

N° d'ordre : 2786

# THÈSE

présentée à

**L'UNIVERSITÉ BORDEAUX I**

ECOLE DOCTORALE DE SCIENCES PHYSIQUES ET DE L'INGENIEUR

par **Hassène MNIF**

POUR OBTENIR LE GRADE DE

**DOCTEUR**

SPÉCIALITÉ : Electronique

\*\*\*\*\*

**CONTRIBUTION A LA MODELISATION DES TRANSISTORS  
BIPOLAIRES A HETEROJONCTION Si/SiGe EN TEMPERATURE**

\*\*\*\*\*

Soutenue le : 26/01/2004

Après avis de :

**MM. CHANTE Jean Pierre**, *Professeur à l'INSA (Lyon)*  
**KAMOUN Lotfi**, *Professeur à l'ENIS (Tunisie)*

**Rapporteurs**

Devant la commission d'examen formée de :

**MM. FOUILLAT Pascal**, *Professeur à l'ENSEIRB*  
**BATTAGLIA Jean Luc**, *Maître de conférence HDR à l'ENSAM*  
**CELI Didier**, *Ingénieur à STMicroelectronics, Crolles*  
**CHANTE Jean Pierre**, *Professeur à l'INSA, Lyon*  
**KAMOUN Lotfi**, *Professeur à l'ENIS, Tunisie*  
**ZIMMER Thomas**, *Professeur à l'IUT Bordeaux I*  
**TOUBOUL André**, *Professeur à l'université Bordeaux I*

**Président**

**Examineurs**

**Invité**







*A mes parents avec tout mon affection*

*A ma chère Ibtissem avec tout mon amour*

*A ma sœur et mes frères avec tous mes souhaits de bonheur*

*A ceux qui me sont chers...*



## **REMERCIEMENTS**

Ce travail de thèse a été effectué au laboratoire d'étude de l'intégration des composants et systèmes électroniques (IXL) de l'université Bordeaux I.

Je tiens tout d'abord à remercier Monsieur le Professeur André Touboul, directeur de l'IXL, pour m'avoir accueilli au sein de son laboratoire et de l'honneur qu'il m'a fait en participant au jury de ma thèse.

J'adresse également mes plus vifs remerciements à Messieurs Jean Pierre Chante, Professeur à l'INSA Lyon, et Lotfi Kamoun, Professeur à l'ENIS (Tunisie), pour leur lecture attentive et critique du mémoire.

Je désire remercier tout particulièrement Thomas Zimmer mon directeur de thèse. Il a su me faire confiance pour gérer ce projet de recherche et a toujours été présent dans les moments opportuns. Je tiens à souligner ses grandes qualités tant sur le plan scientifique que sur le plan humain. Les trois années passées à ses côtés ont été formatrices et extrêmement enrichissantes. Encore merci, Thomas !

Je remercie également Jean Luc Battaglia, Maître de conférence HDR à l'ENSAM Bordeaux I, qui m'a également encadré et m'a fait profiter de son savoir. Il m'a élargi mon champ de vision scientifique me permettant d'acquérir de nouvelles notions dans le domaine thermique.

Je remercie vivement Monsieur Pascal Fouillat, le responsable de l'axe de recherche Conception et Test pour m'avoir intégré dans son groupe et pour avoir présidé mon jury de thèse.

J'adresse mes respectueux remerciements à Monsieur Didier Céli Ingénieur à STMicroelectronics Crolles pour l'intérêt qu'il a porté à ces travaux en acceptant de participer au jury de thèse.

J'adresse mes plus vifs remerciements à Bertrand Ardouin de XMOD technology, pour ses précieux conseils, pour sa relecture efficace du manuscrit et pour sa gentillesse.

Un grand merci à l'ensemble des membres de l'équipe évaluation technologique et caractérisation des composants, dans laquelle il est agréable de travailler. Merci à Sébastien pour ses discussions fructueuses, à Cyril pour son assistance, et au tout nouveau mais très influent Pierre Yvon.

Mes remerciements vont aussi aux membres de l'équipe III-V pour leur soutien. Merci à Christell, Brice, Jean Christophe, Mohamed.

Je remercie chaleureusement, Noëlle Lewis, Didier Geoffroy, Stéphane Azzopardi et Dominique Dallet pour leur amitié et leur gentillesse remarquable.

Je voudrais exprimer également ma gratitude à tout le personnel du laboratoire, tout le corps enseignant, les ingénieurs systèmes Patrick Villesuzanne et Régis Devreese, l'équipe administrative, Valérie Barrouillet, Fanny Damas et Valérie Couhapé pour leur disponibilité.

Je ne saurais oublier tous les thésards et stagiaires du laboratoire que j'ai côtoyés durant ces trois années pour leur bonne humeur et leur soutien. Merci à Ahmed, Alexandrine, Alexis, Benoît, Chiheb, Fahmi, Frédéric, Jean Christophe, Laurent, Maher, Marie-Pascale, Noufel, Olivier, Papa Malick, Renaud, Sarah, Sonia, Walid.

Je tiens à remercier tous les amis que j'ai côtoyés tout au long de mon séjour à Bordeaux, Abdelhédi, Abderrahmane, Achraf, Afif, Amine, Bilel, Chiraz, Dali, Fatma, Hatem, Hédi, Hichem, Imed, Ilhem, Mahmoud, Manoubi, Moez, Marwan, Mouad, Mounir, Nader, Nadia, Nesrine, Okba, Souad, Yacine, Zoubeir.

Je suis très reconnaissant à ma famille : mes parents, mes frères Hamadi, Maher et Riadh et ma sœur Nabila pour m'avoir soutenu sans douter tout au long de mes études. Je remercie Ibtissem pour m'avoir supporté pendant ces trois années.



# TABLE DES MATIERES

---

---

|   |           |
|---|-----------|
| <b>INTRODUCTION GENERALE.....</b>   | <b>19</b> |
| <b>CHAPITRE I : INTRODUCTION À LA TECHNOLOGIE SIGE .....</b>  | <b>23</b> |
| <b>I.1 Introduction .....</b>   | <b>25</b> |
| <b>I.2 Principe des TBH SiGe .....</b>  | <b>27</b> |
| I.2.1 Du TBJ au TBH.....  | 27        |
| I.2.1.1 TBH SiGe à profil de Germanium dans la base abrupte.....  | 30        |
| I.2.1.2 TBH SiGe à profil de base graduelle.....  | 32        |
| I.2.1.3 TBH SiGe à profil de base trapézoïdal .....   | 33        |
| I.2.2 Etude comparative entre TBJ et TBH SiGe.....  | 33        |
| I.2.2.1 Figures de mérite.....  | 33        |
| I.2.2.2 Effets de la température.....   | 35        |
| <b>I.3 La technologie BiCMOS SiGe .....</b>   | <b>37</b> |
| I.3.1 Pourquoi la technologie BiCMOS SiGe .....   | 37        |
| I.3.2 Procédés de fabrication.....  | 39        |
| I.3.2.1 Dépôt de Germanium .....  | 39        |
| I.3.2.2 Technologie BiCMOS de STMicroelectronics.....   | 39        |
| I.3.2.2.1 BiCMOS SiGe 0.35 $\mu\text{m}$ [Monr99].....  | 40        |
| I.3.2.2.2 BiCMOS SiGe : 0.25 $\mu\text{m}$ [Baud01].....  | 43        |
| I.3.2.2.3 BiCMOS SiGe: C 0.13 $\mu\text{m}$ : avantage de l'implémentation du Carbone dans la base SiGe [Laur03]..... | 43        |
| I.3.3 Etat de l'art des performances d'autres technologies.....   | 46        |
| <b>I.4 Les potentialités des TBH SiGe pour la conception des circuits radiofréquences.....</b>                        | <b>46</b> |
| I.4.1 Performances .....  | 46        |
| I.4.1.1 Conversion analogique-numérique rapide.....   | 46        |
| I.4.1.2 Circuits analogiques .....  | 47        |
| I.4.1.3 Amplification de puissance .....  | 47        |

## TABLE DES MATIERES

---

|                    |  |           |
|--------------------|--|-----------|
| I.4.1.4            | Circuits numériques.....   | 48        |
| I.4.1.5            | Fibres optiques .....  | 48        |
| I.4.1.6            | Applications cryogéniques .....  | 48        |
| I.4.2              | Tendances .....  | 49        |
| <b>I.5</b>         | <b>Effets limitatifs des TBH SiGe.....</b>   | <b>50</b> |
| I.5.1              | Faibles tensions de claquage.....  | 50        |
| I.5.2              | Effet Tunnel.....  | 50        |
| I.5.3              | Le phénomène d’avalanche (ionisation par impact) .....                                       | 50        |
| I.5.4              | Instabilité thermique .....  | 50        |
| <b>I.6</b>         | <b>Conclusion.....</b>   | <b>51</b> |
| <b>CHAPITRE II</b> | <b>ANALYSE ET MODÉLISATION DE L’EFFET DE L’AUTO-ÉCHAUFFEMENT DANS LES TBH SIGE .....</b>     | <b>53</b> |
| <b>II.1</b>        | <b>Introduction .....</b>  | <b>55</b> |
| <b>II.2</b>        | <b>Description physique.....</b>   | <b>56</b> |
| II.2.1             | Etude microscopique .....  | 56        |
| II.2.1.1           | Transfert par convection .....   | 57        |
| II.2.1.2           | Transfert par rayonnement.....   | 57        |
| II.2.1.3           | Transfert par conduction .....   | 57        |
| II.2.2             | Etude macroscopique.....   | 57        |
| <b>II.3</b>        | <b>Simulation physique électro-thermique.....</b>  | <b>58</b> |
| <b>II.4</b>        | <b>Méthodes de modélisation du comportement thermique des composants électroniques .....</b> | <b>64</b> |
| II.4.1             | Méthode des différences finies .....   | 64        |
| II.4.2             | Méthode des éléments finis .....   | 65        |
| <b>II.5</b>        | <b>Modélisation compacte électro-thermique .....</b>   | <b>65</b> |
| II.5.1             | L’analogie thermique–électrique .....  | 65        |
| II.5.2             | Modèle thermique en $\pi$ du premier ordre .....   | 66        |

## TABLE DES MATIERES

---

|  |   |           |
|--|---|-----------|
| II.5.3   | Modèle thermique en $\pi$ généralisé.....   | 67        |
| <b>II.6</b>  | <b>Analyse analytique thermique .....</b>   | <b>70</b> |
| II.6.1   | Développement d'un modèle bi-dimensionnel axisymétrique.....  | 70        |
| II.6.1.1   | Formulation théorique du problème.....  | 70        |
| II.6.1.1.1   | Hypothèses et approximations.....   | 71        |
| II.6.1.1.2   | Conditions aux limites.....   | 75        |
| II.6.1.1.3   | Condition initiale.....   | 75        |
| II.6.1.2   | Résolution analytique du problème.....  | 76        |
| II.6.1.2.1   | Solution dans le domaine fréquentiel .....  | 76        |
| II.6.1.2.2   | Solution dans le domaine temporel .....   | 82        |
| II.6.1.3   | Validation préliminaire : comparaison avec le modèle en $\pi$ .....                                   | 82        |
| <b>II.7</b>  | <b>Conclusion.....</b>  | <b>84</b> |
| <b>CHAPITRE III : VALIDATION EXPÉRIMENTALE ET RÉSEAU ÉQUIVALENT DU<br/>MODÈLE DE L'AUTO-ÉCHAUFFEMENT .....</b> |   | <b>85</b> |
| <b>III.1</b>   | <b>Introduction .....</b>   | <b>87</b> |
| <b>III.2</b>   | <b>Méthodologies d'évaluation de l'auto-échauffement dans les<br/>transistors.....</b>                | <b>88</b> |
| III.2.1  | Mesures directes.....   | 88        |
| III.2.2  | Mesures indirectes.....   | 88        |
| III.2.2.1  | Diffusion optique par des photons.....  | 88        |
| III.2.2.2  | Mesures à base de réflectivité optique.....   | 88        |
| III.2.2.3  | Connaissance de la résistance thermique.....  | 89        |
| <b>III.3</b>   | <b>Méthode utilisée pour mesurer la variation de la température de jonction<br/>dans un TBH .....</b> | <b>89</b> |
| III.3.1  | Banc de mesure sous pointes.....  | 89        |
| III.3.2  | Banc de mesure pour les mesures transitoires.....   | 91        |
| III.3.2.1  | Mesure de $V_{BE}(t)$ .....   | 93        |
| III.3.2.2  | Calibrage avec $V_{BE}(T)$ .....  | 94        |

## TABLE DES MATIERES

---

|              |  |            |
|--------------|--|------------|
| III.3.2.3    | Consignes et limitation de la mesure en transitoire .....              | 96         |
| <b>III.4</b> | <b>Extraction des paramètres du modèle .....</b>                       | <b>96</b>  |
| III.4.1      | Extraction de la résistance thermique.....                             | 97         |
| III.4.2      | Extraction de la capacité thermique .....                              | 98         |
| <b>III.5</b> | <b>Validation du nouveau modèle .....</b>                              | <b>98</b>  |
| III.5.1      | Comportement dynamique .....   | 98         |
| III.5.2      | Validation sur d'autres technologies .....                             | 99         |
| III.5.3      | Signification physique des paramètres du modèle .....                  | 101        |
| III.5.3.1    | Résistance thermique .....   | 101        |
| III.5.3.2    | Capacité thermique .....   | 102        |
| III.5.4      | Effet de la dimension des transistors .....                            | 103        |
| III.5.5      | Effet bidimensionnel .....   | 104        |
| <b>III.6</b> | <b>Approximation du nouveau modèle par un circuit équivalent .....</b> | <b>107</b> |
| III.6.1      | Conditions pour les régimes établi et transitoire .....                | 107        |
| III.6.1.1    | Régime établi .....  | 107        |
| III.6.1.2    | Régime transitoire.....  | 108        |
| III.6.2      | Développement d'un réseau dans l'espace de Laplace .....               | 109        |
| III.6.3      | Réseau série en échelle.....   | 109        |
| III.6.3.1    | Analyse fréquentielle .....  | 113        |
| III.6.3.1.1  | Premier cas : $f \ll f_c$ .....  | 113        |
| III.6.3.1.2  | Second cas : $f \gg f_c$ et $f/f_c \ll 4n^2$ .....                     | 114        |
| III.6.3.1.3  | Troisième cas: $f \gg f_c$ et $f/f_c \gg 4n^2$ .....                   | 114        |
| III.6.3.2    | Validation du réseau en échelle série.....                             | 115        |
| III.6.4      | Réseau récursif série .....  | 116        |
| III.6.4.1    | Présentation .....   | 116        |
| III.6.4.2    | Validation du réseau récursif série.....                               | 117        |
| III.6.5      | Réseau en échelle parallèle .....                                      | 120        |
| III.6.5.1    | Présentation .....   | 120        |

## TABLE DES MATIERES

---

|  |   |            |
|--|---|------------|
| III.6.5.2  | Validation du réseau en échelle parallèle .....   | 122        |
| III.6.6  | Réseau récursif parallèle .....   | 123        |
| III.6.6.1  | Présentation .....  | 123        |
| III.6.6.2  | Validation du réseau récursif parallèle .....   | 126        |
| III.6.6.2.1  | Domaine fréquentiel.....  | 126        |
| III.6.6.2.2  | Domaine temporel.....   | 127        |
| <b>III.7</b>   | <b>Conclusion.....</b>  | <b>128</b> |
| <br>   |   |            |
| <b>CHAPITRE IV : MODÉLISATION COMPACTE DES TBH SIGE : DÉPENDANCE EN TEMPÉRATURE.....</b> |   | <b>131</b> |
| <br>   |   |            |
| <b>IV.1</b>  | <b>Introduction .....</b>   | <b>133</b> |
| <br>   |   |            |
| <b>IV.2</b>  | <b>Couplage électrothermique.....</b>   | <b>134</b> |
| IV.2.1   | Principe .....  | 134        |
| IV.2.2   | Implantation du modèle de l'auto-échauffement dans le modèle HICUM ....                       | 135        |
| <br>   |   |            |
| <b>IV.3</b>  | <b>Effet de la température sur le fonctionnement des TBH SiGe : résultats de mesures.....</b> | <b>137</b> |
| IV.3.1   | Etude statique.....   | 137        |
| IV.3.1.1   | Caractéristiques de sortie.....   | 137        |
| IV.3.1.2   | Tracé de Gummel : .....   | 138        |
| IV.3.1.3   | Gain en courant .....   | 141        |
| IV.3.2   | Etude dynamique .....   | 143        |
| <br>   |   |            |
| <b>IV.4</b>  | <b>Physique des TBH SiGe en température .....</b>   | <b>144</b> |
| IV.4.1   | Dépendance de la mobilité des porteurs avec la température.....                               | 145        |
| IV.4.2   | Dépendance de l'énergie de bande interdite avec la température (« Bandgap »).<br>.....        | 147        |
| IV.4.3   | Dépendance de la densité intrinsèque avec la température .....                                | 148        |
| IV.4.3.1   | Cas des transistors bipolaires homojonctions .....  | 148        |
| IV.4.3.2   | Cas d'un TBH.....   | 150        |
| <br>   |   |            |
| <b>IV.5</b>  | <b>Modélisation compacte des TBH SiGe.....</b>  | <b>151</b> |

## TABLE DES MATIERES

---

|             |   |            |
|-------------|---|------------|
| IV.5.1      | Intérêt de la modélisation compacte et son évolution .....                    | 151        |
| IV.5.2      | Les bases du modèle HICUM .....   | 152        |
| IV.5.3      | Dépendance en température au sein du modèle HICUM .....                       | 154        |
| IV.5.3.1    | Résistances d'accès .....   | 155        |
| IV.5.3.2    | Gain en courant .....   | 155        |
| IV.5.3.3    | Capacités de jonctions .....  | 156        |
| IV.5.3.4    | Courant de transfert .....  | 157        |
| IV.5.3.4.1  | La quantité de charges $Q_p$ .....  | 157        |
| IV.5.3.4.2  | Le coefficient $C_1$ .....  | 159        |
| IV.5.3.4.3  | Courant de saturation .....   | 159        |
| IV.5.3.5    | Temps de transit .....  | 160        |
| IV.5.3.5.1  | Définition des différentes composantes du temps de transit .....              | 161        |
| IV.5.3.5.2  | Dépendance du temps de transit avec la température dans le modèle HICUM ..... | 163        |
| IV.5.3.6    | Avalanche .....   | 166        |
| IV.5.4      | Extraction des paramètres liés à la température dans le modèle HICUM .....    | 167        |
| IV.5.4.1    | Extraction des paramètres des résistances séries .....                        | 167        |
| IV.5.4.2    | Extraction des paramètres de la bande interdite .....                         | 168        |
| IV.5.4.3    | Extraction des paramètres du gain en courant direct .....                     | 168        |
| IV.5.4.4    | Extraction des paramètres du temps de transit .....                           | 169        |
| IV.5.5      | Validation expérimentale .....  | 169        |
| <b>IV.6</b> | <b>Conclusion.....</b>  | <b>171</b> |
|             | <b>Conclusion générale.....</b>   | <b>173</b> |
|             | <b>Liste des publications.....</b>  | <b>179</b> |
|             | <b>Références bibliographiques.....</b>                                       | <b>181</b> |







# **INTRODUCTION GENERALE**



La forte croissance de la demande en composants et circuits radio-fréquences et micro-ondes, observée ces dernières années dans le domaine des télécommunications, motive plus que jamais le développement des nouvelles filières technologiques. Les secteurs de la téléphonie mobile et du multimédia qui connaissent l'essor le plus remarquable, visent un marché "grand public", ce qui impose une production à faible coût et à haute intégration : c'est l'un des enjeux de la filière BiCMOS qui associe les fortes potentialités aux fréquences micro-ondes des transistors bipolaires à hétérojonction en technologie Silicium Germanium (SiGe) avec la technologie CMOS pour la partie traitement du signal. L'emploi du procédé d'hétérojonction Si/SiGe a permis de passer un nouveau cap en termes de performances par rapport au concurrent qu'est l'Arséniure de Gallium (AsGa).

Le développement de ces filières vise à accroître les performances de ces composants et à élargir leur domaine d'application. En effet, ces technologies permettent aujourd'hui l'intégration de systèmes radio-fréquences complets sur une seule puce et ceci à faible coût. Les transistors bipolaires de telles filières sont en effet capables d'atteindre des fréquences de transition de quelques centaines de GHz, assurant ainsi la réalisation de fonctions du domaine radio-fréquence telles que l'amplification, le mélange, la division de fréquence analogique et numérique, la comparaison phase/fréquence analogique et numérique, etc...

Ceci crée des besoins importants au niveau de la caractérisation et de la modélisation de ces composants pour la conception des circuits. Ce sont ces besoins et les performances attrayantes de ces composants qui ont conduit au développement de nouveaux modèles compacts reproduisant le mieux possible leur fonctionnement.

Outre la prise en compte des aspects électriques, la modélisation des composants doit impérativement inclure les problèmes de dissipation thermique et d'auto-échauffement des dispositifs qui jouent un rôle primordial dans l'évaluation des performances électriques des composants, dans le choix des solutions pour améliorer les transferts de chaleur, mais aussi pour la réduction de ces effets. Les contraintes imposées sur les systèmes radio-fréquences en termes de rentabilité et de performance ont conduit à plus d'intégration et par conséquent à l'apparition de l'effet de l'auto-échauffement.

L'objectif de cette thèse consiste à associer à un modèle électrique compact décrivant les comportements électriques et thermiques du TBH, un modèle dynamique de l'auto-échauffement permettant de prendre en compte la dépendance des paramètres du modèle en fonction de la température liée à la puissance dissipée dans le composant. En effet, les circuits utilisant ces composants sont susceptibles d'être exposés à des températures ambiantes variant de  $-50^{\circ}\text{C}$  à  $+150^{\circ}\text{C}$  et leur conception doit faire intervenir des modèles de composants pertinents pour toutes les températures. De plus, dans ces systèmes de plus en plus rapides, la dissipation de puissance est si grande qu'un échauffement appréciable se produit. De tels modèles seront d'une grande utilité pour les concepteurs de circuits intégrés monolithiques aux fréquences micro-ondes (MMIC) qui pourront alors proposer des topologies de circuits plus tolérantes aux variations de température. Il sera aussi intéressant de s'interroger sur les possibilités d'adapter la technologie pour mieux contrôler la sensibilité d'un composant à sa température de fonctionnement.

Dans le premier chapitre de ce mémoire, nous présenterons le principe de fonctionnement des TBH SiGe en s'appuyant sur une comparaison avec les transistors bipolaires classiques. Les évolutions technologiques, les performances et les limitations de ces composants seront exposées.

