsi, pour atteindre cet objectif, nous allons suivre les étapes suivantes :

- Faire un traitement analytique préliminaire des équations.
- Réaliser une discrétisation du domaine (ou du composant électronique) en un nombre fini d'éléments ou de points où seront calculées les variables inconnues choisies du système.
- Faire une discrétisation des équations aux points de maillage ce qui va permettre le passage d'un système d'équations continues à un système d'équations algébriques discrètes dont la dimension est égale aussi bien au nombre de points de discrétisation qu'au nombre de variables inconnues.
- Procéder à une résolution du système linéaire en ayant recours à une méthode numérique adaptée.

### ***IV.1 Traitement analytique préliminaire des équations***

#### ***IV.1.1 Choix des variables de base***

Les équations, formant le système, sont couplées c'est-à-dire, dépendantes les unes des autres. Il est donc possible de les réduire à trois équations (aux dérivées partielles) à trois variables inconnues.

Le choix de ces variables est une opération délicate puisqu'elles doivent permettre de déduire toutes les autres grandeurs physiques du composant et en même temps, elles ont une grande influence sur les propriétés de convergence de la méthode numérique de résolution. Une bonne étude sur le choix des variables et de leurs intérêts, est présentée dans les travaux de Heydmann [1] et de Charitat [2].

Le potentiel électrostatique est la seule variable dont le choix s'impose pour caractériser le composant. Pour les deux autres variables, la symétrie des équations de transport et de continuité favorise le choix de  $n$  et  $p$  lors de la résolution finale du système.

Pour initialiser le problème, nous devons considérer certaines hypothèses qui permettent de simplifier les équations du système. De plus, le choix de variables fonctions du pseudo-potentiel de Fermi tels que:  $\exp(-\phi_n)$  et  $\exp(\phi_p)$  comme variables de base de ce système initial facilitent beaucoup la résolution du système initial tout en permettant d'obtenir des solutions initiales de bonnes qualités dans la mesure qu'elles assurent une bonne convergence du système final.

### IV.1.2 Normalisation des équations

Les variables des systèmes présentent des ordres de grandeur très différents et à cet effet, l'introduction de variables réduites (ou normalisation) permet à la fois de simplifier les calculs analytiques et numériques tout en évitant les risques de dépassement des capacités de calcul (overflow).

Le tableau (II-3) résume l'ensemble des grandeurs de normalisation.

Le système d'équations à résoudre devient alors:

$$\text{div}(\text{grad } \Phi) = N - P - DOP \quad (\text{II-81})$$

$$\text{div}[M_n \cdot (\text{grad}(N) - N \cdot \text{grad}(\Phi))] = -GR \quad (\text{II-82})$$

$$\text{div}[M_p \cdot (\text{grad}(P) + P \cdot \text{grad}(\Phi))] = -GR \quad (\text{II-83})$$

Les expressions des pseudo-potentiels de Fermi normalisés des porteurs sont :

$$\Phi_n = \Phi - \text{Log}(N) \quad (\text{II-84})$$

$$\Phi_p = \Phi + \text{Log}(P) \quad (\text{II-85})$$

Les équations (II-82) et (II-83) du système deviennent alors:

$$\text{div}[M_n \cdot \exp(\Phi - \Phi_n) \cdot \text{grad}(\Phi_n)] = GR \quad (\text{II-86})$$

$$\text{div}[M_p \cdot \exp(\Phi_p - \Phi) \cdot \text{grad}(\Phi_p)] = -GR \quad (\text{II-87})$$

Si on pose :

$$\Psi_n = e^{-\Phi_n} \quad \text{et} \quad \Psi_p = e^{\Phi_p} \quad (\text{II-88})$$

Le système d'équations devient alors :

$$\text{div}(\text{grad } \Phi) = \exp(\Phi) \cdot \Psi_n - \exp(-\Phi) \cdot \Psi_p - DOP \quad (\text{II-89})$$

$$\text{div}[M_n \cdot \exp(\Phi) \cdot \nabla \Psi_n] + GR = 0 \quad (\text{II-90})$$

$$\text{div}[M_p \cdot \exp(-\Phi) \cdot \nabla \Psi_p] + GR = 0 \quad (\text{II-91})$$

Grandeur	Symbole de la Variable	Symbole de la Variable normalisée	Constante de normalisation	Unité	Valeur à 300°K
Distance	$x, y$	$X, Y$	$L = \sqrt{\epsilon \cdot V_0 / q \cdot n_i}$	m	$3.392 \cdot 10^{-5}$
Potentiel électrostatique	$V, \varphi_n, \varphi_p,$ $\gamma_n, \gamma_p$	$\Phi, \Phi_n, \Phi_p,$ $\gamma^N, \gamma^P$	$V_t = k_B \cdot T / q$	V	$2.585 \cdot 10^{-2}$
Concentration	$n, p, dop,$ $N_d, N_a$	$N, P, DOP$ $N_D, N_A$	$n_i$	Atome.m <sup>-3</sup>	$1.45 \cdot 10^{16}$
Densité de courant	$J_n, J_p$	$J_N, J_P$	$J_0 = \frac{q \cdot n_i}{L} \cdot D_0$	A.m <sup>-2</sup>	$10^4$
Génération-Recombinaison	$gr$	$GR$	$\frac{J_0}{q \cdot L}$	Atome.m <sup>-3</sup> .s <sup>-1</sup>	$1.839 \cdot 10^{27}$
Constant de diffusion	$D_0$		$\frac{L \cdot J_0}{q \cdot n_i}$	m <sup>2</sup> .s <sup>-1</sup>	$1.460 \cdot 10^2$
Mobilité	$\mu_n, \mu_p$	$M_n, M_p$	$D_0 / V_0$	m <sup>2</sup> .V <sup>-1</sup> .s <sup>-1</sup>	$5.649 \cdot 10^3$
Courant total	$I$	$\bar{I}$	$J_0 \cdot L$	A.m <sup>-1</sup>	$3.392 \cdot 10^{-1}$
Durée de vie	$\tau$	$\Gamma$	$\frac{L^2}{D_0}$	s	$7.881 \cdot 10^{-12}$
Densité de charge surfacique	$\rho_s$		$\frac{V_t \cdot \epsilon_{si}}{L}$	c.m <sup>-2</sup>	$7.881 \cdot 10^{-8}$
Densité de charge sur l'oxyde	$\rho_{ox}$		$q \cdot n_i$	c.m <sup>-3</sup>	$2.323 \cdot 10^{-3}$
Champ électrique	$E$	$\hat{E}$	$V_t / L$	V.m <sup>-1</sup>	$7.619 \cdot 10^2$
Niveaux d'énergie	$E_c, E_v, E_{FN},$ $E_{FP}$	$\bar{E}_c,$ $\bar{E}_v, \bar{E}_{FN}, \bar{E}_{FP},$	$E_0 = k_B \cdot T$		

Tableau II.3: Constantes de normalisation

## IV.2 Discrétisation des équations

Le problème étant bien présenté par un système d'équations aux dérivées partielles du second ordre, il s'agit maintenant de traiter ces équations de manière à pouvoir calculer les grandeurs physiques  $N$ ,  $P$  (ou  $\Psi_n$ ,  $\Psi_p$ ) et  $\Phi$  en chaque point du composant. Pour atteindre cet objectif, il est nécessaire d'avoir recours à une méthode de discrétisation telles que les différences finies, les éléments finis ou les volumes finis.

Dans notre travail, on a choisi la méthode des différences finies, car elle est relativement facile à mettre en œuvre et elle s'adapte très bien aux structures simples telles que celles des transistors.

Historiquement, Scharfetter et Gummel [43] furent les premiers à utiliser cette méthode pour simuler des composants électroniques dans le domaine unidimensionnel. Depuis, cette méthode a été étendue pour traiter des problèmes dans les domaines bidimensionnels et tridimensionnels [44]-[47].

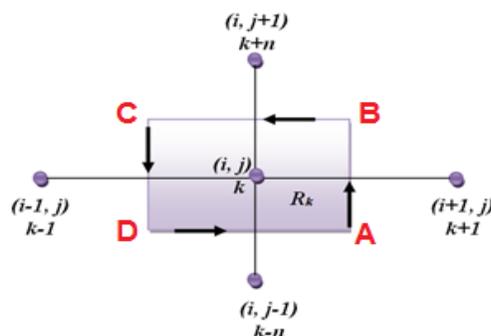
### IV.2.1 Méthode des différences finies

Pour passer du problème continu au problème discret, on applique au domaine à étudier (donc le transistor) une grille de points dont la précision est fonction de la finesse désirée.

La superposition des lignes droites, parallèles aux axes  $X$  et  $Y$ , forme un réseau comprenant un nombre fini de points de discrétisation appelés nœuds.

Les nœuds sont numérotés par  $i$  croissant puis par  $j$  croissant. Chaque point est repéré par ses indices  $(i,j)$  ou par l'indice unique  $k$  tel que :  $k=(j-1) \cdot n+i$ . ( $n$  étant le nombre de maximum de nœuds sur une ligne).

Tout nœud du maillage sera également défini par ses coordonnées  $x_i$  et  $y_j$  et une fonction en ce point sera notée :  $f_{i,j}$  ou  $f_k$ .



**Figure II.11:** Représentation d'un élément du maillage par différence finie autour d'un nœud  $(i,j)$

Pour une équation générale de la forme :

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[ P(x, y) \cdot \frac{\partial U}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[ P(x, y) \cdot \frac{\partial U}{\partial y} \right] = f(U, x, y) \quad (\text{II-92})$$

U étant la fonction recherchée et P et f sont des fonctions à déterminer selon la forme de l'équation à discrétiser.

L'intégration de l'équation II-88 grâce à l'équation de Green sur un domaine  $R_k$  dont les frontières sont situées à mi-chemin des points de maillage, permet d'aboutir à l'équation discrète suivante [46], [47]:

$$B_k U_{k-n} + G_k U_{k-1} + D_k U_{k+1} + H_k U_{k+n} - C_k U_k = f(U_k, x_i, y_j) \quad (\text{II-93})$$

Avec

$$\begin{aligned} B_k &= P \left( x_i, \frac{y_j + y_{j-1}}{2} \right) \cdot \frac{2}{(y_j - y_{j-1}) \cdot (y_{j+1} + y_{j-1})} \\ G_k &= P \left( \frac{x_i + x_{i-1}}{2}, y_j \right) \cdot \frac{2}{(x_i - x_{i-1}) \cdot (x_{i+1} + x_{i-1})} \\ D_k &= P \left( \frac{x_i + x_{i+1}}{2}, y_j \right) \cdot \frac{2}{(x_{i+1} - x_i) \cdot (x_{i+1} + x_{i-1})} \\ H_k &= P \left( x_i, \frac{y_j + y_{j+1}}{2} \right) \cdot \frac{2}{(y_{j+1} - y_j) \cdot (y_{j+1} + y_{j-1})} \\ C_k &= B_k + G_k + D_k + H_k \end{aligned} \quad (\text{II-94})$$

## IV.2.2 Application aux équations fondamentales du transistor.

Le système d'équations étant établi, il s'agit maintenant de lui appliquer la forme générale d'écrite par les équations : (II-92) à (II-93).

### IV.2.2.1 Équation de Poisson

Dans la région du Silicium :

$$\begin{cases} f = \exp(\Phi) \cdot \Psi_n - \exp(-\Phi) \cdot \Psi_p - DOP \\ P = 1 \end{cases} \quad (\text{II-95})$$

Dans la région de l'alliage SiGe :

$$\begin{cases} f = \exp(\Phi) \cdot \Psi_n - \exp(-\Phi) \cdot \Psi_p - DOP \\ P = \varepsilon_{SiGe} / \varepsilon_{Si} \end{cases} \quad (\text{II-96})$$

Dans la région de l'oxyde :

$$\begin{cases} f = -Q_{ox} \\ P = \varepsilon_{ox}/\varepsilon_{Si} \end{cases} \quad (\text{II-97})$$

L'équation de Poisson notée  $F^\phi(\phi, N, P)$  devient alors :

$$\begin{aligned} B_k \Phi_{k-n} + G_k \Phi_{k-1} + D_k \Phi_{k+1} + H_k \Phi_{k+n} - C_k \Phi_k \\ = \exp(\Phi) \cdot \Psi_n - \exp(-\Phi) \cdot \Psi_p - DOP \end{aligned} \quad (\text{II-98})$$

Avec les coefficients :

- Dans la région de silicium :

$$\begin{aligned} B_k &= \frac{2}{(y_j - y_{j-1}) \cdot (y_{j+1} + y_{j-1})} & G_k &= \frac{2}{(x_i - x_{i-1}) \cdot (x_{i+1} + x_{i-1})} \\ D_k &= \frac{2}{(x_{i+1} - x_i) \cdot (x_{i+1} + x_{i-1})} & H_k &= \frac{2}{(y_{j+1} - y_j) \cdot (y_{j+1} + y_{j-1})} \\ C_k &= B_k + G_k + D_k + H_k \end{aligned} \quad (\text{II-99})$$

- Dans la région de l'alliage SiGe

$$\begin{aligned} B_k &= \frac{\varepsilon_{SiGe}}{\varepsilon_{Si}} \cdot \frac{2}{(y_j - y_{j-1}) \cdot (y_{j+1} + y_{j-1})} & G_k &= \frac{\varepsilon_{SiGe}}{\varepsilon_{Si}} \cdot \frac{2}{(x_i - x_{i-1}) \cdot (x_{i+1} + x_{i-1})} \\ D_k &= \frac{\varepsilon_{SiGe}}{\varepsilon_{Si}} \cdot \frac{2}{(x_{i+1} - x_i) \cdot (x_{i+1} + x_{i-1})} & H_k &= \frac{\varepsilon_{SiGe}}{\varepsilon_{Si}} \cdot \frac{2}{(y_{j+1} - y_j) \cdot (y_{j+1} + y_{j-1})} \\ C_k &= B_k + G_k + D_k + H_k \end{aligned} \quad (\text{II-100})$$

#### IV.2.2.2 Équation de Continuité des électrons

Partant des équations normalisées de (II-23) et (II-24), on retrouve :

$$\begin{aligned} \Phi_n &= -\overline{E}_C - \text{Log}(N/N_C) \\ \Phi_p &= -\overline{E}_V + \text{Log}(P/N_V) \end{aligned} \quad (\text{II-101})$$

Considérons également les équations normalisées de (II-15) et (II-16) :

$$\begin{aligned} \overline{E}_C &= -\Phi + \frac{\overline{E}_g}{2} \\ \overline{E}_V &= -\Phi - \frac{\overline{E}_g}{2} + \overline{\Delta E}_v \end{aligned} \quad (\text{II-102})$$

En combinant les équations (II-101) et (II-102), on déduit alors :

$$\Phi_n = \Phi - \text{Log}(N) + \left[ \text{Log}(N_C) - \frac{\overline{E_g}}{2} \right] \quad (\text{II-103})$$

$$\Phi_p = \Phi + \text{Log}(P) + \left[ -\text{Log}(N_V) + \frac{\overline{E_g}}{2} - \overline{\Delta E_v} \right]$$

Partant des expressions (II-88), on déduit :

$$\Psi_n = N \cdot e^{-\Phi} \cdot \exp \left[ -\text{Log}(N_C) + \frac{\overline{E_g}}{2} \right] \quad (\text{II-104})$$

$$\Psi_p = P \cdot e^{\Phi} \cdot \exp \left[ -\text{Log}(N_V) + \frac{\overline{E_g}}{2} - \overline{\Delta E_v} \right]$$

D'après les équations développées dans [1] et [3], l'équation de continuité des électrons est alors:

$$F^N(N, P, \phi) = B_K^n N_{k-n} + G_K^n N_{k-1} + D_K^n N_{k+1} + H_K^n N_{k+n} - C_K^n N_k \quad (\text{II-105})$$

$$+ G(K)$$

Avec dans ce cas :

$$\begin{cases} U = N & ; \\ f = G \\ P = M_n \cdot \frac{\Phi_1 - \Phi_2}{1 - \exp(\Phi_1 - \Phi_2)} \end{cases} \quad (\text{II-106})$$

$$\begin{aligned} B_K^n &= B_k \cdot \frac{M_k^n + M_{k-n}^n}{2} \cdot \frac{\Phi_{k-n} - \Phi_k}{1 - \exp(\Phi_{k-n} - \Phi_k)} \\ G_K^n &= G_k \cdot \frac{M_k^n + M_{k-1}^n}{2} \cdot \frac{\Phi_{k-1} - \Phi_k}{1 - \exp(\Phi_{k-1} - \Phi_k)} \\ D_K^n &= D_k \cdot \frac{M_k^n + M_{k+1}^n}{2} \cdot \frac{\Phi_{k+1} - \Phi_k}{1 - \exp(\Phi_{k+1} - \Phi_k)} \\ H_K^n &= H_k \cdot \frac{M_k^n + M_{k+n}^n}{2} \cdot \frac{\Phi_{k+n} - \Phi_k}{1 - \exp(\Phi_{k+n} - \Phi_k)} \\ C_K^n &= B_k \cdot \frac{M_k^n + M_{k-n}^n}{2} \cdot \frac{\Phi_k - \Phi_{k-n}}{1 - \exp(\Phi_k - \Phi_{k-n})} + G_k \cdot \frac{M_k^n + M_{k-1}^n}{2} \\ &\quad \cdot \frac{\Phi_k - \Phi_{k-1}}{1 - \exp(\Phi_k - \Phi_{k-1})} \\ &+ D_k \cdot \frac{M_k^n + M_{k+1}^n}{2} \cdot \frac{\Phi_k - \Phi_{k+1}}{1 - \exp(\Phi_k - \Phi_{k+1})} + H_k \cdot \frac{M_k^n + M_{k+n}^n}{2} \cdot \frac{\Phi_k - \Phi_{k+n}}{1 - \exp(\Phi_k - \Phi_{k+n})} \end{aligned} \quad (\text{II-107})$$

$B_k$ ,  $G_k$ ,  $D_k$  et  $H_k$  sont donnés par (II-99)

Pour :

$$\begin{cases} \Psi_n = N \cdot \exp(-\Phi) \\ \Psi_p = P \cdot \exp(\Phi) \end{cases} \quad (\text{II-108})$$

Cependant, dans notre de cas de l'hétérojonction  $\Psi_n$  et  $\Psi_p$  sont définis selon (II-104). Il faut donc multiplier les coefficients  $B_n^k, G_n^k, D_n^k, H_n^k$  par le facteur :  $\exp\left[-\text{Log}(N_C) + \frac{\overline{E_g}}{2}\right]$ , on obtient alors

$$\begin{aligned} B_K^n &= B_{kn} \cdot \frac{M_k^n + M_{k-n}^n}{2} \cdot \frac{\Phi_{k-n} - \Phi_k}{1 - \exp(\Phi_{k-n} - \Phi_k)} \\ G_K^n &= G_{kn} \cdot \frac{M_k^n + M_{k-1}^n}{2} \cdot \frac{\Phi_{k-1} - \Phi_k}{1 - \exp(\Phi_{k-1} - \Phi_k)} \\ D_K^n &= D_{kn} \cdot \frac{M_k^n + M_{k+1}^n}{2} \cdot \frac{\Phi_{k+1} - \Phi_k}{1 - \exp(\Phi_{k+1} - \Phi_k)} \\ H_K^n &= H_{kn} \cdot \frac{M_k^n + M_{k+n}^n}{2} \cdot \frac{\Phi_{k+n} - \Phi_k}{1 - \exp(\Phi_{k+n} - \Phi_k)} \\ C_K^n &= B_{kn} \cdot \frac{M_k^n + M_{k-n}^n}{2} \cdot \frac{\Phi_k - \Phi_{k-n}}{1 - \exp(\Phi_k - \Phi_{k-n})} \\ &+ G_{kn} \cdot \frac{M_k^n + M_{k-1}^n}{2} \cdot \frac{\Phi_k - \Phi_{k-1}}{1 - \exp(\Phi_k - \Phi_{k-1})} \\ &+ D_{kn} \cdot \frac{M_k^n + M_{k+1}^n}{2} \cdot \frac{\Phi_k - \Phi_{k+1}}{1 - \exp(\Phi_k - \Phi_{k+1})} \\ &+ H_{kn} \cdot \frac{M_k^n + M_{k+n}^n}{2} \cdot \frac{\Phi_k - \Phi_{k+n}}{1 - \exp(\Phi_k - \Phi_{k+n})} \end{aligned} \quad (\text{II-109})$$

Avec

$$\begin{aligned} B_{kn} &= \frac{2}{(y_j - y_{j-1}) \cdot (y_{j+1} + y_{j-1})} \cdot \exp\left[-\text{Log}(N_C) + \frac{\overline{E_g}}{2}\right] & G_{kn} &= \frac{2}{(x_i - x_{i-1}) \cdot (x_{i+1} + x_{i-1})} \cdot \exp\left[-\text{Log}(N_C) + \frac{\overline{E_g}}{2}\right] \\ D_{kn} &= \frac{2}{(x_{i+1} - x_i) \cdot (x_{i+1} + x_{i-1})} \cdot \exp\left[-\text{Log}(N_C) + \frac{\overline{E_g}}{2}\right] & H_{kn} &= \frac{2}{(y_{j+1} - y_j) \cdot (y_{j+1} + y_{j-1})} \cdot \exp\left[-\text{Log}(N_C) + \frac{\overline{E_g}}{2}\right] \end{aligned} \quad (\text{II-110})$$

### IV.2.2.3 Équation de Continuité des trous

En adoptant le même raisonnement appliqué aux électrons et en considérant les travaux de [1] et [3] on obtient :

$$F^P(N, P, \phi) = B_K^n P_{k-n} + G_K^n P_{k-1} + D_K^n P_{k+1} + H_K^n P_{k+n} - C_K^n P_k + G(K) \quad (\text{II-111})$$

Avec :

$$\begin{aligned} B_K^n &= B_{kp} \cdot \frac{M_k^p + M_{k-n}^p}{2} \cdot \frac{\Phi_{k-n} - \Phi_k}{1 - \exp(\Phi_k - \Phi_{k-n})} \\ G_K^n &= G_{kp} \cdot \frac{M_k^p + M_{k-1}^p}{2} \cdot \frac{\Phi_{k-1} - \Phi_k}{1 - \exp(\Phi_k - \Phi_{k-1})} \\ D_K^n &= D_{kp} \cdot \frac{M_k^p + M_{k+1}^p}{2} \cdot \frac{\Phi_{k+1} - \Phi_k}{1 - \exp(\Phi_k - \Phi_{k+1})} \\ H_K^n &= H_{kp} \cdot \frac{M_k^p + M_{k+n}^p}{2} \cdot \frac{\Phi_{k+n} - \Phi_k}{1 - \exp(\Phi_k - \Phi_{k+n})} \\ C_K^n &= B_{kp} \cdot \frac{M_k^p + M_{k-n}^p}{2} \cdot \frac{\Phi_k - \Phi_{k-n}}{1 - \exp(\Phi_{k-n} - \Phi_k)} \\ &+ G_{kp} \cdot \frac{M_k^p + M_{k-1}^p}{2} \cdot \frac{\Phi_k - \Phi_{k-1}}{1 - \exp(\Phi_{k-1} - \Phi_k)} \\ &+ D_{kp} \cdot \frac{M_k^p + M_{k+1}^p}{2} \cdot \frac{\Phi_k - \Phi_{k+1}}{1 - \exp(\Phi_{k+1} - \Phi_k)} \\ &+ H_{kp} \cdot \frac{M_k^p + M_{k+n}^p}{2} \cdot \frac{\Phi_k - \Phi_{k+n}}{1 - \exp(\Phi_{k+n} - \Phi_k)} \end{aligned} \quad (\text{II-112})$$

Avec :

$$\begin{aligned} B_{kp} &= \frac{2}{(y_j - y_{j-1}) \cdot (y_{j+1} + y_{j-1})} \cdot \exp \left[ -\text{Log}(N_V) + \frac{\overline{E_g}}{2} - \overline{\Delta E_v} \right] \\ G_{kp} &= \frac{2}{(x_i - x_{i-1}) \cdot (x_{i+1} + x_{i-1})} \cdot \exp \left[ -\text{Log}(N_V) + \frac{\overline{E_g}}{2} - \overline{\Delta E_v} \right] \\ D_{kp} &= \frac{2}{(x_{i+1} - x_i) \cdot (x_{i+1} + x_{i-1})} \cdot \exp \left[ -\text{Log}(N_V) + \frac{\overline{E_g}}{2} - \overline{\Delta E_v} \right] \\ H_{kp} &= \frac{2}{(y_{j+1} - y_j) \cdot (y_{j+1} + y_{j-1})} \cdot \exp \left[ -\text{Log}(N_V) + \frac{\overline{E_g}}{2} - \overline{\Delta E_v} \right] \end{aligned} \quad (\text{II-113})$$

### IV.3 Résolution du système d'équations

Le système algébrique résultant de la discrétisation est formée de  $3 \times m \times n$  équations non linéaires (avec  $n$  le nombre de maillage selon l'axe X et  $m$  selon Y) à trois inconnus :  $\phi$ , N et P en chaque nœud du maillage.

Les équations du système sont de la forme :

$$F^\Phi(N, P, \phi) = B_k \Phi_{k-n} + G_k \Phi_{k-1} + D_k \Phi_{k+1} + H_k \Phi_{k+n} - C_k \Phi_k - \exp(\Phi) \cdot \Psi_n + \exp(-\Phi) \cdot \Psi_p + DOP = 0 \quad (\text{II-114})$$

$$F^N(N, P, \phi) = B_K^n N_{k-n} + G_K^n N_{k-1} + D_K^n N_{k+1} + H_K^n N_{k+n} - C_K^n N_k + G(K) = 0 \quad (\text{II-115})$$

$$F^P(N, P, \phi) = B_K^n P_{k-n} + G_K^n P_{k-1} + D_K^n P_{k+1} + H_K^n P_{k+n} - C_K^n P_k + G(K) = 0 \quad (\text{II-116})$$

Les méthodes numériques utilisées pour résoudre ce système exigent une linéarisation qui peut être minimale ou complète.

- Dans le cas de la linéarisation minimale également appelé Algorithme de Gummel, les équations en N et P (ou bien en  $\Psi_n$  et  $\Psi_p$ ) sont traitées séparément pendant une itération puis les solutions obtenues seront utilisées pour traiter l'équation de Poisson. Cette méthode est conseillée quand il y a un faible couplage entre les concentrations de porteurs et le potentiel appliqué donc quand le composant fonctionne en régime de faible et moyenne injection.
- Dans le cas d'une linéarisation complète, les équations en N et P (ou bien en  $\Psi_n$  et  $\Psi_p$ ) sont résolues simultanément rendant compte du couplage mutuel existant entre la concentration des porteurs et le potentiel. Elle est donc conseillée dans le cas où le fonctionnement est en régime de fort courant (forte injection).

Il faut noter que dans le premier cas, le temps de calcul sera long mais ne nécessite pas une grande capacité de stockage en mémoire. Dans le second cas, la convergence est plus rapide mais exige un plus grand espace de stockage en mémoire. Cependant, avec une bonne gestion dynamique de la mémoire il est facile de régler ce problème.

Dans notre étude, nous avons développé les deux méthodes et selon les conditions de fonctionnement du composant, on peut travailler avec l'une ou l'autre méthode.

### IV.3.1 Algorithme de Gummel

Les équations (II-108) à (II-109) peuvent s'écrire sous la forme

$$F^n(N, P, \phi) = L^n(N) + G(N, P, \phi) = 0 \quad (\text{II-117})$$

$$F^p(N, P, \phi) = L^p(P) + G(N, P, \phi) = 0 \quad (\text{II-118})$$

$$F^\phi(N, P, \phi) = L^\phi(\phi) - N_k + P_k + DOP_k = 0 \quad (\text{II-119})$$

$L^n(N)$ ,  $L^p(P)$  et  $L^\phi(\phi)$  sont respectivement linéaires en  $N$ ,  $P$  et  $\phi$  alors que les matrices  $G(N, P, \phi)$  sont non linéaires. La seconde partie de l'équation de Poisson définie par N-P-DOP constitue la partie non linéaire de l'équation.

En chaque nœud  $k$  du maillage, chacune de ces équations, a la forme générale définie par :

$$B_k X_{k-n} + G_k X_{k-1} + D_k X_{k+1} + H_k X_{k+n} - C_k X_k = S_k \quad (\text{II-120})$$

Ce qui correspond à l'écriture matricielle du système :

$$[M] \cdot [X] = [S] \quad (\text{II-121})$$

Avec

- $[M]$  : la matrice des coefficients  $B$ ,  $G$ ,  $D$ ,  $H$  et  $C$ .
- $[X]$  : le vecteur inconnu
- $[S]$  : le vecteur des termes du second membre de l'équation.

Pour résoudre ce système, il faut utiliser une méthode itérative qui à partir d'une solution approchée  $X^n$ , permet de calculer une meilleure solution  $X^{n+1}$ .

La méthode la plus adaptée à la résolution de ce système est celle de Gauss-Seidel puisqu'elle permet une convergence rapide surtout avec le facteur de surrelaxation qu'il est possible d'appliquer lorsqu'on s'approche de la solution.

D'une manière générale, en partant d'une solution initiale au système (II-98) définie par :

$$X^{(0)} = (X_{k-n}^{(0)}, X_{k-1}^{(0)}, X_{k+1}^{(0)}, X_{k+n}^{(0)}, X_k^{(0)}),$$

on retrouve  $X_k^{(1)}$  à partir de la relation :

$$X_k^{(1)} = \frac{1}{C_k} [S_k - (B_{k-n} X_{k-n} + G_k X_{k-1} + D_k X_{k+1} + H_k X_{k+n})] \quad (\text{II-122})$$

Pour arrêter le processus itératif, il faut que la solution vérifie les deux critères suivants :

$$\text{Pour le potentiel:} \quad \text{Max} \left| X_k^{(m+1)} - X_k^{(m)} \right| \leq \epsilon \quad (\text{II-123})$$

$$\text{Pour les densités } N \text{ et } P: \quad \text{Max} \left| \frac{X_k^{(m+1)} - X_k^{(m)}}{X_k^{(m+1)}} \right| \leq \epsilon \quad (\text{II-124})$$

### IV.3.2 Méthode de Newton-Raphson

La méthode de Newton-Raphson consiste à faire, à partir d'un point initial (ou approximation de la solution), un développement en série de Taylor limité d'ordre un pour chacune des équations du système non linéaire.

La résolution du système linéaire obtenu permet d'aboutir à une nouvelle approximation de la solution.

Cette méthode est bien détaillée dans [3], nous nous limitons ici à présenter la forme générale du système à résoudre :

$$\begin{cases} C_1^* \cdot X_1 + D_1^* \cdot X_2 + \dots H_1^* \cdot X_{n+1} + f_1 = 0 \\ G_2^* \cdot X_1 + C_2^* \cdot X_2 + D_3^* \cdot X_3 + \dots H_{n+2}^* \cdot X_{n+2} + f_2 = 0 \\ \dots \dots \dots \\ B_k^* \cdot X_{k+n} + G_k^* \cdot X_{k-1} + C_k^* \cdot X_k + D_k^* \cdot X_{k+1} + H_k^* \cdot X_{k+n} + f_k = 0 \\ \dots \dots \dots \end{cases} \quad (\text{II-125})$$

Avec

$$f_k(X) = \begin{cases} F_k^n(N, P, \phi) = 0 \\ F_k^p(N, P, \phi) = 0 \\ F_k^\phi(N, P, \phi) = 0 \end{cases} \quad (\text{II-126})$$

$$X_k = \begin{cases} N_k \\ P_k \\ \phi_k \end{cases} \quad (\text{II-127})$$

$$B_k^* = \begin{bmatrix} \partial F_k^n / \partial N_{k-n} & \partial F_k^n / \partial P_{k-n} & \partial F_k^n / \partial \phi_{k-n} \\ \partial F_k^p / \partial N_{k-n} & \partial F_k^p / \partial P_{k-n} & \partial F_k^p / \partial \phi_{k-n} \\ \partial F_k^\phi / \partial N_{k-n} & \partial F_k^\phi / \partial P_{k-n} & \partial F_k^\phi / \partial \phi_{k-n} \end{bmatrix} \quad (\text{II-128})$$

$$G_k^* = \begin{bmatrix} \partial F_k^n / \partial N_{k-1} & \partial F_k^n / \partial P_{k-1} & \partial F_k^n / \partial \phi_{k-1} \\ \partial F_k^p / \partial N_{k-1} & \partial F_k^p / \partial P_{k-1} & \partial F_k^p / \partial \phi_{k-1} \\ \partial F_k^\phi / \partial N_{k-1} & \partial F_k^\phi / \partial P_{k-1} & \partial F_k^\phi / \partial \phi_{k-1} \end{bmatrix} \quad (\text{II-129})$$

$$C_k^* = \begin{bmatrix} \partial F_k^n / \partial N_k & \partial F_k^n / \partial P_k & \partial F_k^n / \partial \phi_k \\ \partial F_k^p / \partial N_k & \partial F_k^p / \partial P_k & \partial F_k^p / \partial \phi_k \\ \partial F_k^\phi / \partial N_k & \partial F_k^\phi / \partial P_k & \partial F_k^\phi / \partial \phi_k \end{bmatrix} \quad (\text{II-130})$$

$$D_k^* = \begin{bmatrix} \partial F_k^n / \partial N_{k+1} & \partial F_k^n / \partial P_{k+1} & \partial F_k^n / \partial \phi_{k+1} \\ \partial F_k^p / \partial N_{k+1} & \partial F_k^p / \partial P_{k+1} & \partial F_k^p / \partial \phi_{k+1} \\ \partial F_k^\phi / \partial N_{k+1} & \partial F_k^\phi / \partial P_{k+1} & \partial F_k^\phi / \partial \phi_{k+1} \end{bmatrix} \quad (\text{II-131})$$

$$H_k^* = \begin{bmatrix} \partial F_k^n / \partial N_{k+n} & \partial F_k^n / \partial P_{k+n} & \partial F_k^n / \partial \phi_{k+n} \\ \partial F_k^p / \partial N_{k+n} & \partial F_k^p / \partial P_{k+n} & \partial F_k^p / \partial \phi_{k+n} \\ \partial F_k^\phi / \partial N_{k+n} & \partial F_k^\phi / \partial P_{k+n} & \partial F_k^\phi / \partial \phi_{k+n} \end{bmatrix} \quad (\text{II-132})$$

La matrice Jacobéenne est de la forme :

$$J = \begin{matrix} & & & & H_k^* \\ & & & & / \\ & & & D_k^* & / \\ & & G_k^* & / & / \\ & G_k^* & / & / & / \\ B_k^* & / & / & / & / \end{matrix}$$

La méthode de Newton-Raphson est également itérative, le critère d'arrêt sera toujours basé sur la vérification des conditions (II-123) et (II-124).

## V. Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté toutes les équations fondamentales formant le modèle du HBT-SiGe, nous avons également présenté la majorité des modèles physiques sur lesquelles repose le modèle du transistor hétérojonction et cela, en tenant compte du type de matériau considéré.

Grace au schéma de discrétisation par la méthode des différences finies, nous sommes parvenus à passer d'une formulation continue à une formulation discrète de ces équations.

Afin de résoudre le système d'équations obtenu, nous avons étudié deux méthodes à savoir la méthode de Gauss-Seidel et la méthode de Newton. La première étant plus adaptée pour le cas de fonctionnement en régime de faible injection alors que la seconde est plus orientée pour les cas des fortes injections à cause des couplages existants entre les concentrations des porteurs et le potentiel.

À la fin du chapitre, nous avons présenté l'organigramme général du logiciel qui prendra en charge la simulation du composant.

## VI. Références Bibliographiques

- [1] Heydmann M., «Résolution numérique des équations bidimensionnelles de transport dans les semi-conducteurs», Thèse de doctorat, Université Paris-Sud, Centre d'Orsey 1972.
- [2] Charitat G., «Modélisation et réalisation de composants planar haute-tension», Thèse de doctorat, Université Paul Sabatier, 1990
- [3] Benchiheb A., «Modélisation d'un transistor bipolaire de puissance», Mémoire de magistère, Université de Constantine, 1996.
- [4] Mathieu H., «Physique des semi-conducteurs et des composants électroniques», 4<sup>ème</sup> Edition Masson, 1998.
- [5] Chatelin J.D., «Traité d'électricité - Dispositifs à semi-conducteurs», Vol VII, Édition Georgi, 1979.
- [6] Graff H.C., Klassen F.M., «Compact transistor modelling for circuit design», Édition Springer-Verlag Wien New York, 1990
- [7] Latrèche S., «Modélisation de transistors à homo et hétéro-jonctions compatibles avec une filière CMOS submicronique : influence de phénomènes quantiques», Thèse de doctorat, Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, 1998.
- [8] People R., «Physics and applications of  $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}$  strained - layer heterostructures», *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 22, N° 9, pp. 1696-1710, 1986.
- [9] R. People, J. C. Bean, «Band alignment of coherently strained  $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}$  heterostructures on  $\langle 001 \rangle \text{Ge}_Y\text{Si}_{1-Y}$  substrate», *Appl. Phys. Lett*, Vol. 48, N°8, pp. 538- 540, 1986.
- [10] Yuki K., Toyada K., Takagi T., et al. «Bandgap and strain engineering in SiGe HBT's», *Jpn. J. Appl. Phys. (part 1)*, Vol. 40, No. 4 B, pp. 2633-2636, 2001.
- [11] Barbalat B., « Technologie et physique de transistors bipolaires à hétérojonction Si/SiGeC auto-alignés très hautes fréquences», Thèse de doctorat, Université Paris-Sud XI, 2006.
- [12] Polleux J.L., « Contribution à l'étude et à la modélisation de phototransistors bipolaires à hétérojonction SiGe/Si pour les applications opto-microondes, Thèse de doctorat, CNAM-Paris, 2001
- [13] Ashburn P., «SiGe Heterojunction bipolar transistors», Edition Willey, 2003
- [14] Yuan J. S., «SiGe, GaAs, and InP heterojunction bipolar transistors», Edition Willey & Sons, 1999
- [15] Poortmans J., Jain S.C., Totterdell D.H.J., Caymax M., Nijs J.F., Mertens R.P., Van Overstraeten R., «theoretical calculation and experimental evidence of the real and apparent bandgap narrowing due to heavy doping in p-type and strained  $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$  layers», *Solid State Electronics*, 36 n°12 p1763-1771, 1993.

- [16] Pejcinovic, B., Kay, L.E., Ting-Wei Tang, Navon, D.H., « Numerical simulation and comparison of Si BJTs and Si<sub>1-x</sub>Ge<sub>x</sub> HBTs», IEEE Transaction on Electron Devices, vol. 36 n° 10, pp. 2129-2137, 1989.
- [17] Senapati B., «Modelling of strained silicon-Germanium materiel parameters for devices simulation», IETE journal of research, vol 53, n 3, pp 215-216, May-June 2007
- [18] Cazenave P., «Modélisation du transistor bipolaire intégré 2- dispositifs à hétérojonction», Edition Lavoisier, 2005
- [19] Klaassen D.B.M., Slotboom J.M., De Graaff H.C., «Unified apparent bandgap narrowing in n- and p-type silicon» , Solid-State Electron, vol.35, pp 125-129, 1992.
- [20] Silvaco, *Intrenational Atlas II user's Manual*. Edition 1 chapter 5, BLAZE, pp. 1-7, 1996.
- [21] Z. Matutinovic-Krstelj, V. Venkataraman, E. J. Prinz, J. C. Sturm and C. W. Magee, «Base Resistance and Effective Bandgap Reduction in n-p-n Si/Si<sub>1-x</sub>Ge<sub>x</sub>/Si HBT's with Heavy Base Doping», IEEE Transactions on Electron Devices, vol. 43, n°3, pp. 457-466, March 1996.
- [22] G.A. Armstrong,C.K. Maiti, « TCAD for Si, SiGe and GaAs Integrated Circuits», Ed. The Institution of Engineering and Technologie, 2007
- [23] Swirhun S.E., Kwark Y H, Swirhun R.M.«Measurement of electron lifetime , electron mobility and bandgap narrowing in heavily doped p-type Silicon», IEEE IEDM Tech Dig, pp 24-27, 1986
- [24] Swirhun S.E., Kwark Y H, Swirhun R.M.«Measurement of hole mobility in heavily doped n-type silicon», IEEE Electron Lett vol 7, n 3, pp 168-171, 1986
- [25] Chapman P.W., Tufte O. N., Zook J.D, and Long D., «Electrical properties of heavily doped silicon» J. Appl. Phys., vol. 34, no. 11, pp. 3291-3295, Nov. 1963.
- [26] Fistul V.I., «Heavily Doped Semiconductors.» Editeur New York: Plenum, 1969, p. 77.
- [27] Caughey D.M., Thomson R.E., «Carrier mobilities in silicon empirically related to doping and field», IEEE Proc, vol 55 n 12, pp2192-2193
- [28] Arora N.D., Hauser J R., Roulston D J, «Electron and hole mobilities in Silicon as a Function of Concentration and Temperature», IEEE Transaction on Electron Devices, vol 29, n°2, pp292-295, 1982
- [29] Dorkel J.M., Leturcq Ph. ,«Carrier mobilities in silicon semi-empirically related to temperature, doping and injection level», Solid State Electronics, vol 24, n 9, pp 821-825, 1981
- [30] Klaassen D. B. M., «A Unified Mobility Model for Device Simulation - I. Model Equations and Concentration Dependence», *Solid-State Electronics*, vol. 35 N°7, pp. 953–959, 1992.

- [31] Klaassen D. B. M., «A Unified Mobility Model for Device Simulation - II. Temperature Dependence of Carrier Mobility and Lifetime», *Solid-State Electronics*, vol. 35 N°7, pp. 961–967, 1992.
- [32] Masetti G., Severi M., SOLMI .S, « Modeling of carrier mobility against carrier concentration in Arsenic-, Phosphorus-, and Boron-doped Silicon», *IEEE Transaction on Electron Devices*, vol 30, n°7, pp764-769, 1983
- [33] G. Baccarani and P. Ostoja, «Electron mobility empirically related to the phosphorus concentration in silicon» *Solid-State Electron.* vol 18, pp.579, 1975
- [34] J M Hinckley & J Singh, Hole transport theory in pseudomorphic  $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$  alloys grown on Si(001) substrates, *Phys Rev E*, vo141, pp 2912-2926,1990.
- [35] S Krishnamurthy, ASher & A B Chen, Generalized Brooks Formula, and the Electron Mobility in  $\text{Si}'_x\text{Gcx}$ Alloys, *Appl Phys Lett*, vol 47, pp 160-162, 1985.
- [36] Manku T., Arokia N., «Electron Drift Mobility Model for Devices Based on Unstrained and Coherently Strained  $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ , Grown on (001 ) Silicon Substrate», *IEEE Transaction on Electron Devices*, vol 39, n°9, pp764-769, 1992.
- [37] Manku T, McGregor J.M., Roulston, D.J., Noel J.P., Houghton D.C., « Drift Hole Mobility in Strained and Unstrained Doped Sil -xGex Alloys», *IEEE Transaction on Electron Devices*, vol 40, n°11, pp1990-1996, 1993.
- [38] Key L.E., Tang T.W., Monte Carlo Calculation of 'Strained and Unstrained Electron Mobilities in  $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$  Using an Improved Ionized-impurity Model, *J Appl Phys*, vol 70, pp 1483-1488,1991.
- [39] T K Carns, S K Chun, M 0 Tanner, K L Wang, T I  $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ Kamins, J E Turner, D Y C Lie, M A Nicolet & R G Wilson, Hole mobility measurements in heavily doped  $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$  strained layers, *IEEE Transaction on Electron Devices*, vol 51, pp 1273-1281, 1994.
- [40] Law M.E. Solley E., Liang E M., Burk D. E. Self-Consistent Model of Minority-Carrier Lifetime, Diffusion Length, and Mobility, *IEEE Electron Device Letters* Vol. 12, No. 8, 1991.
- [41] Sze S.M, «Physics of Semiconductor Devices», Ed. John Wiley & Sons, New York, 2nd ed, 1981.
- [42] Pejcinovic B., Wei Tag T., Navon D.H. “A comparison of Si and  $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$  based BJTs Using Numerical Simulation”, *IEEE Bipolar Circuits and Technology Meeting*. 2006.
- [43] Scharfetter D. L., Gummel H. K., «Large signal analysis of a silicon read diode oscillator», *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. ED- 16, pp. 64-77, Jan. 1969.
- [44] Laidi K., Benchiheb A., Hobar F., « Effet du profil de dopage non uniforme du substrat sur les paramètres d'un transistor MOSFET » CMGE01, université Mentouri de Constantine
- [45] Laidi K., Benchiheb A., Hobar F., « Modélisation bidimensionnelle du transistor MOSFET à canal très court ». CMGE00, Université Mentouri de Constantine.
- [46] Benchiheb A., Laidi K., Benchiheb N., Hobar F., « Etude bidimensionnelle des

effets thermiques dans le transistor bipolaire » CMGE01, Université Mentouri de Constantine.

- [47] Benchiheb A., Hobar F., Lavale S., « Etude des effets de la forte injection dans les composants bipolaires » JMSM98, Université de Annaba, Algérie.

## **Chapitre III**

***Logiciel de simulation électrique  
bidimensionnelle du TB-Si et du HBT-  
SiGe***

## ***I. Introduction***

Le développement des technologies de fabrication des transistors bipolaires et MOS a progressivement conduit au mixage de ces deux types de technologie pour aboutir à la fin, à une nouvelle technologie dite BICMOS. Cette dernière aura pour objectif de répondre à la fois aux besoins croissants en rapidité et aux fortes densités d'intégrations que les circuits électroniques actuels ne cessent d'exiger.

Dans ce chapitre, on s'intéresse plus particulièrement au transistor bipolaire à homo-jonction à base de silicium (TB-Si) et au transistor bipolaire à hétérojonction avec une base contenant du germanium (HBT-SiGe). Les deux types de composants appartiennent à la même filière BiCMOS6 0,35  $\mu\text{m}$  avec des émetteurs en polysilicium, mais réalisés selon deux architectures différentes. Le but de cette investigation est de faire une étude comparative afin de souligner les avantages du recours au germanium et la nécessité de l'adoption de nouvelles architectures pour améliorer le rendement des transistors.

Cette étude est basée sur des simulations réalisées grâce à notre logiciel 2DHBTsim développé dans le cadre de ce travail de recherche. Ainsi, pour atteindre cet objectif, nous allons commencer par une présentation de la structure générale du logiciel suivi de détails concernant les deux types de structures des transistors étudiés. Nous allons aborder par la suite, les étapes de fabrications de ces composants puis nous terminerons par la présentation des résultats de simulation accompagnés des interprétations nécessaires pour démontrer la validité du logiciel et sa capacité à simuler ces composants.

## ***II. Structure générale du logiciel***

Le logiciel 2DHBTsim est un logiciel de résolution qui permet de faire des résolutions bidimensionnelles des équations des transistors à homojonction ou à hétérojonction ainsi que des équations de type quantique. Sa structure étant modulaire, il peut facilement implanter de nouveaux modèles d'équations et de paramètres physiques ainsi que s'adapter aux nouvelles architectures de composants.

### ***II.1 Description générale du logiciel***

Le logiciel 2DHBTsim (fig. III.1) utilise un schéma de discrétisation de type différences finies basé sur deux types d'algorithmes : un algorithme découplé pour le fonctionnement en

faible injection et un algorithme couplé pour le fonctionnement en régime en fortes injections. Les variables considérées sont le potentiel et les densités de porteurs. Pour initialiser le calcul, il considère les pseudo- niveaux de Fermi (au lieu des densités de porteurs). Le langage de programmation est le fortran 90 version MsDeV. Les modules formant le logiciel sont :

- **Module Description** : qui sous forme de question-réponse de type O/N ou à choix multiples, permet à l'utilisateur de définir la géométrie et les caractéristiques (type de matériaux, niveau et profil de dopage etc..) de son transistor et au logiciel de générer un fichier de données de type texte contenant toutes les informations qui seront traitées par le module de Résolution.
- **Module de Résolution** : regroupe les programmes de résolution par les méthodes de Gauss-Seidel et Newton Raphson nécessaires à la simulation du composant.  
Dans ce module, on retrouve également un fichier Librairies qui contient toutes les équations des semi-conducteurs, de l'oxyde, des équations de type quantique ainsi que les modèles des paramètres utilisés.
- **Module Graphique** : permet de générer des fichiers de type adapté à la présentation graphique sous Matlab et Origine.

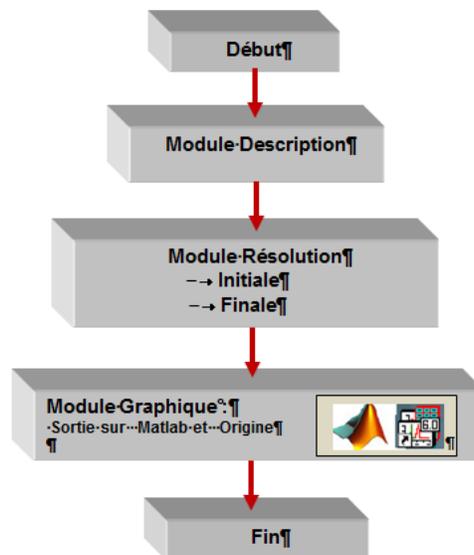


Figure III.1: Organigramme du logiciel 2DHBTsim

## II.2 Module de résolution

Le module de résolution reçoit un fichier de données qui contient une description totale du composant (profil de dopage, maillage, matériaux des différentes régions) à simuler pour qu'à son niveau, deux opérations de résolution doivent se produire :

- Une résolution initiale
- Une résolution finale

La résolution du système final modélisant le HBT-SiGe se base sur une méthode itérative (Gauss-Seidel ou Newton-Raphson) et dans ce cas, il est nécessaire de démarrer le processus à partir d'une solution initiale choisie. Or le choix de cette dernière ne doit pas se faire de manière aléatoire puisque le temps de calcul et la vitesse de convergence du programme dépendent étroitement de celle-ci. Ainsi, à cet effet, nous avons remarqué que le démarrage du calcul à partir d'une formulation simplifiée du même système d'équations formant le modèle, constitue une très bonne solution de départ.

Dans le modèle simplifié, on considère que dans les zones de type N et P, la concentration des majoritaires  $y$  est élevée ce qui permet de considérer que le pseudo-potential des majoritaires  $y$  est constant et égal à sa valeur d'équilibre prise au contact métallique. Il suffit donc de résoudre les équations des pseudo-potentials des minoritaires dans chacune des régions. On peut donc écrire :

Zone de type N	$\left\{ \begin{array}{l} \Phi_n = const \\ \nabla \Phi_p = 0 \end{array} \right.$	(III-1)
Zone de type P	$\left\{ \begin{array}{l} \Phi_p = const \\ \nabla \Phi_n = 0 \end{array} \right.$	

À l'issue d'une simulation, des fichiers sont automatiquement générés par le logiciel et dans lesquels seront stockées les différentes données d'entrées (maillage, dopage, les densités des défauts etc..) et les sorties (concentrations des porteurs, les potentiels, les champs, les courants etc..).

Il faut noter que le module graphique permet de tracer des courbes en 2D et 3D.

### **III. Structures étudiées**

La filière ciblée par notre étude est la BICMOS. On s'intéresse plus particulièrement au transistor bipolaire intégré en technologie CMOS (Complementary Metal Oxide Semiconductor). Les structures privilégiées dans cette étude sont le transistor bipolaire à homo-jonction au silicium TB-Si et le transistor bipolaire à hétérojonction avec une base contenant du germanium HBT-SiGe. Les deux composants sont réalisés selon la technologie BiCMOS6 0,35  $\mu\text{m}$  avec des émetteurs en polysilicium et dont les architectures respectives sont : simples auto-alignées et simple quasi-auto alignées.

#### **III.1 Transistor bipolaire à homojonction TB-Si**

##### **III.1.1 Architecture simple polysilicium auto-aligné**

La figure III.2 présente les principales étapes technologiques classiques de fabrication du transistor bipolaire simple polysilicium auto-aligné à partir d'une filière CMOS préexistante. L'un des avantages de cette architecture réside dans le fait qu'elle soit proche de celle du PMOS. Ainsi, le transistor bipolaire peut être facilement obtenu avec un minimum de modifications de la filière CMOS ce qui revient à un prix plus réduit [1], [2].

L'isolement latéral entre les différentes structures est assuré par le procédé LOCOS (Local Oxidation of Silicon). Cette technique consiste à réaliser une oxydation localisée du silicium tout en protégeant les zones actives du circuit grâce à une couche de nitrure  $\text{Si}_3\text{N}_4$  [3]-[5]. Sachant que le nitrure engendre des contraintes importantes dans le silicium, une couche d'oxyde piédestal est alors intercalée entre ces deux matériaux. Au cours de la croissance de l'oxyde, une croissance latérale provoque un soulèvement du masque nitrure-oxyde induisant la formation du bec d'oiseau caractéristique de cette technologie [6]. Après nettoyage du masque d'oxydation, on procède à la réalisation du collecteur à partir de l'implantation du phosphore utilisé pour former le caisson n du PMOS. Cette opération est suivie d'une oxydation de la grille de 100 à 150 Å puis d'un ajustement de dose et d'énergie pour permettre une implantation de la base. Une étape de retrait de l'oxyde de grille sur les zones bipolaires est ensuite réalisée pour que tout de suite après, on procède à un dépôt de polysilicium. La gravure de l'émetteur polysilicium est effectuée par plasma, une étape très délicate de ce procédé. En effet, dans la structure du MOS, une détection de fin d'attaque permet de connaître avec précision l'instant où le polysilicium est gravé jusqu'à l'oxyde de grille [5]. Un temps supplémentaire est alors nécessaire pour éliminer

toute trace de résidus de gravure. Le processus de gravure étant sélectif par rapport à l'oxyde, contrairement au transistor bipolaire, les régions de source et de drain des transistors MOS se trouvent protégées par la présence de l'oxyde de grille. Ainsi, lors du laps de temps supplémentaire, la gravure se poursuit dans le silicium du transistor bipolaire induisant l'apparition d'une sur-gravure. Cette dernière a une répercussion directe sur les caractéristiques du transistor et peut constituer un sérieux problème pour une technologie BICMOS puisque lors de la formation des espaceurs  $\text{SiO}_2$ , la hauteur de la grille et la hauteur globale de l'émetteur sont différents. De plus, une sur-gravure importante peut facilement couper la base implantée. Cependant, une implantation supplémentaire de Bore appelée LDEB (*Low Doped Extrinsic Base*), réalisée avant la formation des espaceurs, permet d'épargner à cet inconvénient et améliorer l'accrochage de la base intrinsèque avec la base extrinsèque. Il faut noter que la gravure plasma engendre des défauts sur les flancs de l'émetteur.