Nous consacrons le deuxième chapitre au développement d'un modèle dynamique pour décrire l'effet de l'auto-échauffement dans les TBH SiGe. Une analyse basée sur des

simulations physiques de cet effet nous permettra de fixer les hypothèses adéquates à notre structure afin de procéder à une résolution analytique du problème.

Dans le troisième chapitre, nous présenterons une méthode pour l'évaluation de l'effet de l'auto-échauffement dans les TBH SiGe. Nous utiliserons cette technique pour valider le modèle développé et pour dégager ses limites. Des comparaisons entre simulations et mesures permettront d'évaluer précisément le modèle. Dans une deuxième partie, nous développerons un réseau électrique équivalent compatible avec les modèles compacts de type SPICE au modèle de l'auto-échauffement.

Finalement, dans le dernier chapitre, nous présenterons le principe de couplage entre le modèle électrique et le modèle thermique. Une étude bibliographique des principaux effets de la température sur les paramètres physiques des matériaux, nous permettra de dégager un ensemble de lois régissant le comportement thermique des TBH SiGe. Cette étude sera secondée par l'étude du modèle compact HICUM. Nous présenterons en particulier des méthodes d'extraction des paramètres liés à la température de ce modèle.



# **CHAPITRE I : Introduction à la technologie SiGe**





## I.1 Introduction

Le transistor bipolaire à hétérojonction (TBH) a été breveté en 1948 par W. Shockley [Shoc48] à la suite de l'invention du transistor bipolaire à jonction (TBJ).

En 1957 Kroemer [Kroe57] a développé le principe de fonctionnement en mettant en avant les avantages théoriques du TBH. La communauté scientifique a commencé à s'intéresser au transistor bipolaire sur Arséniure de Gallium (GaAs) au début des années 60. Ils se sont heurtés à de sérieuses difficultés pour la fabrication de jonctions de qualité suffisante. Ce n'est que vers la fin des années 70 que le TBH a pu être fabriqué grâce à de nouvelles techniques d'épitaxie comme l'EJM (Epitaxie par Jets Moléculaires) et la EPVOM (Epitaxie en Phase Vapeur à base d'Organo-Métalliques). Ces deux techniques permettent de fabriquer des couches dont l'épaisseur et le dopage sont contrôlés de façon précise. En 1982, H. Kroemer [Kroe82] montre toutes les potentialités du TBH pour des applications en haute fréquence et forte puissance, et depuis ce composant connaît un essor spectaculaire.

En réponse aux demandes citées, la technologie TBH Silicium Germanium (SiGe) a été développée pour des applications comme les ASICs (Application Specific Integrated Circuit, Circuits intégrés pour applications spécifiques) petits signaux, la conversion de données et surtout pour des applications micro-ondes. Cette technologie exploite la

maturité acquise dans les technologies TBJ classiques tout en offrant la compatibilité avec la technologie CMOS et la possibilité d'une haute densité d'intégration.

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

Nous pouvons récapituler les avantages majeurs de la technologie TBH SiGe par les points suivants :

➤ Avantages liées à la qualité intrinsèque du Silicium [Cres98] :

- Le Silicium dispose d'un oxyde naturel ( $\text{SiO}_2$ ) de très bonne qualité qui peut servir de couche de passivation, de couche de masquage ou de couche active.
- Le Silicium peut supporter des dopages de type p ou n dans une grande gamme de concentrations.
- La conductivité thermique du Silicium est plus importante que celle de l'AsGa (3.3 X).
- Le Silicium dispose d'excellentes qualités mécaniques, il est très abondant dans la nature et en conséquence son coût est très faible.

➤ Avantages liés à l'introduction du Germanium :

- Un degré de liberté supplémentaire pour la conception du transistor grâce à la bande interdite.
- Fréquence d'oscillation très élevée et une meilleure résolution pour les circuits de conversion de données due au dopage élevé de la base.
- Des performances améliorées en basse température outre la compatibilité avec les applications cryogéniques comme les superconducteurs et les cryoradars.

- Bruit de phase amélioré.

Dans la première partie de ce chapitre, nous mettrons en évidence les contraintes et les limitations des TBJ classiques qui ont amené à l'utilisation de l'hétérojonction Si/SiGe. Après une description de l'influence des différents profils de Germanium sur le fonctionnement du TBH SiGe, nous aborderons l'évolution de diverses technologies en décrivant leur processus de fabrication. Enfin, nous décrirons les potentialités de ce composant pour la conception des circuits radio-fréquences.

## I.2 Principe des TBH SiGe

Comme nous l'avons évoqué dans l'introduction, la demande croissante en rapidité pour réaliser des circuits à hautes fréquences a poussé les recherches afin d'améliorer les performances statiques et dynamiques des transistors bipolaires. Toutefois, les limites de la technologie à homojonction pour la réalisation des composants micro-ondes ont été montrées. C'était donc le point de départ pour un développement énorme de la technologie à hétérojonction. Dans la suite de ce chapitre, nous présenterons ces limites avant de montrer comment l'utilisation d'hétérojonctions et plus particulièrement d'une hétérojonction de type Si/SiGe repousse en partie ces limitations.

### I.2.1 Du TBJ au TBH

Notre étude sera basée sur la représentation du diagramme de bandes d'énergie où le passage du TBJ au TBH sera bien illustré. Sur la figure I-1, nous présentons le diagramme de bandes d'énergie d'un TBJ classique.

Pour le comportement statique, le gain en courant statique en émetteur commun sera investigué tandis que pour caractériser le comportement dynamique d'un transistor bipolaire, les fréquences de transition et d'oscillation seront mises en évidence. Ces paramètres constituent les principales figures de mérite d'un transistor bipolaire.

Le gain en courant statique est défini en une première approximation comme suit :

$$\beta = \frac{I_C}{I_B} = \frac{\alpha}{1 - \alpha} = \frac{D_n W_E N_E}{D_p W_B N_B} \quad \text{Eq I- 1}$$

Dans cette équation :

$D_n$  et  $D_p$  : respectivement les constantes de diffusion des électrons et des trous.

$W_E$  : épaisseur de l'émetteur.

$W_B$  : épaisseur de la base.

$N_E$  : densité des donneurs de l'émetteur.

$N_B$  : densité des accepteurs de la base.

$\alpha$  : gain statique en base commune. Il est défini comme étant le produit de trois paramètres qui sont l'efficacité d'injection, définie comme étant le rapport entre le courant d'électrons injectés par l'émetteur dans la base et le courant total d'émetteur et est notée  $\gamma$ , le facteur de transport dans la base, défini par le rapport entre le courant d'électrons sortant de la base sur le courant d'électrons entrant dans la base et est noté  $B$ , et le facteur de multiplication des porteurs dans la zone de charge d'espace (ZCE) base-collecteur, défini comme la rapport du courant du collecteur d'électrons sortant de la zone de charge d'espace base-collecteur sur le courant d'électrons entrant dans la zone de charge d'espace base-collecteur et est noté  $M$ .  $\beta$  sera d'autant plus grand que  $\alpha$  sera proche de l'unité, et donc chacun des termes  $\gamma$ ,  $B$  et  $M$  sont proches de 1.

Dans le cas d'un TBJ classique, assurer une bonne efficacité d'injection, revient à effectuer un dopage d'émetteur supérieur à celui de la base et à minimiser l'épaisseur de la base. Le transport dans la base sera optimum lorsque la recombinaison des électrons dans la base est faible, ce qui impose d'utiliser des bases courtes. Le coefficient de multiplication sera d'autant plus proche de 1 que la tension d'avalanche est élevée, ce qui nécessite des régions de collecteur optimisées.

Pour le comportement dynamique, nous définissons deux grandeurs dynamiques fondamentales pour les applications hyperfréquences qui sont la fréquence de transition  $f_T$ , fréquence à partir de laquelle le module du gain dynamique en courant est inférieur à 1 et est définie par [Schr99] :

$$f_T = \frac{1}{2\pi\tau_{EC}} \quad \text{Eq I- 2}$$

où  $\tau_{EC}$  est le temps de transit global de l'émetteur au collecteur, et la fréquence maximale d'oscillation  $f_{max}$  qui est définie en première approximation par l'expression simplifiée suivante :

$$f_{max} = \sqrt{\frac{f_T}{8\pi r_{bb'} C_{bc}}} \quad \text{Eq I- 3}$$

$C_{bc}$  représente la capacité totale base-collecteur, et  $r_{bb'}$  est la résistance distribuée de base.

L'optimisation des performances fréquentielles se fait en minimisant le temps de transit, la capacité base-collecteur et la résistance parasite de base.

Pour minimiser  $r_{bb'}$ , deux solutions sont envisageables : ou bien augmenter l'épaisseur de la base ou bien surdoper la base. La première amène à une dégradation du gain en courant statique en affectant l'efficacité d'injection et le facteur de transport dans la base d'une part et diminuer la fréquence de transition d'une autre part. La deuxième va causer deux effets : en surdopant la base tout en gardant un dopage élevé de l'émetteur pour garder une efficacité d'injection importante, la zone de charge d'espace base-émetteur va être rétrécie ce qui conduit à un temps de charge de la capacité base-émetteur très élevé et par conséquent à une dégradation de la fréquence de transition. De plus la juxtaposition de deux zones fortement dopées provoque l'apparition de composantes d'effet tunnel indésirables. Cette analyse montre les limites de la technologie bipolaire à homojonction pour réaliser des composants hyperfréquences. Comme nous allons le montrer dans la suite, l'utilisation d'une hétérojonction s'impose pour repousser ces limites. Nous étudierons les transistors bipolaires à hétérojonction Si/Si<sub>1-x</sub>Ge<sub>x</sub>/Si où l'émetteur est en Silicium, la base est en Silicium-Germanium et le collecteur est en Silicium. Le profil du Germanium dans la base peut varier d'une technologie à l'autre, un profil abrupte, un profil graduel ou un profil trapézoïdal. L'introduction du Germanium avec le Silicium ne pose pas de grands problèmes d'autant plus que le Germanium possède une maille cristalline proche de celle du Silicium. En effet, le Silicium tout comme le Germanium sont situés dans la colonne IV de la classification périodique des éléments chimiques, d'où l'appellation des composants IV-IV. Ils leur manque 4 électrons pour saturer leur couche externe. Chaque atome de Silicium ou de Germanium sature donc sa couche externe par

association avec 4 atomes de même type voisins obtenant ainsi quatre liaisons de covalence. Une liaison de covalence permet à un électron de la couche externe d'un atome de former avec un électron de la couche externe d'un atome proche voisin une paire considérée comme commune aux deux atomes [Fran80]. Ainsi chaque atome se lie avec ses atomes voisins de façon ordonnée et symétrique. Les atomes sont alors fortement liés et forment un cristal. Une maille élémentaire de ce cristal est formée par 8 atomes. Ceci est applicable entre un atome de Silicium et un atome de Germanium étant donné qu'ils disposent du même nombre d'électrons libres. Cependant, un certain nombre de défauts peut être engendré par la différence entre les paramètres de maille du réseau cristallin du Silicium et du Germanium. Ces défauts peuvent être évités, dans le cas de réalisation de couche contrainte, si certaines conditions de croissance sont respectées [Than97].

Nous étudierons dans les paragraphes suivants les diagrammes de bandes d'énergie d'un TBH SiGe pour différents profils de Germanium dans la base.

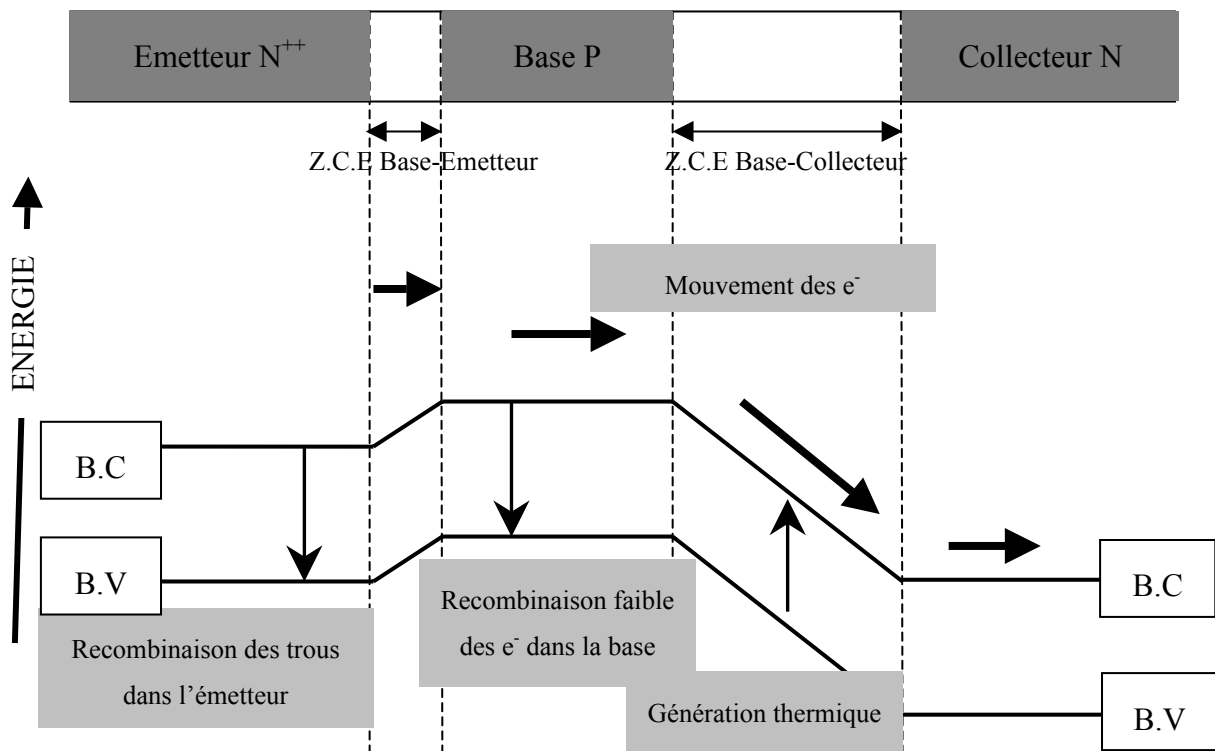


Figure I- 1 : Diagramme de bandes d'énergie pour un TBJ classique.

### 1.2.1.1 TBH SiGe à profil de Germanium dans la base abrupte

Une comparaison entre les diagrammes de bandes d'énergie d'un TBJ classique et un TBH SiGe est montrée sur la figure I-2 sur laquelle nous présentons les diagrammes

d'énergies pour les différents profils de Germanium dans la base. Notons que le profil de Germanium crée une variation de bande interdite  $\Delta E_g$  qui sera notée  $\Delta E_g(0)$  du côté de la jonction base-émetteur et  $\Delta E_g(W_B)$  du côté de la jonction base-collecteur. La différence  $\Delta E_g(W_B) - \Delta E_g(0)$  sera notée  $\Delta E_g(\text{grade})$ . La variation de la bande interdite en fonction de la position dans la base sera définie par :

$$\Delta E_g(x) = \Delta E_g(0) + \Delta E_g(\text{grade}) \frac{x}{W_B} \quad \text{Eq I- 4}$$

Dans le cas du TBH à base SiGe abrupte (figure I-2), les électrons peuvent franchir plus facilement la barrière de potentiel entre l'émetteur et la base, grâce à la réduction de cette barrière. De ce fait, la dépendance du coefficient d'injection au rapport de dopage de base et d'émetteur est considérablement réduite, on peut alors doper plus fortement la base. Quantitativement cela peut être traduit par l'expression du gain en courant qui devient dans le cas d'un TBH SiGe :

$$\beta = \frac{I_C}{I_B} = \frac{D_n W_E N_E}{D_p W_B N_B} \exp\left(\frac{\Delta E_g}{kT}\right) \quad \text{Eq I- 5}$$

où  $\Delta E_g$  est la réduction de la bande interdite entre l'émetteur et la base.

Par suite la résistance parasite de base peut avoir une valeur faible pour des performances dynamiques élevées tout en diminuant l'épaisseur de cette base, ce qui augmente aussi le facteur de transport.

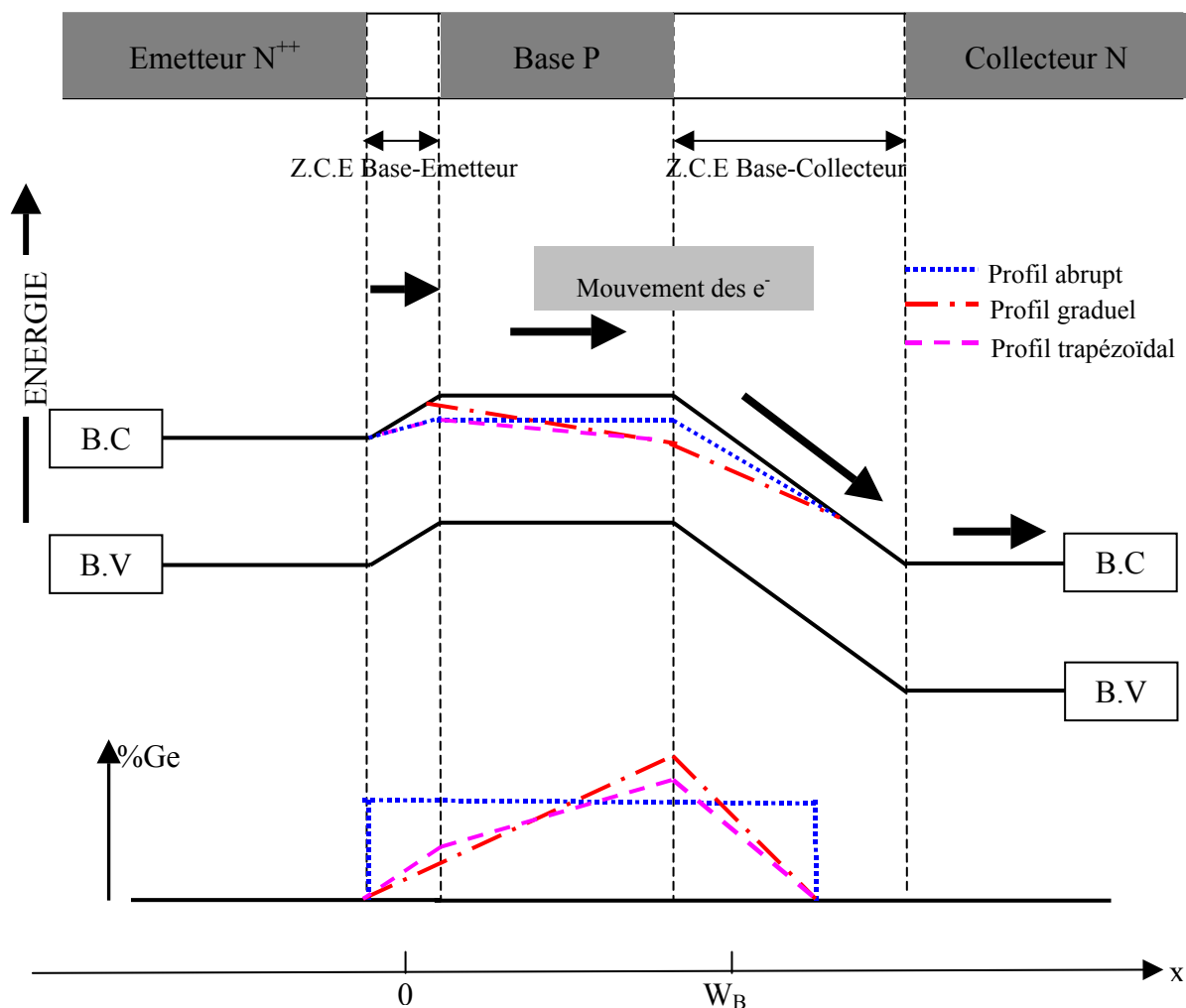


Figure I- 2: Diagramme de bandes d'énergie : comparaison entre un TBJ et un TBH à base abrupte, graduelle et trapézoïdale [Hara95-1].

### 1.2.1.2 TBH SiGe à profil de base graduelle

Dans le cas du TBH à base SiGe graduelle (figure I-2), la jonction base-émetteur est semblable au transistor bipolaire homojonction classique. L'insertion graduelle du Germanium d'une fraction faible en début de base du côté de l'émetteur vers une fraction plus importante du côté du collecteur donne naissance à un champ électrique accélérateur pour les électrons dans la base. Dans ce cas, non seulement le facteur de transport dans la base est augmenté mais aussi les performances fréquentielles qui sont améliorées en augmentant la vitesse des porteurs qui traversent la base.



### 1.2.1.3 TBH SiGe à profil de base trapézoïdal

C'est le cas général dans lequel, on introduit un certain pourcentage de Germanium à la jonction base-émetteur qui augmente linéairement jusqu'à la jonction base-collecteur (figure I-2). Dans ce cas, on profite à la fois des avantages d'une base à profil graduel et d'une base à profil abrupt.

Outre les avantages mentionnés dans les paragraphes précédents, dans les différents cas de profil, nous obtenons une amélioration de la tension Early grâce au gradient de Germanium [Prin91]. Le fort dopage de la base permet aussi d'améliorer la tension de claquage  $BV_{CE0}$  tout en réduisant la résistance de base et le facteur de bruit.

## 1.2.2 Etude comparative entre TBJ et TBH SiGe

### 1.2.2.1 Figures de mérite

L'avantage majeur des TBH par rapport aux TBJ est d'augmenter le gain en courant pour une polarisation fixe, augmenter la tension Early et par conséquent augmenter le produit  $\beta V_A$  qui a une importance particulière pour les applications analogiques à très haute vitesse.

Nous pouvons déterminer les rapports entre transistor classique et un TBH SiGe identique en tout point sauf pour l'introduction du Germanium et fonctionnant pour une même polarisation pour le gain  $\beta$ , la tension Early  $V_A$ , le produit  $\beta V_A$  et le temps de transit  $\tau$  total entre l'émetteur et le collecteur. Les relations suivantes ont été dérivées par Hara et al. [Hara95-1] à partir de l'équation de Moll et Ross généralisée [Kroe85], et en considérant des dopages constants dans l'émetteur, la base et le collecteur.

$$\frac{\beta_{SiGe}}{\beta_{Si}} = \tilde{\gamma}\tilde{\eta} \frac{\frac{\Delta E_g(grade)}{kT} \exp\left(\frac{\Delta E_g(0)}{kT}\right)}{1 - \exp\left(-\frac{\Delta E_g(grade)}{kT}\right)} \quad \text{Eq I- 6}$$

où  $k$  est la constante de Boltzmann,  $T$  est la température,  $\tilde{\gamma}$  est un coefficient qui prend en compte la réduction effective moyenne de densité d'états dans la couche SiGe, et  $\tilde{\eta} = (D_{nB})_{SiGe} / (D_{nB})_{Si}$  modélise l'augmentation moyenne de la mobilité des porteurs

minoritaires dans cette même couche. Dans la même optique nous pouvons déterminer le rapport des temps de transit  $\tau_{SiGe} / \tau_{Si}$  [Hara95-1] :

$$\frac{\tau_{SiGe}}{\tau_{Si}} = \frac{2}{\tilde{\eta}} \frac{kT}{\Delta E_g(grade)} \left[ 1 - \frac{kT}{\Delta E_g(grade)} \left( 1 - \exp\left(-\frac{\Delta E_g(grade)}{kT}\right) \right) \right] \quad \text{Eq I- 7}$$

Finalement le rapport des tensions d'Early significatives de la conductance de sortie du transistor,  $V_{AF SiGe} / V_{AF Si}$  peut s'écrire [Hara95-1] :

$$\frac{V_{AF SiGe}}{V_{AF Si}} = \frac{\Delta E_g(grade)}{kT} \exp\left(\frac{\Delta E_g(grade)}{kT} - 1\right) \quad \text{Eq I- 8}$$

L'avantage majeur des TBH par rapport aux TBJ est d'augmenter le gain en courant pour une polarisation fixe, augmenter la tension Early et par conséquent augmenter le produit  $\beta V_A$  qui a une importance particulière pour les applications analogiques à très haute vitesse.

$$\left. \frac{(\beta V_{AF})_{SiGe}}{(\beta V_{AF})_{Si}} \right)_{V_{BE}} \approx \tilde{\eta} \exp\left(\frac{\Delta E_{gGe}(grade)}{kT}\right) \exp\left(\frac{\Delta E_{gGe}(0)}{kT}\right) \quad \text{Eq I- 9}$$

Des valeurs typiques de ces rapports sont représentées sur le tableau I-1 pour les trois types de profil pour une quantité de Germanium dans les TBH SiGe moyenne constante d'environ 10%.

| <b>Rapport SiGe/Si</b><br><b>Profil de Ge</b>   | $\beta$ | $1/\tau$ | $V_{AF}$ | $\beta V_{AF}$ |
|---|---------|----------|----------|----------------|
| <b>abrupt :</b><br>$\Delta E_g(0)=75\text{meV}$<br>$\Delta E_g(\text{grade})=0$                   | 17.9    | 1        | 1        | 17.9           |
| <b>trapézoïdal :</b><br>$\Delta E_g(0)=37.5\text{meV}$<br>$\Delta E_g(\text{grade})=75\text{meV}$ | 12.9    | 2.14     | 5.85     | 75.6           |
| <b>graduel :</b><br>$\Delta E_g(0)=0$<br>$\Delta E_g(\text{grade})=150\text{meV}$                 | 5.79    | 3.49     | 55.3     | 320            |

*Tableau I- 1 : Rapport des figures de mérite d'un TBH SiGe et d'un transistor homojonction pour différents profils de Germanium ayant une concentration moyenne fixe (10%).*

### **1.2.2.2 Effets de la température**

De l'ensemble des relations citées dans le paragraphe précédent, il ressort que l'hétérojonction Si/SiGe a permis l'activation des propriétés thermiques du composant (dépendance exponentielle de l'inverse de la température). Une différence fondamentale, en particulier une dépendance en température beaucoup plus importante peut être avancée pour les TBH SiGe comparés aux TBJ Si.

Pour le comportement statique, une différence importante est liée à la dépendance du gain en courant avec la température. Cette différence de comportement provient essentiellement du rapport de dopage entre l'émetteur et la base, où dans le cas du TBJ, le fort dopage de l'émetteur par rapport à la base résulte en une réduction de la bande interdite de l'émetteur plus importante que celle de la base. Par conséquent le gain en courant augmente avec la température. Au contraire dans le cas du TBH SiGe, le plus fort dopage de base et la réduction de la bande interdite résultante augmentent le gain en courant avec la diminution de la température. Cela montre un comportement opposé vis à vis de la température entre les TBH SiGe et les TBJ Si. Cependant, le comportement des TBH SiGe en température varie énormément avec le profil du Germanium dans la base. La

figure I-3 illustre la variation du gain en courant de 100°C par rapport à 0°C pour différents profils de Germanium.

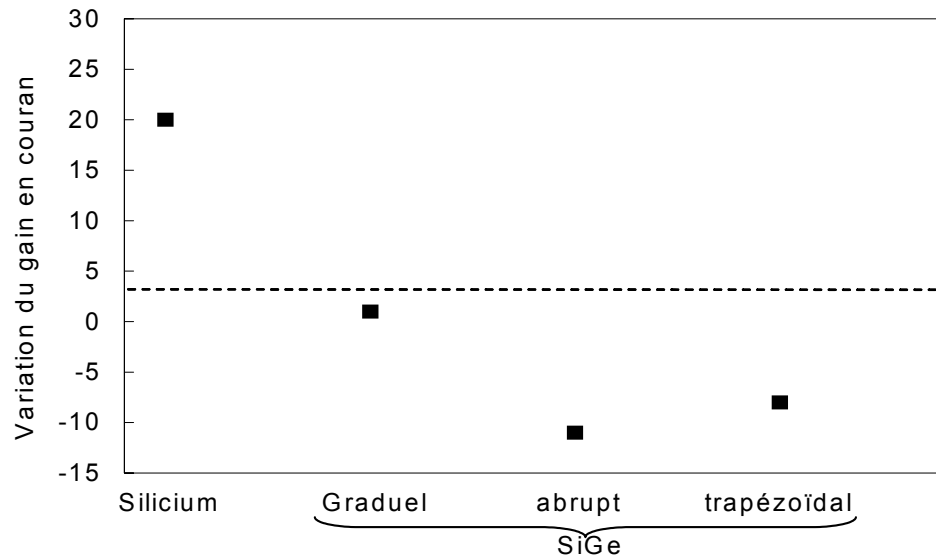


Figure I- 3 : Variation du gain en courant avec la température (entre 0°C et 100°C) pour un TBJ Si et des TBH SiGe pour des profils de Ge graduels, abrupts et trapézoïdaux [Hara93].

Pour le comportement dynamique, Cressler et al. [Cres93-1], [Cres93-2], [Cres98], attribuent l'amélioration des performances dynamiques à la réduction du temps de transit dans la base SiGe avec l'amélioration de la mobilité à basse température. Ils présupposent que le temps de transit dans le collecteur est légèrement amélioré avec la combinaison de l'augmentation de la vitesse de saturation et de l'importance du régime de survitesse. Ils rendent compte aussi de la diminution du seuil d'ionisation par choc, relative à la diminution de l'interaction avec les phonons à basse température.

Pour illustrer cette amélioration des figures de mérite en basse température, nous présentons sur la figure I-4 les rapports des gains, des tensions Early, de l'inverse des temps de transit d'un TBH SiGe et d'un TBJ Si en fonction de la température. Nous avons considéré un profil de Germanium trapézoïdal de fraction molaire 5% à la jonction base-émetteur et 25% à la jonction base-collecteur. Cela correspond, en terme de rétrécissement de bande interdite en suivant la loi empirique de People et Bean [Peop86]  $\Delta E_g(x) \approx 0.74x$ ,

à  $\Delta E_g(0) = 0.044\text{eV}$  et  $\Delta E_g(\text{grade}) = 0.15\text{eV}$ . Nous observons une amplification significative de ces rapports pour les basses températures.

Une étude approfondie de l'effet de la température sera présentée dans le chapitre 4.

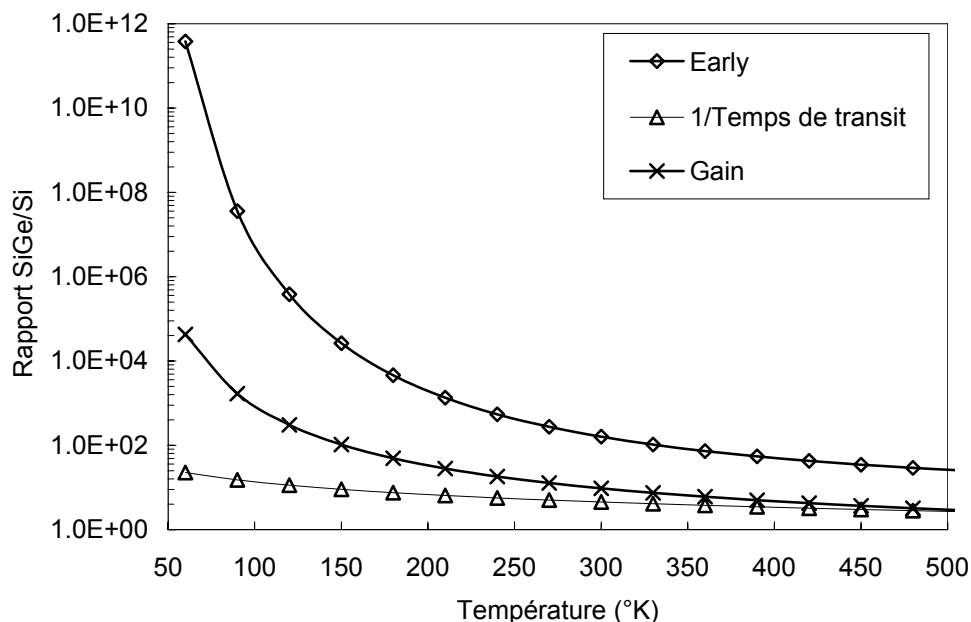


Figure I- 4 : Rapport des figures de mérite d'un TBH SiGe et d'un TBJ en fonction de la température pour un profil de Ge trapézoïdal.

## I.3 La technologie BiCMOS SiGe

### I.3.1 Pourquoi la technologie BiCMOS SiGe

Les contraintes imposées sur les systèmes radiofréquences en termes de rentabilité et de performance ont conduit à plus d'intégration. Ceci s'est notamment traduit par l'émergence de la technologie BiCMOS regroupant les technologies CMOS, dédiées principalement aux fonctions digitales et bipolaires dédiées aux fonctions analogiques basses fréquences et radiofréquences. L'emploi du procédé d'hétérojonction Si/SiGe a permis de passer un nouveau cap en terme de performances. Le tableau I-1 montre les forces et faiblesses de chaque technologie [Geff02].

| <b>Technologie</b>                                | <b>CMOS</b> | <b>Bipolaire</b> | <b>TBH SiGe</b> |
|---|-------------|------------------|-----------------|
| <b>Performance</b>                                |             |                  |                 |
| <b>Coût</b>                                       | +++         | ++               | +               |
| <b>Fréquence de transition</b>                    | --          | +                | +++             |
| <b>Faible bruit</b>                               | -           | ++               | +++             |
| <b>Consommation</b>                               | +++         | ++               | ++              |
| <b>Transconductance</b>                           | ---         | ++               | +++             |
| <b>Electronique digitale</b>                      | +++         | --               | --              |
| <b>Electronique à transistors complémentaires</b> | +++         | --               | --              |
| <b>Tension de claquage</b>                        | -           | +                | +               |
| <b>Linéarité</b>                                  | ++          | +                | +               |

Performances évaluées sur une échelle allant de --- à +++

*Tableau I- 2 : Forces et faiblesses des technologies CMOS, bipolaire et TBH SiGe.*

Nous présentons dans la suite de ce paragraphe un aperçu du procédé de fabrication des TBH SiGe. Nous nous appuyons sur la technologie BiCMOS de STMicroelectronics origine des échantillons étudiés durant nos travaux de recherche. Néanmoins, une comparaison avec l'état de l'art d'autres technologies sera présentée.

## **I.3.2 Procédés de fabrication**

### **I.3.2.1 Dépôt de Germanium**

Les procédés de fabrication de BiCMOS existent déjà depuis plusieurs années. Cependant, l'introduction du Germanium dans la base a changé quelques méthodes de dépôt. Pour les technologies les plus anciennes, les transistors bipolaires étaient fabriqués par des implantations successives. Cette technique ne permet pas d'avoir des bases peu épaisses. Le dopage de la base se fait en profondeur, il faut une énergie importante ce qui provoque un élargissement de la zone implantée.

L'apparition de l'épitaxie a permis de déposer des bases très fines. De plus, le dopage est fait en même temps, et le recuit n'a plus besoin d'être important puisque le Silicium n'est pas abîmé par une implantation. Par conséquent, la diffusion de la base causée par le recuit est beaucoup plus faible. Pour fabriquer les TBH SiGe, l'épitaxie est modifiée pour déposer le Germanium en même temps. Le dépôt d'une couche de Silicium - Germanium est complexe du fait de la différence de taille de la structure cristalline et du coefficient de température ce qui nécessite des machines très performantes. Les premières machines utilisées pour déposer le SiGe ont permis l'emploi de la technique MBE (épitaxie par jet moléculaire), ces machines sont très précises et donnent des couches de bonne qualité mais elles sont lentes et coûteuses. Les machines utilisées aujourd'hui sont les UHV-CVD (Ultra High Vacuum Chemical Vapor Deposition : épitaxie en phase vapeur sous ultra vide) et les LP-CVD (Low Pressure CVD : dépôt sous basse pression) qui permettent un très bon contrôle des couches d'épitaxie.

### **I.3.2.2 Technologie BiCMOS de STMicroelectronics**

Il existe deux approches pour la réalisation d'un circuit BiCMOS :

- par découplage complet. La partie MOS est réalisée en premier et recouverte par une couche ou multicouche de protection lors de la réalisation du bipolaire. Les performances sont peu affectées pourvu que les recuits thermiques soient compatibles. Mais le nombre de niveaux de masquage est important, jusqu'à 30 ;
- par réalisation du maximum possible d'étapes communes (par exemple la grille des MOS et l'émetteur sont réalisés avec le même dépôt de polysilicium). Le gain en

nombre de niveaux de lithographie est en général payé par une légère dégradation des performances du fait des compromis imposés par cette méthode. Il est évident que plus la structure du bipolaire s'approchera du MOS plus l'intégration sur un même circuit sera facile et le surcoût faible.

C'est cette dernière approche qui a été adoptée par STMicroelectronics qui a permis d'intégrer le TBH SiGe dans une technologie industrielle BiCMOS. Nous allons décrire dans ce qui suit les étapes de fabrication de cette technologie ainsi que son évolution.

#### ***1.3.2.2.1 BiCMOS SiGe 0.35 $\mu\text{m}$ [Monr99]***

Le tableau I-3 montre un aperçu de l'imbrication des étapes MOS et bipolaires dans une technologie comportant un N-MOS, un P-MOS et un TBH Si/SiGe à émetteur polysilicium quasi-autoaligné. La partie bipolaire demande seulement trois niveaux supplémentaires.

Sur un substrat silicium de type P, un dopage localisé des couches enterrées  $\text{N}^+$  et  $\text{P}^+$  (caisson d'isolement) est réalisé avant d'effectuer l'épitaxie du collecteur dopé avec de l'Arsenic. La croissance de l'oxyde d'isolement latéral (LOCOS, LOCAL Oxidation of Silicon) se fait, laissant les zones actives collecteur, émetteur et base prêtes à recevoir leur dopage. Après une étape commune dans laquelle une oxydation d'isolement latérale et un dépôt de polysilicium mince sont effectués pour réaliser les contacts de base et l'ouverture émetteur, un dopage  $\text{N}^+$  dans la zone active du collecteur est réalisé pour obtenir l'accès à la couche enterrée de collecteur. Cette étape est suivie par la gravure de polygrille et le dopage des sources et du drain du MOS par une première implantation modérée de Bore à travers un oxyde fin obtenu lors de la réoxydation de la grille avant de commencer la réalisation du module TBH. Dans le cas de la technologie BiCMOS classique, on effectuerait l'ouverture de la fenêtre de base suivie de l'implantation de la couche de base. Cette étape est remplacée par une désoxydation de la surface de base suivie d'un nettoyage de l'interface base-collecteur avant l'hétéro-épitaxie non sélective de la base en Si/SiGe et le dopage sélectif de collecteur (SIC, Selectively Implanted Collector). La couche de SiGe est réalisée par CVD à pression réduite. La température utilisée est de  $750^\circ\text{C}$  pour la croissance du SiGe et  $850^\circ\text{C}$  pour le Silicium. La base présente un profil graduel en Germanium. Ainsi le procédé spécifique du module TBH SiGe est établi. Le procédé standard peut être repris. L'émetteur est réalisé en technologie quasi-autoalignée. Après le



dépôt d'un oxyde, on ouvre la fenêtre de l'émetteur et on effectue le dépôt de la couche de l'émetteur en polysilicium. La suite du procédé, après l'implantation de la source et du drain des PMOS, consiste à déposer un isolant dans lequel seront gravées les ouvertures de contact. Ces ouvertures sont remplies de métal. Une ou plusieurs autres couches de métal sont déposées et gravées pour établir les interconnexions.

Ce procédé de fabrication est pratiquement le même pour toute les technologies BiCMOS. Cependant, des améliorations sont effectuées en passant d'une génération à l'autre pour accroître les performances. La figure I-5 présente une technologie de TBH SiGe en coupe représentative des avancées technologiques récentes.

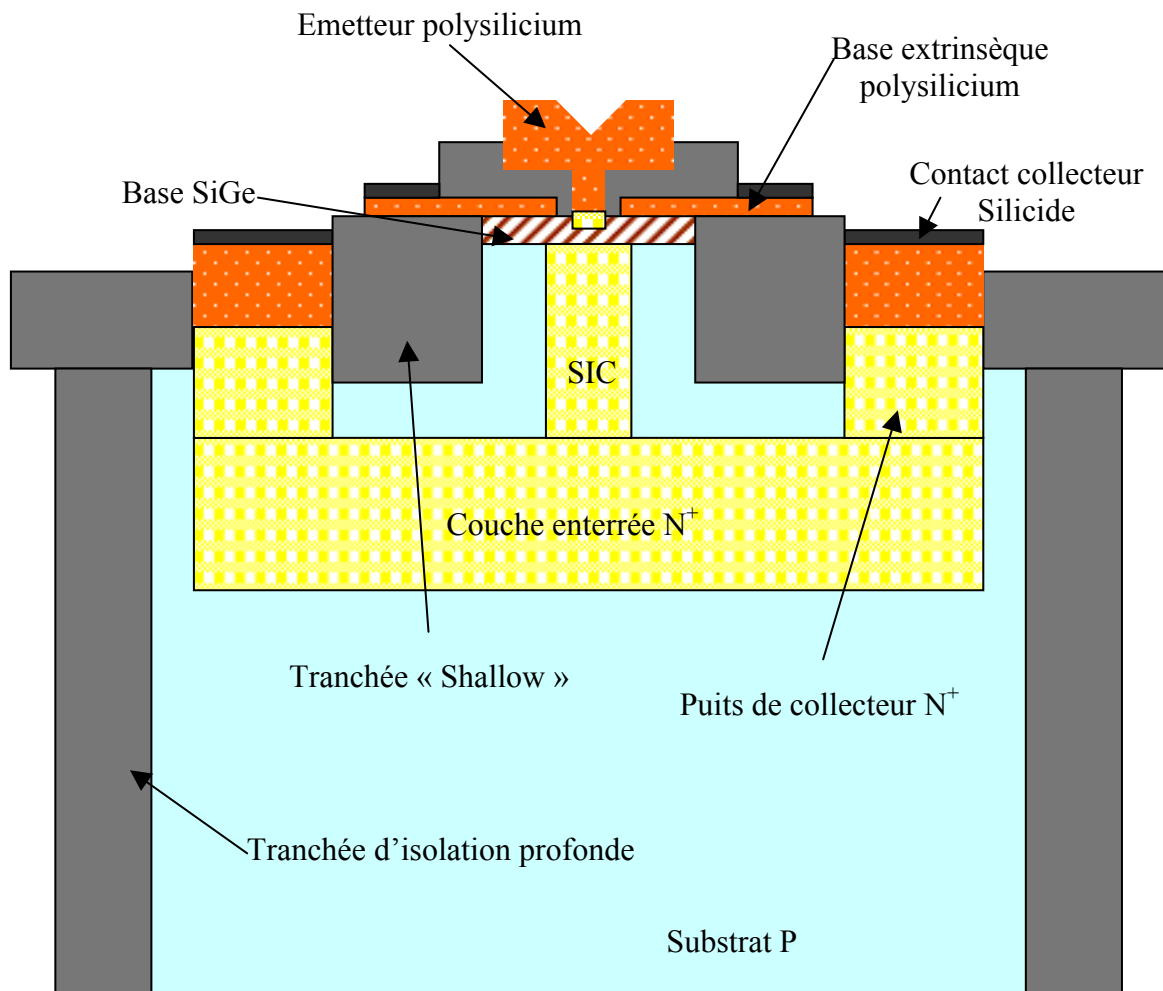


Figure I- 5 : Structure représentative des avancées technologiques récentes dans un TBH SiGe en coupe.