Le besoin de transistors bipolaires beaucoup plus rapide a nécessité la réduction de l'épaisseur de la base. Classiquement, cette dernière est formée par implantation du bore à travers un oxyde mince, or cette opération devient très délicate quand la largeur désirée devient inférieure à 100nm et avec un dopage suffisamment élevé. En effet, le bore, seul dopant de type p utilisé en pratique, est un élément très léger et les défauts générés dans le réseau cristallin et induits par l'implantation provoquent une accélération de la diffusion du bore et donc un élargissement du profil de base lors des recuits qui suivent sa formation [4]. De plus, les effets de canalisations produites lors de l'implantation dans des matrices cristallines deviennent plus importants pour les faibles énergies d'implantation nécessaires pour l'obtention de jonction plus profondes [7]. Les queues d'implantation induites sont responsables d'un élargissement de la base.

Pour pallier ces inconvénients, on a développé la technique dite de la double diffusion [8], [9]. Celle-ci consiste à former la base par diffusion du bore à travers la même couche de polysilicium utilisée pour former l'émetteur monocristallin. Ainsi, l'implantation du bore est effectuée au préalable dans le polysilicium, ce qui écarte les canalisations et confine les défauts dans cette couche [10].

La dénomination «auto-alignée» est liée en fait qu'entre la définition de l'émetteur du transistor et l'implantation de la base extrinsèque, aucun niveau de lithographie n'est nécessaire.

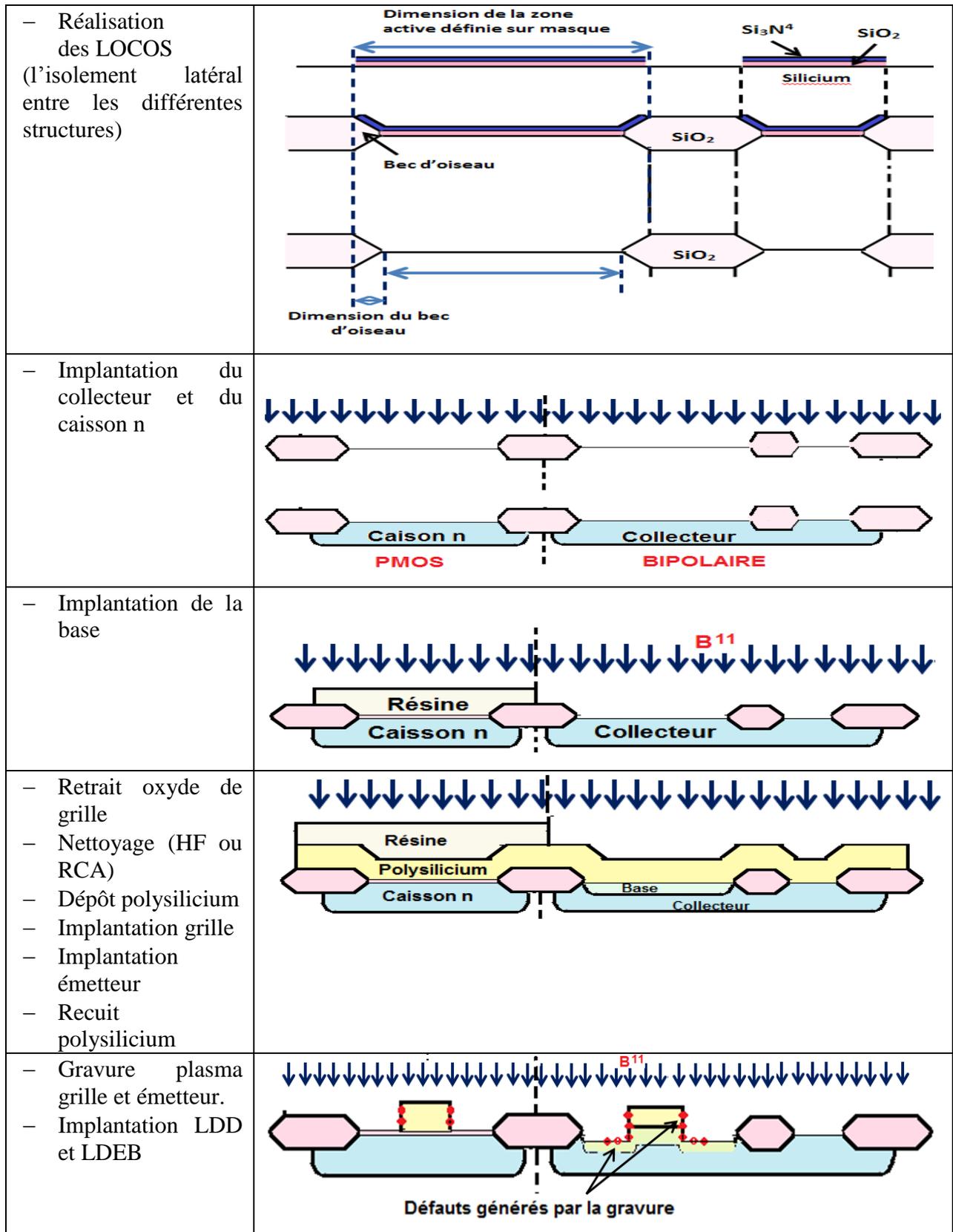
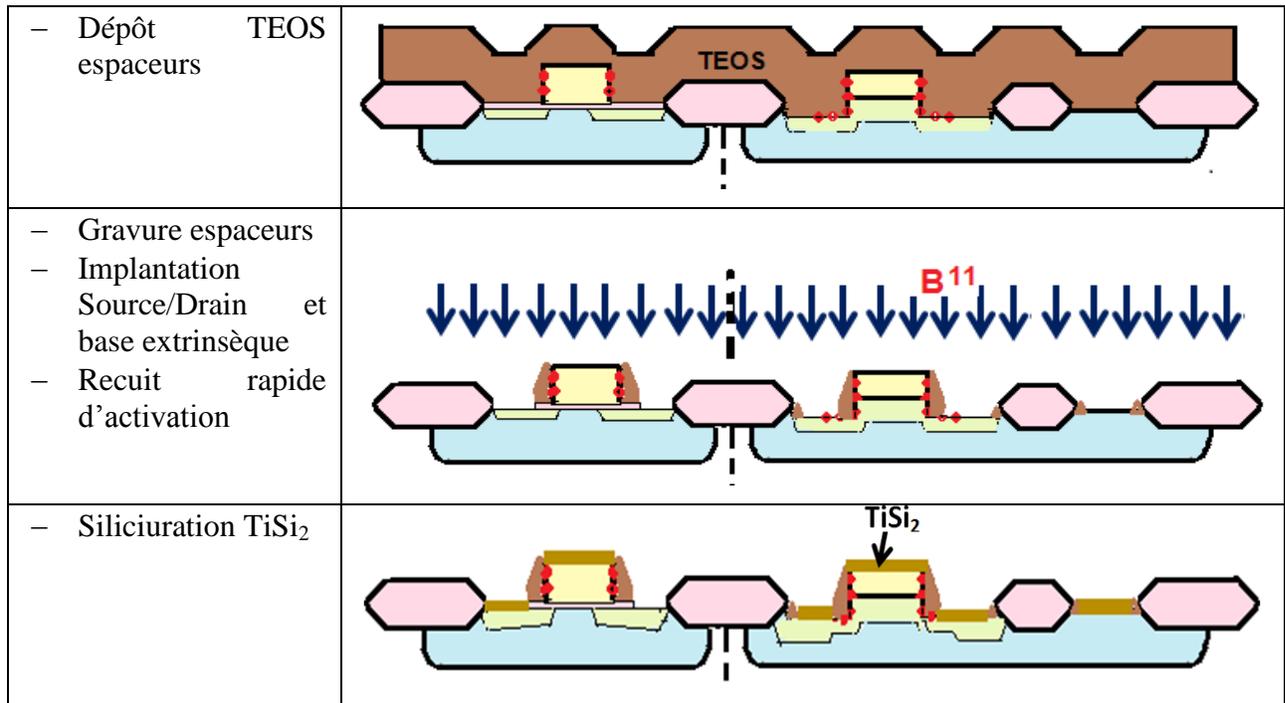


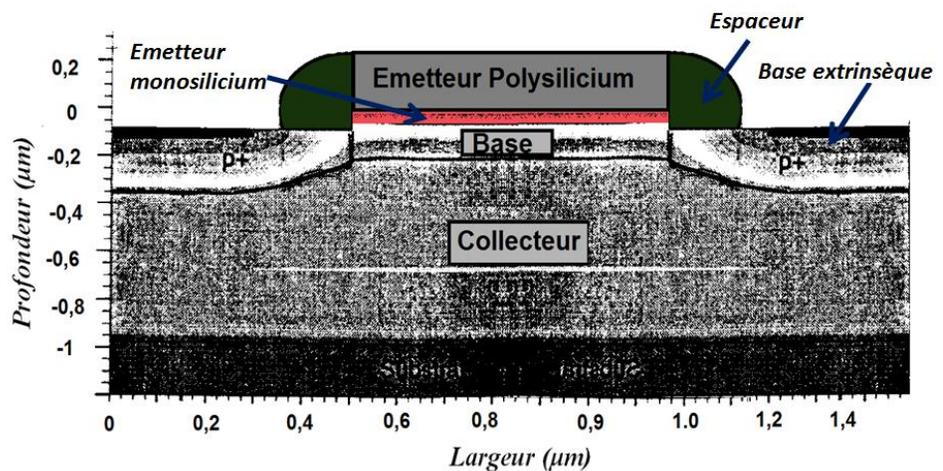
Figure III.2: Principales étapes de fabrication du transistor bipolaire simple polysilicium auto-aligné à partir d'une filière CMOS [11]



**Figure III.2 (suite):** Principales étapes de fabrication du transistor bipolaire simple polysilicium auto-aligné à partir d'une filière CMOS [11]

### III.1.2 Structure géométrique et Profil de dopage

La structure géométrique générale du transistor TB-Si est présentée sur la figure III-3.



**Figure III.3:** Coupe schématique d'un TB-Si auto-aligné pour filière 0,35 µm [11]

Les profils SIMS de dopants correspondants aux zones intrinsèques et extrinsèques du transistor, sont présentés sur la figure III.4.

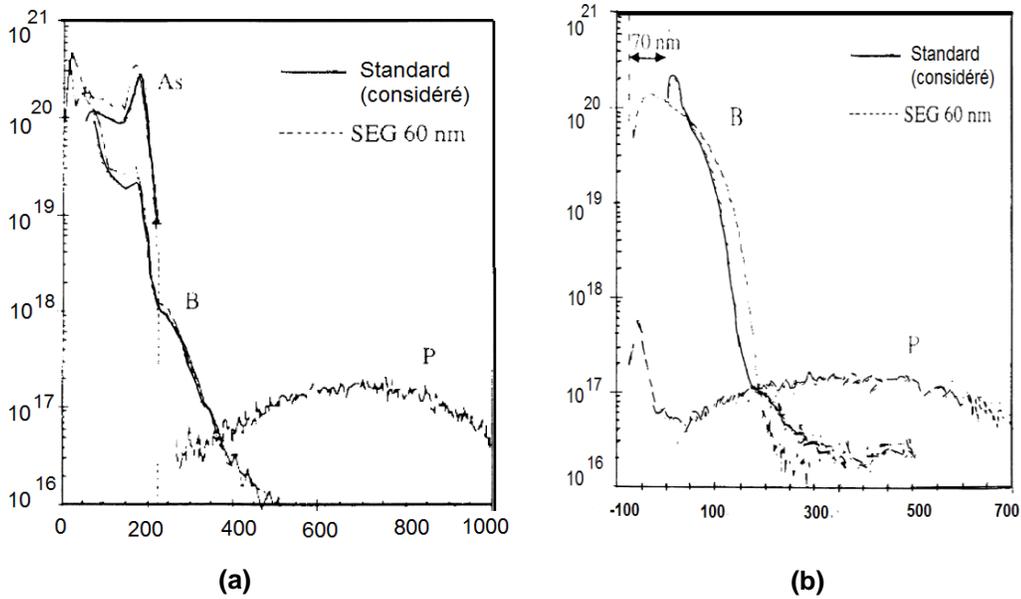


Figure III.4: Profils SIMS du TB-Si auto-aligné pour filière 0,35  $\mu\text{m}$  avec [11] :  
 a ) région intrinsèque & b) région extrinsèque

### III.2 Transistor bipolaire à hétérojonction HBT-SiGe

#### III.2.1 Structure quasi-auto alignée simple polysilicium (BICMOS6G)

La première technologie développée par STMicroelectronics intégrant des transistors bipolaires avec une base en silicium-germanium était établie dans le nœud 0,35 $\mu\text{m}$ . Celle-ci comporte à la fois des HBT Si/SiGe, des composants CMOS ainsi que des composants passifs (fig. III.5) . La structure du HBT est du type simple polysilicium avec une architecture émetteur-base dite quasi auto-alignée QSA (Quasi Self Aligned).

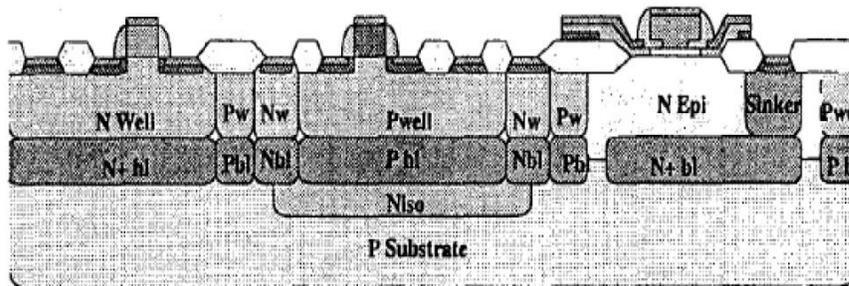
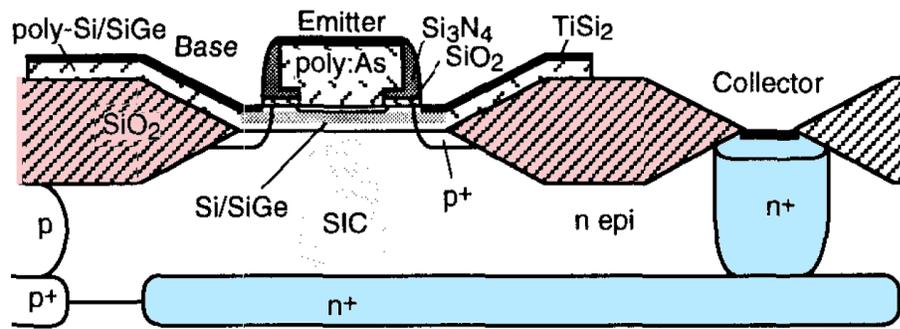


Figure III.5: Coupe schématique de la technologie BICMOS6G [12]

La structure géométrique générale du transistor HBT-SiGe est présentée sur la figure III-6.



**Figure III.6:** Coupe schématique d'un HBT-SiGe réalisé selon la technologie BICMOS6G [13]

C'est une structure relativement simple à réaliser [14], les détails du procédé de fabrication ont été exposés par Chantre et Coll [12], [13]. Dans cette structure, il n'y a pas d'oxyde natif et la base est formée de SiGe (fig. III.4). Les principaux éléments clés de fabrication de ces HBT sont résumés comme suit (fig. III.7) :

- Réalisation de l'isolement LOCOS (Oxydation locale du silicium).
- Formation de la couche enterrée, du puits collecteur et du collecteur de piédestal SIC (Selective Implant Collector).
- Dépôt du polysilicium (polybuffer) et de sa délimitation par gravure sèche afin qu'il ne subsiste que sur les zones où l'oxyde de champ est présent. Ce polysilicium amorphe sert de masque pour la gravure humide avant l'épitaxie de la base et permet également de diminuer les effets de charge.
- Dépôt de la base SiGe sur les zones silicium et polycristallines. Le dopage du SiGe (B-dopé) est réalisé in situ en introduisant le diborane  $B_2H_6$ .
- Dépôt sur la base d'une couche d'oxyde et de nitrure suivie d'une gravure pour délimiter la fenêtre d'émetteur.
- Dépôt de l'émetteur de polysilicium suivi d'une implantation et d'une étape de gravure pour former la base extrinsèque.
- Réalisation sur les flancs de l'émetteur, des espaceurs en nitrure afin d'isoler électriquement la base de l'émetteur.
- Recuit thermique de  $1025^\circ\text{C}$  pendant 20 secondes
- Siliciuration en titane ( $TiSi_2$ ) des zones actives exposées et des couches de polysilicium (y compris les électrodes de base poly-SiGe).

La dénomination «quasi-auto alignée» est lié en fait que l'implantation de la base extrinsèque est alignée sur le poly-émetteur.

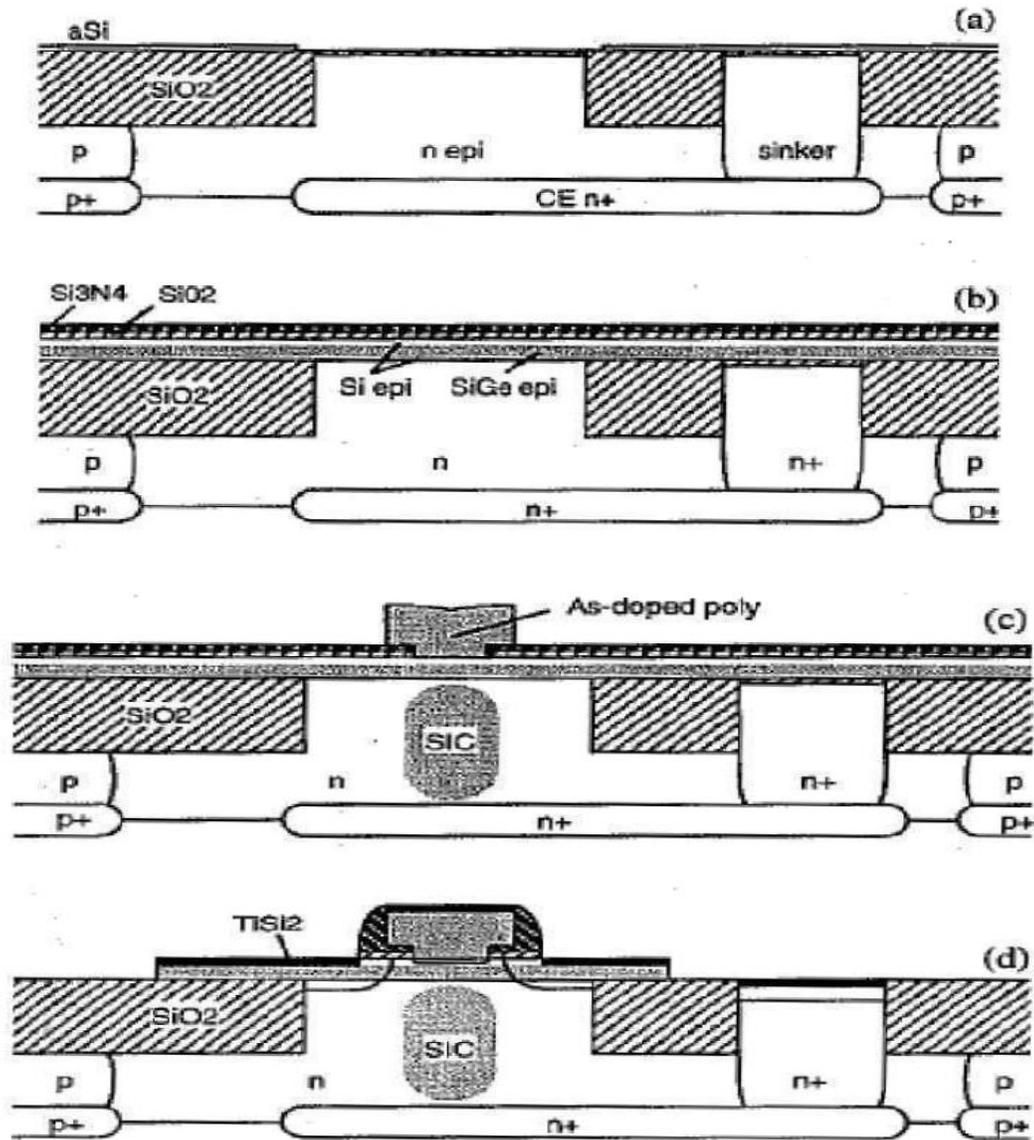


Figure III.7: Principales étapes de fabrications du HBT-SiGe de BICMOS6G [15]

### III.2.2 Structure géométrique et Profil de dopage

La figure III.8 présente une vue de la coupe transversale de la structure. Cette dernière permet d’analyser avec précision les diverses couches de matériaux formant la structure [15].

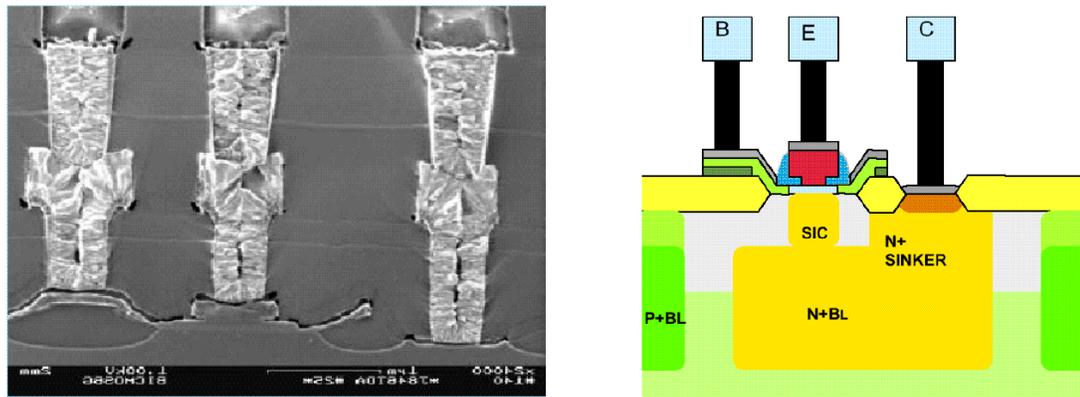


Figure III.8: Vue transversale d’un HBT-SiGe observé avec un microscope électronique (MEB) [16].

La structure simulée est très proche de la structure réelle. Les profils SIMS de la jonction base-émetteur et du dopage de toute la structure, sont présentés sur la figure III.9

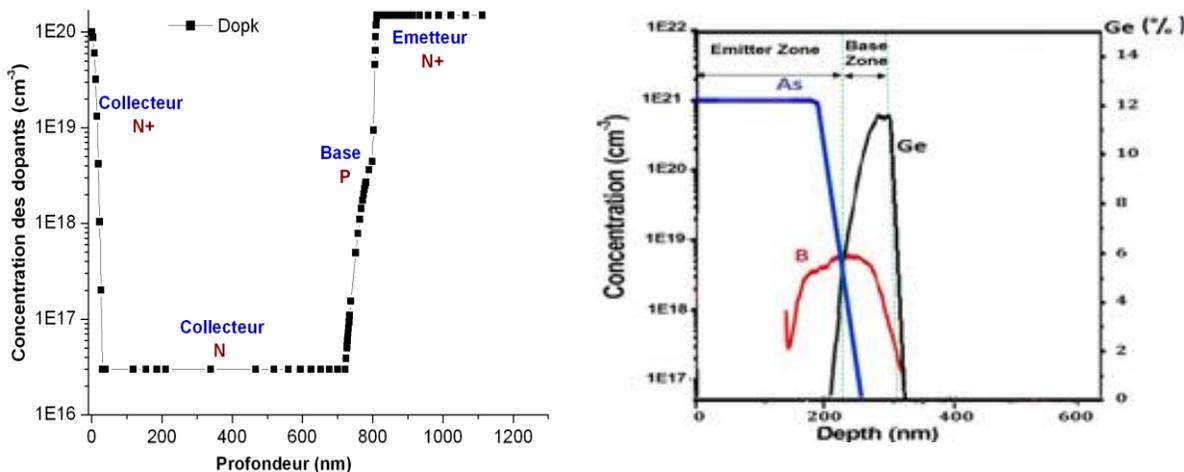


Figure III.9: Profil de dopage de la structure BICMOS6G simulé

Le dopage du collecteur est réalisé avec le phosphore. Son niveau est de l’ordre de  $10^{20} \text{cm}^{-3}$  pour la zone N+ et de  $5.10^{16} \text{cm}^{-3}$  pour la zone épitaxiale. L’épaisseur totale du collecteur est de l’ordre de 722nm.

Pour la base, elle est optimisée à une épaisseur de l'ordre de 78nm avec un dopage de la zone intrinsèque de l'ordre de  $5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  et  $1.1020 \text{ cm}^{-3}$  pour les zones extrinsèques.

La zone d'émetteur polycristalline est dopée avec de l'Arsenic à  $1,5 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ . Le profil du Germanium est supposé constant de l'ordre de 12%. Une présentation tridimensionnelle du composant est donnée en figure III.10

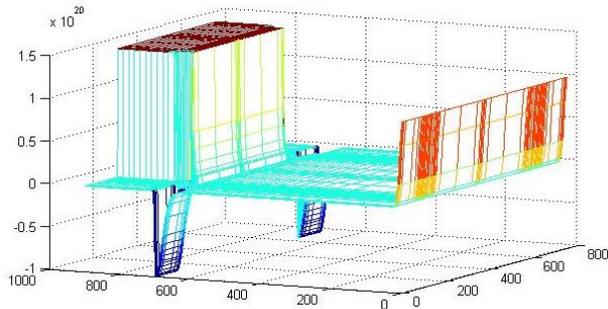


Figure III.10: Présentation tridimensionnelle du profil du dopage simulé

## IV. Simulation des transistors TB-Si et HBT-SiGe

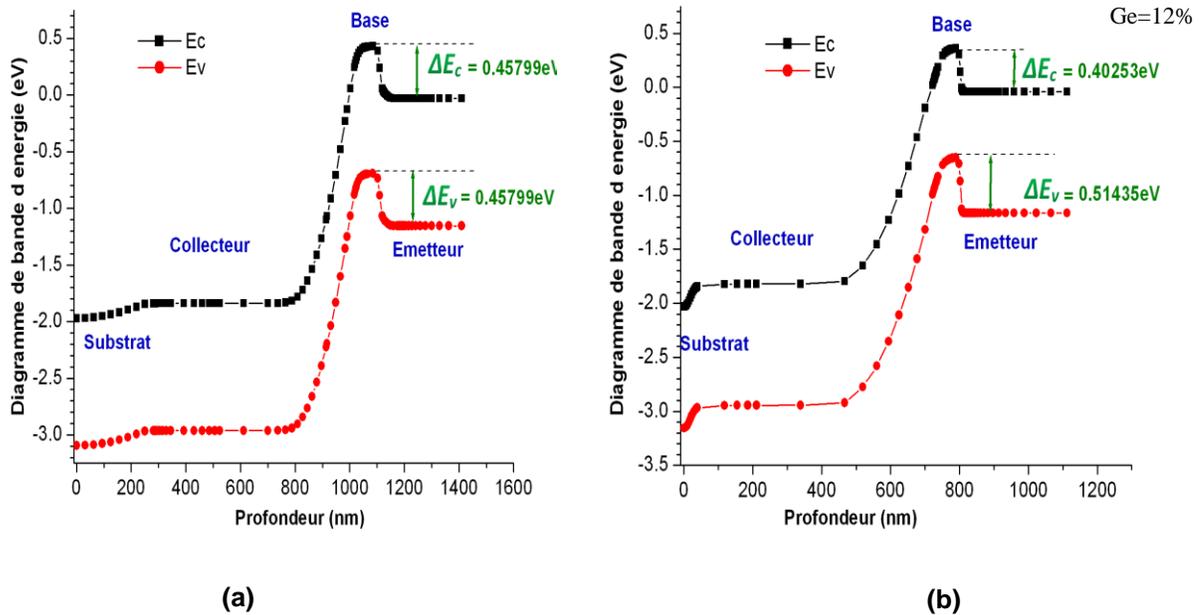
Pour observer les différentes caractéristiques électriques des deux composants étudiés et les effets induits par l'introduction du SiGe dans la base des HBT-SiGe, on a soumis les deux types de transistors aux mêmes conditions de polarisation : une tension directe base-émetteur ( $V_{BE}$ ) de 0.6V et une tension inverse ( $V_{BC}$ ) de 2V. Les résultats de simulation sont présentés dans les paragraphes suivants.

### IV.1 Diagramme de bande d'énergie et potentiel électrostatique

Les figures III.11-a et 11-b représentent les diagrammes de bande d'énergies respectives du TB-Si et du HBT-SiGe.

La barrière de potentiel vue par les électrons pour traverser la jonction base-émetteur est plus importante dans le cas du TB-Si que dans le cas du HBT-SiGe. Cependant, cette même barrière vue par les trous, demeure identique dans les deux types de composants.

Cette différence est due à la présence du germanium dans la base. Celle-ci étant introduite volontairement pour réduire la bande interdite de cette zone : *effet de bandgap engineering* (BGE). En effet, alors que le gap demeure constant dans la base (figure III.12a) du TB-Si, cette bande se retrouve réduite dans la base du TB-SiGe (figure III.12b).



**Figure III.11:** Diagramme de bandes d'énergie dans les deux types de transistors :  
 a) TB-Si & b) HBT-SiGe

Un autre phénomène observé dans les deux types de transistors est la diminution de la largeur de la bande interdite à cause du fort niveau de dopage. Cet effet appelé *bandgap narrowing (BGN)* intervient quand la concentration des dopants est assez élevée ( $> 10^{18} \text{cm}^{-3}$  [17]-[20]) comme c'est le cas du substrat et de l'émetteur des deux types de composants et de la base du HBT-SiGe (fig. III.12a et 12b). Ainsi, dans ces conditions, les impuretés au lieu de créer des niveaux énergétiques discrets dans la bande interdite du matériau, elles induisent des niveaux regroupés en bandes. Ce sont exactement les interférences de ces bandes d'impuretés avec les bandes de conduction ou de valence qui sont responsables de la réduction de la largeur de la bande interdite. Cet effet aura une répercussion directe sur la densité intrinsèque des porteurs ainsi que sur les courants et le gain.

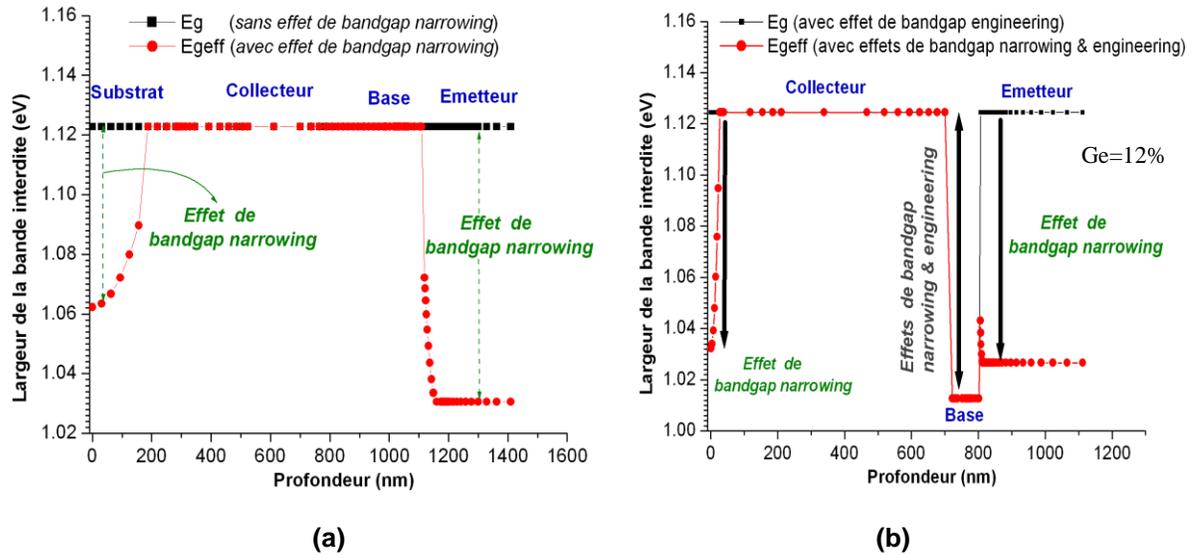


Figure III.12: Largeur de la bande interdite dans les deux types de transistors :  
 a) TB-Si & b) HBT-SiGe

## IV.2 Concentration intrinsèque

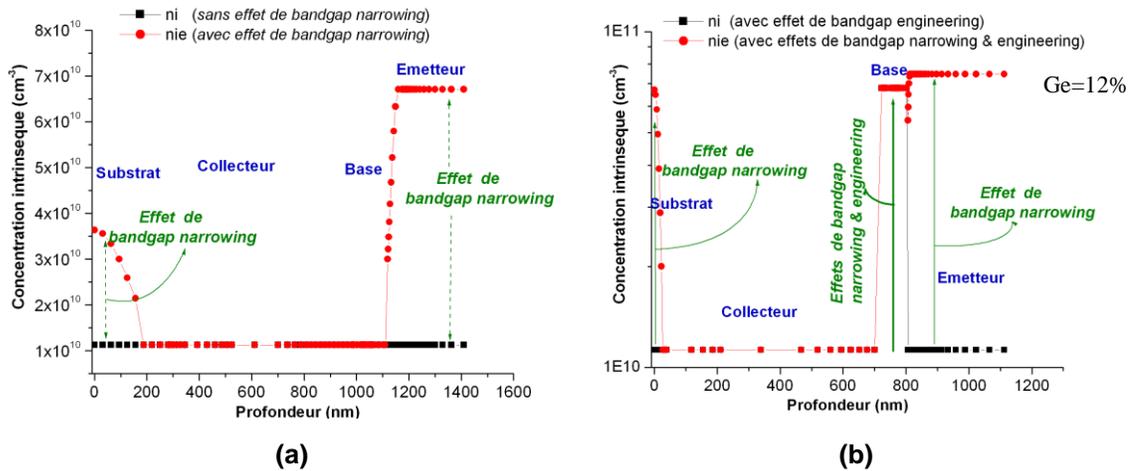
Les figures III.13a et 13b représentent l'évolution de la concentration intrinsèque ( $n_i$ ) dans les composants étudiés.

Dans le TB-Si, cette concentration est de l'ordre de  $1.1 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  dans les régions faiblement ou moyennement dopée tel que le collecteur. Cependant, celle-ci croit rapidement dans les régions où un phénomène de BGN est observé tel est le cas de la région d'émetteur.

Dans le HBT-SiGe, cette concentration est toujours de l'ordre de  $1.1 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  dans le collecteur, mais varie dans la base et l'émetteur pour deux raisons :

- Le dopage élevé des régions d'émetteur et de la base (*effet bandgap narrowing*)
- La présence du germanium dans la base (*effet de bandgap engineering*)

Sous l'effet du bandgap engineering, la présence du germanium agit sur les densités effectives d'états dans la bande de conduction et dans la bande de valence ( $N_{c_{\text{SiGe}}}$  et  $N_{v_{\text{SiGe}}}$ ). Ces derniers sont affectés à travers la réduction de la masse effective induite par la contrainte de la couche SiGe (Voir Chapitre 2 §III-5 et III-6).



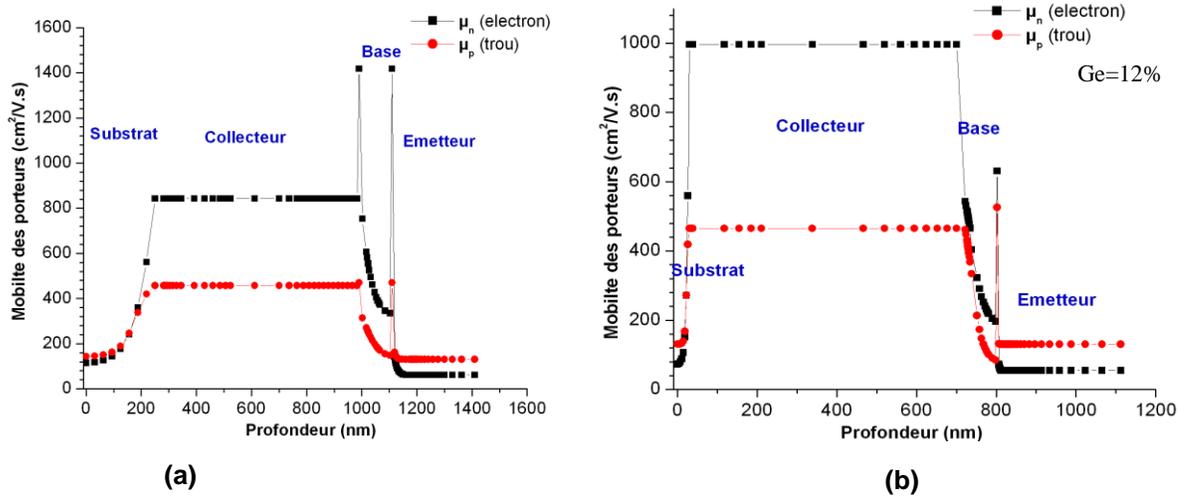
**Figure III.13:** Les concentrations intrinsèques dans les deux types de transistors :  
 a) TB-Si & b) HBT-SiGe

### IV.3 Mobilité des porteurs

Les figures III.14a et 14b représentent les variations des mobilités des électrons et des trous dans les deux types de transistors étudiés.

Les courbes démontrent que les mobilités des électrons dépassent largement celles des trous dans les zones de faible et moyen dopage. Cependant, dès qu'on rentre dans le domaine des forts dopages, cette règle a tendance à s'inverser. Ainsi, on voit nettement sur les figures, que dans les deux types de transistors, la mobilité des trous devient soit presque égale (cas du substrat du TB-Si) à celle des électrons soit nettement supérieure (cas du substrat du HBT-SiGe et les émetteurs des deux types de transistors). Ce résultat est en accord avec plusieurs travaux de recherches précédemment publiés [21]-[26].

Concernant l'influence du germanium, son intégration a permis d'observer un comportement assez particulier de la mobilité des électrons dans la région de la base. En effet, alors que la mobilité des trous a tendance à croître, celle des électrons a plutôt tendance à diminuer. Nous reviendrons sur l'influence du taux de germanium dans le paragraphe IV-7 avec plus de détails.



**Figure III.14:** Évolution de la mobilité des électrons et des trous dans les deux types de transistors :  
 a) TB-Si & b) HBT-SiGe

#### IV.4 Densité des porteurs

Les figures III.15 et III-16 représentent les distributions des électrons et des trous dans les deux types de transistors étudiés.

D'après le diagramme de bande (fig. III.11), alors que dans le TB-Si, la barrière de potentiel vue par les électrons et les trous est identique, elle se retrouve plus réduite pour les électrons que pour les trous dans le cas du HBT-SiGe. Ainsi, dans ce dernier, les trous auront plus de difficultés de franchir cette barrière pour aller vers l'émetteur. Quant aux électrons, cette réduction de barrière leur facilite le passage vers la base.

Le recours à l'introduction du germanium dans la base des transistors au silicium pour former des HBT-SiGe permet d'améliorer l'injection des électrons dans la base et vu que cette dernière est très mince (pour réduire le temps de transit et éliminer les recombinaisons dans cette zone), ceci permet d'obtenir un courant de collecteur et un gain plus élevés et aussi d'améliorer à la fois le temps de réponse et la fréquence d'oscillation du dispositif (§ chap 1-II.2.4).

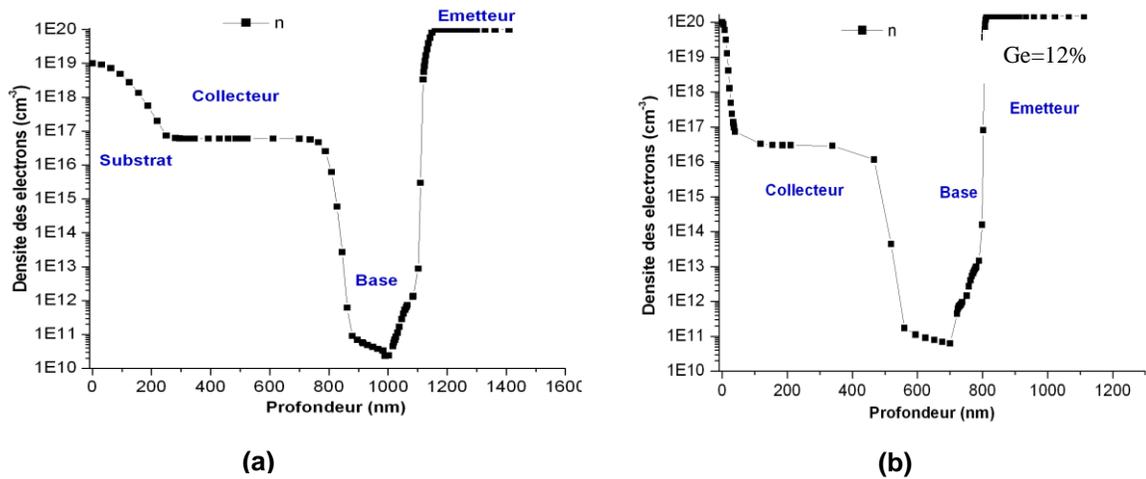


Figure III.15: Évolution de la densité des électrons dans les deux types de transistors :  
a) TB-Si & b) HBT-SiGe

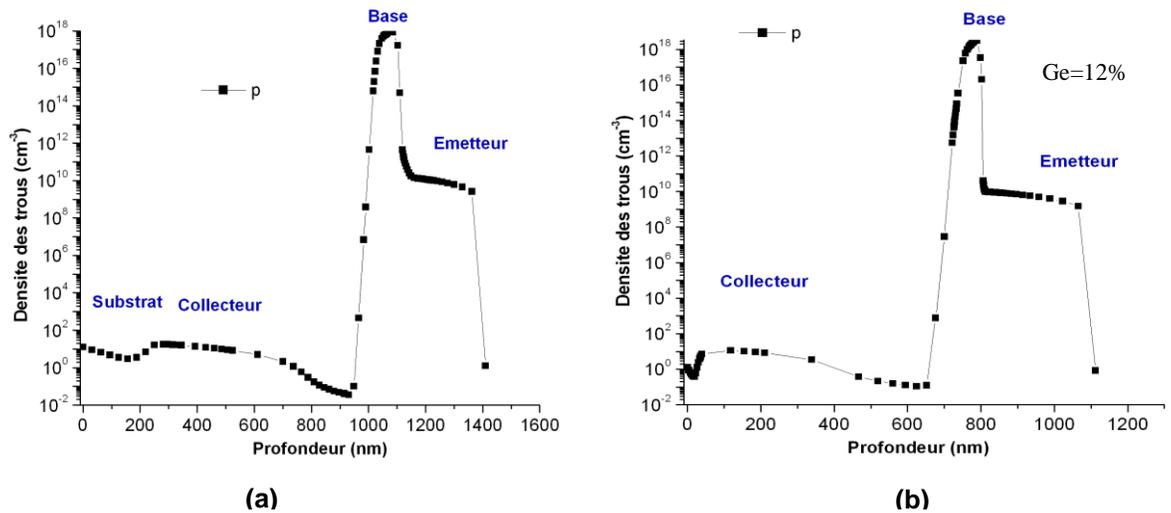


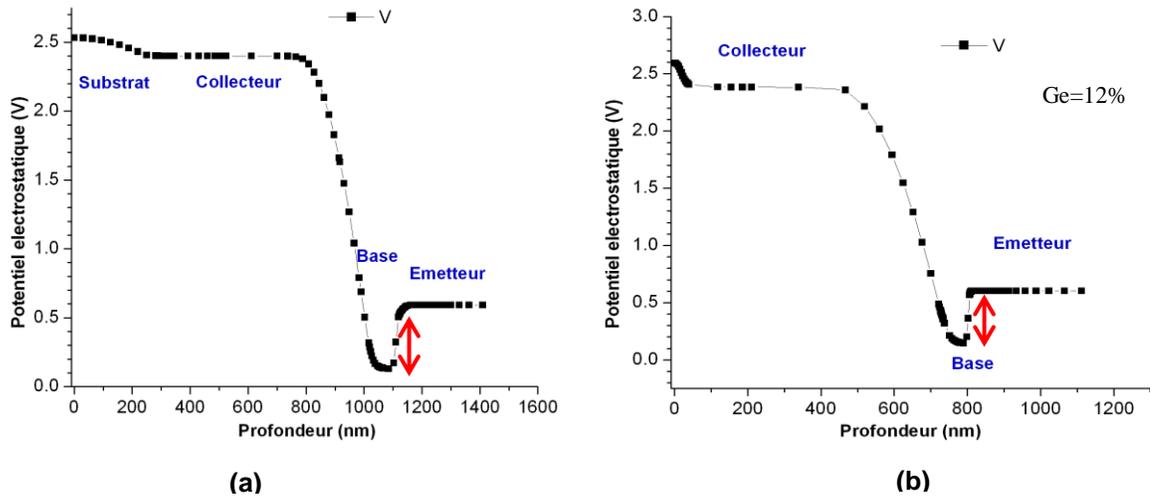
Figure III.16: Évolution de la densité des trous dans les deux types de transistors :  
a) TB-Si & b) HBT-SiGe

#### IV.5 Potentiel électrostatique

Les figures III.17-a et 17-b représentent les potentiels électrostatiques respectifs du TB-Si et du HBT-SiGe.

Nous remarquons que malgré que les deux types de transistors soient soumis aux mêmes conditions de polarisation, aux niveaux de la base et de la jonction base-émetteur, le potentiel électrostatique atteint un niveau plus bas dans le TB-Si que dans le HBT-SiGe. Ce phénomène est justifié par la présence du germanium dans la base du second composant et dont l'effet est de

réduire la barrière de potentiel vue par les électrons tout en maintenant une barrière haute pour les trous.



**Figure III.17:** Évolution du potentiel électrostatique des électrons et des trous dans les deux types de transistors : a) TB-Si & b) HBT-SiGe

#### IV.6 Les courants électriques

La figure III-18 présente les courbes de Gummel simulées que nous avons obtenues en faisant varier la tension de la jonction émetteur-base ( $V_{BE}$ ) dans un intervalle de 0 à 1 Volt, alors qu'on a maintenu la jonction base-collecteur sous polarisation inverse ( $V_{BC}$ ) constante égale à 0 volt pour le TB-Si et de 2 volts pour le HBT-SiGe.

Les caractéristiques démontrent que le niveau du courant de collecteur ( $I_c$ ) est plus élevé dans le HBT-SiGe que dans le TB-Si. Ceci est tout à fait prévisible car la présence de germanium dans le premier transistor réduit la barrière de potentiel vue par les électrons ce qui facilite leurs injections dans la base (de taille très réduite) et induit automatiquement une croissance de ce courant ( $I_c$ ). Pour les trous, la barrière vue par les trous n'est pas affectée par la présence du germanium et à cet effet, on ne peut pas comparer les courants de base des deux transistors en se basant sur la présence de ce matériau mais seulement par rapport aux résultats expérimentaux. En effet, dans les deux cas, ces courants sont différents par rapport aux résultats de simulation. Les raisons sont liées à la présence de défauts de gravures dans les deux structures et qui induisent des niveaux profonds dont on n'a pas tenu compte jusqu'à maintenant dans nos différentes simulations.

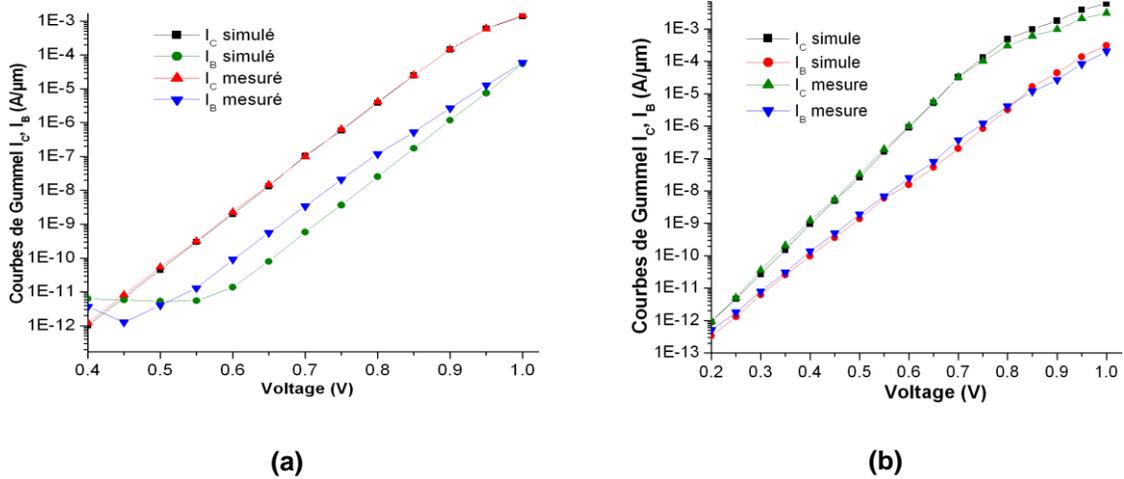


Figure III.18: Courbes de Gummel dans dans les deux types de transistors :  
 a) TB-Si & b) HBT-SiGe

### IV.7 Influence du taux de germanium

Pour compléter notre étude sur l'intérêt du recours à l'intégration du germanium dans la base des transistors à hétérojonctions, nous avons simulé le HBT-SiGe avec différents taux de germanium s'étalant de 0 à 25%. Le choix de la limite de 25% est justifié par le fait qu'en pratique, il est difficile de réaliser des couches de SiGe stables avec des taux supérieures à cette valeur.

Les résultats démontrent clairement que plus le taux de germanium augmente, plus la barrière de potentiel vue par les électrons est réduite alors que celle perçue par les trous demeure identique (figure III.19a et 19b).

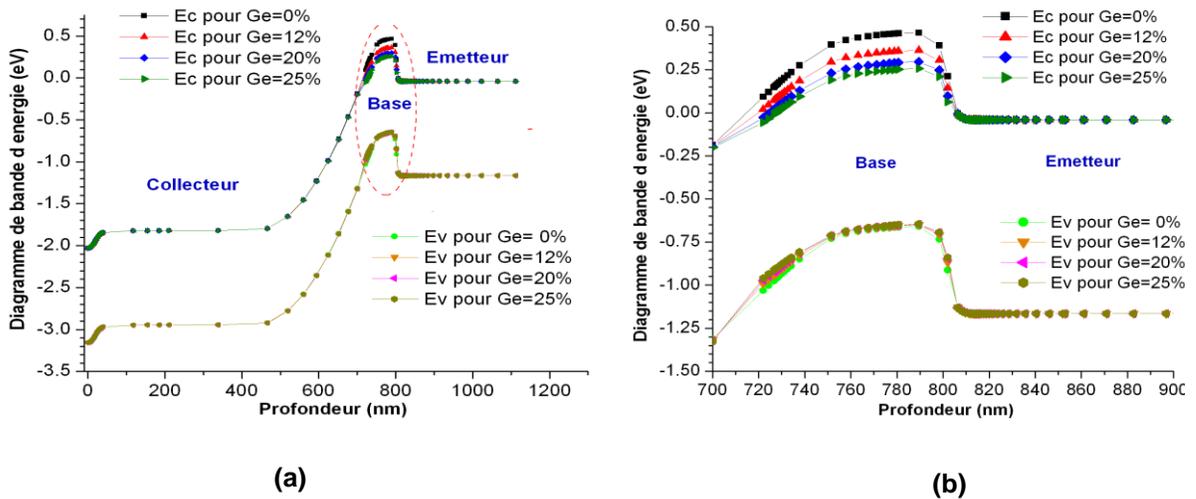


Figure III.19: Diagramme de bande d'énergie du HBT-SiGe pour différents taux de germanium :  
 a) dans tous le transistor & b) Zoom sur la base

Les courbes des potentiels (fig.III 20a et 20b) confirment également ce résultat et démontrent à leur tour que le potentiel dans la base a tendance à se réduire au fur et à mesure que le taux de germanium croît permettant ainsi aux électrons de passer plus facilement dans cette zone tout en maintenant une barrière s’opposant au passage des trous.