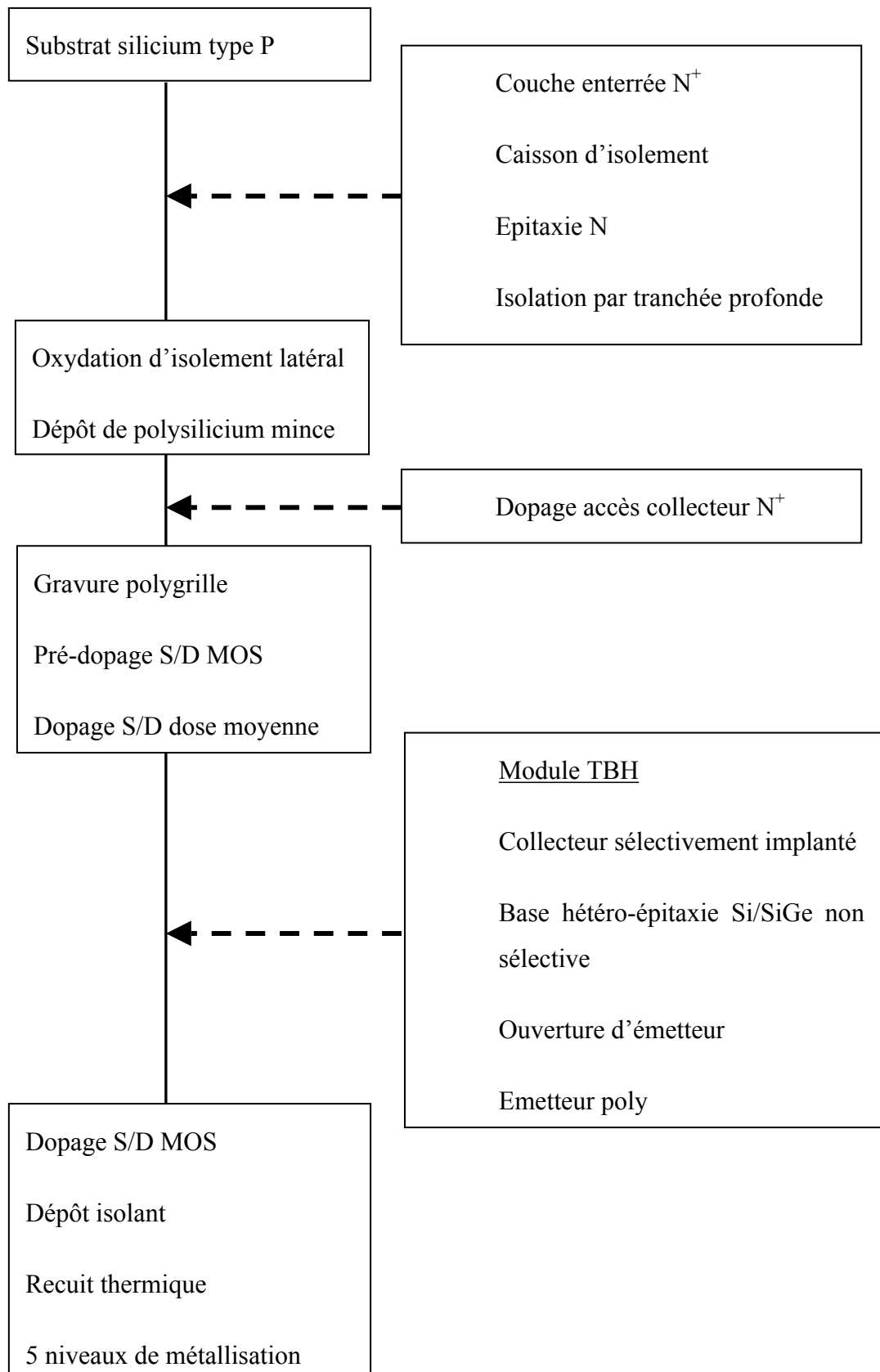
**Etapes spécifiques MOS/Etapes communes****Etapes bipolaires**

Tableau I- 3 : Etapes de fabrication dans une technologie BiCMOS SiGe.

### 1.3.2.2.2 BiCMOS SiGe : 0.25 $\mu\text{m}$ [Baud01]

Dans le but d'améliorer les performances des TBH SiGe, cette génération a été accompagnée de quelques modifications par rapport à la précédente. Les isolations par tranchées profondes en  $\text{SiO}_2$  (figure I-6) ont remplacé le LOCOS offrant des capacités parasites réduites et influençant la distribution spatiale de la température dans le substrat [Vold00]. Une structure à double polysilicium est utilisée dans la nouvelle génération pour diminuer la dose élevée de Bore implantée à travers la couche SiGe réduisant ainsi la largeur d'émetteur effective. Ces deux effets sont bénéfiques pour les composants hautes fréquences.

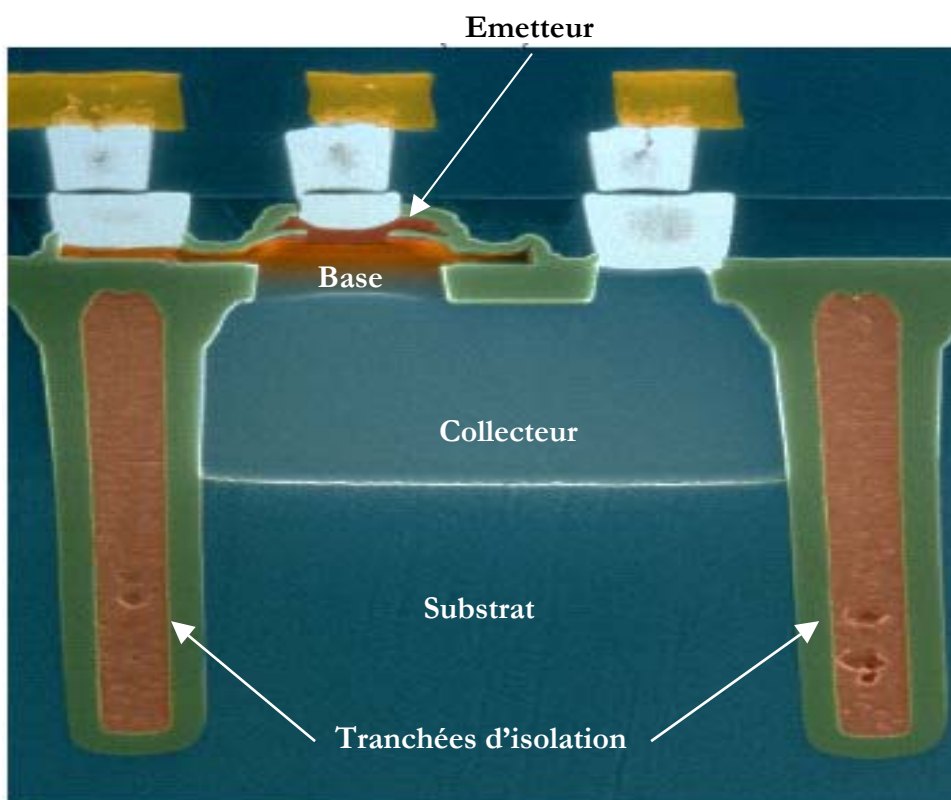


Figure I- 6 : Une coupe réelle d'une structure BiCMOS SiGe avec tranchées d'isolation [Vold00].

### 1.3.2.2.3 BiCMOS SiGe: C 0.13 $\mu\text{m}$ : avantage de l'implémentation du Carbone dans la base SiGe [Laur03]

La structure SiGe pour les TBH très avancés demande deux ou trois épitaxies fines contenant des profils de Bore et Germanium déterminés avec précision. Pour avoir l'effet

escompté le Bore de la base doit être maintenu dans le profil de Germanium ce qui restreint la latitude en température et la durée pour les traitements thermiques postérieurs à l'épithaxie pour éviter la diffusion de Bore. Une méthode récente est utilisée dans la dernière génération consiste à introduire une certaine quantité de Carbone (de concentration typique  $1 \times 10^{20} \text{cm}^{-3}$ ) dans la base SiGe qui permet une nette amélioration des performances des structures de TBH à émetteur double polysilicium. Le Carbone supprime la diffusion du Bore dans le SiGe [Ruck99] permettant ainsi de réaliser un profil de dopage de base à la fois très élevé et très fin. L'avantage de cette technique est démontrée la première fois en 1996 [Lanz96]. Depuis, le procédé de fabrication pour les TBH SiGe: C s'est développé considérablement surtout en montrant que l'incorporation du Carbone n'a pas d'effets négatifs sur les propriétés du TBH comme les recombinaisons dans la base, bruit basse fréquence ou encore les courants de fuite [Oste97], [Oste99]. La première technologie BiCMOS SiGe: C a été présentée en 1999 [Ehwa99].

Pour la technologie BiCMOS de ST, le Carbone est incorporé par la technique in-situ durant la croissance de l'épithaxie SiGe non sélective, en utilisant le methylsilane comme gaz précurseur. La réduction de la largeur de la base finale grâce à la suppression de la diffusion du Bore en présence du Carbone est considérable.

La structure de TBH SiGe: C (figure I-7) est similaire à celle développée pour la technologie précédente BiCMOS SiGe:  $0.25 \mu\text{m}$ . Cependant des améliorations sur le processus de fabrication sont introduites pour accroître les performances, allant pour  $f_T/f_{\text{max}}$  de 70GHz/90GHz pour la précédente génération à 150GHz/150GHz pour la nouvelle. Ces performances sont obtenues non seulement grâce à l'introduction du Carbone dans la base mais aussi, d'une part en réduisant la résistance d'accès du collecteur en utilisant un épithaxie de collecteur plus fine. D'autre part, un profil de Germanium trapézoïdal plus important a réduit le temps de transit et a augmenté le gain en courant.

En passant d'une génération à une autre, les performances statiques et dynamiques des TBH SiGe sont largement améliorées. Une comparaison entre les performances de la technologie BiCMOS de STMicroelectronics à travers ces différentes générations est illustrée sur le tableau 2 [Baud01].

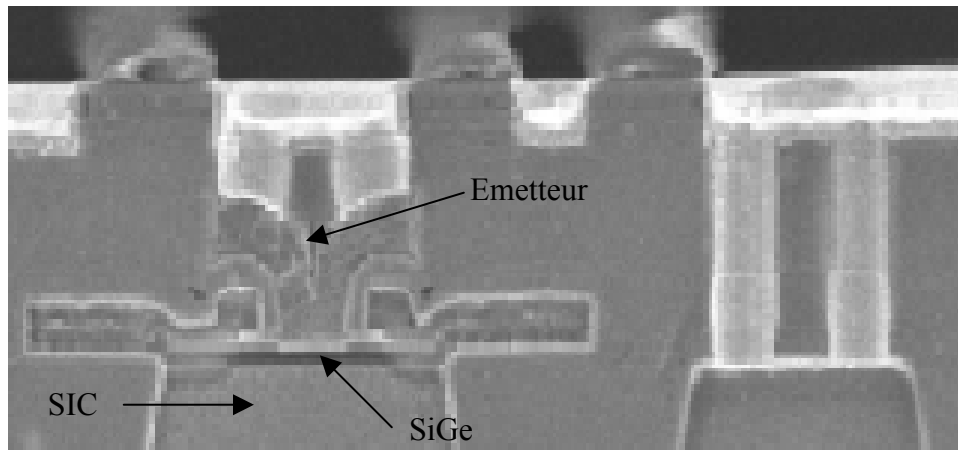


Figure I- 7 : Une coupe SEM de la structure BiCMOS SiGe: C 0.13 $\mu\text{m}$  [Laur03].

| Technologie   | BiCMOS SiGe,<br>0.35 $\mu\text{m}$ | BiCMOS SiGe,<br>0.25 $\mu\text{m}$ | BiCMOS SiGe: C,<br>0.13 $\mu\text{m}$ |
|---|------------------------------------|------------------------------------|---------------------------------------|
| <b>Figure de mérite</b>   |                                    |                                    |                                       |
| $A_{Emin}$ ( $\mu\text{m}^2$ )                                  | 0.4x0.8                            | 0.25x0.65                          | 0.13x0.65                             |
| <b>Gain en courant</b>  | 100                                | 100                                | 550                                   |
| <b><math>BV_{CE0}</math> (V)</b>                                | 3.6                                | 2.6                                | 1.9                                   |
| <b>Tension Early (V)</b>  | 60                                 | 50                                 | -                                     |
| <b><math>f_T</math> (GHz) @<br/><math>V_{CE}=1.5V</math></b>    | 45                                 | 70                                 | 150                                   |
| <b><math>f_{max}</math> (GHz)<br/>@<math>V_{CE}=1.5V</math></b> | 60                                 | 90                                 | 150                                   |

Tableau I- 4 : Comparaison des performances de la technologie BiCMOS de ST à travers les différentes générations.

### I.3.3 Etat de l'art des performances d'autres technologies

Le tableau I-4 présente une comparaison entre les principales figures de mérite pour les différentes technologies existantes, la supériorité d'une telle technologie par rapport aux autres peut être significative seulement pour une même application.

| <b>Technologie</b>                                  | <b>Infineon</b><br>[Meis03] | <b>Hitachi</b><br>[Tomi03] | <b>IBM</b><br>[Rieh03] |
|---|-----------------------------|----------------------------|------------------------|
| <b>Figure de Mérite</b>                             |                             |                            |                        |
| <b><math>A_{Emin}</math> (<math>\mu m^2</math>)</b> | 0.18x2.8                    | 0.2x1                      | 0.12x2.5               |
| <b>Gain en courant</b>                              | 450                         | 450                        | 3500                   |
| <b><math>BV_{CE0}</math> (V)</b>                    | 1.8                         | 1.9                        | 1.4                    |
| <b>Retard d'une porte ECL (ps)</b>                  | 3.9                         | 4.8                        | 4.2                    |
| <b><math>f_T</math> (GHz)</b>                       | 206                         | 170                        | 375                    |
| <b><math>f_{max}</math> (GHz)</b>                   | 197                         | 204                        | 210                    |

Tableau I- 5 : Performances de diverses technologies bipolaires SiGe représentatives de l'état de l'art.

## I.4 Les potentialités des TBH SiGe pour la conception des circuits radiofréquences

### I.4.1 Performances

#### I.4.1.1 Conversion analogique-numérique rapide

La linéarité et la faible dispersion de la tension base-émetteur alliée à la grande rapidité font du TBH un excellent candidat pour la réalisation des convertisseurs A/N rapides [Baud02], [Desc02].

### 1.4.1.2 Circuits analogiques

C'est l'application principale du TBH qui est un dispositif rapide, à faible bruit en basse fréquence et offrant une grande transconductance d'entrée facilitant la réalisation des contres réactions permettant de contrôler le gain et l'adaptation. Ces performances permettent la réalisation des circuits analogiques large bande et en particulier l'amplificateur opérationnel qui donne des montages intégrateurs, les dérivateurs, les comparateurs, les sommateurs, les suiveurs, les transformateurs d'impédance, les convertisseurs fréquence/tension et tension/fréquence et des oscillateurs hyperfréquences de bonne pureté spectrale. De plus, les meilleures performances en bruit  $1/f$  rendent naturellement efficace l'utilisation de ces transistors dans la réalisation de fonctions comme l'oscillateur commandé en tension (VCO) où un faible bruit de phase est requis (synthèse de fréquence). Le tableau I-5 illustre l'état de l'art de quelques applications RF réalisées avec la technologie BiCMOS SiGe.

| Circuit RF            | Performance       |
|-----------------------|-------------------|
| Diviseur de fréquence | 71.8 GHz [Wurz02] |
| Comparateur           | 16 GHz [Jens02]   |
| 16 : 1 MUX            | 54 GHz [Wada02]   |
| VCO                   | 40 GHz [Gruh95]   |

Tableau I- 6 : Applications utilisant la technologie SiGe.

### 1.4.1.3 Amplification de puissance

Le Silicium-Germanium, compatible avec une technologie BiCMOS devrait permettre de réaliser des amplificateurs de puissance à faible bruit extrêmement performants, ce qui devrait conduire à un très haut niveau d'intégration de l'émetteur-récepteur. Le principal handicap pour de tels composants est la faible tension d'avalanche qui limite les potentialités pour la réalisation d'amplificateurs de puissance. Cependant des nouvelles technologies avec une forte tension d'avalanche ont permis la réalisation des amplificateurs avec des densités de puissance de l'ordre de  $1.36 \text{ mW}/\mu\text{m}^2$  et des rendements remarquables de l'ordre de 70% à 1.8 GHz pour une tension d'alimentation de 3 V [Geff02].

#### **1.4.1.4 Circuits numériques**

Le montage de base des circuits numériques rapides en bipolaire est la porte inverseuse ECL qui permet l'intégration de tous les circuits numériques effectuant les différentes opérations logiques. Les circuits bipolaires sont les plus rapides du marché au prix d'une consommation importante, mais avec des temps de propagation très faibles. A titre d'exemple, une porte ECL réalisée avec une technologie de TBH SiGe auto-alignée a un temps de propagation qui ne dépasse pas 5.3ps [Ohue01].

#### **1.4.1.5 Fibres optiques**

Dans les applications de communication optique et pour les transmissions grands débits, 40 Gb/s voire même 80 Gb/s [Wada02], des composants à faible coût et à grande rapidité sont indispensables. Le SiGe est intéressant pour sa vitesse.

#### **1.4.1.6 Applications cryogéniques**

L'utilisation de transistor bipolaire à homojonction à basse température est rendue délicate à cause de la diminution du gain, ainsi que du phénomène de gel des porteurs qui apparaît si le dopage de base est faible.

Au contraire, comme nous l'avons expliqué dans le paragraphe II-5-2, les performances des TBH SiGe s'améliorent énormément pour le fonctionnement en basse température. En effet, la base de ces composants peut être dopée fortement qui devient alors dégénérée et le phénomène de gel de porteurs n'apparaît plus [Jose95]. Des études menées aux températures cryogéniques sont effectuées sur les transistors bipolaires d'IBM [Cres98], [Cres93-1], [Cres93-2], [Bane03]. Des mesures faites sur la technologie TBH SiGe 200GHz d'IBM montrent qu'en passant de 300K à 85K, le gain en courant passe de 600 à 3800, la fréquence de transition de 200GHz à 260GHz tout en offrant un facteur de bruit très basse d'environ 0.30 dB.

Nous pouvons citer à titre d'exemple d'applications cryogéniques en électronique, les systèmes satellites, instrumentations et détecteurs électroniques à haute précision, les systèmes électroniques de supraconducteur hybrides, et les récepteurs à très bas bruit pour l'astronomie.



### I.4.2 Tendances

Depuis quelques années, un effort important est fourni pour regrouper plusieurs technologies en un même procédé. Ces efforts ont abouti aujourd'hui au développement des technologies BiCMOS SiGe qui permettent l'intégration de systèmes radio-fréquences (RF) complets (RF + bande de base) sur une seule puce et à moindre coût. Les transistors bipolaires de telles filières sont en effet capables d'atteindre des performances élevées, assurant ainsi la réalisation de fonctions du domaine RF telles que l'amplification, le mélange, la division de fréquence analogique et numérique, la comparaison phase/fréquence analogique et numérique etc. De plus, la compatibilité de ces technologies avec les technologies CMOS existantes autorise la réalisation simultanée de systèmes de traitement du signal numérique (et/ou analogique) complets dans la bande de base. Cela peut être généralisé pour toute application où nous pouvons ajouter à titre d'exemple les communications optiques pour les transmissions hauts débits. En guise de synthèse, la figure I-8 montre la tendance pour l'avenir où sur une même puce de Silicium, nous pouvons intégrer une application complète incorporant différentes fonctions.

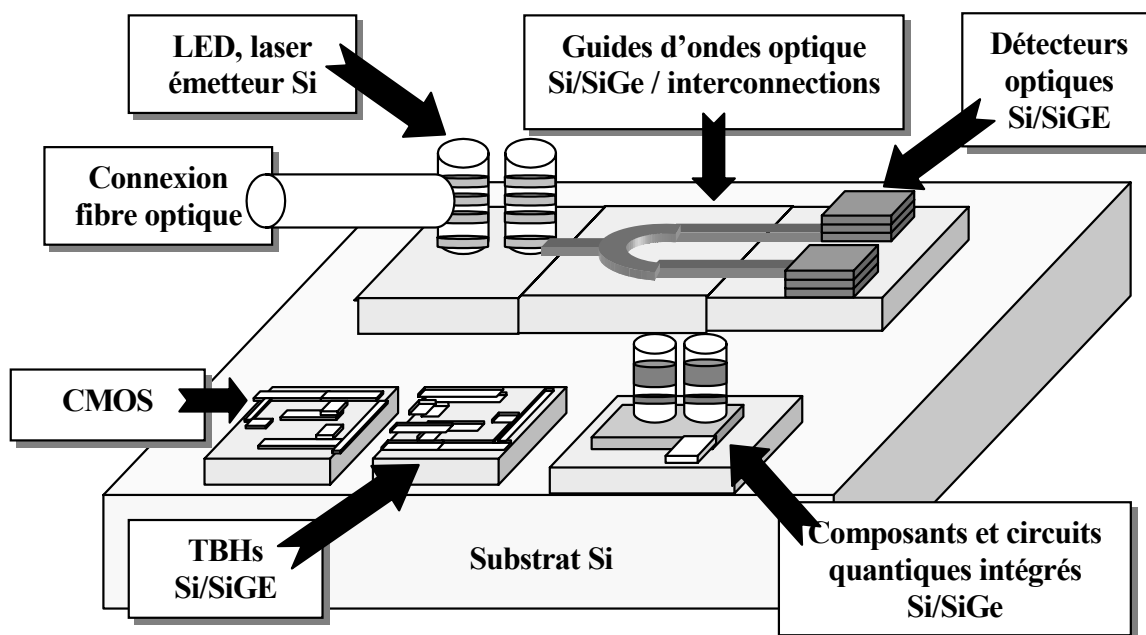


Figure I- 8 : Puce intégrée en Silicium : CMOS, TBH/bipolaire, composant quantique SiGe, détecteurs optiques SiGe, guide d'ondes optiques SiGe et émetteur de lumière, tous sur la même puce [Paul98].

## I.5 Effets limitatifs des TBH SiGe

### I.5.1 Faibles tensions de claquage

Les tensions de claquage représentent les tensions maximales au delà desquelles le fonctionnement du transistor est défectueux. Elles sont en particulier responsables de la limitation de la puissance de sortie et de la linéarité du transistor. Elles concernent la jonction base-émetteur à collecteur ouvert ( $BV_{BE0}$ ), la jonction base-collecteur ( $BV_{CB0}$ ) à émetteur ouvert et la structure globale du transistor c'est à dire émetteur-collecteur ( $BV_{CE0}$ ) à base ouverte. Des valeurs élevées de ces paramètres compromettent en partie les hautes performances des nouvelles filières de TBH SiGe. En effet, des valeurs élevées de  $BV_{BE0}$  ne peuvent être obtenues qu'en optimisant le dopage de l'émetteur. Ensuite, pour obtenir des tensions de  $BV_{CB0}$  relativement élevées, il faut augmenter la largeur du collecteur et réduire son dopage. Ceci contribue à augmenter le temps de transit du transistor et à réduire donc ses performances en puissance. La tension  $BV_{CE0}$  diminue avec le gain en courant du transistor monté en émetteur commun. Il en résulte que pour des applications de puissance un compromis doit être fait entre le gain en courant et la tension  $BV_{CE0}$ . Les tableaux I-4 et I-5 illustrent bien ce dernier compromis.

### I.5.2 Effet Tunnel

Le fort dopage de la base accentue l'effet Tunnel à la jonction base-émetteur. Ce phénomène peut être très important dans les TBH SiGe où la base est généralement fortement dopée.

### I.5.3 Le phénomène d'avalanche (ionisation par impact)

Un champ électrique suffisamment élevé dans la zone de charge d'espace entraîne la création de paires électrons trous par les chocs entre les porteurs et le réseau cristallin. Cela donne naissance à une multiplication du nombre de porteurs et par conséquent un fort courant est généré.

### I.5.4 Instabilité thermique

L'instabilité thermique est un phénomène particulier aux transistors bipolaires [Aide93]. Le fait de travailler à des densités de puissance importantes a pour conséquence

une génération de chaleur qui limite les performances du transistor [Hafi93], [Chen90]. L'effet de l'auto-échauffement aboutit au phénomène d'emballement thermique. En effet, pour un fonctionnement pour des valeurs extrêmes de tensions et de courants, un mécanisme de rétroaction thermo-électrique peut resserrer le courant aux points chauds (« hot spot ») localisés et mène par suite à un second claquage (ou emballement thermique). Ce phénomène conduit à la destruction du composant. Cet effet est synonyme d'augmentation du gain en courant avec la température pour les TBJ [Liou93]. Au contraire, pour les TBH, ce phénomène produit une diminution du gain en courant, elle devient brutale lorsque l'on atteint la zone dite d'emballement thermique. Bien que ce phénomène soit connu essentiellement pour les TBH sur substrat AsGa [Liu93], sa prise en compte pour les TBH SiGe est devenue indispensable dû à l'utilisation de ce dernier dans des applications à haute densité de puissance. Ce phénomène est amplifié aussi par l'introduction des isolations par tranchée profonde dans les nouvelles générations des technologies BiCMOS SiGe qui rend difficile l'évacuation de la chaleur au sein du transistor.

## **I.6 Conclusion**

Dans ce premier chapitre, nous avons montré que des contraintes technologiques ont rendu difficile la réalisation des transistors bipolaires homojonctions à grandes performances statiques ou dynamiques. Des compromis sont à faire : gain en courant élevé, fréquence de transition élevée, résistance de base faible etc.... Une solution pour s'affranchir de ces problèmes consiste à utiliser les TBH SiGe. Ces composants présentent l'avantage, entre autre, d'être compatible avec les technologies sur Silicium. Après avoir donné un aperçu sur les processus de fabrication de ces composants et en particulier de la technologie BiCMOS SiGe, nous avons montré les potentialités de ces composants pour réaliser différentes applications.

Cependant, ces transistors, comme tout composant utilisé dans des applications à forte densité de puissance, présentent des limitations de fonctionnement notamment liées à des problèmes thermiques. En effet, le phénomène de l'auto-échauffement fait varier énormément les caractéristiques électriques du composant. Sa prise en compte dans les modèles électriques est devenue indispensable. La modélisation de cet effet sera l'objet du chapitre suivant.



## **CHAPITRE II : Analyse et modélisation de l'effet de l'auto-échauffement dans les TBH SiGe**



## II.1 Introduction

Le phénomène de l'auto-échauffement qui est défini comme l'élévation de la température de jonction dans un transistor bipolaire due à la dissipation interne de puissance, est devenu de plus en plus considérable dans les composants électroniques, et en particulier dans les TBH SiGe. Ceci est dû essentiellement à leur utilisation dans des applications micro-ondes à forte densité de puissance. De ce fait le comportement électrique de ces composants est fortement influencé par les phénomènes thermiques mis en jeu et l'auto-échauffement des jonctions en présence de courants importants joue un rôle capital dans l'apparition de nouveaux phénomènes. La connaissance de ces phénomènes peut alors se révéler vitale pour le composant. Dès lors, la modélisation de cet effet avec exactitude devient indispensable dans la prédiction des performances des circuits lors de leur conception.

Un modèle électrothermique d'un transistor est la combinaison d'un modèle électrique, contenant un nombre de paramètres dépendant de la température, et un modèle thermique qui relie la température de jonction à la puissance électrique dissipée. La réponse thermique d'un composant est typiquement exprimée par une impédance thermique. Dans le cas le plus simple, cette impédance peut être constituée d'une résistance et d'une capacité mises en parallèle. La représentation en terme de résistance thermique toute seule peut être une description acceptable pour la réponse en régime

statique, mais n'est pas capable de fournir des informations sur son comportement thermique en régime transitoire. En effet, dans plusieurs applications, l'importance du comportement dynamique augmente. Par exemple, dans les recherches pour la conception faible consommation pour les systèmes portables, les composants doivent fonctionner en régime transitoire pour économiser la consommation des batteries [Chri98]. D'une autre part, les technologies microsystemes ont apporté de nouveaux composants où leur opération principale est basée sur la dynamique thermique [Pan90], [Leme94]. Ces considérations montrent le besoin d'un modèle thermique compact qui permet la prédiction précise du comportement thermique en régime transitoire.

L'objectif de ce chapitre est de développer un modèle dynamique complet permettant d'évaluer le phénomène de l'auto-échauffement dans un TBH SiGe avec tranchées d'isolation. Ceci suppose la prise en compte de tous les éléments intervenant dans la propagation du flux de chaleur dans le composant.

Au début de ce chapitre, nous présenterons une étude de l'auto-échauffement basée sur une description physique de cet effet. Nous nous appuierons lors de cette analyse sur des simulations physiques mettant en évidence les origines de ce phénomène. Cette étude préliminaire sera suivie par la présentation des différentes méthodes utilisées pour la résolution du problème thermique dans la littérature. Cela nous mènera à développer un modèle analytique et dynamique adéquat à la structure étudiée selon certaines hypothèses qui seront discutées dans ce chapitre.

## II.2 Description physique

### II.2.1 Etude microscopique

Les concepts de la température et de l'équilibre thermique liés aux solides en cristal sont d'un point de vue microscopique basés sur le mouvement vibratoire des atomes dans le système, ce qui produit une agitation atomique autour des emplacements d'équilibre et par conséquent un dégagement de chaleur. Cette description ne tient pas compte de la corrélation dans les vibrations des atomes voisins, ou du transfert de l'énergie vibratoire à partir d'un emplacement atomique au prochain. Une meilleure description doit considérer les vibrations thermiques résultant d'une superposition progressive de déplacements, qui sont les modes normaux du transfert de l'énergie thermique.



La propagation de cette énergie thermique qui se traduit en chaleur dans un milieu non adiabatique peut se faire selon trois modes différents :

### ***II.2.1.1 Transfert par convection***

C'est la propagation de la chaleur dans les fluides ou entre un fluide et un solide. Elle s'effectue grâce à la proximité moléculaire mais elle s'accompagne de plus d'un mouvement du fluide résultant des différences de masse volumique locales. Si cette différence est naturelle, il s'agit d'une convection naturelle. Si cette différence est créée artificiellement par une pompe ou un ventilateur, il s'agit de convection forcée.

### ***II.2.1.2 Transfert par rayonnement***

La matière émet des ondes électromagnétiques (émission qui se produit en surface pour les solides et les liquides opaques, dans tout le volume pour les gaz ou liquides transparents). Ces ondes dépendent de la température. La propagation de ces ondes peut se faire dans le vide.

### ***II.2.1.3 Transfert par conduction***

C'est la propagation de la chaleur dans les corps à proximité moléculaire c'est à dire dans les solides ou liquides au repos. L'agitation thermique se transmet d'une molécule à l'autre mais le milieu reste indéformable.

Pour le cas des composants électroniques, on ne tient compte généralement que du transfert par conduction alors que nous négligeons les autres.

## **II.2.2 Etude macroscopique**

Macroscopiquement, la propagation du flux de chaleur dans un milieu dépend de la conductivité thermique qui forme le paramètre principal pour calculer la distribution de la température dans une structure. Pour un transistor, le phénomène de variation de la température est expliqué comme suit : pour une variation de courant électrique, la température change et par conséquent les propriétés physiques du semi-conducteur changent car celles-ci sont fortement dépendantes de la température. La relation entre la puissance dissipée et la température mène à des densités de courant plus fortement localisées dans la section la plus chaude du composant (la jonction). La température locale

de la jonction continue à s'élever en raison de la dissipation accrue de puissance, augmentant ainsi continuellement le courant. En conséquence, un emballement thermique provoqué par un mécanisme de rétroaction positif peut apparaître.

### **II.3 Simulation physique électro-thermique**

Il s'agit de comprendre les phénomènes internes aux composants et d'en ressortir un modèle électrique. La modélisation physique permet en effet une investigation beaucoup plus fine. Dans notre étude, nous effectuons des simulations physiques bi-dimensionnelles pour illustrer et investiguer la nature de la dissipation thermique dans les TBH SiGe.

Toutes les simulations sont réalisées avec DESSIS-ISE [ISE98] qui est un simulateur physique électrothermique pour des composants en semi-conducteurs, uni-dimensionnels, bi-dimensionnels, ou tri-dimensionnels. Bien que les simulations bi-dimensionnelles (2D) soient moins utilisées que les simulations tri-dimensionnelles (3D), qui offrent des prédictions plus précises sur la distribution de la température étant donné la dissipation 3D de la chaleur, les simulations 2D restent très utiles pour une étude préliminaire.

Nous étudierons la structure présentée sur la figure II-1. Les tranchées d'isolation en SiO<sub>2</sub> sont prises en compte. Sur la figure II-2, nous montrons le profil de dopage vertical intrinsèque utilisé.

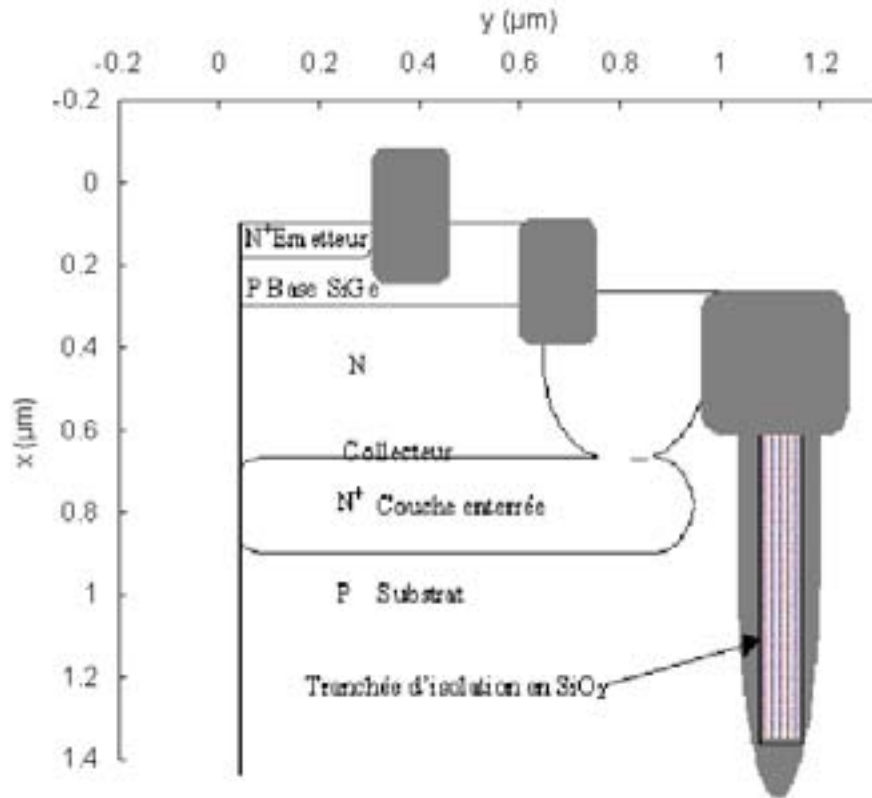


Figure II- 1 : Coupe schématique de la structure du TBH SiGe simulée.

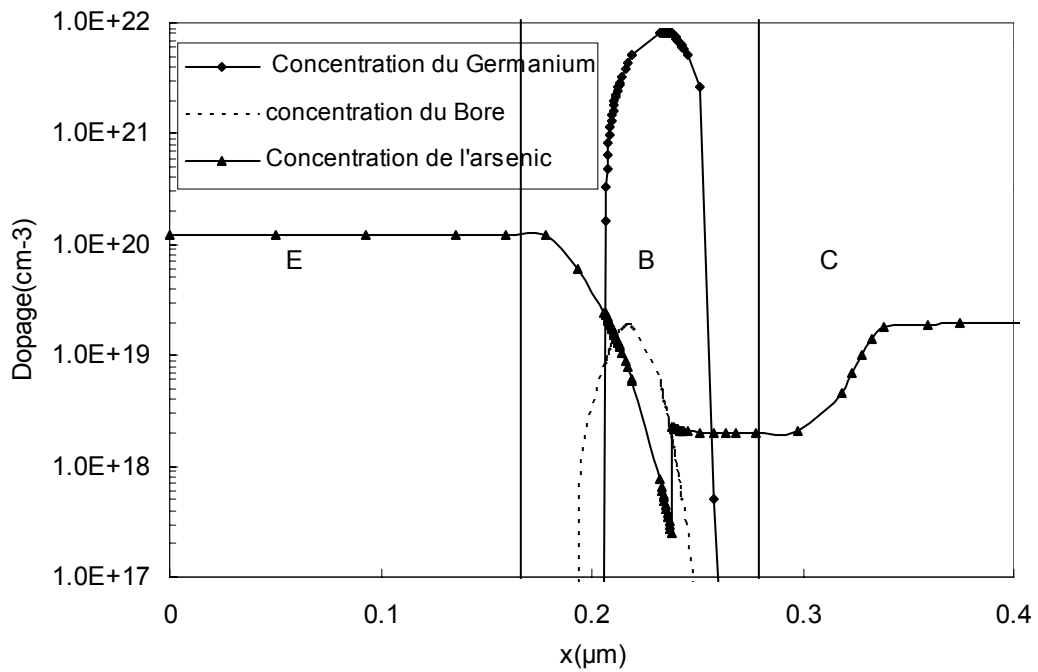


Figure II- 2 : Profil de dopage utilisé pour la structure simulée.

Le modèle non isothermique est défini par l'ensemble des équations de transport, de l'équation de Poisson et de l'équation de chaleur. Généralement, lorsque la distribution de la température dans la structure est non uniforme, un terme supplémentaire apparaît dans les équations de transports qui tient compte du flux de courant dû au gradient de la température. Par conséquent, les densités de courants des électrons et des trous sont modélisées par les équations suivantes [ISE98] :

$$\vec{J}_n = -nq\mu_n(\nabla\Phi_n + P_n\nabla T) \quad \text{Eq II- 1}$$

$$\vec{J}_p = -nq\mu_p(\nabla\Phi_p + P_p\nabla T) \quad \text{Eq II- 2}$$

où  $\mu_n$  et  $\mu_p$  sont les mobilités des électrons et les trous respectivement, et  $\phi_n$  et  $\phi_p$  sont les quasi-potentiels de Fermi des électrons et des trous respectivement,  $P_n$  et  $P_p$  sont les puissances absolues thermoélectriques des électrons et des trous respectivement et  $T$  décrit la température. L'effet de l'auto-échauffement sera pris en compte en couplant les équations de base à l'équation de la chaleur suivante [ISE98] :

$$c\frac{\partial T}{\partial t} - \nabla\lambda\nabla T = -\nabla\left((P_n T + \Phi_n)\vec{J}_n + (P_p T + \Phi_p)\vec{J}_p\right) \quad \text{Eq II- 3}$$

où  $\lambda$  est la conductivité thermique et  $c$  est la capacité calorifique.  $\lambda$  est une fonction de la température suivant la loi empirique donnée par [Glas64] :

$$\lambda(T) = \frac{1}{a + bT + cT^2} \quad \text{Eq II- 4}$$

Dans le cas du silicium,  $a = 0.03$  cmK/W,  $b = 1.56 \times 10^{-3}$  cm/W, et  $c = 1.65 \times 10^{-6}$  cm/WK. La validité de cette loi s'étend entre 200K et 600K. Une représentation graphique de  $\lambda(T)$  pour le Silicium est montrée sur la figure II-3.

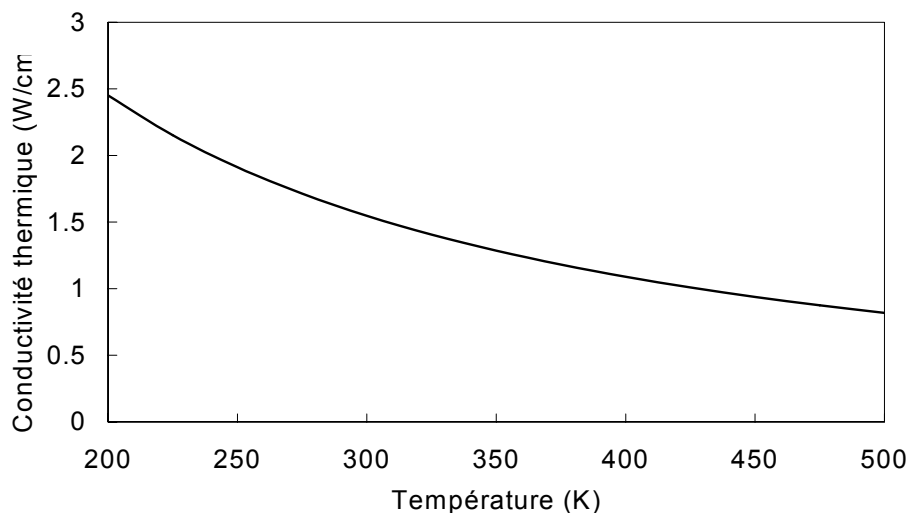


Figure II- 3 : Conductivité thermique du Silicium en fonction de la température.

En effet, pour prendre en compte l'effet de l'auto-échauffement, l'équation de la chaleur (Eq II-3) est résolue simultanément avec les équations de transport (Eq II-1, Eq II-2) en utilisant la méthode numérique de Newton. Un contact thermique supplémentaire est ajouté sur le substrat. Les dissipations thermiques au travers des contacts d'émetteur et de base sont supposées négligeables.

La distribution de la température, simulée en plan bi-dimensionnel pour une polarisation de la structure de 1.5V pour la tension collecteur-émetteur et 0.8V pour la tension base-émetteur, est montrée sur la figure II-4. Les conditions aux limites pour cette simulation sont :

- pas de flux de chaleur en surface,
- pas de flux de chaleur qui traverse les limites verticales (ligne de symétrie du côté gauche et la tranchée profonde du côté droit),
- la diffusion de chaleur à travers le substrat est modélisée par une résistance thermique de valeur  $0.034 \text{ K/Wcm}^2$  au dessous de la structure. La température ambiante est supposée à 300K.

Ces simulations électro-thermiques nous permettent de mieux comprendre l'influence des effets thermiques sur le fonctionnement électrique du dispositif et de connaître la distribution de la température dans la structure.

La figure II-4 montre que la chaleur est concentrée principalement dans la région active à la jonction base-collecteur. Les tranchées d'isolation influent clairement sur la dépendance spatiale de la température. A noter une dissipation plus importante aux alentours des tranchées que dans les tranchées elles mêmes. Ceci est le résultat de la faible conductivité thermique du  $\text{SiO}_2$  causant ainsi une concentration de la chaleur autour des tranchées.

Nous réalisons une coupe orthogonale unidimensionnelle au milieu de la région de l'émetteur tout au long de la structure. Nous situons l'évolution de la température en comparaison avec l'évolution du dopage et de la densité de puissance. Sur la figure II-5, nous présentons la densité de puissance, tandis que la distribution de la température est représentée sur la figure II-6. Sur ces figures les régions actives du TBH sont délimitées par les profils d'accepteurs et de donneurs. Ces résultats montrent clairement que l'élévation de la température est quasiment proportionnelle à la puissance dissipée. Ces figures montrent aussi une grande concentration de chaleur dans la zone de charge d'espace base-collecteur. Ce comportement peut être expliqué par la chute de potentiel entre la base et la couche enterrée faiblement dopée.

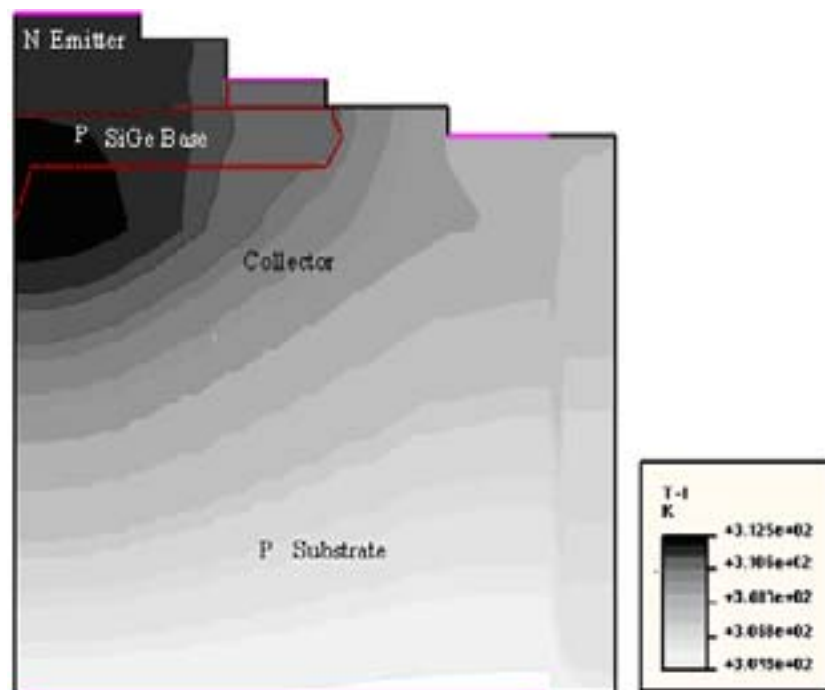


Figure II- 4 : Distribution de la température dans la structure simulée en 2D.

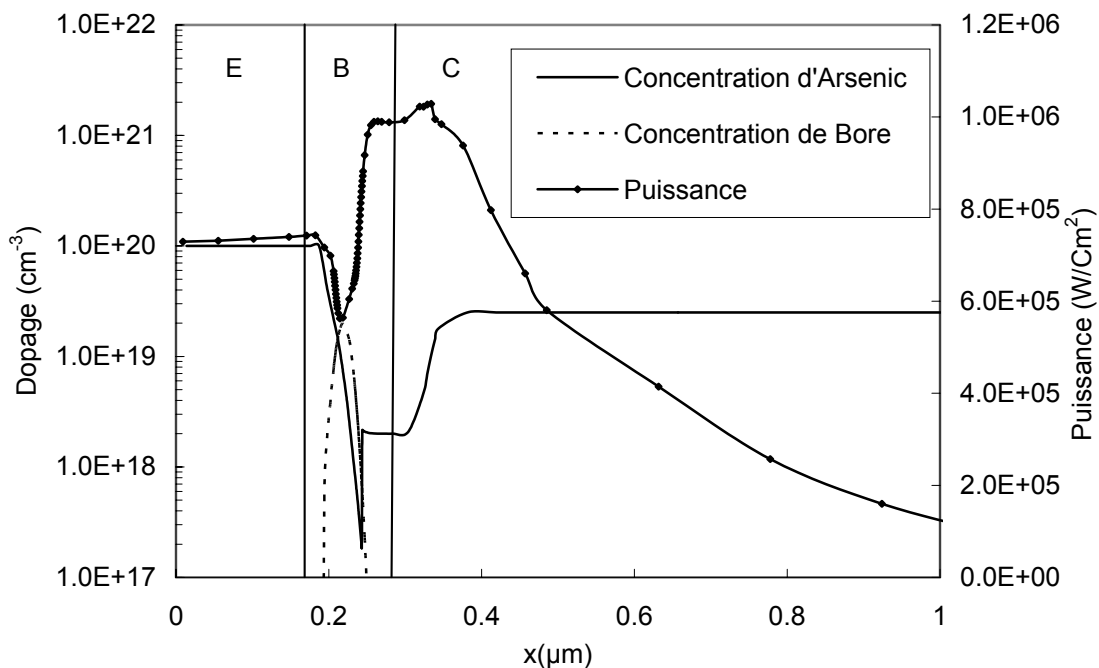


Figure II- 5 : Profil de la densité de puissance de la structure simulée dans la région active du transistor.