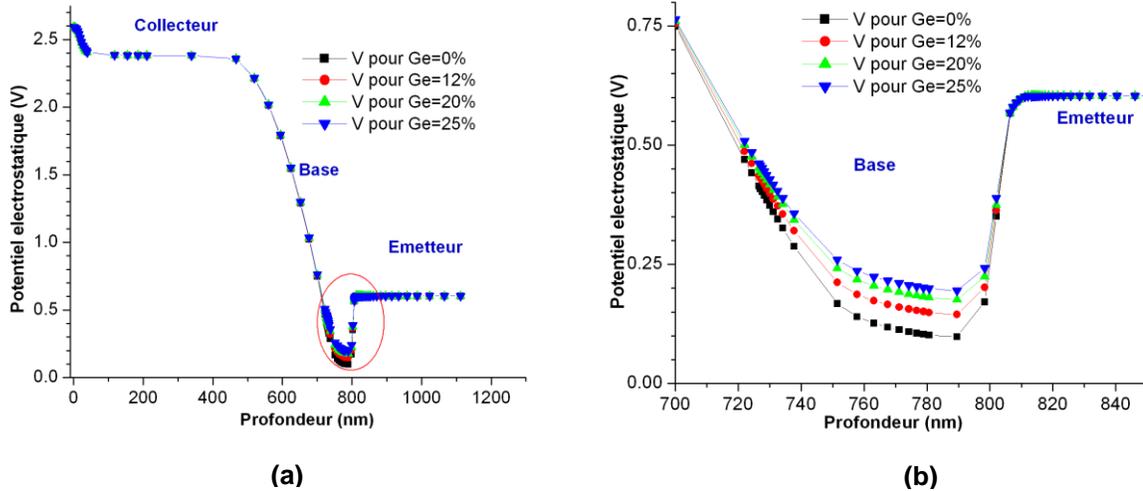


Figure III.20: Variation du potentiel électrostatique dans le HBT-SiGe pour différents taux de germanium :  
 a) dans tout le transistor & b) Zoom sur la base

Les présentations des champs électriques sur les figures III.21-a et 21-b affirment également ces résultats puisqu’elles montrent que le champ électrique localisé dans la jonction base-émetteur décroît au fur et à mesure que le taux de germanium augmente.

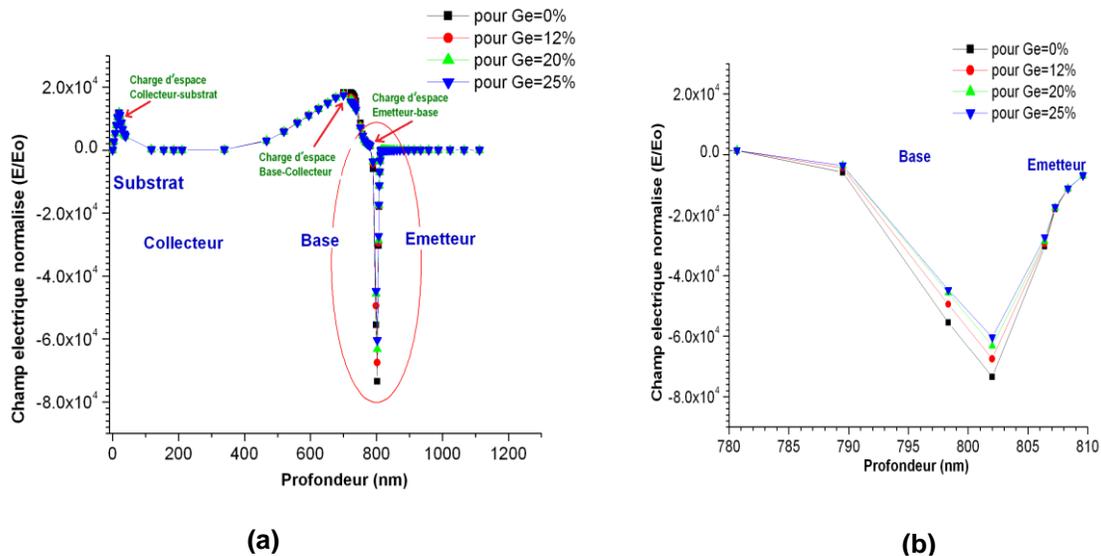
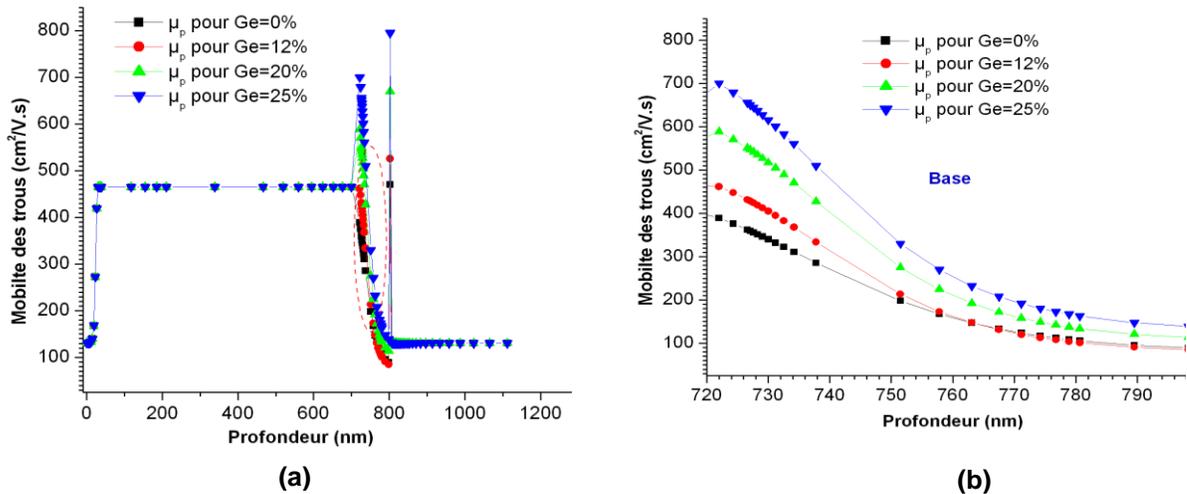
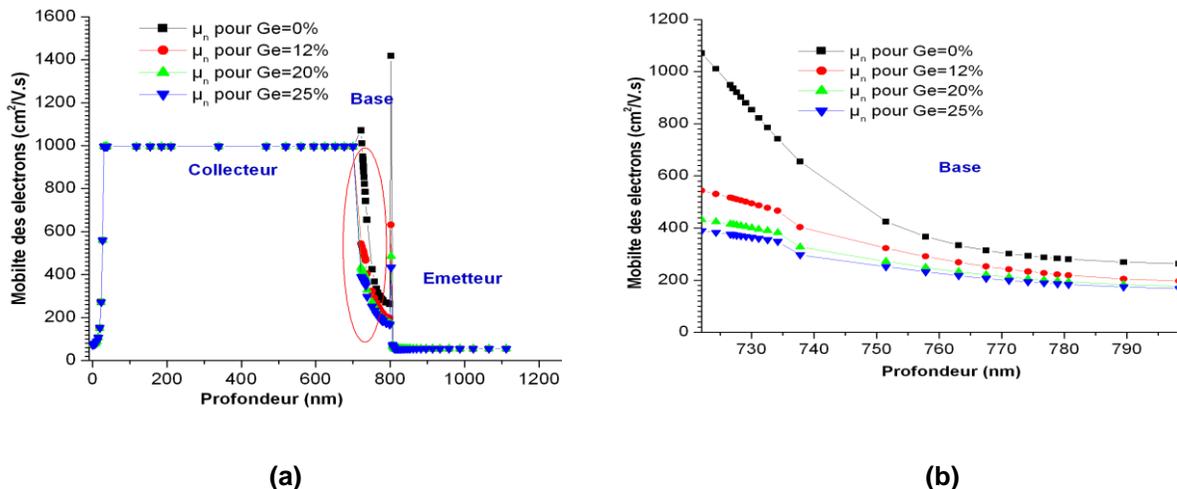


Figure III.21: Variation du champ électrique dans le HBT-SiGe pour différents taux de germanium :  
 a) dans tous le transistor & b) Zoom sur la base

Concernant les mobilités des porteurs, nous remarquons que dans l'émetteur et le collecteur, elles dépendent du dopage et du type de porteur considéré, c'est-à-dire s'il est majoritaire ou minoritaire. Cependant, dans la base, même si la mobilité dépend toujours du niveau dopage, dans le cas des trous, elle a tendance à augmenter avec le taux de germanium (fig. 22a et 22b) alors que pour les électrons, c'est un comportement inverse qui se produit (fig. 23a et 23b).



**Figure III.22:** Variation de la mobilité des trous dans le HBT-SiGe pour différents taux de germanium :  
**a)** dans tous le transistor & **b)** Zoom sur la base



**Figure III.23:** Variation de la mobilité des électrons dans le HBT-SiGe pour différents taux de germanium :  
**a)** dans tous le transistor & **b)** Zoom sur la base

Ces résultats ont été confirmés par plusieurs travaux de recherches :

- pour les trous, par le modèle de Sénapati [27] et les résultats expérimentaux de Lu et col [28], Buffler et coll [29], Carns et coll [30], Krstelj et coll [31] et Joelsson et col [32].
- pour les électrons, par le modèle de Palankovski et col [33] et Manku et coll [34] et Buffler et coll [35] (fig. III.24).

Ce phénomène peut s'expliquer par le fait que plus le taux de germanium augmente, plus forte serait l'injection des électrons dans la base qui va alors ralentir le déplacement de ces porteurs dans cette zone. Vu que les trous ne sont pas affectés par la présence du germanium, leurs mobilités ne sont pas modifiées.

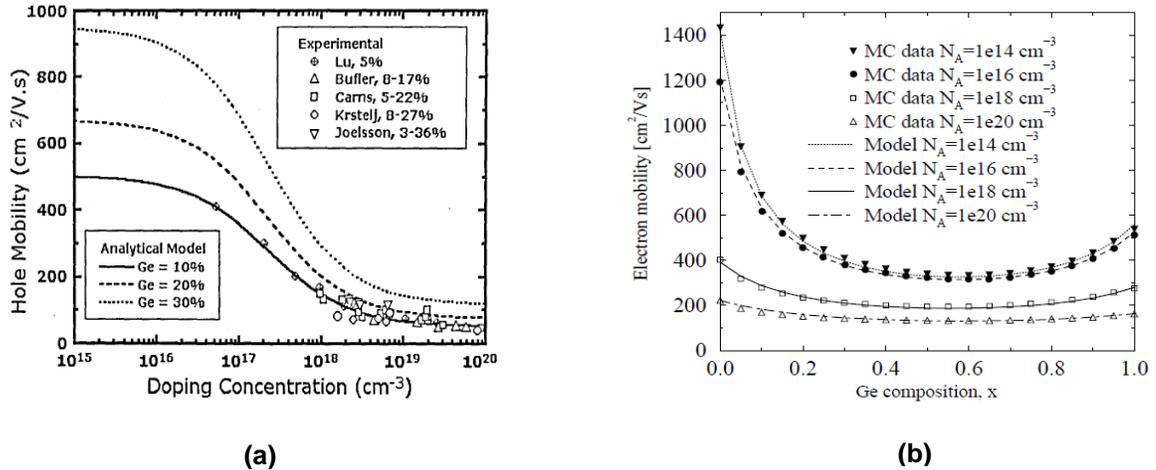


Figure III.24: Variation de la mobilité des porteurs dans l'alliage  $Si_{1-x}Ge_x$  en fonction du taux de Germanium et pour différents niveaux de dopage :

a) Pour les électrons [27] b) Pour les trous [33]

Concernant la densité des porteurs injectés, sachant que la barrière vue par les électrons décroît avec l'augmentation du taux de germanium, la densité des électrons traversant la base va être plus grande (fig.25a) ce qui va induire une augmentation du courant de collecteur et bien sûr du gain. Pour les trous, l'augmentation du taux n'a aucun effet. Ainsi, le nombre de trous injectés dans l'émetteur demeure identique quel que soit le niveau de germanium (fig.25b).

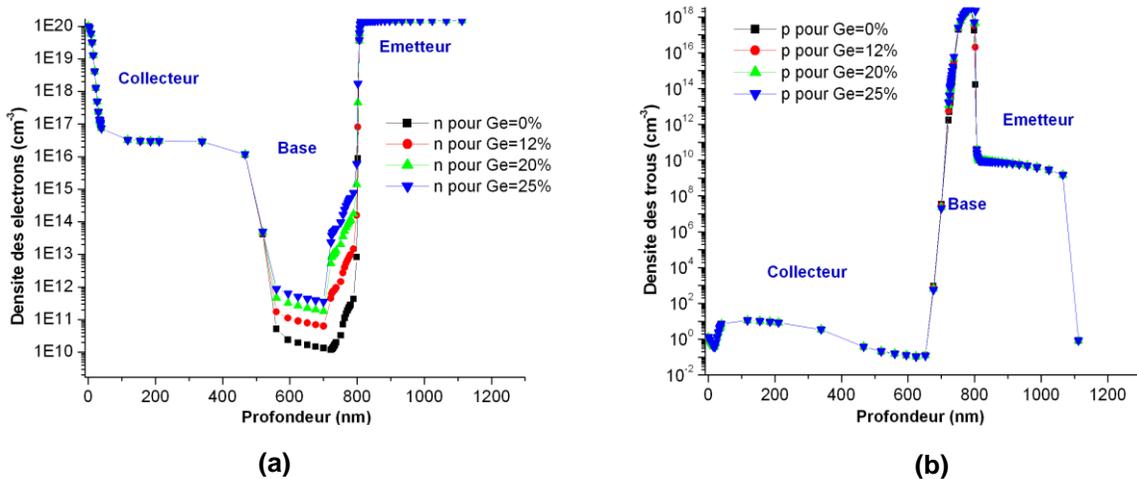


Figure III.25: Variation de la densité des porteurs dans le HBT-SiGe pour différents taux de germanium :

a) densité des électrons : n & b) densité des trous : p

La figure III.26 présente la variation du gain en courant en fonction du taux de germanium. Les courbes représentées démontrent que le gain en courant croît avec le taux de germanium dans la base.

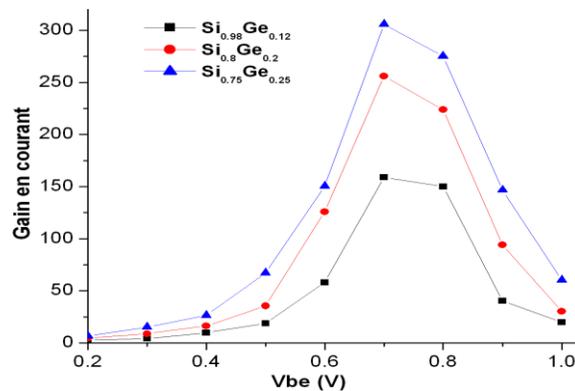


Figure III.26: Variation du gain dans HBT-SiGe en fonction du taux de germanium

## V. Conclusion

Le but de ce chapitre est de faire le lien entre les différentes architectures des transistors bipolaires existantes et leurs caractéristiques électriques de sortie. Pour cela nous avons commencé par présenter les points saillants caractérisant les étapes de fabrications de chacun des deux types de transistors bipolaires étudiés: à homojonction TB-Si et à hétérojonction HBT-SiGe. Une telle approche nous a d'abord permis de cerner la différence entre une architecture auto-alignée et une architecture quasi-autoalignée puis de mettre en évidence l'apport de l'intégration du germanium dans la base des transistors bipolaires. Ainsi, grâce au logiciel 2DHBTsim, nous avons modélisé deux types de transistors réelles : BICMOS6G 0,35 $\mu$ m et un transistor bipolaire classique à homojonction (également appartenant à la filière 0,35). Nous avons démontré que les diagrammes de bandes sont énormément affectés par l'introduction dans la base d'un autre matériau que le silicium ayant un gap plus réduit (*effet bandgap engineering*). Ce dernier effet induit des variations dans la distribution des porteurs minoritaires (les électrons) dans la base, de la mobilité des porteurs ainsi que de l'injection des électrons dans le collecteur. Les caractéristiques de sorties se trouvent alors énormément affectées et une augmentation du gain est alors observée. Cependant, nous avons remarqué qu'une comparaison des courants avec les résultats expérimentaux permettent d'enregistrer un certain décalage par rapport aux caractéristiques simulées. Ce dernier point va faire l'objet d'une étude approfondie au chapitre suivant :

## VI. Références Bibliographiques

- [1] Alvarez A. R., «BiCMOS Technology and Applications», 2<sup>nd</sup> Edition,
- [2] Lin H. G., Ho J.C., Iyer R.R., Kwong K., «Complementary MOS-Bipolar Transistor Structure», IEEE Trans. Electron Devices, vol. 16, no. 11, pp. 945-951, 1969.
- [3] Katsuyoshi Washio, « Industry Examples at the State-of-the-Art: Hitachi » Ed. Technology-CRC Press, pp. 9-3 (2007)
- [4] Wolf S, Tauber R.N., «Silicon Processing for the VLSI Era: Process Technology » Tome 1, 2<sup>nd</sup> Ed. Lattice press, pp.211-212, 1986
- [5] Giroult-Matlakowski G., «Étude du système émetteur-base d'un transistor bipolaire autoaligné dans le cadre d'une technologie VLSI BICMOS», Thèse de doctorat, Institut national des sciences appliquées de Toulouse, 1990.
- [6] Tsai H. H., Wu C.Y., «A bird's beak reduction technique for LOCOS in VLSI Fabrication », IEEE Electron Devices Lett, vol. 7, n° 2, pp. 122-123, 1986.
- [7] Michel A.E., Rausch W., Ronsheim P.A., « Implantation damage and anomalous transient diffusion of ion-implanted boron», App. Phys. Lett vol. 51, n° 7, pp 487-489, 1987.
- [8] Josquin W.J. M. J., Boudewijn P. R., Tamminga Y., «Effectiveness of polycrystalline silicon diffusion sources», Appl. Phys. Lett. 43, 960 (1983);
- [9] Probst V., BShm H. J., Schaber H., Oppolzer H., Weitzel I., « Analysis of Polysilicon Diffusion Sources », *J. Electrochem. Soc.* : Vol. 135, n° 3, pp. 671-676
- [10] Biebl M., Bianco M., Ehinger K., Philipsborn H. v., Klose H., « ultrashallow emitter-base profiles by double diffusion», *Microelectronic Engineering* 19 347-350, Elsevier, 1992
- [11] Gravier T., «Étude de l'architecture emetteur-base de transistor bipolaire simple polysilicium pour filière BISC MOS 0,5-0,35 µm», Thèse de doctorat, Université J-Fourier, Grenoble, 1996.
- [12] Monroy A., Laurens M., Marty M., Dutartre D., Gloria D., Carbonero J.L., Perrotin A., Roche M. and Chantre A., «BiCMOSGG: A high performance 0.35µm SiGe BiCMOS technology for wireless applications», IEEE Proceeding of the 1999 Bipolar/BICMOS circuits and technology meeting, IEEE BCTM 7.3, pp 121-124, 1999.
- [13] Chantre A., M. Marty, Regolinil J.L., Mouis M., de Pontcharra J., Dutartre D. , Morin C., Gloria D., Jouan S., Pantel R., Laurens M., Monroy A. , «A high performance low complexity SiGe HBT for BiCMOS integration», *Bipolar/BiCMOS Circuits and Technology Meeting*, 1998, pp 93-96. Proceedings of the 1998
- [14] Schuppen A., Erben U., Gruhle A., Kibbel H., Schumacher H., König U., «Enhanced SiGe Heterojunction Bipolar Transistors with 160 GHz-fm» *Technical Digest of IEDM*, pp. 743-746, 1995
- [15] Geynet B., «Développement et étude de transistors bipolaires à hétérojonctions

- Si/SiGe :C pour les technologies BICMOS mullimétriques», Thèse de doctorat, Université des sciences et technolgies de Lille, 2008
- [16] STMicroelectronics Deep Sub-Micron Processes, CMP annual usersmeeting, Paris 18 January 2007.
- [17] Ashburn P., «SiGe heterojunction bipolar transistors», pp. 32-36, Ed. Wiley, 2003
- [18] Lindefelt U., «Doping-induced band edge displacements and band gap narrowing in 3C-, 4H-, 6H-SiC, and Si», *Journal of Applied Physics* vol 84, n° 5, pp. 2628-2637 (1998);
- [19] Persson C., Lindefelt U., Sernelius B. E., « Band gap narrowing in n-type and p-type 3C-, 2H-, 4H-, 6H-SiC, and Si», *Journal of Applied Physics* 86, n° 8, pp. 4419-4427 (1999);
- [20] Jagadesh Kumar M. « The effects of emitter recombination and bandgap narrowing on the current gain and the collector lifetime of high-voltage bipolar transistors», *IEEE Transactions on Electron Devices*, Vol. 36, n°9, pp. 1803 – 1810, 1989
- [21] Swirhun S.E., Kwark Y H, Swirhun R.M.«Measurement of electron lifetime , electron mobility and bandgap narrowing in heavily doped p-type Silicon», *IEEE IEDM Tech Dig*, pp 24-27, 1986
- [22] Swirhun S.E., Kwark Y H, Swirhun R.M.«Measurement of hole mobility in heavily doped n-type silicon», *IEEE Electron Lett* vol 7, n° 3, pp 168-171, 1986
- [23] Arora N.D., Hauser J R., Roulston D J, «Electron and hole mobilities in Silicon as a Function of Concentration and Temperature», *IEEE Transaction on Electron Devices*, vol 29, n°2, pp292-295, 1982
- [24] Klaassen D. B. M., «A Unified Mobility Model for Device Simulation - I. Model Equations and Concentration Dependence», *Solid-State Electronics*, vol. 35 n° 7, pp. 953–959, 1992.
- [25] Klaassen D. B. M., «A Unified Mobility Model for Device Simulation - II. Temperature Dependence of Carrier Mobility and Lifetime», *Solid-State Electronics*, vol. 35 n° 7, pp.961–967, 1992.
- [26] Masetti G., Severi M., SOLMI .S, « Modeling of carrier mobility against carrier concentration in Arsenic-, Phosphorus-, and Boron-doped Silicon», *IEEE Transaction on Electron Devices*, vol 30, n°7, pp764-769, 1983
- [27] Senapati B., «Modelling of strained silicon-Germanium materiel parameters for devices simulation», *IETE journal of research*, vol 53, n 3, pp 215-216, 2007
- [28] Q. Lu, M. R. Sardela, Jr., T. R. Bramblett, and J. E. Greene, ‘B-doped fully strained Si<sub>1-x</sub>Ge<sub>x</sub> layers grown on Si(001) by gas-source molecular beam epitaxy from Si<sub>2</sub>H<sub>6</sub>, Ge<sub>2</sub>H<sub>6</sub>, and B<sub>2</sub>H<sub>6</sub>: charge transport properties’, *J. Appl. Phys.*, vol. 80, pp. 4458–4466, 1996.
- [29] F. M. Bufler, P. Graf, and B. Meinerzhagen, ‘Hole transport investigation in unstrained and strained SiGe’, *J. Vac. Sci. Technol. B*, vol. 16, pp. 1667–1669, 1998.
- [30] T. K. Carns, S. K. Chun, M. O. Tanner, K. L. Wang, T. I. Kamins, J. E. Turner, *et al.*, ‘Hole mobility measurements in heavily doped Si<sub>1-x</sub>Ge<sub>x</sub> strained layers’,

- IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 51, pp. 1273–1281, 1994.
- [31] Z. Matutinovic-Krstelj, V. Venkataraman, E. J. Prinz, J. C. Sturm, and C. W. Magee, ‘Base resistance and effective bandgap reduction in n-p-n Si/Si<sub>1-x</sub>Ge<sub>x</sub>/Si HBTs with heavy base doping’, *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 43, pp. 457–466, 1996.
- [32] K. B. Joelsson, Y. Fu, W. X. Ni, and G. V. Hansson, ‘Hall factor and drift mobility for hole transport in strained Si<sub>1-x</sub>Ge<sub>x</sub> alloys’, *J. Appl. Phys.*, vol. 81, pp. 1264–1269, 1997.
- [33] Vassil Palankovski V., Selberherr S., «Critical Modeling Issues of SiGe Semiconductor Devices», Proc. Symp. on Diagnostics and Yield: Advanced Silicon Devices and Technologies for ULSI Era, pp. 1–11, 2003.
- [34] Manku T., Arokia N., «Electron Drift Mobility Model for Devices Based on Unstrained and Coherently Strained Si<sub>1-x</sub>Ge<sub>x</sub>, Grown on (001) Silicon Substrate», *IEEE Transaction on Electron Devices*, vol 39, n°9, pp764-769, 1992.
- [35] Bufler F. M., Graf P., Meinerzhagen B., «Low- and High-Field Electron-Transport Parameters for Unstrained and Strained Si<sub>x</sub> Ge<sub>1-x</sub>», *IEEE Electron Device Lett.*, vol 18, n° 6, 997

## **Chapitre IV**

***Modélisation des courants en tenant compte des défauts de gravures, des joints de grains et du niveau d'injection***

## I. Introduction

Durant les trois dernières décennies, le développement de la technologie BICMOS a permis la fabrication à grande échelle, de circuits intégrés destinés à des applications hautes fréquences telles que la téléphonie sans fils, les radars etc. et avec des fréquences de transitions dépassant la barre des 100GHZ. Cependant, même si la maîtrise de cette technologie a facilité la réalisation de transistors avec de très hautes qualités, ces derniers demeurent toujours sujets à différents types de bruits et à des courants de fuites qui demeurent encore difficiles à éliminer complètement [1]-[5]. Des analyses électriques approfondies ont montré que la baisse des performances de ces composants sont dues à différentes causes tels que:

- les attaques chimiques lors des opérations de gravures [6], [7] et les fortes variations de températures appliquées lors des différentes étapes de réalisation du composant.
- les phénomènes de piégeage aux interfaces avec  $\text{SiO}_2$  accentués par le champ électrique induit par les conditions fonctionnelles et environnementales [8].

Sans tenir compte de la nature granulaire du polysilicium utilisé pour former le contact émetteur, des travaux antérieurs ont démontré que les procédés de gravure induisent des défauts au niveau de la jonction base-émetteur [9], [10] et que ceux qui sont situés sous les espaceurs sont ceux qui perturbent le plus, le fonctionnement normal des transistors et diminuent considérablement leurs gains [8]-[10].

Dans ce chapitre, on s'intéresse plus particulièrement aux défauts de gravure introduits lors des étapes de fabrications des HBT-SiGe et des TB-Si et cela, en tenant compte de la nature très particulière du polysilicium formant les émetteurs de chacun de ces composants.

Pour atteindre cet objectif, on commence par apporter des modifications aux systèmes d'équations du modèle du transistor présenté au chapitre précédent afin qu'il puisse tenir compte des défauts de gravures et de la nature granulaire du poly-émetteur. Ce travail sera complété par une présentation des résultats de simulation faites avec le logiciel 2DHBTsim et qui sont validées par une comparaison avec des résultats expérimentaux.

## II. Défauts associés aux procédés de gravures

### II.1 Origine des défauts de gravures

Il existe deux types de gravure : les gravures chimiques et les gravures physiques.

La principale technique de gravure chimique est la technique dite de « gravure chimique humide » (*chemical wet etching*). Elle consiste à attaquer chimiquement la plaque à graver par des produits chimiques tels que des acides ou des bases. Par exemple, l'acide nitrique ( $\text{HNO}_3$ ) est utilisé pour graver du silicium alors que l'acide fluorhydrique (HF) sert à attaquer l'oxyde de silicium [11].

La gravure humide est très souvent sélective et rapide. D'ailleurs la vitesse de gravure typique pour le silicium est d'environ  $1 \mu\text{m}/\text{mn}$  alors que la vitesse de gravure de l'oxyde de silicium, dans un bain d'HF dilué à 1%, est de l'ordre de  $2 \text{ nm}/\text{mn}$ . Parmi les inconvénients de cette technique, on peut citer :

- son isotropie : elle n'est pas directionnelle [12] et favorise même une gravure sous le masque.
- elle ne permet pas de reproduire fidèlement le transfert des motifs du masque avec les dimensions fixées lors de l'étape de microphotolithographie.