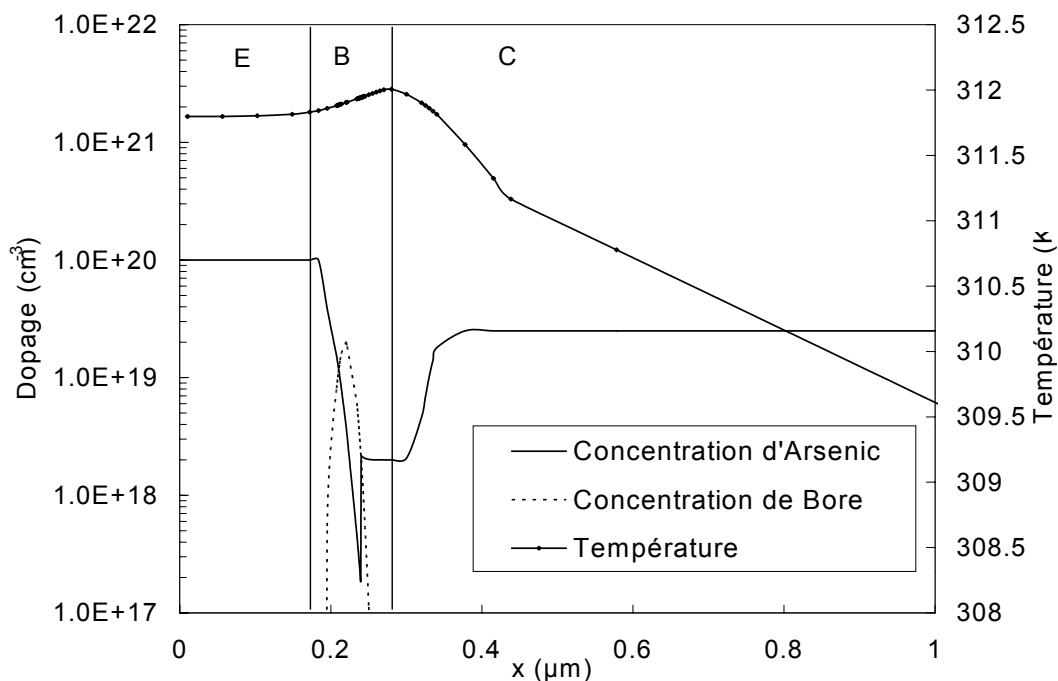


Figure II- 6 : Profil thermique de la structure simulée dans la région active du transistor.

## II.4 Méthodes de modélisation du comportement thermique des composants électroniques

Généralement, la modélisation thermique des composants semi-conducteurs impose une résolution purement numérique comme la méthode des différences finies [Webb93], [Wils94], [Higg93], [ISE98] ou la méthode des éléments finis [Ansy], [Cosm]. Pour ces approches, les valeurs de la température sont résolues aux nœuds distribués à travers les régions du composant (point chaud).

### II.4.1 Méthode des différences finies

La méthode des différences finies est utilisée souvent dans les simulateurs physiques de type ISE [ISE98], simulateur utilisé durant nos études. Cette méthode est basée sur l'affirmation que, entre deux valeurs proches  $x_1$  et  $x_2$  de la variable  $x$ , la valeur de différentielle  $df(x)$  et la variation  $\Delta f(x)$  de la fonction  $f(x)$  vérifient :

$$df(x)_{x=x_1} = \Delta f(x_1) = f(x_2) - f(x_1) \quad \text{Eq II- 5}$$

Les dérivées d'ordre supérieur de  $f$  par rapport à  $x$  s'expriment de la même manière en fonction des valeurs discrètes  $x_i$  aux points distants de  $x$  de  $i$  intervalles.

L'équation généralisée de la chaleur peut alors être exprimée sous forme discrète. Dans la cas d'un flux linéaire de chaleur dans un milieu infiniment étendu selon l'axe  $x$  (espace à une dimension), elle devient :

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = \frac{1}{\lambda} \frac{\partial T}{\partial t} \quad \text{Eq II- 6}$$

Afin de différencier les variations temporelles des variations spatiales de  $T$ , nous notons  $T_n(t)$  la valeur de la température  $T$  à l'instant  $t$  et à l'abscisse  $x_n$  et  $\varepsilon$  la largeur de l'intervalle entre  $x_n$  et  $x_{n+1}$ . Nous obtenons alors :

$$T_{n+1}(t) - 2T_n(t) + T_{n-1}(t) = \frac{\varepsilon^2}{\lambda} \frac{\partial T_n(t)}{\partial t} \quad \text{Eq II- 7}$$

La discrétisation temporelle de l'équation II-6 s'effectue de la même manière que la discrétisation spatiale. Nous considérons un intervalle de temps  $\tau$  entre deux instants



d'échantillonnage. Nous notons ainsi  $T_{n,u}$  la valeur de température à l'abscisse  $n\epsilon$  et à l'instant  $u\tau$ . Nous obtenons :

$$T_{n+1,u}(t) + T_{n-1,u}(t) = \frac{\epsilon^2}{\lambda} T_{n,u+1} + \left(2 - \frac{\epsilon^2}{\lambda}\right) T_{n,u} \quad \text{Eq II- 8}$$

Les valeurs de  $T$  peuvent donc être calculées pour tout point  $(n,u)$  connaissant les conditions initiales (spatiales et temporelles).

#### II.4.2 Méthode des éléments finis

Le principe de cette méthode [Gomi94] est le suivant : pour résoudre une équation  $Ax = b$ , il faut minimiser la quantité  $|Ax - b|^2$ . Pour cela une technique comme celle de Fletcher-Powell appelée aussi gradient conjugué [Pres88], [Golu89] peut être utilisée. Cette méthode nécessite un nombre d'itérations plus important quand le nombre de variables augmente. Typiquement, les solutions avec cette méthode nécessitent jusqu'à cent mille nœuds pour modéliser la température sur une surface de  $1\mu\text{m}^2$  [Daws94]. Ceci rend la consommation en temps de calcul et en espace disque très prohibitif, sans être sûr d'avoir un modèle précis dans le plupart des cas [Marz00].

En général, des prédictions précises peuvent être obtenues seulement par des simulations numériques à un niveau microscopique. Cependant, le temps prohibitif pour implanter et résoudre une structure aussi compliquée en utilisant un simulateur numérique 2D ou 3D est le motif essentiel pour lequel les simulateurs à modèles compacts sont plus utilisés dans la conception des circuits. Cette méthodologie est préférée même si la modélisation compacte de l'auto-échauffement n'est pas à un stade très développé. Par conséquent, le but reste de développer un modèle macroscopique de l'auto-échauffement à fin de l'incorporer à un modèle compact d'un TBH.

## II.5 Modélisation compacte électro-thermique

### II.5.1 L'analogie thermique-électrique

Cette méthode de modélisation permet d'employer les outils d'analyse et de simulation des circuits électriques. Il est alors nécessaire de modéliser le système étudié par un réseau de résistances thermiques et capacités thermiques.

La théorie de la conduction de la chaleur (Fourier) et celle de la conduction électrique (Ohm) se transposent (Tableau II-1). Cette analogie thermo-électrique permet de décrire un système thermique par un réseau électrique et d'utiliser les outils généraux d'analyse de réseau.

Plusieurs auteurs ont utilisé ce type d'analogie pour modéliser le comportement thermique de composants électroniques (diodes, transistors bipolaires et circuits) par un réseau de résistances et de capacités en échelle.

| Conduction thermique                       | Conduction électrique   |
|--|---|
| Température T (K)                          | Tension V (V)   |
| Conductivité thermique $\lambda$ (W/mK)    | Conductibilité électrique $\sigma$ ( $\Omega\text{m}$ ) <sup>-1</sup> |
| Quantité de chaleur Q                      | Quantité d'électricité Q  |
| flux de chaleur P (W/cm <sup>2</sup> )     | Densité de courant J (A/cm <sup>2</sup> )                             |
| Capacité thermique C <sub>TH</sub> (J/K)   | Capacité électrique C (F)   |
| Résistance thermique R <sub>TH</sub> (K/W) | Résistance électrique R ( $\Omega$ )                                  |

Tableau II- 1 : Analogie entre la conduction thermique et la conduction électrique.

### II.5.2 Modèle thermique en $\pi$ du premier ordre

Dans la majorité des modèles des transistors bipolaires incorporés dans les simulateurs commerciaux, à savoir le modèle HICUM [Schr01] MEXTRAM [Kloo96-a], [Kloo96-b], [Graa95] ou VBIC [McAn95], [McAn96], [Najm96], l'élévation de la température de jonction causée par l'auto-échauffement est calculée en utilisant un circuit thermique supplémentaire avec le modèle électrique classique du transistor. Ce circuit consiste en une source de courant (puissance) connectée à une résistance thermique R<sub>TH</sub>(K/W) mise en parallèle avec une capacité thermique C<sub>TH</sub>(sW/K) (figure II-7), donnant une réponse exponentielle du premier ordre :

$$T_{el}(t) = \Delta T \left( 1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \right) \quad \text{Eq II- 9}$$

avec  $\Delta T = P_{diss} R_{TH}$  l'amplitude de l'élévation de la température en régime établi pour une puissance dissipée  $P_{diss}$ , et  $\tau = R_{TH} C_{TH}$  est la constante de temps de la réponse. Dans le domaine fréquentiel, l'impédance thermique correspondante est donnée par :

$$Z_{TH}(p) = \frac{R_{TH}}{1 + pR_{TH}C_{TH}} \quad \text{Eq II- 10}$$

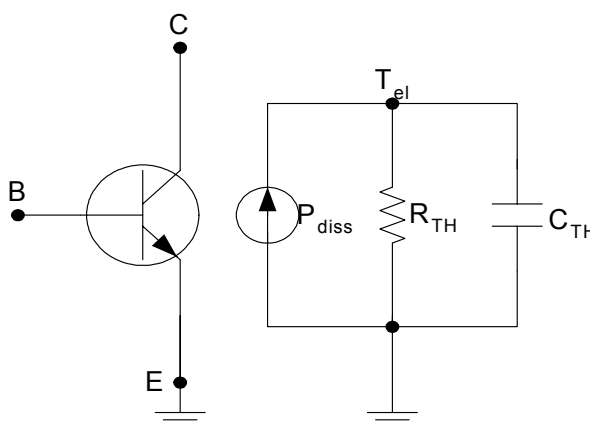


Figure II- 7 : Macromodèle électrothermique pour un transistor bipolaire.

Les grandes limitations de ce modèle ont été montrées dans la littérature [Zwei96] c'est pourquoi d'autres auteurs ont suggéré des modèles d'ordre plus élevé afin d'apporter une plus grande précision [Walk99].

### II.5.3 Modèle thermique en $\pi$ généralisé

En réalité, le modèle présenté dans le paragraphe précédent est la forme réduite du circuit équivalent généralisé [Fair01], appelé aussi modèle thermique en  $\pi$ , représenté figure II-8. En effet, la diffusion de la chaleur dans le milieu est exprimée en superposant un nombre infini de modes. Chaque mode est caractérisé par sa propre fonction et par sa propre constante de temps  $\tau_i$ . De ce fait, la solution exprimant l'élévation de la température est donnée sous la forme suivante :

$$T_{el}(t) = \sum_{i=1}^n \Delta T_i \left( 1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_i}\right) \right) \quad \text{Eq II- 11}$$

où  $\Delta T_i = P_{diss} R_{THi}$  et  $\tau_i = R_{THi} C_{THi}$ .

Il en découle l'impédance thermique suivante :

$$Z_{TH}(p) = \sum_{i=1}^n \frac{R_{THi}}{1 + pR_{THi}C_{THi}} \quad \text{Eq II- 12}$$

Le degré de complexité du modèle et le temps de calcul nécessaire sont donc directement fonctions de la précision cherchée. On note que le nombre de paramètres à déterminer est proportionnel aux nombres de cellules. Un circuit à  $n$  cellules nécessite  $2n$  paramètres.

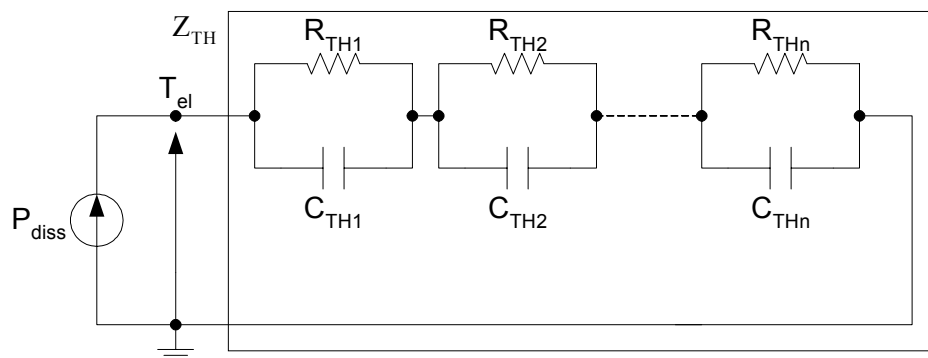


Figure II- 8 : Modèle thermique en  $\pi$  généralisé.

C'est pourquoi le modèle exponentiel d'ordre 1 est toujours le plus utilisé dans les simulateurs de circuit étant donné le fait que seuls deux paramètres doivent être déterminés. Toutefois, le manque de précision de ce modèle et celui de double exponentielle est confirmée dans la littérature. La figure II-9 montre une comparaison, faite par D. J. Walkey et al. dans [Walk99], entre ces modèles tronqués et des mesures réalisées sur des TBH SiGe avec puits d'isolation issus d'une technologie d'IBM [Hara95-2]. Nous remarquons une faible précision pour le modèle exponentiel du premier ordre. Le modèle exponentiel du deuxième ordre semble avoir une meilleure précision, mais nécessite la détermination de quatre paramètres qui n'ont pas d'interprétation physique.

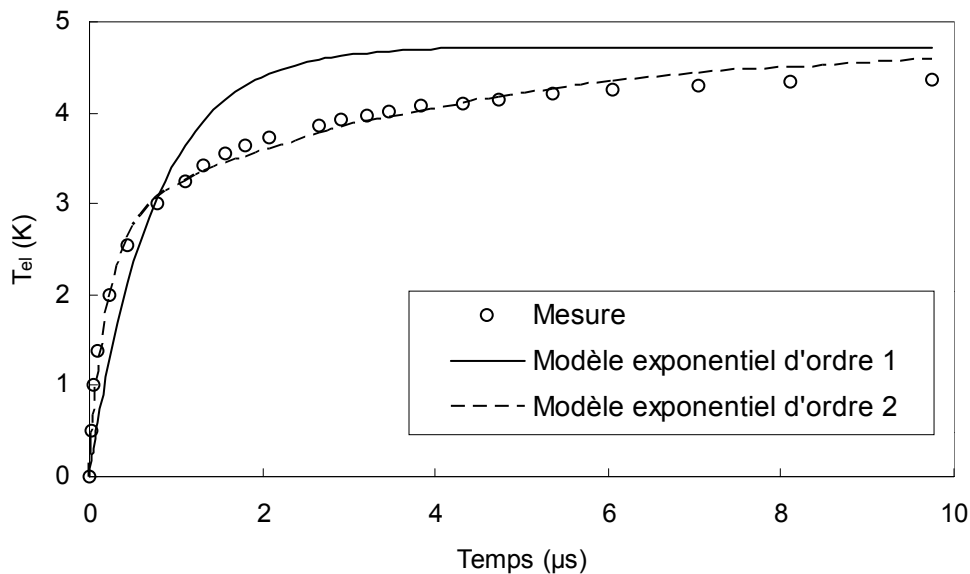


Figure II- 9 : Elévation de la température de jonction : comparaison entre les modèles exponentiels du premier et du second ordre et des mesures sur des TBH SiGe à  $W \times L = 0.5 \times 10 \mu m^2$  [Walk99].

En conclusion, ce type de modèle en échelle présente l'avantage principal de permettre une description analytique simple d'un système. Par contre, il présente plusieurs limites :

- C'est un modèle basé sur une étude comportementale des chemins que l'énergie peut employer pour être transmise de la source vers le milieu ambiant. Il est donc éloigné de la structure réelle du composant. De ce fait, les valeurs numériques des différents paramètres qui le constituent sont difficilement accessibles et interprétables.
- Le modèle décrit seulement explicitement la température de jonction et la température ambiante. Les nœuds intermédiaires sont fictifs et ne reflètent pas les températures dans les différentes couches du composant. Cependant, il n'existe pas d'information sur la température dans chaque couche du composant.
- L'obtention de modèles d'ordre élevé pour plus de précision au prix d'une complexité croissante du modèle et donc d'une augmentation du nombre de paramètres à déterminer reste encore un lourd travail à faire. L'augmentation du nombre de nœuds du modèle engendre aussi un temps de simulation très important.

## II.6 Analyse analytique thermique

Une solution analytique complète du problème thermique permet de décrire correctement le comportement thermique du composant [Rina00]. Toutefois, la résolution analytique de l'équation de la chaleur généralisée demeure un travail compliqué, d'autant plus que le problème est non linéaire, des simplifications s'imposent.

Dans la suite de ce chapitre nous allons nous intéresser à la modélisation thermique des TBH SiGe avec puits d'isolation. Un compromis concerne l'adoption d'une solution entière du problème électro-thermique, comme dans le cas des simulateurs physiques, ou une solution indépendante du problème thermique. Le couplage entre le flux de chaleur et le transport des charges est important surtout pour les hautes densités de puissance, néanmoins, cela n'a pas un grand impact sur l'impédance thermique effective qui est typiquement dominée par les régions extrinsèques en dehors de la région active. D'autant plus qu'une solution auto-consistante des problèmes thermiques et électriques augmente substantiellement la complexité du modèle. De ce fait, notre approche pour la modélisation de l'effet de l'auto-échauffement dans les TBH SiGe repose sur la résolution analytique de l'équation généralisée de la conduction de la chaleur, [Mnif04-1]. A partir de cette solution, nous pouvons passer à l'analogie électrique. Cela permet l'intégration du modèle avec un modèle compact tout en gardant le sens physique des paramètres qui composent le modèle.

### II.6.1 Développement d'un modèle bi-dimensionnel axisymétrique

#### II.6.1.1 Formulation théorique du problème

Dans notre approche pour modéliser le phénomène de l'auto-échauffement dans les TBH SiGe avec puits d'isolation, nous allons utiliser la méthode basée sur la résolution analytique de l'équation de la chaleur généralisée. Nous rappelons tout d'abord l'équation régissant les phénomènes de transfert d'énergie calorifique et de diffusion de la chaleur en régime permanent et en régime variable dans le cas général. Considérons un volume de matériau quelconque, homogène et ne contenant pas de source de chaleur interne. Son comportement thermique est régi par l'équation de Poisson d'ailleurs applicable à tous les phénomènes de diffusion, donnée en coordonnées cartésienne par [Godo73], [Sout70], [Saca82] :

$$c\rho\Delta T = \nabla(\lambda(T)\nabla T) \quad \text{Eq II- 13}$$

Dans cette équation,  $T$  décrit la température,  $c$  la chaleur spécifique du matériau donnée en  $\text{J/Kg}^\circ\text{C}$ ,  $\rho$  sa masse spécifique exprimée en  $\text{Kg/m}^3$ , et  $\lambda(T)$  désigne sa conductivité thermique spécifique, elle est exprimée en  $\text{W/m}^\circ\text{C}$ . Pour la plupart des matériaux, la conductivité thermique est une fonction non linéaire de la température, ce qui complique considérablement le problème. En général, il ne peut être résolu, même pour des géométries très simples, qu'en faisant appel à des techniques de calculs numériques. Dès lors, des simplifications et des approximations sont indispensables pour procéder à la résolution analytique du problème.

#### **II.6.1.1.1 Hypothèses et approximations**

##### **(a) Présentation schématique du problème**

Nous représentons schématiquement notre transistor par un volume parallélépipédique (figure II-10). Les quatre faces latérales ainsi que la face supérieure sont considérées adiabatiques ou aucun échange de chaleur avec le milieu extérieur ne se produit. Cette hypothèse est raisonnable grâce aux tranchées d'isolations autour de la structure qui sont formées par le  $\text{SiO}_2$ , un très mauvais conducteur de chaleur. Pour la face inférieure, Walkey et al. [Walk98] [Walk00] ont approuvé, dans le cas d'une telle structure, que la température est uniforme de sorte qu'une valeur constante  $T_\infty$  peut être supposée.

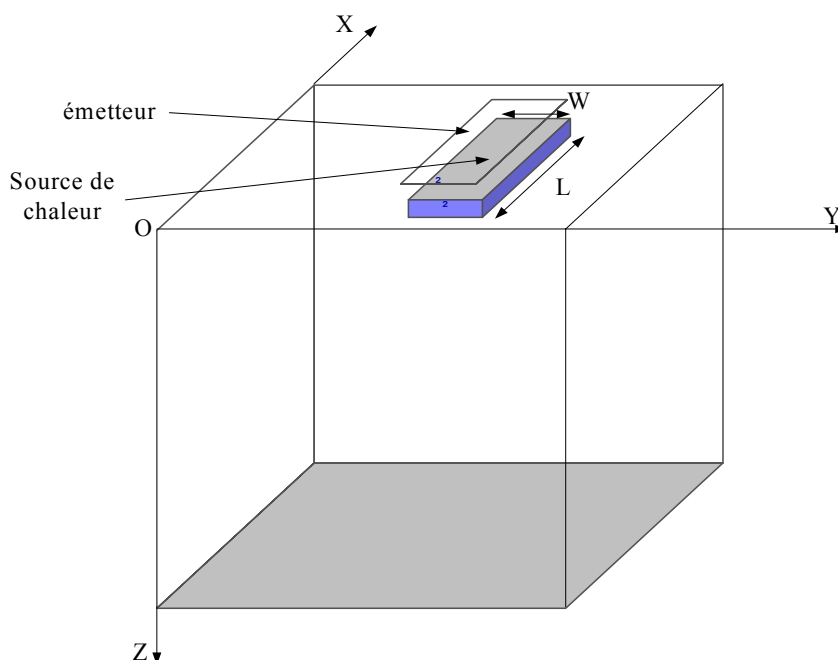


Figure II- 10 : Représentation schématique d'un modèle parallélépipédique pour une structure avec tranchées d'isolation.