Ainsi, cette technique est limitée aux gravures des circuits avec des dimensions caractéristiques comprises entre  $5$  et  $10 \mu\text{m}$  et elle est vraiment à proscrire dans le cadre de l'élaboration des structures submicroniques [13], [14].

La gravure par Plasma est une technique plus récente comparée à la gravure chimique [14], [15]. Elle consiste à attaquer une surface par un faisceau d'ions pour l'éliminer. Par exemple, on utilise des plasmas à base de  $\text{CF}_4$ , de chlore ( $\text{Cl}_2$ ),  $\text{SF}_6$ ,  $\text{SiF}_4$ ,  $\text{BCl}_3$ ,  $\text{NF}_3$  ou de  $\text{CCl}_2\text{F}_2$  pour la gravure du silicium [13], [15].

La gravure plasma présente l'avantage de former des profils rigoureusement verticaux et d'assurer une anisotropie de gravure compatible avec les exigences de la miniaturisation [14]. Ainsi, vu qu'elle permet de maîtriser correctement à la fois la taille et la forme des circuits fabriqués, elle est parvenue à remplacer définitivement la gravure humide. Cependant, malgré que la gravure plasma soit anisotrope, elle peut induire dans certaines conditions, des défauts de gravure. En effet, les fortes énergies de bombardement des ions sont responsables de la génération de défauts structuraux qui peuvent perturber les performances d'un circuit. Parmi ces

défauts, on peut citer la gravure sous le masque (ou undercut), le notching et le microtrenching (fig.IV.1) [13], [14].

La gravure ionique réactive (souvent désignée par son acronyme anglais RIE pour *Reactive Ion Etching*) est une technique dérivée de la gravure au plasma [15]. C'est aussi une technique de gravure fortement physique (gravure au plasma) à laquelle on ajoute une gravure chimique sèche. Les divers défauts de gravures perturbent la périodicité du réseau cristallin du matériau semiconducteur et induisent des niveaux énergétiques localisés dans la bande interdite de celui-ci qui vont inévitablement affecter les performances du composant électronique associé.

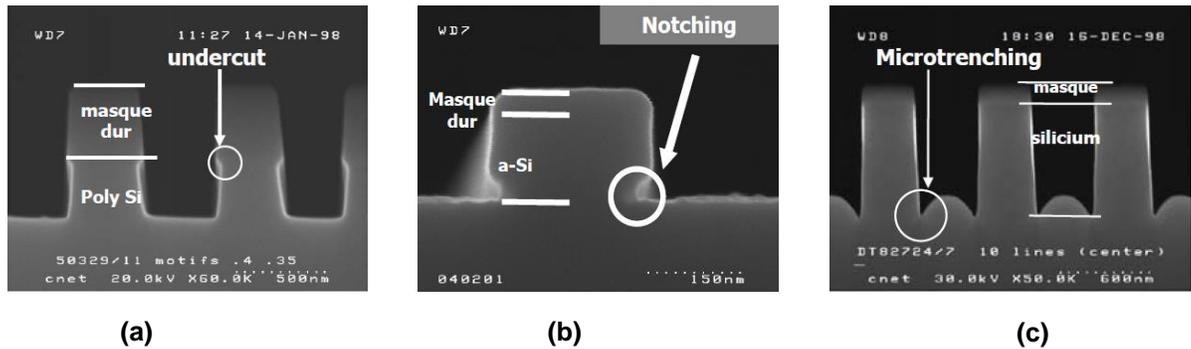


Figure IV.1: Différents types de défauts survenant pendant la gravure [13] :  
 a) undercut b) notching & c) microtrenching.

## II.2 Modélisation des défauts de gravures dans les transistors TB-Si et HBT-SiGe

On tient compte des effets des défauts profonds sur le fonctionnement du transistor en apportant des modifications sur l'équation de Poisson et les équations de continuité des électrons et des trous.

Dans l'équation de Poisson (II-1), leur influence est introduite par une charge supplémentaire  $n_T$  telle que :

$$\rho = q \cdot (n - p + dop + N_T) \quad (IV-1)$$

$N_T$  : La densité totale des centres profonds.

Dans les équations de continuité, l'influence des centres profonds est intégrée dans le terme du taux de génération-recombinaison tel que [16], [17]:

$$gr_{SHR} = - \frac{np - n_i^2}{\tau_n \left[ p + \frac{1}{\gamma} \cdot n_i \exp\left(\frac{E_i - E_t}{kT}\right) \right] + \tau_p \left( n + \frac{1}{\gamma} \cdot n_i \exp\left(\frac{E_t - E_i}{kT}\right) \right)} \quad (IV-2)$$

$\gamma$  : facteur de dégénérescence du niveau piège

$\tau_n$  et  $\tau_p$  représentent respectivement les durées de vie des électrons et des trous. Elles sont étroitement liées aux propriétés électriques des défauts et sont données par :

$$\tau_n = \frac{1}{\sigma_n \cdot N_T \cdot v_{thn}} \quad \text{et} \quad \tau_p = \frac{1}{\sigma_p \cdot N_T \cdot v_{thp}} \quad (IV-3)$$

Où  $\sigma_{n,p}$  sont les sections efficaces de captures du défaut profond,  $v_{thn,p}$ , sont les vitesses thermiques des porteurs.

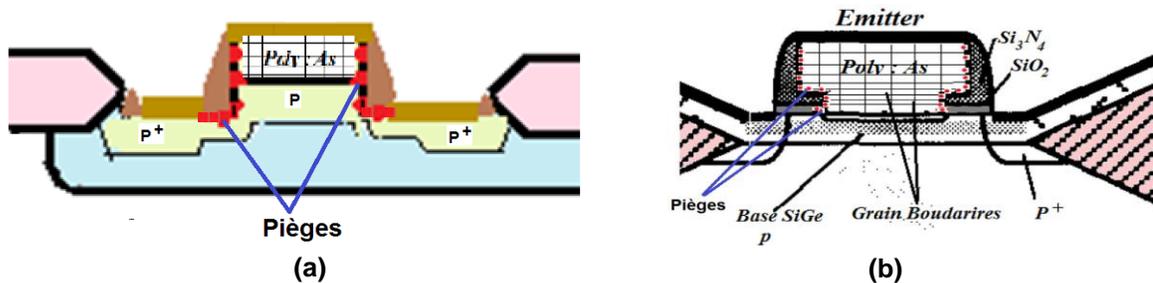
Les caractérisations des défauts dans les transistors ont fait l'objet de plusieurs études. Nous avons considéré les mêmes ordres de grandeurs publiés dans les travaux de recherches antérieurs [8], [10], [18] : les défauts sont de type accepteur, leur valeur moyenne est de l'ordre de  $10^{18} \text{ cm}^{-3}$ , la section de capture est de l'ordre de  $10^{-17} \text{ cm}^2$  et leur position dans le gap est à 0.6 eV.

La quantité des centres profonds est déduite à partir de l'amplitude du transitoire de capacité résultant de l'émission de charges par les centres profonds par la relation [10] :

$$\frac{\Delta C}{C} = \frac{1}{2} \cdot \frac{N_T}{N_d} \cong 0.5 \quad (IV-4)$$

Avec  $N_d$  est le dopage dans la zone de charge d'espace où sont localisés les défauts responsables du Signal DLTS.

Pour le TB-Si, les défauts sont localisés au niveau de la région de sur-gravure, sous les espaceurs et sur les faces latérales de l'émetteur [18] alors que pour le HBT-SiGe, on les retrouve sur une petite distance sous les des espaceurs (fig IV.1b) et sur les faces latérales du composant (fig IV.2) [8].



**Figure IV.2:** Localisation des défauts de gravure dans les deux types de transistors :  
 a) TB-Si & b) HBT-SiGe

La simulation électrique de ces deux types de transistors permet de tracer les courbes de Gummel pour chacun d'entre eux (voir fig. IV.3).

Ces résultats montrent que les défauts liés aux gravures et dont les niveaux énergétiques sont situés au milieu de la bande interdites n'ont presque aucun effet sur le courant collecteur. Cependant, le courant de base se trouve énormément augmenté par rapport à sa valeur idéale (c'est-à-dire en absence de défauts de gravure) surtout dans le cas TB-Si. Ceci est dû à la présence de centres de générations recombinaison qui ont tendance à piéger les trous augmentant ainsi la composante du courant de recombinaison qui va s'ajouter au courant de base. Ainsi, dans ces conditions le gain de courant se trouve également réduit et plus particulièrement dans le cas du TB-Si (voir fig. IV.4).

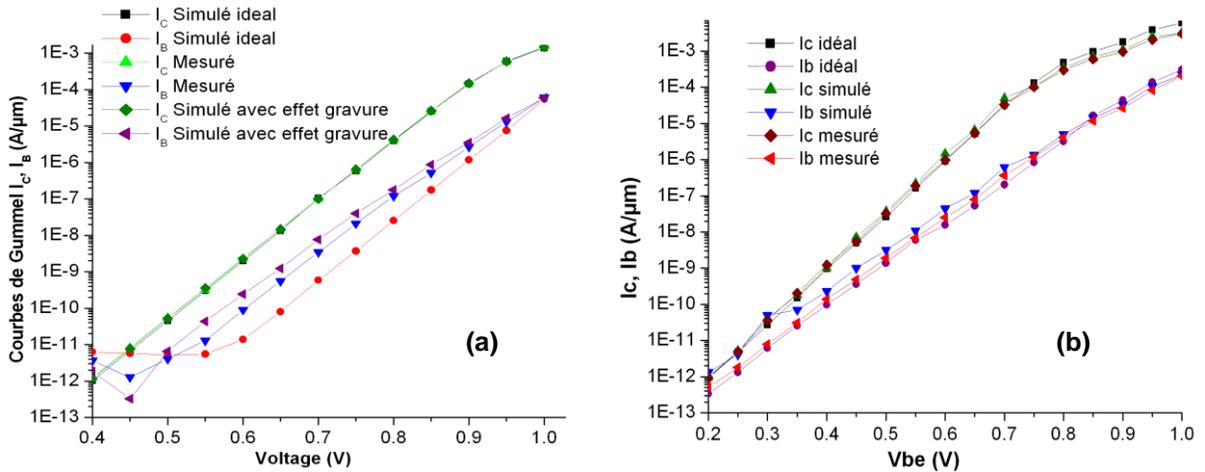


Figure IV.3: Courbes de Gummel dans dans les deux types de transistors :  
 a) TB-Si & b) HBT-SiGe

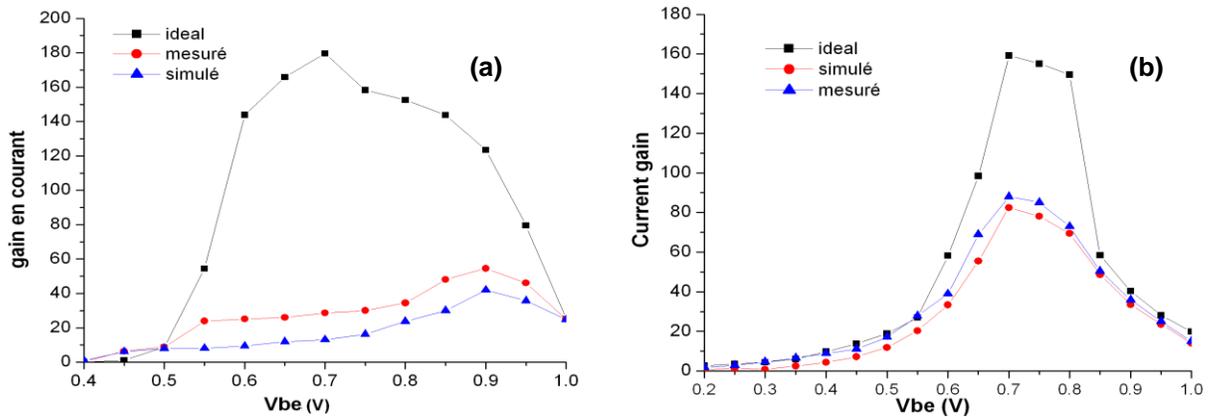


Figure IV.4: Variation du gain dans dans les deux types de transistors :  
 a) TB-Si & b) HBT-SiGe

Ces résultats démontrent que les HBT-SiGe sont beaucoup moins exposés aux défauts de gravures que les TB-Si. En effet nous remarquons que même si les surfaces latérales des poly-émetteurs des deux types de transistors contiennent des défauts de gravures, la région de jonction base-émetteur dans le HBT-SiGe est bien protégée puisqu'elle est située dans la partie de base loin des zones de gravures alors que celle du TB-Si, elle est carrément localisée dans la région de sur-gravure où il subsiste une densité de défauts qui perturbe énormément le fonctionnement du composant. De plus, nous remarquons que la surface de la base localisée sous les espaceurs est beaucoup plus protégée dans le HBT-SiGe que dans le TB-Si. Cette dernière zone a une grande influence sur la chute du gain du transistor comme des études antérieures l'ont déjà démontré [8].

### III. Structure polycristalline

#### III.1 Nature granulaire du matériau polycristallin

Le silicium polycristallin formant la zone d'émetteur est un matériau constitué de grains ou cristallites séparés les uns des autres par des joints de grains (ou joints intergranulaires) [19]. À l'intérieur de chaque cristallite, les atomes forment un réseau périodique qui est celui du monocristal. Les joints de grains sont formés de zones où de nombreux atomes sont déplacés par rapport au réseau idéal. Ils peuvent contenir un grand nombre de défauts constitués notamment par des liaisons pendantes ou des précipitations d'impuretés.

Ces cristallites ont la structure du silicium monocristallin avec des tailles diverses (de l'ordre du dixième de micron) mais dont les valeurs sont distribuées autour d'une valeur moyenne appelée taille moyenne des grains (fig. IV-5).

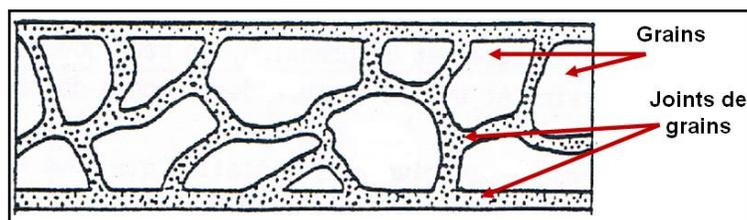


Figure IV.5: Représentation schématique d'un film de silicium polycristallin

La taille moyenne des grains dépend fortement de plusieurs facteurs technologiques : le traitement thermique, la nature et la concentration des dopants [20], [21]. En effet, la haute température facilite la diffusion des atomes de silicium à travers les joints de grains pour aller enrichir quelques grains aux dépens des autres entraînant ainsi, une diminution du nombre de joints et une augmentation de la taille de ces grains. Quant à la ségrégation des impuretés aux joints de grains, elle retarde la croissance des cristallites. De plus, la présence de lacunes facilite encore le déplacement de ces joints.

La nature du matériau constituant les joints de grains peut être considérée comme située entre celle d'un monocristal parfaitement ordonné et celle d'un matériau amorphe complètement désordonné [22], [23].

Les joints de grains, s'ils sont électriquement actifs seront directement responsables des propriétés électriques du silicium polycristallin. C'est ce qui explique pourquoi dès les premières publications traitant le problème de ces joints, on a pensé à introduire la notion de piégeage des porteurs [24]. La zone désordonnée et bidimensionnelle au joint de grain induit l'existence de niveaux électroniques localisés dans la bande interdite du matériau. En capturant des porteurs, les états pièges s'ionisent et créent des régions désertées de part et d'autre du joint de grain comme le montre bien la figure (IV-2).

La modélisation des composants électroniques unidimensionnel et bidimensionnel était basée sur la résolution de l'équation de Poisson ainsi que des équations de continuité des porteurs dans les grains en tenant compte du piégeage des porteurs au niveau des joints, supposés d'épaisseur nulle. Ce modèle initialement développé par L'Hermite et col [25] a permis de modéliser des capacités et des diodes polycristallines [19], [26]-[28]. Cependant, dans ce dernier, on ne tient pas compte des porteurs bloqués dans le volume du joint, ni des porteurs pouvant traverser cette zone par effet tunnel. D'ailleurs des travaux ont démontré que l'effet tunnel devient plus probable quand l'énergie d'activation thermique devient inférieure à la hauteur de la barrière d'énergie engendrée par le joint de grain [22]-[29]. Ainsi pour simuler les phénomènes de transport dans les émetteurs des SiGe-HBT, nous avons eu l'idée de considérer les joints de grains avec de très faibles épaisseurs et sur lesquelles, nous appliquons un modèle quantique du type gradient-diffusion qui constitue une correction du modèle d'Lhermite et col.

### III.2 Modélisation des effets de piégeage : modèle du gradient diffusion

Dans notre étude, nous avons choisi de développer le modèle du gradient-diffusion qui est très efficace quand le transport est dominé par un effet de piégeage de porteurs à l'intérieur du joint.

Pour la modélisation des dispositifs semiconducteurs de taille ultra-réduite, le modèle quantique de dérive-diffusion (Quantum Drift-Diffusion) noté QDDM, également appelé modèle à gradient de densité, a été proposé par Ancona et col [30], [31]. Ce modèle est un dérivé de la théorie de la fonctionnelle de la densité [32] qui se base sur le calcul quantique pour étudier des structures électroniques de tailles très variées allant de quelques atomes à plusieurs centaines. Ce modèle QDDM a ensuite été utilisé avec succès par plusieurs auteurs pour incorporer les confinements quantiques et les effets tunnels dans les structures MOSFET [33], [34]. En outre, il est d'une importance physique et pratique pour la modélisation du phénomène de transport dans les structures électroniques multidimensionnelles puisqu'il se présente comme une généralisation du modèle classique de dérive-diffusion [35].

#### III.2.1 Équations de base du modèle

Les effets quantiques sont quantifiés à travers deux potentiels quantiques :  $\gamma_n$  pour les électrons et  $\gamma_p$  pour les trous définis par [36], [37] :

$$\gamma_n = 2 \cdot b_n \cdot \frac{\nabla^2 \sqrt{n}}{\sqrt{n}} \quad (\text{IV-5})$$

$$\gamma_p = 2 \cdot b_p \cdot \frac{\nabla^2 \sqrt{p}}{\sqrt{p}} \quad (\text{IV-6})$$

Où  $b_{n,p}$  représente le coefficient du gradient-densité de l'électron / trou tel que :

$$b_{n,p} = \hbar^2 / (12 \cdot q \cdot m_{n,p}^*) \quad (\text{IV-7})$$

Les courants des électrons et des trous tenant compte des composantes de conduction, de diffusion et des effets quantiques sont :

$$\vec{J}_n = q \cdot n \cdot \mu_n \cdot \vec{E} + q \cdot D_n \cdot \vec{\nabla} n - q \cdot n \cdot \mu_n \cdot \vec{\nabla} \gamma_n \quad (\text{IV-8})$$

$$\vec{J}_p = q \cdot p \cdot \mu_p \cdot \vec{E} - q \cdot D_p \cdot \vec{\nabla} p + q \cdot p \cdot \mu_p \cdot \vec{\nabla} \gamma_p \quad (\text{IV-9})$$

Les équations (IV-8) et (IV-9) subissent d'abord une normalisation selon le tableau (II-1) puis une discrétisation selon la méthode des différences finies. Ceci, nous permet d'aboutir à

l'expression des densités de courants des électrons  $J_X^N$  et  $J_Y^N$  dans les intervalles respectifs  $[X_i, X_{i+1}]$  et  $[Y_j, Y_{j+1}]$  [38] :

$$J_X^N = \frac{(\Phi_{i+1} - \Phi_i + \Delta\gamma_{i+1}^N)}{X_{i+1} - X_i} \quad (\text{IV-10})$$

$$\cdot \frac{(N \cdot Mn)_{i+1} \cdot \exp(-\Phi_{i+1} + \Phi_i - \Delta\gamma_{i+1}^N) - (N \cdot Mn)_i}{\exp(-\Phi_{i+1} + \Phi_i - \Delta\gamma_{i+1}^N) - 1}$$

$$J_Y^N = \frac{(\Phi_{j+1} - \Phi_j + \Delta\gamma_{j+1}^N)}{Y_{j+1} - Y_j} \quad (\text{IV-11})$$

$$\cdot \frac{(N \cdot Mn)_{j+1} \cdot \exp(-\Phi_{j+1} + \Phi_j - \Delta\gamma_{j+1}^N) - (N \cdot Mn)_j}{\exp(-\Phi_{j+1} + \Phi_j - \Delta\gamma_{j+1}^N) - 1}$$

Avec

$$\begin{aligned} \Delta\gamma_{i+1}^N &= \gamma_{i+1}^N - \gamma_i^N \\ \Delta\gamma_{j+1}^N &= \gamma_{j+1}^N - \gamma_j^N \end{aligned} \quad (\text{IV-12})$$

Où  $\gamma_i^N$  représente le potentiel quantique normalisé pour l'électron au point  $i$ .

Un traitement identique est appliqué au cas de l'équation du courant de trous.

Les valeurs des potentiels quantiques ( $\gamma_n$  et  $\gamma_p$ ) en chaque point  $i$  sont calculées à partir des expressions (IV-5) et (IV-6) après normalisation et discrétisation par la méthode des différences finies standard.

En posant

$$\sqrt{N} = e^{U_N} \quad (\text{IV-13})$$

Et en considérant l'approximation suivante :

$$U_N = U_{Nk} + \frac{\partial U_N}{\partial x}(X - X_i) + \frac{\partial U_N}{\partial y}(Y - Y_j) \quad (\text{IV-14})$$

Dans le cas du potentiel quantique des électrons nous aboutissons à une expression de la forme [38] :

$$\begin{aligned}
B_N & \left[ \frac{Y_{j+1} - Y_{j-1}}{2} \cdot \frac{(U_{N_{k+1}} - U_{N_k})^2}{X_{i+1} - X_i} \cdot \frac{1}{e^{-U_{N_k}} - e^{-U_{N_{k+1}}}} - \frac{X_{i+1} - X_{i-1}}{2} \right. \\
& \cdot \frac{(U_{N_{k+n}} - U_{N_k})^2}{Y_{j+1} - Y_j} \cdot \frac{1}{e^{-U_{N_{k+n}}} - e^{-U_{N_k}}} + \frac{Y_{j+1} - Y_{j-1}}{2} \\
& \cdot \frac{(U_{N_k} - U_{N_{k-1}})^2}{X_i - X_{i-1}} \cdot \frac{1}{e^{-U_{N_k}} - e^{-U_{N_{k-1}}}} - \frac{X_{i+1} - X_{i-1}}{2} \\
& \left. \cdot \frac{(U_{N_k} - U_{N_{k-n}})^2}{Y_j - Y_{j-1}} \cdot \frac{1}{e^{-U_{N_{k-n}}} - e^{-U_{N_k}}} \right] - V_k \cdot U_{N_k} \\
& = \frac{V_k}{2} \cdot (\Phi_{N_k} - \Phi_k)
\end{aligned} \tag{IV-15}$$

Avec  $B_N$  la valeur normalisé de  $b_n$  et :

$$\begin{aligned}
V_k & = \frac{1}{4} \cdot e^{U_{N_k}} \cdot \left[ \frac{(X_i - X_{i-1})(Y_j - Y_{j-1})}{\mathcal{B}\left(\frac{U_{N_{k-1}} - U_{N_k}}{2}\right) \cdot \mathcal{B}\left(\frac{U_{N_{k-n}} - U_{N_k}}{2}\right)} \right. \\
& + \frac{(X_{i+1} - X_i)(Y_j - Y_{j-1})}{\mathcal{B}\left(\frac{U_{N_{k+1}} - U_{N_k}}{2}\right) \cdot \mathcal{B}\left(\frac{U_{N_{k-n}} - U_{N_k}}{2}\right)} \\
& + \frac{(X_i - X_{i-1})(Y_{j+1} - Y_j)}{\mathcal{B}\left(\frac{U_{N_{k-1}} - U_{N_k}}{2}\right) \cdot \mathcal{B}\left(\frac{U_{N_{k+n}} - U_{N_k}}{2}\right)} \\
& \left. + \frac{(X_{i+1} - X_i)(Y_{j+1} - Y_j)}{\mathcal{B}\left(\frac{U_{N_{k+1}} - U_{N_k}}{2}\right) \cdot \mathcal{B}\left(\frac{U_{N_{k+n}} - U_{N_k}}{2}\right)} \right]
\end{aligned} \tag{IV-16}$$

### III.2.2 Équation de continuité des électrons

Partant de l'équation de continuité des électrons II-5 (chapitre II- § II.1), en normalisant cette expression et en considérant le régime statique, nous pouvons écrire :

$$\vec{\nabla} \vec{J}_N = GR \tag{IV-17}$$

En adoptant la même notation présentée dans la figure II.11, l'intégration par différence finie de cette équation permet d'écrire :

$$\begin{aligned}
J_{k+\frac{1}{2}}^N \cdot \frac{(Y_{j+1} - Y_{j-1})}{2} - J_{k+\frac{n}{2}}^N \cdot \frac{(X_{i-1} - X_{i+1})}{2} + J_{k-\frac{1}{2}}^N \cdot \frac{(Y_{j-1} - Y_{j+1})}{2} \\
- J_{k-n/2}^N \cdot \frac{(X_{j+1} - X_{j-1})}{2} = GR_k \cdot \frac{(X_{i-1} - X_{i+1})}{2} \cdot \frac{(Y_{j-1} - Y_{j+1})}{2}
\end{aligned} \tag{IV-18}$$

Avec

- $J_{k+\frac{1}{2}}^N$  la densité de courant dans l'intervalle  $[X_i, X_{i+1}]$
- $J_{k-\frac{1}{2}}^N$  la densité de courant dans l'intervalle  $[X_{i-1}, X_i]$
- $J_{k+\frac{n}{2}}^N$  la densité de courant dans l'intervalle  $[Y_j, Y_{j+1}]$
- $J_{k-\frac{n}{2}}^N$  la densité de courant dans l'intervalle  $[Y_{j-}, Y_{j-1}]$

On déduit alors l'expression [38]:

$$\begin{aligned}
 & B_k \cdot Mn_{k-\frac{n}{2}} \cdot \mathcal{B}(\Phi_{k-n} - \Phi_k + \Delta Y_{k-n}^n) \cdot N_{k-n} + G_k \cdot Mn_{k-\frac{1}{2}} \\
 & \quad \cdot \mathcal{B}(\Phi_{k-1} - \Phi_k + \Delta Y_{k-1}^n) \cdot N_{k-1} + D_k \cdot Mn_{k+\frac{1}{2}} \\
 & \quad \cdot \mathcal{B}(\Phi_{k+1} - \Phi_k + \Delta Y_{k+1}^n) \cdot N_{k+1} + H_k \cdot Mn_{k+\frac{n}{2}} \\
 & \quad \cdot \mathcal{B}(\Phi_{k+n} - \Phi_k + \Delta Y_{k+n}^n) \cdot N_{k+n} \\
 & - \left[ B_k \cdot Mn_{k-\frac{n}{2}} \cdot \mathcal{B}(\Phi_k - \Phi_{k-n} - \Delta Y_{k-n}^n) + G_k \cdot Mn_{k-\frac{1}{2}} \right. \\
 & \quad \cdot \mathcal{B}(\Phi_k - \Phi_{k-1} - \Delta Y_{k-1}^n) + D_k \cdot Mn_{k+\frac{1}{2}} \\
 & \quad \cdot \mathcal{B}(\Phi_k - \Phi_{k+1} - \Delta Y_{k+1}^n) + H_k \cdot Mn_{k+\frac{n}{2}} \\
 & \quad \left. \cdot \mathcal{B}(\Phi_k - \Phi_{k+n} - \Delta Y_{k+n}^n) \right] \cdot N_k + GR_k = 0
 \end{aligned} \tag{IV-19}$$

Où  $\mathcal{B}(x) = \frac{x}{e^x - 1}$ ,  $\mathcal{B}(0) = 1$  est la fonction de Bernoulli.

Et  $B_k, G_k, D_k$  et  $H_k$  sont donnés par (II-99)

Si on veut tenir compte des effets des décalages des bandes interdites dues à l'alliage SiGe, il suffit de remplacer les constantes  $B_k, G_k, D_k$  et  $H_k$  par  $B_{kn}, G_{kn}, D_{kn}$  et  $H_{kn}$  tels qu'ils sont définis dans (II-110).

### III.2.3 Équation de continuité des trous

Le même raisonnement appliqué aux électrons est adopté pour les trous. Ceci nous permet d'aboutir à l'expression suivante [38] :

$$\begin{aligned}
& B_k \cdot Mp_{k-\frac{n}{2}} \cdot \mathcal{B}(\Phi_k - \Phi_{k-n} + \Delta Y_{k-n}^p) \cdot P_{k-n} + G_k \cdot Mp_{k-\frac{1}{2}} \\
& \quad \cdot \mathcal{B}(\Phi_k - \Phi_{k-1} + \Delta Y_{k-1}^p) \cdot P_{k-1} + D_k \cdot Mp_{k+\frac{1}{2}} \\
& \quad \cdot \mathcal{B}(\Phi_k - \Phi_{k+1} + \Delta Y_{k+1}^p) \cdot P_{k+1} + H_k \cdot Mp_{k+\frac{n}{2}} \\
& \quad \cdot \mathcal{B}(\Phi_k - \Phi_{k+n} + \Delta Y_{k+n}^p) \cdot P_{k+n} \\
& - \left[ B_k \cdot Mp_{k-\frac{n}{2}} \cdot \mathcal{B}(\Phi_{k-n} - \Phi_k - \Delta Y_{k-n}^p) + G_k \cdot Mp_{k-\frac{1}{2}} \right. \\
& \quad \cdot \mathcal{B}(\Phi_{k-1} - \Phi_k - \Delta Y_{k-1}^p) + D_k \cdot Mp_{k+\frac{1}{2}} \\
& \quad \cdot \mathcal{B}(\Phi_{k+1} - \Phi_k - \Delta Y_{k+1}^p) + H_k \cdot Mp_{k+\frac{n}{2}} \\
& \quad \left. \cdot \mathcal{B}(\Phi_{k+n} - \Phi_k - \Delta Y_{k+n}^p) \right] \cdot P_k + GR_k = 0
\end{aligned} \tag{IV-20}$$

Avec  $B_k$ ,  $G_k$ ,  $D_k$  et  $H_k$  sont donnés par (II-99)

Ici aussi, si veut introduire les effets des décalages des bandes interdites dues à l'alliage SiGe, il suffit de remplacer les constantes  $B_k$ ,  $G_k$ ,  $D_k$  et  $H_k$  par  $B_{kp}$ ,  $G_{kp}$ ,  $D_{kp}$  et  $H_{kp}$  pour les trous tels qu'ils sont définis dans ( II-113).

### III.3 Simulation des transistors TB-Si et HBT-SiGe

Pour observer les différentes caractéristiques électriques des deux composants étudiés et cela en tenant compte à la fois des effets de gravures et de la nature granulaire du polysilicium, on a soumis les deux types de transistors aux mêmes conditions de polarisation : une tension directe base-émetteur ( $V_{BE}$ ) de 0.7V et une tension inverse ( $V_{BC}$ ) de 2V. Les résultats de simulation sont présentés dans les paragraphes suivants.

Les paramètres physiques et technologiques relatifs au polysilicium sont résumés dans le tableau IV.1 [19], [25], [38]-[40].

<i>Paramètre de simulation</i>	<i>Valeur</i>
Concentration des pièges dans le polysilicium $N_{Tpoly}(cm^{-2}) = NTA = NTD$	$10^{13}$
Section de capture $\sigma$ ( $cm^{-2}$ )	10-15
Taille des grains (nm)	20-80
Mobilité dans le joints de grain $\mu_{gb}(cm^2/V.s)$	2
Épaisseur du joint de grain (nm)	1
Cn/Cp pour les joints de grain	1

**Tableau IV.1.** Paramètres physiques et technologiques de l'émetteur polycristallin utilisé dans la simulation

### III.3.1 Densité des électrons

Les figures IV.6 et IV.7 démontrent que dans les deux types de transistors, les densités des électrons dans l'émetteur sont très faiblement affectées par les joints de grains. En effet, à cause du très haut niveau de dopage du polysilicium, la plus grande majorité des électrons franchissent facilement les barrières de potentiel localisées dans les joints de grains. Ainsi, par rapport à la densité totale d'électrons présente dans cette région, très peu d'électrons se retrouvent bloqués dans les différents joints de grains (fig. IV.8).

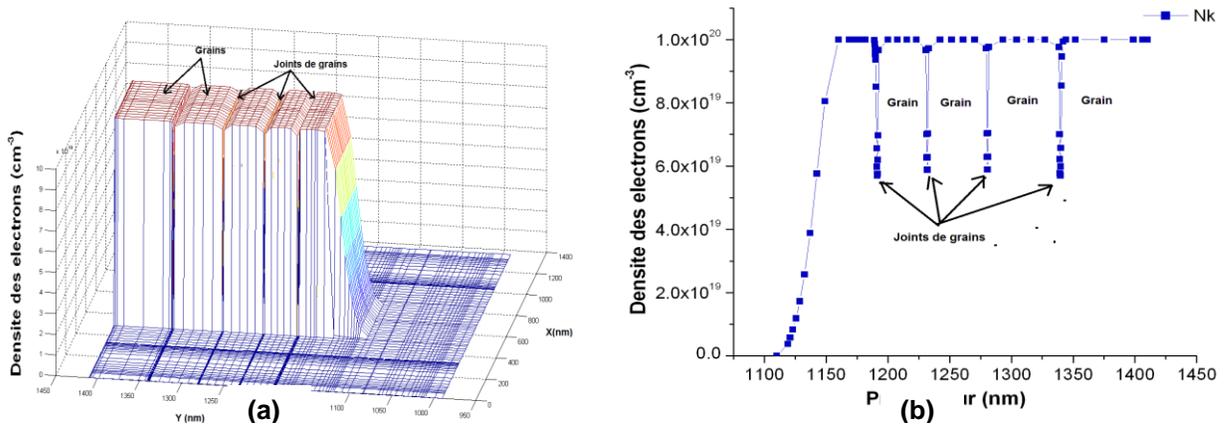


Figure IV.6: Évolution de la densité des électrons dans le TB-Si dans :  
 a) le plan X et Y & b) la direction Y

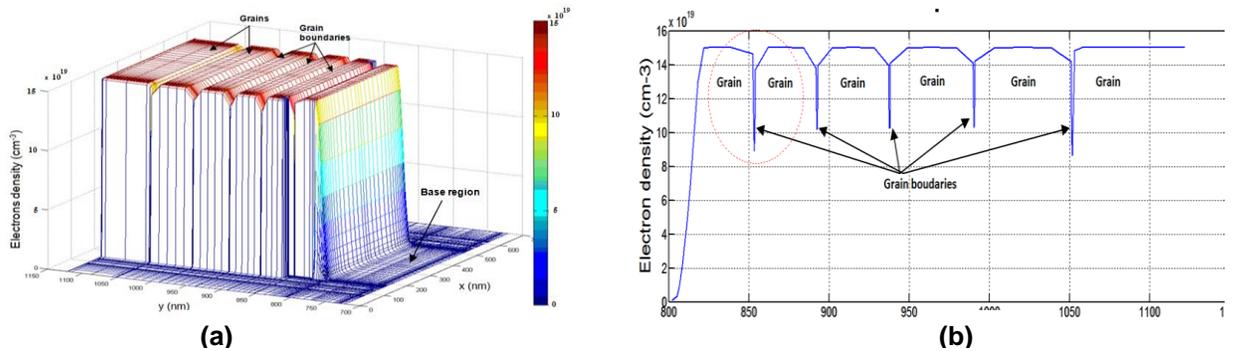


Figure IV.7: Évolution de la densité des électrons dans le HBT-SiGe dans :  
 a) Le plan X et Y & b) La direction Y

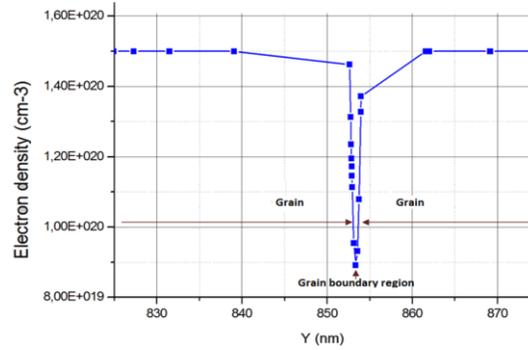


Figure IV.8: Évolution de la densité des électrons à l’intérieur et autour d’un joint de grain

### III.3.2 Densité des trous

Les figures (IV.9 et IV.10) démontrent que contrairement aux électrons, dans les deux types de transistors, les densités des trous dans l’émetteur sont très affectées par la présence des joints de grains. En effet, ces derniers ont tendance à bloquer le passage de ces porteurs. Ainsi, au niveau des joints de grains, on note une certaine accumulation de trous (fig. IV.11).

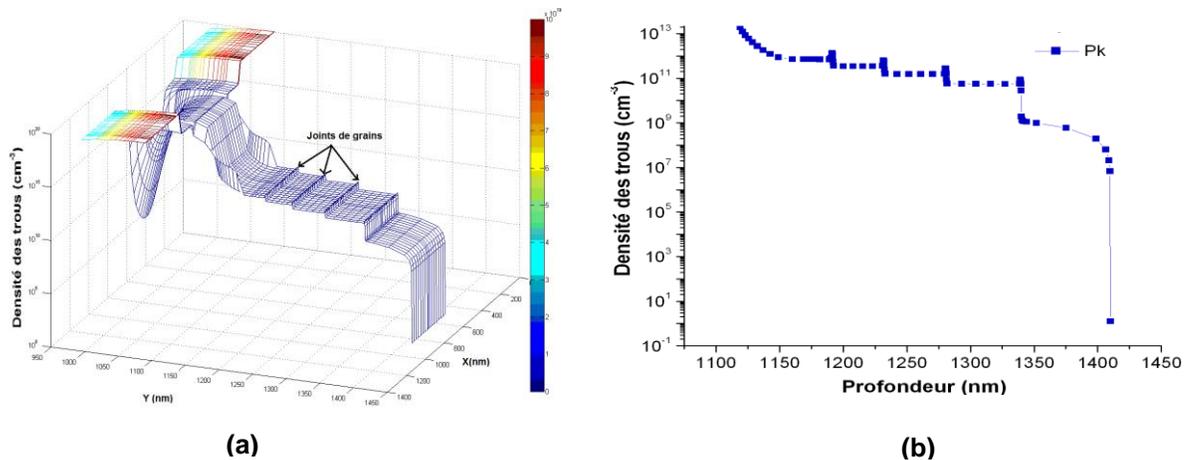


Figure IV.9: Évolution de la densité des trous dans le TB-Si dans :  
 a) Le plan X et Y & b) La direction Y

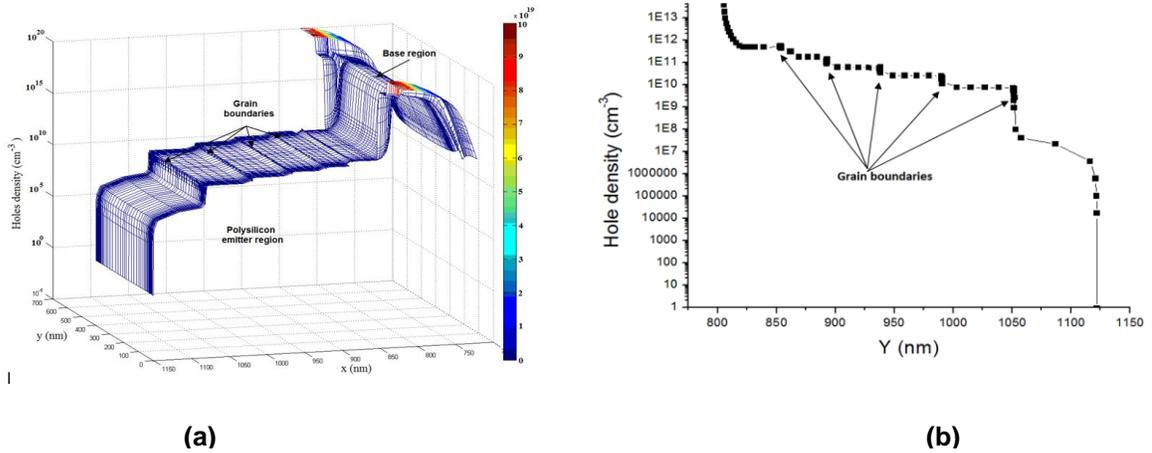


Figure IV.10: Évolution de la densité des trous dans le HBT-SiGe dans :  
 a) Le plan X et Y & b) La direction Y

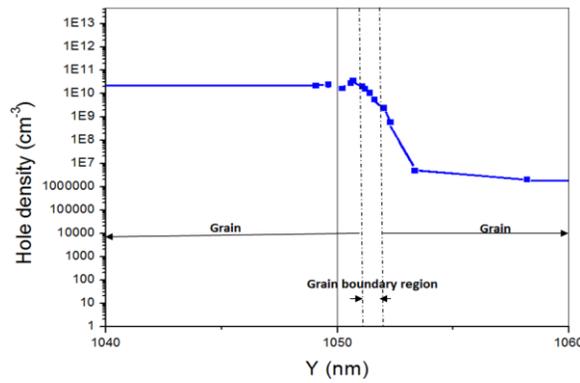


Figure IV.11: Évolution de la densité des trous à l'intérieur et autour d'un joint de grain

### III.3.3 Courant électriques

Puisque les trous injectés dans l'émetteur se retrouvent piégés par les barrières successives localisés dans les joints de grains alors que les électrons ne sont pas vraiment affectés par ce phénomène, ceci a pour effet de maintenir le courant de collecteur presque constant, mais réduit la composante de courant de trous (fig. IV.12a & 12b) et donc apporte une petite amélioration au gain en courant comme cela est montré sur les figures (IV.13a & 13b).

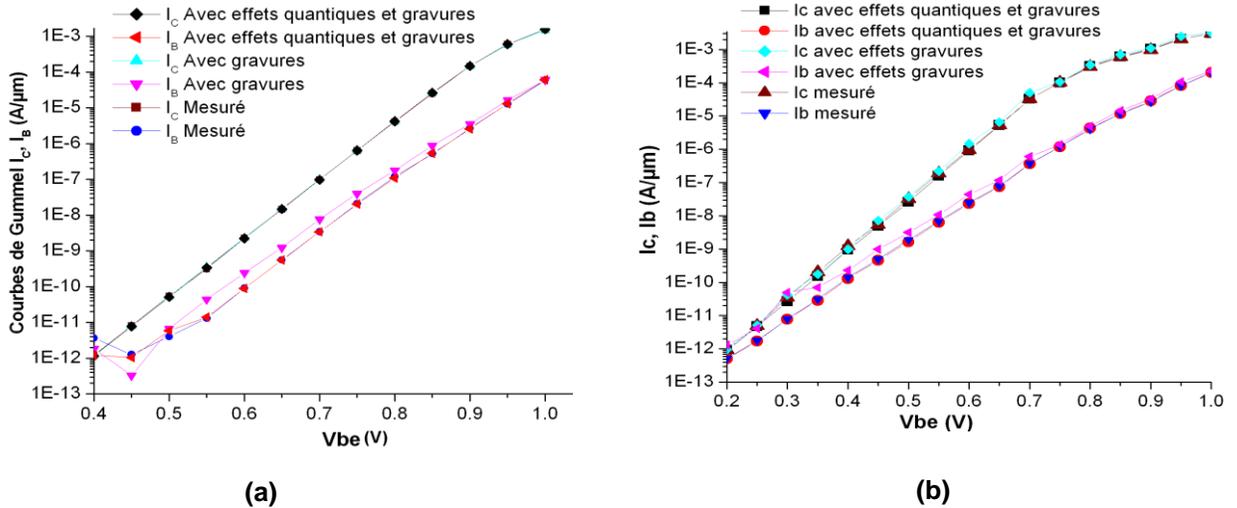


Figure IV.12: Courbes de Gummel dans les deux types de transistors :  
a) TB-Si & b) HBT-SiGe

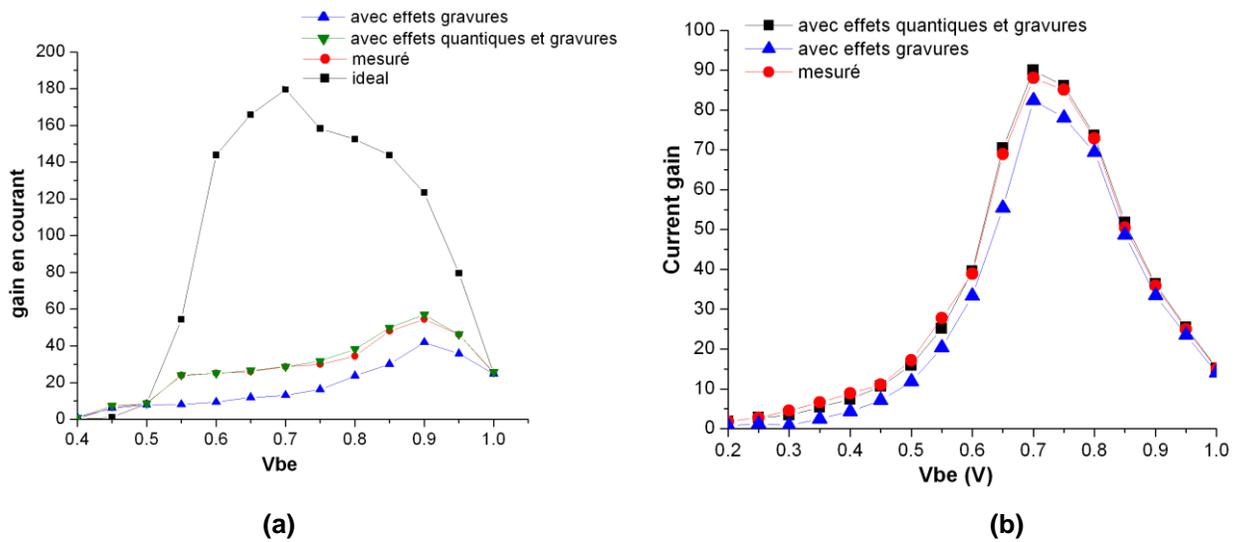
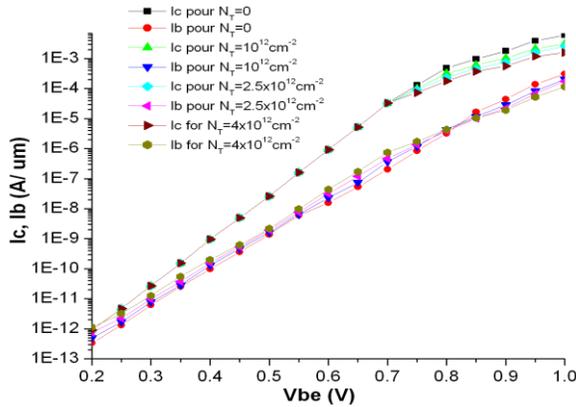


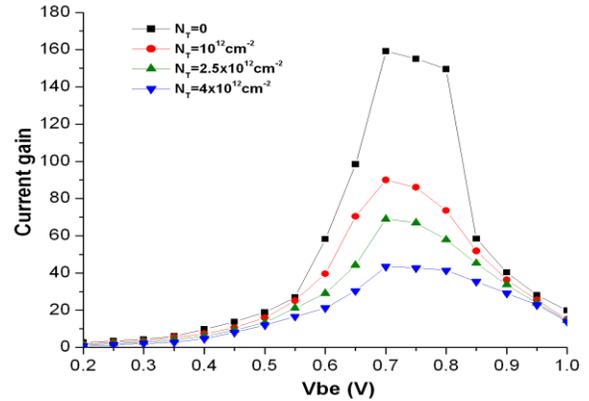
Figure IV.13: Variation du gain en courant dans les deux types de transistors :  
a) TB-Si & b) HBT-SiGe

En considérant le HBT-SiGe avec différentes densités de défauts, la figure IV.14 montre qu'en faible polarisation et contrairement au courant de base, le courant de collecteur n'est pas très affecté par la présence des défauts. Cependant, lorsque la polarisation dépasse 0,75 V une légère décroissance de ce courant est observée pour devenir plus forte à partir de 0.8V. À très forte polarisation ( $V_{BE} > 0.85V$ ), les densités injectées : des électrons dans la base et des trous dans l'émetteur sont beaucoup plus grandes. Dans ces dernières conditions, les pièges sont saturés et

les caractéristiques électriques sont très proches de celles obtenues en absence de défauts. C'est ce qui explique la chute du gain en courant présentée dans la figure IV.15.



**Figure IV.14:** Simulation de l'effet de la densité des pièges sur les Courbes de Gummel dans le HBT-SiGe



**Figure IV.15:** Simulation de l'effet de la densité des pièges sur la variation du gain en courant dans le HBT-SiGe

## IV. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons commencé par étudier les origines des défauts présents dans les deux types de transistors étudiés : défauts de gravures et dans les joints de grains. Ensuite, nous avons d'abord procédé à l'intégration des effets des défauts de gravure dans l'équation de Poisson puis à la modification des équations de continuité des électrons et des trous pour introduire les effets des joints de grains. Le modèle obtenu appelé *modèle du gradient-diffusion* est capable de simuler toutes les régions des transistors y compris les joints de grains.

Les résultats de simulation nous ont permis de démontrer que la structure HBT-SiGe contient beaucoup moins de défauts de gravure que la structure TB-Si.

La simulation a permis d'obtenir les distributions bidimensionnelles des porteurs minoritaires et majoritaires dans les deux structures de transistors étudiés et de montrer le rôle joué par les joints dans la limitation de la diffusion de porteurs libres et plus particulièrement sur les porteurs minoritaires. Il a été constaté qu'en faible et moyen niveau d'injection, les niveaux profonds causés par le processus de gravure, induisent une diminution du gain en courant. Cependant, les défauts présents dans les joints de grains ont tendance à limiter cet effet de réduction. En forte

injection, les caractéristiques électriques sont très proches de celles obtenues en l'absence de défauts au niveau des interfaces.