### (b) Conductivité thermique constante

Le problème majeur que l'on rencontre en introduisant la non linéarité de la conductivité thermique dans l'équation différentielle est que cette dernière ne peut plus être résolue analytiquement. Dans [Maur95], une technique permettant de poursuivre le développement de la solution en linéarisant la variation de conductivité thermique dans la plage de températures considérée est présentée. Il s'est rendu compte que l'utilisation de cette approche conduit à des calculs considérablement alourdis et que la solution testée s'avère inapplicable dans le contexte de la simulation de circuits à cause du temps de calcul qu'elle nécessite. D'autre part, la variation de la conductivité thermique dans la plage de température considérée ([300-330] dans le cas des TBH SiGe) ne dépasse pas 0.15 W/cmK (figure II-3) ce qui est relativement faible.

En tenant compte de ces remarques, il nous a paru intéressant de supposer, dans la gamme de température due à l'auto-échauffement du composant, que la conductivité thermique est constante. Cette hypothèse est reprise dans beaucoup de travaux dans la littérature [Myco67], [Holl], [Yach94]. Cela nous permet de transformer l'équation de chaleur en :



$$\Delta T = \frac{c\rho}{\lambda} \frac{\partial T}{\partial t} \quad \text{Eq II- 14}$$

### **(c) Source de chaleur**

Le flux de chaleur induit par la dissipation de puissance constitue le terme source dans la résolution du problème thermique. Nous avons par hypothèse localisé la puissance dissipée au niveau de la jonction base-émetteur (figure II-6), zone active du transistor bipolaire. La semelle collecteur de faible résistivité étant soumise à une chute de potentiel quasiment nulle, la puissance qui y est générée est négligeable devant celle générée dans la zone active. Nous avons considéré que cette source est localisée à la surface de la puce en estimant que l'épaisseur de la zone d'émetteur est négligeable devant l'épaisseur de la totalité de la structure (l'ordre de 1/500). Cette hypothèse est largement utilisée dans la littérature [Blac75], [Gao89], [Jova91], [Liu93].

### **(d) Gradient de température**

Nous analyserons dans ce paragraphe l'évolution du gradient de température dans la structure représentée par la figure II-10. Nous étudierons les variations les plus significatives selon les trois directions de l'espace : (OX), (OY) et (OZ).

Le gradient de température selon l'axe (OZ) caractérise la propagation verticale du flux de chaleur à travers la structure. L'épaisseur de la puce non négligeable devant ses dimensions longitudinales oblige la prise en compte de ce gradient vertical de température.

Selon les axes (OX) et (OY), la densité surfacique de courant dans la zone active au niveau de la jonction base-émetteur est considérée en première approximation uniforme. Ceci permet de négliger le gradient de température sur la surface de cette zone quelles que soient les conditions d'injection et la puissance dissipée. Cette hypothèse serait totalement exacte si la zone d'émetteur s'étalait sur toute la surface de la structure. En deuxième approximation, nous allons considérer qu'il n'y a pas de dépendance en  $\theta$  qui en découle une structure symétrique. Par conséquent nous considérons que la zone active a une forme de disque. Cette dernière approximation serait d'autant plus justifiée que les dimensions de la longueur et de la largeur de la fenêtre d'émetteur auraient un rapport de forme proche de l'unité. La source de chaleur est désormais modélisée par un disque de rayon  $r_0$  ayant comme valeur :

$$r_0 = \sqrt{\frac{WL}{\pi}} \quad \text{Eq II- 15}$$

où W et L sont respectivement la largeur et la longueur de la fenêtre de l'émetteur.

**(e) Modèle bi-dimensionnel axisymétrique**

En prenant en compte les remarques précédentes sur les différents gradients de température ainsi que les conclusions concernant le profil et la localisation de la source de chaleur, nous avons choisi de développer la solution analytiquement selon une géométrie bi-dimensionnelle axisymétrique compatible avec les coordonnées cylindriques. La nouvelle représentation schématique du système dans le plan cylindrique est montrée sur la figure II-11. La température dépend uniquement de r et de z. L'équation de la chaleur est réécrite ainsi en utilisant les coordonnées cylindriques :

$$\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = \frac{1}{a} \frac{\partial T}{\partial t} \quad \text{Eq II- 16}$$

Dans cette équation, a remplace le terme  $\lambda/c\rho$  et définit la diffusivité thermique exprimée en  $\text{m}^2/\text{s}$ .

A partir de ces hypothèses, nous pouvons dégager les valeurs de la température en tout point de la frontière du domaine. Egalement, nous connaissons la source de chaleur appliquée donnée par la puissance dissipée dans le composant. Ces informations constituent les conditions aux limites nécessaires pour la résolution du problème.

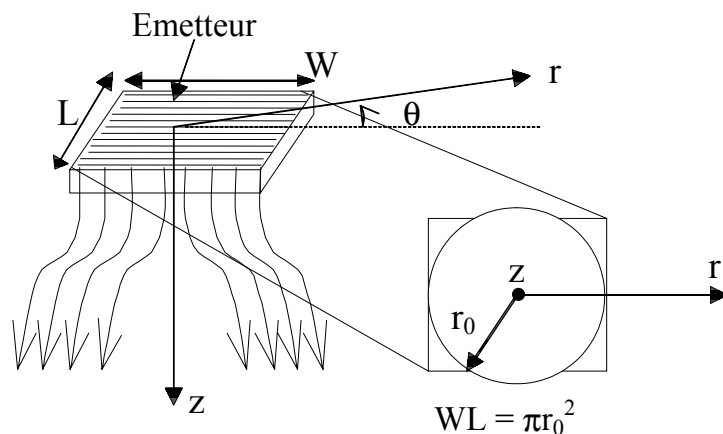


Figure II- 11 : Structure du TBH illustrant la surface à travers laquelle la chaleur générée est dissipée : représentation en coordonnées cylindriques.

**II.6.1.1.2 Conditions aux limites**

L'ensemble des conditions aux limites peut être formulé mathématiquement par les équations suivantes :

1. De la symétrie découle directement que la température dans le plan  $r-\theta$  est maximale pour  $r = 0$ , par conséquent la dérivée de la température suivant  $r$  sera nulle,

$$\frac{\partial T}{\partial r} = 0 \text{ pour } r = 0 \quad \text{Eq II- 17}$$

2. Pour le cas spécial d'une source de chaleur idéale, nous imposons la condition aux limites de Dirichlet,

$$T = T_{\infty} \text{ pour } z \rightarrow \infty \text{ et } r \rightarrow \infty \quad \text{Eq II- 18}$$

3. Nous supposons un flux de chaleur uniforme appliquée sur la face définie par  $z = 0$  et sur le disque  $0 < r < r_0$ . Cette grandeur est proportionnelle au gradient vertical de température à la surface de la puce et à la conductivité thermique :

$$-\lambda \frac{\partial T}{\partial z} = q(r,t) \text{ pour } z = 0 \text{ et } 0 < r < r_0 \quad \text{Eq II- 19}$$

$q(r,t)$  représente la densité de flux de chaleur et est donnée en  $\text{W/m}^2$  (elle exprime la densité de puissance dissipée). Notons que le signe (-) traduit l'écoulement du flux vers les températures décroissantes.

4. Nous supposons qu'il n'y a pas de flux de chaleur à la surface, en dehors de la région active,

$$-\lambda \frac{\partial T}{\partial z} = 0 \text{ pour } z = 0 \text{ et } r > r_0 \quad \text{Eq II- 20}$$

**II.6.1.1.3 Condition initiale**

Cette condition est nécessaire pour étudier le régime thermique transitoire, nous supposons qu'à l'instant  $t = 0$ ,  $T = T_{\infty}$  partout dans la structure ( $T_{\infty}$  : température ambiante).

Ainsi la formulation mathématique du problème est faite, nous procédons à sa résolution.

### II.6.1.2 Résolution analytique du problème

L'auto-échauffement se manifeste par une élévation de la température de jonction, cette élévation sera notée par  $T_{el} = T - T_{\infty}$ .

Dans notre approche, nous calculons l'impédance thermique  $Z_{TH}(t)$  qui correspond à la réponse transitoire. Etant donné que l'impédance thermique transitoire caractérise entièrement les propriétés thermiques du composant, elle peut être utilisée pour générer la courbe de la température de jonction en fonction du temps pour une valeur donnée de la puissance dissipée  $P_{diss}$  selon la relation suivante :

$$T_{el}(t) = P_{diss} Z_{TH}(t) \quad \text{Eq II- 21}$$

Nous reprenons l'équation Eq II-16, dans laquelle nous remplaçons la variable  $T$  par la variable décrivant l'élévation de la température  $T_{el}(t)$  :

$$\frac{\partial^2 T_{el}(t)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T_{el}(t)}{\partial r} + \frac{\partial^2 T_{el}(t)}{\partial z^2} = \frac{1}{a} \frac{\partial T_{el}(t)}{\partial t} \quad \text{Eq II- 22}$$

#### II.6.1.2.1 Solution dans le domaine fréquentiel

La première étape consiste à transformer cette expression dans le domaine de Laplace. Nous appliquons la transformée de Laplace sur  $T_{el}(t)$  :

$$L\langle T_{el}(r, z, t) \rangle = \theta_{el}(r, z, p) = \int_0^{\infty} T_{el}(r, z, t) \exp(-pt) dt \quad \text{Eq II- 23}$$

où  $p$  désigne la variable de Laplace.

Et par suite l'équation Eq II-22 est transformée en :

$$\frac{p}{a} \theta_{el}(r, z, p) - T_{el}(r, z, t=0) - \frac{\partial^2 \theta_{el}(r, z, p)}{\partial r^2} - \frac{1}{r} \frac{\partial \theta_{el}(r, z, p)}{\partial r} - \frac{\partial^2 \theta_{el}(r, z, p)}{\partial z^2} = 0 \quad \text{Eq II- 24}$$

avec  $T_{el}(r, z, t=0) = 0$  d'après la condition initiale dans la section (II.6.1.1.3), et  $\frac{\partial \theta_{el}(r, z, p)}{\partial r} = 0$  pour  $r=0$  d'après la condition aux limites (1) dans la section (II.6.1.1.2).

La transformée de Hankel est bien adaptée pour résoudre ce type de système d'équation différentielle du fait de la symétrie cylindrique [Abra70]. Cette transformée

permet la réduction du système en une seule variable d'espace le long de l'axe de symétrie. La transformée de Hankel d'ordre zéro de la fonction  $\theta_{el}(r,z,p)$  symétrique autour de l'axe  $z$  est définie par :

$$H_0(\theta_{el}(r,z,p)) = \hat{\theta}_{el}(\gamma,z,p) = \int_0^{\infty} \theta_{el}(r,z,p) J_0(\gamma r) r dr \quad \text{Eq II- 25}$$

où  $\gamma$  est la variable de Hankel et  $J_0$  est la fonction de Bessel d'ordre zéro.

Une transformée de Hankel d'ordre zéro sur la composante radiale est appliquée sur Eq II-24 :

$$\frac{p}{a} H_0(\theta_{el}(r,z,p)) - H_0\left(\frac{1}{r} \frac{\partial \theta_{el}(r,z,p)}{\partial r}\right) - H_0\left(\frac{\partial^2 \theta_{el}(r,z,p)}{\partial z^2}\right) = 0 \quad \text{Eq II- 26}$$

En introduisant la propriété de Hankel suivante :

$$H_0\left(\frac{\partial^2 \theta_{el}(r,z,p)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \theta_{el}(r,z,p)}{\partial r}\right) = -\gamma^2 H_0(\theta_{el}(r,z,p)) \quad \text{Eq II- 27}$$

et pour  $\frac{\partial \theta_{el}(r,z,p)}{\partial r} = 0$  à  $r = 0$  (première condition aux limites), Eq II-26 devient :

$$\frac{\partial^2 \hat{\theta}_{el}(\gamma,z,p)}{\partial z^2} - \frac{p}{a} \hat{\theta}_{el}(\gamma,z,p) - \gamma^2 \hat{\theta}_{el}(\gamma,z,p) = 0 \quad \text{Eq II- 28}$$

pour obtenir l'équation linéaire suivante :

$$\frac{\partial^2 \hat{\theta}_{el}(\gamma,z,p)}{\partial z^2} - \delta^2 \hat{\theta}_{el}(\gamma,z,p) = 0 \quad \text{Eq II- 29}$$

où

$$\delta = \left(\frac{p}{a} + \gamma^2\right)^{\frac{1}{2}} \quad \text{Eq II- 30}$$

La solution de l'équation Eq II-29 a la forme suivante :

$$\hat{\theta}_{el}(\gamma,z,p) = A \exp(\delta z) + B \exp(-\delta z) \quad \text{Eq II- 31}$$

où  $A$  est une constante dont la valeur est déduite en appliquant la condition aux limites numéro 2 dans la section (II.6.1.1.2) ( $T_{el} = 0$  pour  $z \rightarrow \infty$ ), ce qui donne  $A = 0$ , et  $B$  une constante dont nous allons calculer la valeur. Pour cela nous commençons par réécrire l'équation Eq II-31 qui devient après simplification :

$$\hat{\theta}_{el}(\gamma, z, p) = B \exp(-\delta z) \quad \text{Eq II- 32}$$

Nous appliquons à Eq II-32 la dérivée suivant la variable  $z$  :

$$\frac{\partial \hat{\theta}_{el}(\gamma, z, p)}{\partial z} = -\delta B \exp(-\delta z) \quad \text{Eq II- 33}$$

D'autre part, en appliquant la double transformée de Laplace et de Hankel respectivement selon  $r$  et  $t$  sur l'équation Eq II-19 donnée par la condition aux limites numéro 3 dans la section (II.6.1.1.2) ( $-\lambda \frac{\partial T}{\partial z} = q(r, t)$  pour  $z=0$  et  $0 < r < r_0$ ), nous obtenons :

→ Transformée de Laplace :

$$-\lambda \frac{\partial \theta_{el}(r, z=0, p)}{\partial z} = \tilde{q}(r, p) \quad \text{Eq II- 34}$$

où  $\tilde{q}(r, p)$  est la transformée de Laplace de  $q(r, t)$  donnée par :

$$\tilde{q}(r, p) = \int_0^{\infty} q(r, t) \exp(-pt) dt \quad \text{Eq II- 35}$$

→ Transformée de Hankel :

$$-\lambda \frac{\partial \hat{\theta}_{el}(\gamma, z=0, p)}{\partial z} = \hat{q}(\gamma, p) \quad \text{Eq II- 36}$$

avec  $\hat{q}(\gamma, p)$  est la double transformée de Laplace et de Hankel respectivement selon  $r$  et  $t$  :

$$\hat{q}(\gamma, p) = \int_{r=0}^{r_0} \tilde{q}(r, p) J_0(\gamma r) r dr \quad \text{Eq II- 37}$$

Dans cette dernière équation l'intégrale  $\int_0^{\infty}$  est limitée en  $\int_0^{r_0}$  grâce à la condition aux limites numéro 4 dans la section (II.6.1.1.2) qui suppose qu'il n'y a pas de flux de chaleur en dehors de la région active.

En comparant Eq II-36 avec Eq II-33 quand  $z = 0$ , nous obtenons l'expression de  $B$  :

$$B = \frac{1}{\lambda \delta} \hat{q}(\gamma, p) \quad \text{Eq II- 38}$$

Finalement la solution de la variation de la température sera donnée par :

$$\hat{\theta}_{el}(\gamma, z, p) = \frac{\hat{q}(\gamma, p)}{\lambda \delta} \exp(-\delta z) \quad \text{Eq II- 39}$$

La variation de la température dans le domaine de Laplace est obtenue en appliquant la transformée de Hankel inverse sur l'équation Eq II-39 :

$$\theta_{el}(r, z, p) = \int_0^{\infty} \frac{\hat{q}(\gamma, p)}{\lambda \delta} \exp(-\delta z) J_0(\gamma r) \gamma d\gamma \quad \text{Eq II- 40}$$

En introduisant la valeur moyenne de l'élévation de la température dans le domaine de Laplace  $\theta_{el}(r, z, \gamma)$  sur toute la surface du disque (dans le plan  $z = 0$ ), nous obtenons :

$$\begin{aligned} \bar{\theta}_{el}(z = 0, p) &= \frac{1}{\pi r_0^2} \int_0^{2\pi} \int_0^{r_0} \theta_{el}(r, z = 0, p) r dr d\theta \\ &= \frac{2}{r_0^2} \int_0^{r_0} \theta_{el}(r, z = 0, p) r dr \end{aligned} \quad \text{Eq II- 41}$$

En introduisant Eq II-40, nous obtenons :

$$\begin{aligned} \bar{\theta}_{el}(z = 0, p) &= \frac{2}{r_0^2} \int_0^{r_0} \int_0^{\infty} \frac{\hat{q}(\gamma, p)}{\lambda \delta} J_0(\gamma r) \gamma d\gamma r dr \\ &= \frac{2}{\lambda r_0^2} \int_0^{\infty} \left[ \int_0^{r_0} J_0(\gamma r) r dr \right] \hat{q}(\gamma, p) \frac{\gamma}{\delta} d\gamma \end{aligned} \quad \text{Eq II- 42}$$

L'intégration sur la surface du disque donne :

$$\bar{\theta}_{el}(z = 0, p) = \frac{2}{\lambda r_0^2} \int_0^{\infty} \hat{q}(\gamma, p) r_0 \frac{J_1(\gamma r_0)}{\delta} d\gamma \quad \text{Eq II- 43}$$

Dans Eq II-43,  $\hat{q}(\gamma, p)$  se transforme en se référant à Eq II-37 et en supposant que  $\tilde{q}(r, p)$  est uniforme sur tout le disque en :

$$\hat{q}(\gamma, p) = \tilde{q}_0(p) \int_{r=0}^{r_0} J_0(\gamma r) r dr \quad \text{Eq II- 44}$$

En utilisant la propriété sur les fonctions de Bessel :  $\int_{r=0}^{r_0} J_0(\gamma r) r dr = \frac{J_1(\gamma r_0)}{\gamma}$  [Abra70], avec  $J_1$  est la fonction de Bessel d'ordre 1, nous obtenons :

$$\hat{q}(\gamma, p) = \tilde{q}_0(p) r_0 \frac{J_1(\gamma r_0)}{\gamma} \quad \text{Eq II- 45}$$

Nous substituons alors  $\hat{q}(\gamma, p)$  dans Eq II-43 pour obtenir :

$$\bar{\theta}_{el}(p) = \frac{2}{\lambda r_0^2} \int_0^\infty \tilde{q}_0(p) r_0^2 \frac{J_1^2(\gamma r_0)}{\gamma \delta} d\gamma \quad \text{Eq II- 46}$$

D'autre part, la valeur moyenne de la totalité de la puissance thermique pour  $z = 0$  est donnée, en utilisant la condition aux limites numéro 4 dans la section (II.6.1.1.2) qui postule qu'il n'y pas de flux de chaleur en dehors du disque (intégration limitée à  $r_0$ ), par :

$$\bar{\Phi}(z = 0, p) = \int_0^{2\pi} \int_0^{r_0} \tilde{q}(r, z = 0, p) r dr d\theta = \pi r_0^2 \tilde{q}_0(p) \quad \text{Eq II- 47}$$

L'impédance thermique sera donnée en utilisant les équations Eq II-46 et Eq II-47 :

$$\begin{aligned} Z_{TH}(p) &= \frac{\bar{\theta}_{el}(p)}{\bar{\Phi}(p)} = \frac{\frac{2}{\lambda r_0^2} \int_0^\infty \tilde{q}_0(p) r_0^2 \frac{J_1^2(\gamma r_0)}{\gamma \delta} d\gamma}{\pi r_0^2 \tilde{q}_0(p)} \\ &= \frac{2}{\lambda \pi r_0^2} \int_0^\infty \frac{J_1^2(\gamma r_0)}{\gamma \delta} d\gamma \end{aligned} \quad \text{Eq II- 48}$$

En introduisant le changement de variable suivant :  $\varepsilon = \gamma r_0$  et en remplaçant  $\delta$  par son expression donnée par Eq II-30, l'expression de l'impédance thermique devient :

$$Z_{TH}(p) = \frac{2}{\pi r_0 \lambda} \int_0^\infty \frac{J_1^2(\varepsilon)}{\varepsilon \sqrt{\varepsilon^2 + \frac{p r_0^2}{a}}} d\varepsilon \quad \text{Eq II- 49}$$

Nous distinguons deux expressions différentes de  $Z_{TH}(p)$  selon le régime de fonctionnement :

#### (a) Régime statique

C'est la solution correspondante au régime permanent ( $t \rightarrow \infty$ ), c'est à dire pour  $p \rightarrow 0$ , en utilisant le résultat suivant :

$$\int_0^\infty \frac{J_1^2(\varepsilon)}{\varepsilon^2} d\varepsilon = \frac{4}{3\pi} \quad \text{Eq II- 50}$$

Nous obtenons :

$$Z_{TH}(p) \rightarrow \frac{8}{3\pi^2 \lambda r_0} = R_{TH} [K/W] \quad \text{Eq II- 51}$$



où  $R_{TH}$  représente la résistance thermique.

**(b) Régime dynamique**

C'est la solution correspondante au régime transitoire ( $t \rightarrow 0$ ), c'est à dire pour  $p \rightarrow \infty$ , en utilisant le résultat suivant :

$$\int_0^{\infty} \frac{J_1^2(\varepsilon)}{\varepsilon} d\varepsilon = \frac{1}{2} \quad \text{Eq II- 52}$$

Nous obtenons :

$$Z_{TH}(p) \rightarrow \frac{1}{\sqrt{\lambda \rho c} (\sqrt{p} \cdot \pi r_0^2)} = Z_{trans} \quad \text{Eq II- 53}$$

Cette expression de l'impédance thermique peut s'écrire en introduisant l'équation Eq II-51 :

$$Z_{TH}(p) \rightarrow \sqrt{\frac{R_{TH}}{C_{TH} p}} \quad \text{Eq II- 54}$$

avec 
$$C_{TH} = \frac{8}{3} \rho c r_0^3 [J / K] \quad \text{Eq II- 55}$$

$C_{TH}$  représente la capacité thermique équivalente.