## V. Références Bibliographiques

- [1] Wolansky D., Fischer G.G., Knoll D., Bolze D., Tillack B., Schley P., Yamamoto Y., *Impact of Defects on the Leakage Currents of Si/SiGe/Si Heterojunction Bipolar Transistors*, Solid State Phenomena, Trans Tech Publications, Switzerland, 95-96 (2004), 249.
- [2] Bain M., El Mubarek H. A. W., Bonar J. M., Wang Y., Bui O., Gamble H., Armstrong B. M., Hemment P. L. F., Hall S., Ashburn P., *SiGe HBTs on Bonded SOI Incorporating Buried Silicide Layers*, IEEE Transaction on Electron Devices, 52 (2005), 317.
- [3] Shim KS, Chung IY, Park YJ, *A BJT-Based Heterostructure 1T-DRAM for Low-Voltage Operation*, IEEE Transaction devices letters, 33 (2012), 14.
- [4] Ojefors E., Heinemann B., Pfeiffer U. R., *Subharmonic 220- and 320-GHz SiGe HBT Receiver Front-Ends*, IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, 60 (2012), 1397.
- [5] Chevalier P., Lacave T., Canderle E., and al., *Scaling of SiGe BiCMOS Technologies for Applications above 100 GHz*, Proc. IEEE CSICS, (2012), 1.
- [6] Grahn J.V., Fosshaug H., M. Jargelius, Jönsson P. , Linder M., Malm B.G., Mohadjeri B., Pejnefors J., Radamson H.H., Sandén M., Wang Y.B., Landgren G. , Östling M., *A low-complexity 62-GHz fr SiGe heterojunction bipolar transistor process using differential epitaxy and in situ phosphorus-doped poly-Si emitter at very low thermal budget*, Solid-State Electron, 44, (2000), 549
- [7] Deixler P., Huizing H.G.A., Donkers J.J.T.M., Klootwijk J.H., Hartskeerl D., De Boer W.B., Havens R.J., Van der Toorn R., Paasschens J.C.J., Kloosterman W.J. , Van Berkum J.G.M., Terpstra D., *Explorations for high performance SiGe-heterojunction bipolar transistor integration*, Bipolar/BiCMOS Circuits and Technology Meeting, Proceedings, IEEE BCTM, (2001), 30.
- [8] Alaeddine A., Kadi M., Daoud K., Beydoun B., Blavette D., *Characterization and Simulation of SiGe HBT Degradation Induced by Electromagnetic Field Stress*, IEEE proc. of the 16th Intern. Symposium on the Physical and Failure Analysis of integrated circuits IPFA., (2009), 751.
- [9] De Barros O., Souifi A., Le Tron B., Vincent G., Brémond G., *Characterization of Si/SiGe heterojunction bipolar transistors by deep level transient spectroscopy*, Thin Solid Films 294 (1997), 271.
- [10] Lakhdara M., Latreche S., Miller F., Gontrand C., *Influence of the position of electrically active defects on the characteristics of an SiGe HBT*, IEEE proc. 16th Intern. Conf. on Microelectronics ICM, (2004), 569.
- [11] Wolf S., Tauber R. N, «Silicon Processing for VLSI Era : vol 1, Process Technology», Ed. Lattice Press, California, 1986
- [12] Brandes R. G., Dudley R. H., «Wall Profiles Produced during Photoresist Masked Isotropic Etching», J. Electrochem. Soc 120, 140 (1973).
- [13] El Kortobi-Desvoivres L., «Gravure de la grille en silicium pour les filières

- CMOS sub-0,1  $\mu\text{m}$ », *Thèse de doctorat*, INP de Grenoble, 2005.
- [14] Posseme N., «Plasma Etching Processes for Interconnect Realization in VLSI», Ed. Elsevier, 2017.
- [15] Rossnagel S. M., Westwood W. D., Cuomo J. J., «Handbook of Plasma Processing Technology: Fundamental, Etching, Deposition and Surface Interactions (Materials Science and Process Technology), Ed. Noyes Pub., 1990.
- [16] Sah C. T., Noyce R. N., Shockley W., «Carrier generation and recombination in p-n junctions and p-n junction characteristics,” *Proc. IRE*, vol. 45, pp. 1228-1243, Sept. 1957.
- [17] Silvaco, *Atlas User’s Manual-Device simulation software*. Edition 1 chapter 3, PHYSCS, pp. 3-17, 2010.
- [18] Gravier T., «Étude de l’architecture émetteur-base de transistor bipolaire simple polysilicium pour filière BISCOS 0,5-0,35  $\mu\text{m}$ », *Thèse de doctorat*, Université J-Fourier, Grenoble, 1996.
- [19] Amrani S., Sehil H., Menezla., Benamara Z., Raoult F., «Study of lateral polysilicon PN diodes C-V characteristics: modeling and experiments», *Solid-State Electron*, vol. 42, no.11, pp 1925-1931, 1998.
- [20] Bo X.Z., Yao N., Shieh S.R, Duffy T., «Large-grain polycrystalline silicon films with low intragranular defect density by low-temperature solid-phase crystallization without underlying oxide», *J. Appl. Phys.*, vol. 91, no. 5, pp. 2910-2915, 2002.
- [21] Hatalis M. K., Greve D.W., « Large grain polycrystalline silicon by low-temperature annealing of low-pressure chemical vapor deposited amorphous silicon films», *J. Appl. Phys.*, vol. 67, no. 7, pp. 2260-2266, 1988.
- [22] Mandurah M.M., Saraswat K.C. «A model for conduction in polycrystalline silicon- Part I: Theory», *IEEE Transaction on Electron Devices*, vol. 28 n° 10, pp. 1163-1171, 1982.
- [23] Mandurah M.M., Saraswat K.C. «A model for conduction in polycrystalline silicon- Part II: Comparaison of theory and experiment», *IEEE Transaction on Electron Devices*, vol. 28 n° 10, pp. 1171-1176, 1982.
- [24] Taylor W.E., Odell N.H., Fan H.Y., « Grain boundary barriers in germanium», *Phys. Rev.*, vol. 88 n° 4, pp. 867-875, 1952.
- [25] Lhermite H., Bonnaud O., Colin Y., Mercier-Rouffet A., « Analysis of the Field Effect in a Metal-Oxide-Small-Grain Poly silicon Structure-Experimentation and Modeling», *IEEE Transaction on Electron Devices*, vol. 35 n° 5, pp. 675-683, 1982.
- [26] Benchiheb A., Harzallah G., Hobar F., « *Modélisation bidimensionnelle d’une diode polycristalline* » CMGE04 , 12-13 Avril 2004.
- [27] Benchiheb A., Benchiheb N., Hobar F., « *Modélisation bidimensionnelle d’une diode polycristalline : influence de la température sur les caractéristiques électriques*» CNPA-VI 2004 , 5-7 décembre 2004 Tiziouzou.
- [28] Baccarani G., Ricco B., Spadini G.,« Transport properties of polycrystalline silicon

- films», *J. Appl. Phys.*, vol. 49, no. 11, pp. 5565 - 5570, 1978.
- [29] YU Z., Ricco B., DUTTON W.D., «A Comprehensive Analytical and Numerical Model of Polysilicon Emitter Contacts in Bipolar Transistors », *IEEE Transaction on Electron Devices*, vol. 31 n° 6, pp. 773-784, 1984.
- [30] Ancona M. G., Tiersten H. F., «Macroscopic physics of the silicon inversion layer» *Phys. Rev. B*, vol. 35, no. 15, pp. 7959–7965, 1987.
- [31] Ancona M. G. and Iafrate G. J., «Quantum correction to the equation of state of an electron gas in a semiconductor», *Phys. Rev. B*, vol. 39, no.13, pp. 9536–9540, 1989.
- [32] Orio M., «Etude par la Théorie de la Fonctionnelle de la Densité des propriétés électroniques et magnétiques de complexes de fer. Application aux systèmes de types Catalase et Fer-Soufre », Thèse de doctorat, Université J-Fourier, Grenoble I, 1992.
- [33] Connelly, D. ; Zhiping Yu ; Yergeau, D., « Macroscopic simulation of quantum mechanical effects in 2-D MOS devices via the density gradient method », *IEEE Transaction on Electron Devices*, vol 49, n°4, pp619-626, 2002
- [34] Oh T.Y., Yu .Z, Dutton .R.W., «AC analysis of thin gate oxide MOS with quantum mechanical corrections», *Quality Electronic Design*, 2002. Proceedings. International Symposium on, pp326-330, 2002
- [35] Gardner C. L., «The quantum hydrodynamic model for semiconductor devices» *SIAM J. Appl. Math.*, vol. 54, no. 2, pp. 409–427, 1994.
- [36] Jin S., Park Y.J., Min H.S., « A numerically efficient method for the hydrodynamic density-gradient model», *SISPAD 2003*, International conference on, pp263-266, 3-5 sept.2003.
- [37] Benchiheb .A, Hobar .F, Madani S. B. «Bidimensionnel Modelling of Polycrystalline diode», *Information and communication technologies international symposium*, Maroco, Juin 2005.
- [38] Benchiheb .A, Hobar .F, «Modelling of the active defects influence on the electrical characteristics of an SiGe-HBT », *Elsevier, Chinese Journal of Physics*, Vol 55 n°4 , pp 1453-1465, 2017.
- [39] O. De Barros, B. Le Tron, R.C. Woods, G. Giroult-Matlakowski, G. Vincent, G. Brémont, «Electrical characterisation of SiGe heterojunction bipolar transistors and Si pseudo-HBTS», *Applied Surface Science* **102**, pp. 212-216, 1996.
- [40] Tam R. S.P, «Optimization of RF HBTs in 0.35µm SiGe BICMOS Technologie», *Thesis of Master in Applied Science*, University of Toronto, 2004.

## *Conclusion Générale*

## ***Conclusion Générale***

Le travail de thèse que nous présentons dans ce mémoire a porté sur l'étude et la modélisation des transistors bipolaires à homojonction (TB-Si) et à hétérojonction (HBT) à base en SiGe intégré en technologie BiCMOS et cela, en se basant sur la simulation électrique bidimensionnelle.

Les besoins croissants en nouvelles applications technologiques surtout dans le domaine des télécommunications ont conduit à la réalisation de circuits et des systèmes intégrés basés sur l'utilisation de composants de taille infiniment réduites. Ceci impose alors le recours à de nouvelles méthodologies de simulation et des logiciels de plus en plus performants rendant compte de tous les phénomènes physiques expliquant le fonctionnement de ces composants. C'est dans ces perspectives de modélisation et de simulation que nous avons orienté notre travail et cela, en nous intéressant aux problèmes liés à la nature polycristalline du matériau très sollicitée dans la fabrication des composants électroniques et des circuits intégrés et à sa gravure.

La thèse présentée s'articule sur quatre chapitres dépendants les uns des autres et permettant la construction progressive d'un modèle de simulation à la fois efficace et complet des transistors bipolaires.

Ainsi, en premier chapitre nous avons commencé par faire un rappel sur la théorie de fonctionnement du transistor bipolaire puis par citer les principales propriétés à la fois mécaniques, physiques et électriques du matériau SiGe. Ceux-ci nous ont alors permis de situer la technologie SiGe par rapport à la technologie Silicium classique dans la réalisation des transistors bipolaires et cela en démontrant comment l'intégration de cet alliage dans la base pouvait repousser les limites du transistor classique à travers les performances fréquentielles sans porter préjudice aux facteurs de mérite (gain en courant). De plus, en présentant les différentes architectures des HBT-SiGe réalisés en technologie BiCMOS, nous avons également démontré la compatibilité de ces structures avec celles de la technologie silicium.

Afin de pouvoir optimiser les caractéristiques électriques de nos transistors en tenant compte des propriétés du matériau ainsi que de ses comportements électriques sous différents niveaux de polarisation, en deuxième chapitre, nous avons choisi de commencer par faire une étude synthétique des différents modèles des paramètres physiques sur lesquels va s'appuyer notre simulation. Un intérêt particulier a été porté aux modèles relatifs à l'alliage SiGe (la mobilité, la densité des états dans les bandes permises, la durée de vie etc..) et cela dans l'intérêt d'aboutir à la fin, aux caractéristiques simulées les plus proches de celles mesurées

expérimentalement. Dans cette étape du travail, nous avons également développé les diverses formulations mathématiques des phénomènes de conduction dans les hétérojonctions. Le modèle de drift-diffusion (DDM) demeure la base sur lequel peut se construire la majorité des modèles les plus complexes et les plus complets des transistors. À cause de sa facilité de formulation et de sa précision acceptable, la discrétisation par la méthode des différences finies a constitué la méthode préférée pour discrétiser les équations du modèle. L'algorithme de Gummel et la méthode de Newton-Raphson quant à eux sont choisis pour résoudre les équations non linéaires du modèle et cela, avec des précisions de l'ordre de  $10^{-9}$  à  $10^{-12}$ .

Dans le chapitre trois, nous avons présenté les deux types de transistors réalisés selon deux architectures différentes (auto-alignée et quasi-auto-alignée) suivie de leurs simulations. Les caractéristiques électriques obtenues ont démontré un certain écart par rapport aux résultats expérimentaux.

Le chapitre quatre a été consacré à l'étude des origines des écarts entre les résultats expérimentaux et les résultats de simulations. Pour cela nous nous sommes intéressés de manière approfondie aux défauts de gravure et à la nature granulaire du polysilicium formant l'émetteur. De plus, à cette étape du travail, nous avons procédé à une amélioration du modèle de simulation des transistors en s'orientant vers le modèle quantique de dérive-diffusion (QDDM) rendant ainsi compte des effets quantiques et des défauts pouvant exister dans les émetteurs des transistors. En effet, même si le modèle DDM permet une simulation approchée des TB-Si et des HBT, il ne tient pas compte des effets quantiques qui malheureusement ont un impact non négligeable sur les caractéristiques et les propriétés électriques de ces composants. De plus grâce à nos modèles, on a pu accéder à l'intérieur des joints de grains pour simuler les distributions des densités de porteurs en ces régions alors que dans les modèles déjà existants, on a toujours supposé les joints de grains soit comme n'ayant pas d'épaisseur, soit avec des épaisseurs, mais en faisant des approximations pour déduire les densités de courants traversant ces zones sans jamais accéder à ce qui se passe réellement à l'intérieur. Nous notons aussi que nos modèles construits sont très compatibles avec le modèle DDM puisqu'ils permettent de passer d'un modèle à l'autre sans perturber la convergence des programmes établis sur leurs bases. Enfin, dans la dernière étape, nous avons démontré l'efficacité de notre modèle pour simuler des TB-Si et HBT-SiGe et cela, en comparant les résultats de simulations à ceux obtenus par mesures expérimentales sur ces composants.



***Glossaire***

## Glossaire

### A

$A_E$	Surface de l'émetteur
$a_{Ge}$	Paramètre de maille du Germanium
$a_{Si}$	Paramètre de maille du Silicium
$a_{SiGe}$	Paramètre de maille de l'alliage SiGe(Silicium-Germanium)
$\alpha$	Gain en courant dans un montage en base commune
$\alpha_T$	Facteur de transport de la base

### B

<b>B</b>	Facteur de transport dans la base
$\beta$	Gain en courant du transistor bipolaire en montage metteur commun
<b>BGE</b>	Effet de bandgap engineering
<b>BGN</b>	Effet de bandgap narrowing
<b>BICMOS</b>	Bipolar Complementary Metal Oxide Semiconductor : technologie associant un type de transistor bipolaire (généralement de type npn)avec les transistors MOS
<b>BJT</b>	Transistor bipolaire à homojonction
$b_{n,p}$	Coefficient du gradient-densité de l'électron, trou

### C

$C_{n,p}$	Coefficient de capture des électrons,trous
-----------	--------------------------------------------

### D

<b>DDM</b>	Modèle de Drive Diffusion
$\Delta E_v$	Discontinuité de bande de valence
$\Delta E_c$	Discontinuité de bande de conduction
$\Delta E_g$	Différence d'énergie de bande interdite
$\Delta E_g^{BGNdop}$	Une réduction de la bande interdite du matériau due aux forts dopages
<b>DLTS</b>	Deep Level Transient Spectroscopy
$D_{n,p}$	Coefficient de diffusion des électrons, trous
$D_{nB}$	Coefficient de diffusion des électrons dans la base
<b>Dop</b>	Densité de charge fixe ND+-NA- (dopage)
$D_{pE}$	Coefficient de diffusion des trous dans l'émetteur
<b>DTI</b>	Deep trench Isolation

**E**

<b>E</b>	Champ électrique
$\epsilon_{\text{Si,Ge}}$	Constantes diélectriques du silicium, germanium
<b>E<sub>C</sub></b>	Energie du bas de la bande de conduction
<b>EF</b>	Énergie de bande interdite dans le Silicium
$E_{Fn}$	Pseudo-niveaux de Fermi des électrons
$E_{Fp}$	Pseudo-niveaux de Fermi des trous
<b>E<sub>g</sub></b>	Largeur de bande interdite
<b>E<sub>gSiGe</sub></b>	Largeur de bande interdite dans le SiGe
$e_{n,p}$	Coefficient d'émission des électrons, trous
<b>E<sub>T</sub></b>	Énergie d'activation où le niveau énergétique du défaut dans le gap.
<b>E<sub>V</sub></b>	Énergie du haut de la bande de valence

**F**

$f$	Probabilité d'occupation du niveau par un porteur
$\Phi$	Potentiel électrostatique normalisé
$\phi_{n,p}$	Pseudo potentiels de Fermi
$\Phi_{n,p}$	Pseudo potentiels de Fermi normalisé
$f_{\text{max}}$	Fréquence maximale d'oscillation (fréquence de fonctionnement pour laquelle le gain en puissance du transistor vaut 1)
$f_T$	Fréquence de transition (fréquence de fonctionnement pour laquelle le gain en courant du transistor vaut 1)
<b>FSA</b>	Fully self Aligned

**G**

$\gamma$	Coefficient d'efficacité de l'émetteur
$\gamma_{\text{max}}$	Valeur maximale du coefficient d'efficacité de l'émetteur
$\gamma_{n,p}$	Potentiel quantique pour les électrons, trous
<b>G<sub>B</sub></b>	Nombre de Gummel de la base
<b>G<sub>E</sub></b>	Nombre de Gummel de l'émetteur
$g_{n,p}$	Taux de génération des électrons, trous
$gr$	Taux de génération-recombinaison
<b>GR</b>	Taux de génération-recombinaison normalisé

**H**

<b>h</b>	Constante de Plank
<b>HBT-SiGe</b>	Transistor bipolaire à hétérojonction avec base en alliage SiGe
<b>hc</b>	L'épaisseur critique du film SiGe contraint

**I**

$I_B$	Courant de base
$I_C$	Courant de collecteur
$I_{co}$	Faible courant inverse dû à la polarisation inverse. Celui-ci est la somme de deux composantes $I_{nCo}$ et $I_{pCo}$ associées respectivement au flux d'électrons minoritaires issus de la base et d'un flux de trous minoritaires issus du collecteur
$I_E$	Courant d'émetteur
$I_{nE}$	Courant d'électrons injectés depuis l'émetteur dans la base (composante du transistor idéal : courant de diffusion)
$I_{pCo}$	Courant de trous associées au flux de trous minoritaires issus du collecteur
$I_{pE}$	Courant de trous injectés depuis la base dans l'émetteur (composante du transistor idéal : courant de diffusion)
$I_{rB}$	Un faible courant de recombinaison dû à la recombinaison de quelques électrons issus de l'émetteur avec des trous de la base
$I_{rg}$	Courant de recombinaison dû à la faible proportion d'électrons et de trous qui se recombinent dans la ZCE B/E

**J**

$J_{n,p}$	Densités de courant d'électrons, trous
-----------	----------------------------------------

**K**

$K_B$	Constante de Boltzmann ( $1,38.10^{-23}$ J/K)
-------	-----------------------------------------------

**L**

$L_n$	Longueur de diffusion des porteurs
$L_{nB}$	Longueur de diffusion des électrons dans la base
<b>LDEB</b>	Low Doped Extrinsic Base
<b>LOCOS</b>	LOCAl Oxidation of Silicon

**M**

$M$	Facteur de multiplication du courant d'électrons collecté
$M_{n,p}$	Mobilité normalisée des électrons, trous
$m_{n,p}^*$	Masse effective de l'électron, trou
$\mu$	La mobilité des porteurs
$\mu_{n,p}$	Mobilité des électrons, trous

**N**

<b>n</b>	Concentration des électrons
<b>N</b>	Concentrations d'électrons normalisées par rapport à $n_i$
<b>N<sub>aB</sub></b>	Dopage de la base
<b>N<sub>dE</sub></b>	Dopage de l'émetteur
<b>n<sub>i</sub></b>	Concentration intrinsèque des porteurs dans le silicium
<b>n<sub>ie</sub></b>	Concentration intrinsèque effective
<b>NT</b>	Densité totale des centres profonds
<b>N<sub>TA</sub></b>	Densité de pièges accepteurs
<b>N<sub>TA</sub><sup>-</sup></b>	Densité de pièges à électrons ionisés
<b>N<sub>TD</sub></b>	Densité de pièges donneurs
<b>N<sub>TD</sub><sup>+</sup></b>	Densité de pièges à trous ionisés
<b>N<sub>tpoly</sub></b>	Concentration de pièges dans le polysilicium

**P**

<b>p</b>	Concentration des trous
<b>P</b>	Concentrations des trous normalisées par rapport à $n_i$

**Q**

<b>q</b>	Charge électrique élémentaire
<b>QSA</b>	Quasi Self Aligned

**R**

<b>R<sub>DBI</sub></b>	Résistance de base pincée
<b>R<sub>B</sub></b>	Résistance d'accès base
<b>R<sub>C</sub></b>	Résistance d'accès collecteur
<b>R<sub>E</sub></b>	Résistance d'accès émetteur
<b>R<sub>F</sub></b>	Radio fréquence
<b>RIE</b>	Reactive Ion Etching
<b>ρ</b>	Densité de charges

**S**

<b>SEG</b>	Selective Epitaxial Growth (épitaxie selective)
<b>Si</b>	Silicium
<b>SiGe</b>	Alliage silicium-germanium
<b>σ<sub>n,p</sub></b>	Sections efficaces de capture d'un piège à électrons, trous
<b>SIMS</b>	Spectrométrie de Masse Ionique Secondaire
<b>STI</b>	Shallow Trench Isolation (isolation par tranchées peu profondes)

**T**

<b>T</b>	Température absolue (en Kelvin)
<b>TB-Si</b>	Transistor bipolaire à homojonction tout silicium
$\tau_A$	Durée de vie avec effet Auger
$\tau_B$	Temps de transit dans la base
$\tau_{n,p}$	Durée de vie pour les électrons, trous

**V**

<b>V</b>	Le potentiel électrostatique
$V_a$	Le potentiel appliqué
$V_{A,B}$	La tension Early direct, inverse
$V_{BE}$	Tension émetteur-base
$V_{CE}$	Tension collecteur-émetteur
$v_{thn,thp}$	Vitesse thermique pour les électrons, trous

**X**

$x_B$	Épaisseur de la base neutre
$x_E$	Épaisseur de l'émetteur neutre
$x$	Le pourcentage du germanium dans l'alliage

**Z**

<b>ZCE</b>	Zone de charge d'espace
------------	-------------------------

# ***Étude des effets de la forte injection dans les structures bipolaires***

## **Résumé**

Cette thèse a pour objet la conception d'un logiciel capable de faire une simulation du transistor bipolaire en tenant compte à la fois du type d'architecture du composant considéré, du niveau d'injection des porteurs, de la nature granulaire du polysilicium formant l'émetteur et des défauts liés à la gravure de ce matériau. Pour atteindre cet objectif, nous avons procédé par étapes progressives. Tout d'abord, nous avons considéré les équations classiques du semiconducteur rendant compte du déplacement et de la conservation des porteurs aussi bien dans le cas d'une homojonction que dans le cas d'une hétérojonction. Par la méthode des différences finies, nous sommes passés du cas continu au cas discret en établissant à la fin de cette opération, un système d'équations couplées dont la résolution permet de calculer le potentiel, la densité des électrons et des trous dans chaque point du composant et aussi d'en déduire d'autres grandeurs physiques. Cette étape constitue une première approche idéale du transistor et une comparaison des résultats des simulations obtenus avec les résultats expérimentaux démontre un écart assez important. Ainsi, en seconde phase du travail, nous avons procédé à une correction du modèle et cela, en s'orientant vers le modèle quantique de dérive-diffusion (QDDM) rendant ainsi compte des effets quantiques et des défauts pouvant exister dans les transistors bipolaires et qui perturbent de manière très significative leur fonctionnement. Enfin, en dernière étape, nous avons utilisé ce logiciel pour simuler deux types de transistors bipolaires : un transistor bipolaire à homo-jonction (TB-Si) et un transistor bipolaire à hétérojonction à base SiGe (HBT-SiGe). Les deux types de composants appartiennent à la même filière BICMOS-0.35 $\mu$ m avec des émetteurs en polysilicium, mais réalisés selon deux architectures différentes. Les résultats de simulations ont démontré que :

- le premier type de transistor, (TB-Si) était beaucoup plus affecté par la présence des défauts de gravure que le second (HBT-SiGe),
- qu'en faible et moyenne niveau d'injection, les niveaux profonds causés par le processus de gravure, induisent une diminution du gain en courant. Cependant, les défauts présents dans les joints de grains sont en mesure de limiter cet effet de réduction.
- en forte injection, les caractéristiques électriques sont très proches de ceux obtenus en l'absence de défauts au niveau des interfaces.

## **Mots clés :**

Modélisation électrique, transistor bipolaire, hétérojonction, technologie BICMOS, défauts de gravures, joints de grains polysilicium, effet quantique.

# ***Study of the strong injection effects in bipolar structures***

## **Abstract**

The purpose of this thesis is the development of software capable of simulating bipolar transistors, taking into account both the component architecture, the level of carrier injection, the granular nature of the polysilicon forming the emitter and defects caused by the etching process of this material. To achieve this goal, we proceeded in progressive steps. First of all, we considered the classical semiconductor equations accounting for the displacement and the conservation of the carriers, as well in the case of a homojunction as in the case of a heterojunction. By the finite difference method, we have passed from the continuous case to the discrete case by establishing at the end of this operation, a system of coupled equations whose resolution makes it possible to calculate the potential, the density of the electrons and the holes in each point of the component and also to deduce other physical quantities. This step constitutes a first ideal approach of the transistor and a comparison of the simulation results with the experimental measurements shows a rather important difference. Thus, in the second phase of the work, we proceeded to a correction of the model and this, by introducing the quantum drift diffusion model (QDDM) which takes account of the quantum effects and the defects that can exist in the bipolar transistors and which disrupt their operation very significantly. Finally, in the last step, we used this software to simulate two types of bipolar transistors: homojunction bipolar transistor (TB-Si) and heterojunction bipolar transistor with a base containing germanium (HBT - SiGe). The two types of components belong to the same 0.35 $\mu\text{m}$  BICMOS-die with polysilicium emitters, but made according to two different architectures. Simulation results showed that:

- the first type of transistor, TB-Si was much more affected by the presence of etching defects than the second type (HBT-SiGe),
- at low and middle injection levels, the deep level-defects caused by the etching process lead to a decrease in the current gain. However, the defects present in the grain boundaries are able to limit this reduction.
- At high injection levels, the electrical characteristics are very close to those obtained in the absence of defects at the interfaces.

## **Keywords:**

Electric modeling, bipolar transistor, heterojunction, BICMOS technology, etching defects, polysilicon, Quantum effect, grain boundary

# دراسة آثار الحقن القوي في الهياكل ثنائي القطب

## ملخص

تهدف هذه الرسالة إلى تصميم برنامج قادر على محاكاة مقل ثنائي القطب مع الأخذ بعين الاعتبار كل من هندسية المقل ، مستوى حقن الحاملات، الطبيعة الحبيبية لمادة السيليسيوم المتعدد البلورات المكونة للباعث إلى جانب التشوهات الناجمة عن عملية نقش لهذه المادة. للوصول الى الهدف المنشود اتبعنا مراحل تدريجية حيث إعتدنا في البداية على المعادلات الكلاسيكية الخاصة بأنصاف النواقل آخذين بعين الاعتبار كل من إحتفاظ وانتقال الحاملات في حالة الوصلة متجانسة و الوصلة الغير متجانسة. باستعمال طريقة الفروق المنتهية انتقلنا من الحالة المستمرة إلى الحالة المتقطعة والتي مكنتنا في النهاية من الحصول على نظام المعادلات المزدوجة و بحل هذه الأخيرة نحصل على كل من الكمون، كثافة الالكترونات و الثقوب في كل نقطة لهذا المقل إضافة إلى استنتاج خصائص فيزيائية أخرى.

خلال المرحلة الحسابية الأولى، اعتبرنا أن المقل له خصائص فيزيائية مثالية و لهذا السبب تحصلنا في الأخير على نتائج المحاكاة بعيدة عن النتائج التجريبية، مما دفعنا إلى الانتقال للخطوة الثانية حيث قمنا بإدخال تعديلات على النموذج المثالي. خلال هاته المرحلة اعتمدنا على طريقة النظام الكمي لانتقال و انتشار الحاملات (QDDM) آخذين بعين الاعتبار التأثير الكمي و كذلك التشوهات التي يمكن أن تكون موجودة في المقل ثنائي القطب و التي يمكن أن تسبب خلل جد معتبر أثناء عمله.

في المرحلة الأخيرة قمنا باستعمال هذا البرنامج لمحاكاة نوعين من مقل ثنائي القطب : فالأول هو عبارة عن مقل ذو وصلة متجانسة (TB-Si) أما الثاني فهو ذو وصلة غير متجانسة و قاعدة SiGe (HBT-SiGe). كلا النوعين ينتميان إلى فئة 0,35µm-BICMOS حيث الباعث مكون من مادة السيليسيوم متعددة البلورات لكن بتركيبية هندسية مختلفة. نتائج المحاكاة أثبتت أن

- النوع الأول ، بمعنى مقل TB-Si أكثر تأثراً بوجود عيوب عملية النقش من مقل HBT-SiGe
- عند مستويات الحقن الضعيف و المتوسط، فإن العيوب ذات المستوى العميق الناجمة عن عملية النقش تؤدي إلى انخفاض في الريح غير أن العيوب الموجودة في حدود الحبيبات قادرة على الحد من هذا التخفيض.
- عند مستويات الحقن العالية، فإن الخصائص الكهربائية تكون قريبة جداً من التي تم الحصول عليها في غياب عيوب ال سطح ال بي ني.

## الكلمات الدالة

نمذجة كهربائية، مقل ثنائي القطب، وصلة غير متجانسة، تكنولوجيا BICMOS ، عيوب النقش، حدود الحبيبات، السيليسيوم المتعدد البلورات، التأثير الكمي، حدود الحبيبات.