**(c) Solution fréquentielle générale**

De l'analyse faite ci-dessus découle le circuit électrique équivalent représenté sur la figure II-12, dans lequel les deux représentations (pour les régimes statique et transitoire) sont mises en parallèles. Par conséquent, l'impédance thermique du transistor généralisée est modélisée dans le domaine fréquentiel par :

$$Z_{TH}(p) \approx \frac{1}{\frac{1}{Z_{trans}} + \frac{1}{R_{TH}}} = \frac{R_{TH}}{\left(1 + \sqrt{R_{TH} C_{TH}} \sqrt{p}\right)} \quad \text{Eq II- 56}$$

Remarque : nous remarquons que l'expression de l'impédance thermique est caractérisée par un comportement en  $\frac{1}{\sqrt{p}}$ . Il s'agit donc d'un modèle d'ordre non entier.

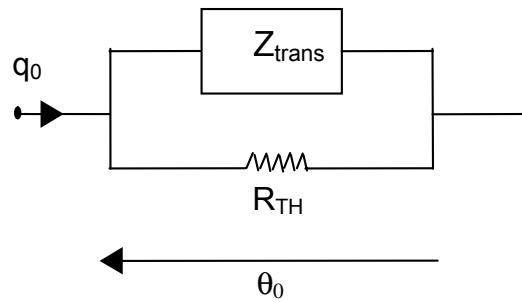


Figure II- 12 : Circuit électrique équivalent généralisé.

### II.6.1.2.2 Solution dans le domaine temporel

La réponse à un échelon de flux de l'élévation de la température de jonction due à l'auto-échauffement est déduite en appliquant la transformée de Laplace inverse sur  $Z_{TH}(p)$  et en se référant à Eq II-21 :

$$T_{el}(t) = R_{TH}P_{diss} \left( 1 - \exp\left(-\frac{t}{R_{TH}C_{TH}}\right) \operatorname{erfc}\left(\sqrt{\frac{t}{R_{TH}C_{TH}}}\right) \right) \quad \text{Eq II- 57}$$

En régime statique, nous retrouvons l'expression classique de l'élévation de la température de jonction découlant de l'analogie thermique-électrique :

$$T_{el} = R_{TH}P_{diss} \quad \text{Eq II- 58}$$

### II.6.1.3 Validation préliminaire : comparaison avec le modèle en $\pi$

Nous proposons dans ce paragraphe une validation préliminaire du nouveau modèle décrit dans le domaine temporel par l'expression Eq II-57. La méthodologie de mesure et de l'extraction des paramètres du modèle seront détaillées dans le chapitre suivant.

Le modèle est comparé avec le modèle en  $\pi$  décrit dans le paragraphe II-5. Nous rappelons que ce modèle est le plus utilisé dans les modèles compacts des simulateurs commerciaux, en particulier avec sa version du premier ordre. Une comparaison de la réponse transitoire entre des mesures sur des TBH d'IBM [Hara95-2], les modèles en  $\pi$  du premier et second ordre et le nouveau modèle est présentée sur la figure II-13. Nous présentons également sur la figure II-14 l'erreur relative du nouveau modèle et celui en  $\pi$

du second ordre. Nous pouvons noter facilement que le nouveau modèle est beaucoup plus précis que celui en  $\pi$  même avec sa version du second ordre.

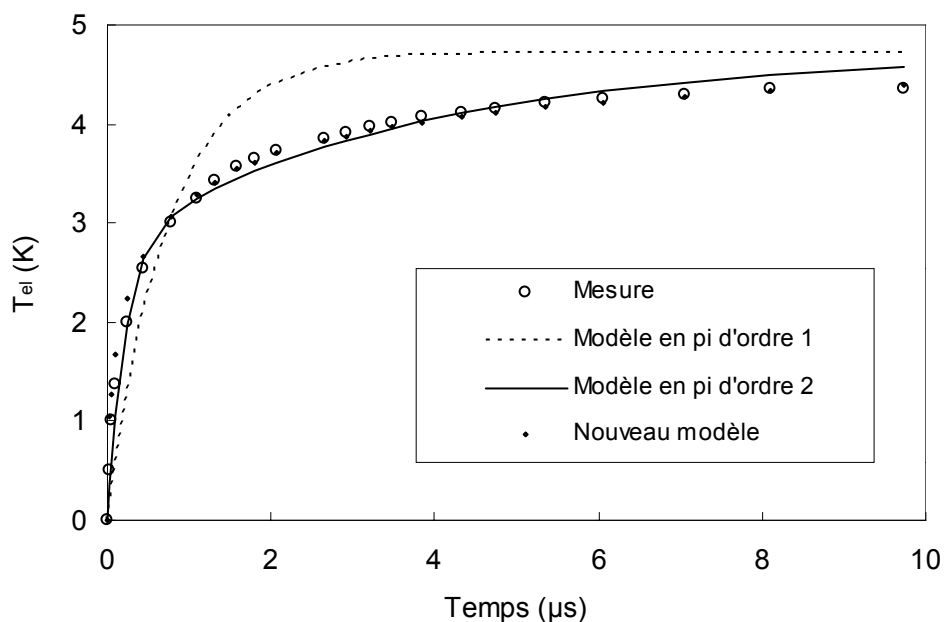


Figure II- 13 : Comportement dynamique de la variation de la température de jonction : comparaison entre les modèles en  $\pi$  du premier et second ordre, le nouveaux modèle et des mesure sur des TBH SiGe à  $W \times L = 0.5 \times 10 \mu\text{m}^2$  d'IBM.

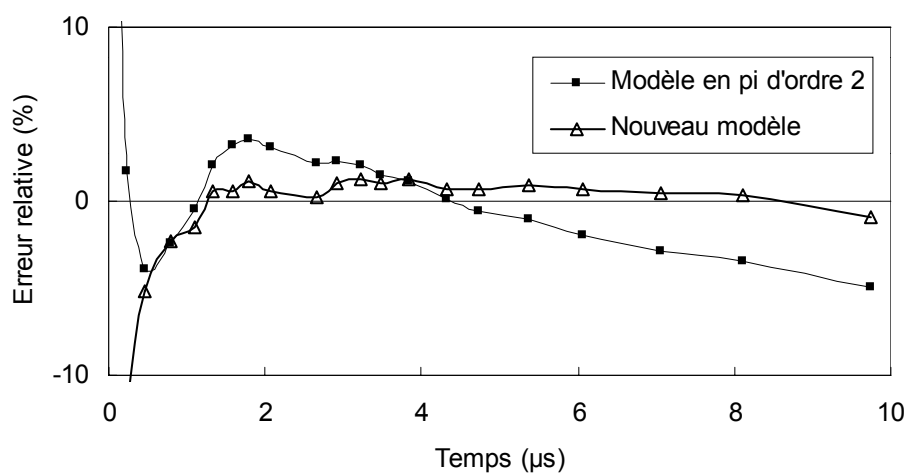


Figure II- 14 : Comparaison entre l'erreur relative du modèles en  $\pi$  second ordre et le nouveaux modèle.

## II.7 Conclusion

Dans ce chapitre, le transfert de chaleur dans les TBH SiGe a été analysé puis modélisé. Dans un premier temps, le mécanisme de propagation de la chaleur dans ces composants a été décrit microscopiquement. Cette description a été suivie par une étude à l'échelle macroscopique appuyée sur des simulations physiques. Bien que de telles simulations demandent un temps de calcul très important pour être utilisées dans la phase de conception des circuits, elles nous ont servi à dégager les origines électriques de ce phénomène dans le but de le modéliser analytiquement. En effet, outre la corrélation directe entre la puissance dissipée et l'auto-échauffement, nous avons montré que cette dissipation est localisée essentiellement au niveau de la jonction base-collecteur. Nous avons également explicité le gradient de température selon les différents axes de l'espace. Ceci nous a aidé à définir les conditions aux limites adéquates pour résoudre le problème.

Dans la deuxième partie, nous avons développé un modèle analytique décrivant la variation de la température dans le composant. Nous avons résolu pour cela l'équation de la chaleur tout en adoptant des hypothèses réalistes correspondantes aux TBH SiGe avec des tranchées d'isolation. En effet nous avons supposé un modèle bi-dimensionnel axisymétrique et une répartition uniforme de la puissance dissipée dans la structure.

Cette solution a été développée dans le domaine fréquentiel sous forme d'une impédance thermique équivalente du composant et a été transformée également dans le domaine temporel en donnant la variation transitoire de l'élévation de la température. Par conséquent, ce modèle est valable dans le cas statique comme dans le cas dynamique.

Cependant, cette étude était purement d'aspect théorique. Ainsi, l'extraction des paramètres liées à ce modèle ainsi que sa validation en le comparant avec des mesures réelles et en l'insérant dans un modèle de transistor bipolaire seront l'objet des chapitres suivants.

**CHAPITRE III : Validation expérimentale et réseau  
équivalent du modèle de l'auto-échauffement**



### III.1 Introduction

Nous avons développé dans le chapitre précédent un modèle analytique pour le comportement dynamique du transfert de chaleur dans les transistors bipolaires à hétérojonction SiGe. Seules des mesures expérimentales directes sur le composant sont capables de valider un modèle analytique. Il est donc nécessaire de disposer de moyens techniques pour une caractérisation expérimentale précise et reproductible.

Après avoir rappelé les différentes méthodologies d'évaluation de l'auto-échauffement dans les transistors, une méthode originale permettant de relever le comportement dynamique de la variation de la température de jonction sera présentée. Cette technique basée sur des mesures électriques sera ensuite utilisée pour caractériser les différents paramètres du modèle. La comparaison du modèle analytique avec les mesures nous permettra de valider et de relever les limites du modèle.

Dans la deuxième partie de ce chapitre, nous développerons un réseau électrique équivalent pour représenter le modèle analytique de l'impédance thermique. En effet, ce réseau sera compatible avec les modèles de type SPICE afin d'être utilisé dans les simulateurs électriques pour les analyses temporelles.

## III.2 Méthodologies d'évaluation de l'auto-échauffement dans les transistors

### III.2.1 Mesures directes

Ces méthodes sont basées sur la mesure directe de la température de jonction du composant à un instant donné. Un thermocouple de type K micro-usiné [Lai93] peut être utilisé pour mesurer directement la température. Nous pouvons utiliser également un thermomètre infrarouge optique ou les méthodes crystallo-liquide [Smit86]. Ces deux approches nécessitent un relais surfacique de la température de jonction interne. Une mesure directe est toujours la meilleure. Cependant des contraintes matérielles ou de faisabilité rendent parfois impossible d'utiliser cette méthode. Des méthodes d'estimation indirecte sont donc utilisées.

### III.2.2 Mesures indirectes

Ces méthodes d'estimation de la variation de la température en général sont basées sur la calibration d'un paramètre physique ou d'une variable électrique. Nous présentons ci dessous les principales méthodes :

#### III.2.2.1 Diffusion optique par des photons

Cette méthode est basée sur la physique de la diffusion des photons de lumière [Oste92]. En effet, quand un faisceau laser focalisé est émis, un décalage d'énergie résulte de la collision des photons. Puisque le nombre de photons diffusés est proportionnel à la température, la variation de la fréquence du faisceau laser devient une mesure de la température de la surface balayée.

#### III.2.2.2 Mesures à base de réflectivité optique

Outre le décalage d'énergie, d'autres caractéristiques du faisceau laser changent avec la température de la surface balayée. Des changements de la phase et de l'amplitude du faisceau laser réfléchi se produisent [Clae94]. Ces variations sont proportionnelles à la température de la surface réfléchissante.



### III.2.2.3 Connaissance de la résistance thermique

La connaissance de la valeur de la résistance thermique du composant et de la dissipation de puissance permettent de déduire la valeur de la variation de la température en régime permanent par rapport à la température ambiante en utilisant la loi décrite dans le chapitre précédent :

$$T_{el} = R_{TH} P_{diss} \quad \text{Eq III- 1}$$

Cependant, la connaissance de la valeur de  $R_{TH}$  peut s'avérer une tâche assez compliquée. En effet, elle peut être déduite directement à partir de son expression théorique. Cela suppose que nous connaissons les valeurs des différents paramètres technologiques et physiques mis en jeu ce qui n'est pas toujours possible. Dans le cas contraire, des mesures électriques pour différentes températures doivent être réalisées.

## III.3 Méthode utilisée pour mesurer la variation de la température de jonction dans un TBH

Nos études sur l'auto-échauffement des TBH SiGe ont été basées sur des mesures transitoires. Celles-ci nous ont servi, non seulement pour l'estimation de la variation de la température de jonction, mais aussi pour extraire les différents paramètres du modèle développé dans le chapitre précédent. Cependant, ces mesures requièrent un banc approprié. Dans le paragraphe suivant, nous donnerons un aperçu rapide sur le banc de caractérisation de l'équipe évaluation technologique et caractérisation des composants du laboratoire IXL, (figure III-1). Ce banc nous a permis d'effectuer l'ensemble des travaux de validation de ce modèle et les différentes autres mesures statiques et dynamiques durant nos travaux.

### III.3.1 Banc de mesure sous pointes

Ce banc de mesure (figure III-1) est constitué d'appareils de mesures, de stations de travail, de logiciels ICCAP [Hewl88] et HPVEE [HPVE95] [HPVE97] pour la caractérisation, le pilotage des appareils de mesures et l'acquisition de données, et de simulateurs de circuits électriques. Ces outils sont reliés informatiquement par réseau local pour le transfert de données et par bus GPIB pour la liaison entre stations de travail et appareils de mesures. Ces appareils sont essentiellement :

- des sources modulaires de tension et de courant programmables de grande précision de Hewlett-Packard HP 4155. Chacune des sources de l'ensemble HP 4155 peut fonctionner soit en générateur de tension, soit en générateur de courant et effectue également les deux types de mesures : courant et tension,
- un générateur d'impulsion HP8131A, capable de générer des impulsions de fréquences 500 MHz pour différents rapports cycliques,
- un analyseur vectoriel de réseaux HP 8510B,
- un CV mètre de précision HP 4284,
- un analyseur d'impédance et gain/phase HP 4194,
- un analyseur de signaux HP 35670,
- un oscilloscope digital HP 54512B, 300MHz.

L'ensemble de ces appareils est connecté à une station de mesure sous pointes Karl Suss PA 200 [Karl95] semi-automatique, protégée par une cage de Faraday, permettant de réaliser des mesures directes sur tranche (figure III-2). Le lien entre les différents appareils et les pointes coplanaires est réalisé par deux connecteurs coaxiaux. Cette méthodologie de mesure sous pointes permet de se rapprocher de la réalité, dans la mesure où le composant testé est dans un environnement similaire à celui existant au sein d'un circuit intégré. En outre, ce testeur est accompagné d'un régulateur de température qui assure une régulation entre  $-65^{\circ}\text{C}$  et  $+200^{\circ}\text{C}$  du support de tranche. La formation de glace sur les tranches pour les mesures au dessous de  $0^{\circ}\text{C}$  est empêchée par un dispositif asséchant l'air. Une description détaillée de ce banc ainsi que le principe des mesures sous pointes et la présentation des différentes solutions aux problèmes qui peuvent se présenter ont été décrits dans la thèse de B. Ardouin [Ardo01-4].



Figure III- 1 : Banc de mesures sous pointes.

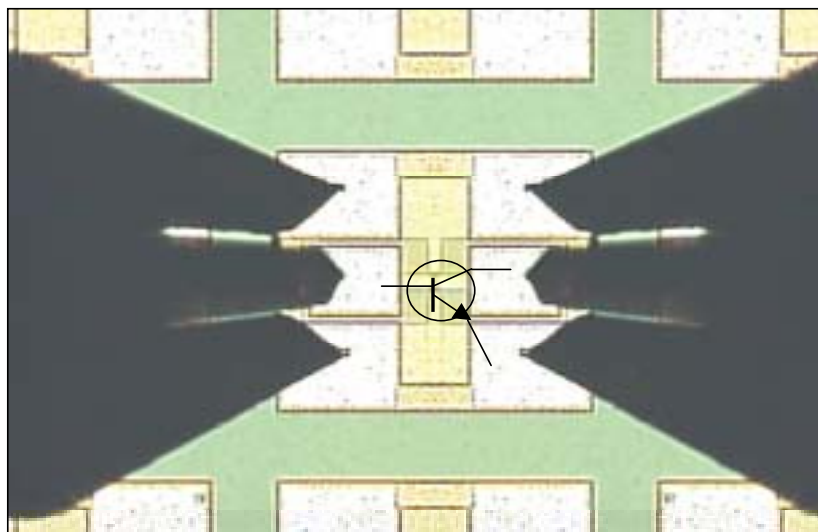


Figure III- 2 : Mesures sous pointes d'une tranche.

### III.3.2 Banc de mesure pour les mesures transitoires

Le but de la méthode dite en transitoire [Mnif02-1] est de relever la courbe de la réponse temporelle de la variation de la température de jonction.

Cette méthode consiste à appliquer, pour un courant de base constant, des impulsions sur le collecteur commutant un niveau bas  $V_{\min}$  et un niveau haut  $V_{\max}$ . Le

niveau haut est maintenu pendant un laps de temps très court de durée  $t_m$ . Le maintien de la tension du collecteur à  $V_{max}$  augmente la température locale, et ainsi la tension de base  $V_{BE}$  varie pour atteindre sa valeur statique. En faisant l'hypothèse que la chute de tension est due essentiellement à l'auto-échauffement du composant, la température locale est déduite à partir de la variation de la tension  $V_{BE}(T)$ . Nous utilisons pour cela un calibrage qui permet de relier  $V_{BE}$  à  $T$ . Ceci nécessite deux configurations de mesure différentes, l'une pour relever la courbe  $V_{BE}(t)$  et l'autre pour tracer la courbe de calibrage  $V_{BE}(T)$ .

➤ Le montage utilisé pour mesurer  $V_{BE}(t)$  est représenté sur la figure III-3. Le transistor est en configuration émetteur commun. Nous injectons un courant de base constant en utilisant le HP 4155 comme générateur de courant et nous appliquons sur le collecteur des impulsions moyennant le générateur d'impulsion HP 8131A. La puce sous test est mise à une température ambiante  $T_a$  grâce au régulateur de température. Finalement, la tension  $V_{BE}(t)$  est visualisée par l'oscilloscope digital HP 54512B. Ces mesures sont pilotées par ordinateur grâce au programme que nous avons développé avec le logiciel HPVVEE.

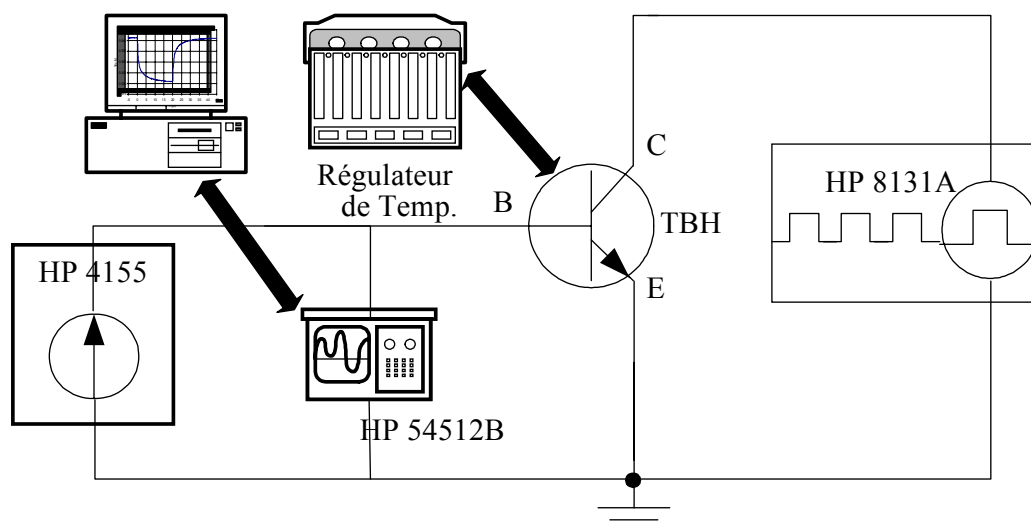


Figure III- 3 : Banc utilisé pour les mesures en transitoire

➤ La courbe de calibrage  $V_{BE}(T)$  est tracée en effectuant des mesures DC pour différentes températures. Pour cela, nous reprenons la même configuration en émetteur commun. Nous utilisons seulement l'analyseur de paramètre HP 4155 pour les polarisations et pour la prise de mesures. En outre l'acquisition des données et le pilotage

des appareils se font à l'aide d'une station de travail moyennant le logiciel ICCAP possédant par défaut les programmes de pilotage de l'ensemble de ces appareils.

### **III.3.2.1 Mesure de $V_{BE}(t)$**

Nous avons choisi des impulsions commutant entre un état où la dissipation de puissance est négligeable et un état final où la dissipation est importante et assurant un fonctionnement hors de la zone de saturation et d'avalanche.

Sur la figure III-4, nous présentons les mesures réelles, réalisées sur un transistor TBH SiGe de la technologie BiCMOS de STMicroelectronics [Mart02], montrant l'impulsion appliquée sur  $V_{CE}$  et l'évolution de la tension  $V_{BE}$ . Ce transistor a une seule fenêtre d'émetteur, de base et de collecteur (dans la suite nous noterons ce type de transistor par 1E1B1C), et dont la dimension de l'émetteur est de  $0.25\mu\text{m}$  en largeur et  $1.45\mu\text{m}$  en longueur. Les impulsions appliquées sur le collecteur commutent entre  $0.5\text{V}$  et  $2\text{V}$  ayant une durée de  $150\mu\text{s}$  sur une période de  $400\mu\text{s}$ , c'est à dire un temps de relaxation entre deux impulsions de  $250\mu\text{s}$ . Le courant  $I_B$  est maintenu à  $150\mu\text{A}$ .

La tension  $V_{BE}(t)$  reste constante et équivalente à sa valeur isothermique jusqu'au temps de l'application de l'impulsion sur le collecteur. Au delà,  $V_{BE}(t)$  diminue rapidement, ceci est le résultat de l'auto-échauffement. En effet, le passage de la tension de collecteur à l'état haut cause une élévation de la température de jonction due à l'élévation de la dissipation de puissance. Pour un courant  $I_B$  forcé à une valeur constante, la tension  $V_{BE}$  est contrainte à varier de façon à maintenir le courant  $I_B$  constant puisque ce dernier est proportionnel à la densité intrinsèque qui dépend exponentiellement de la température [Tran97].

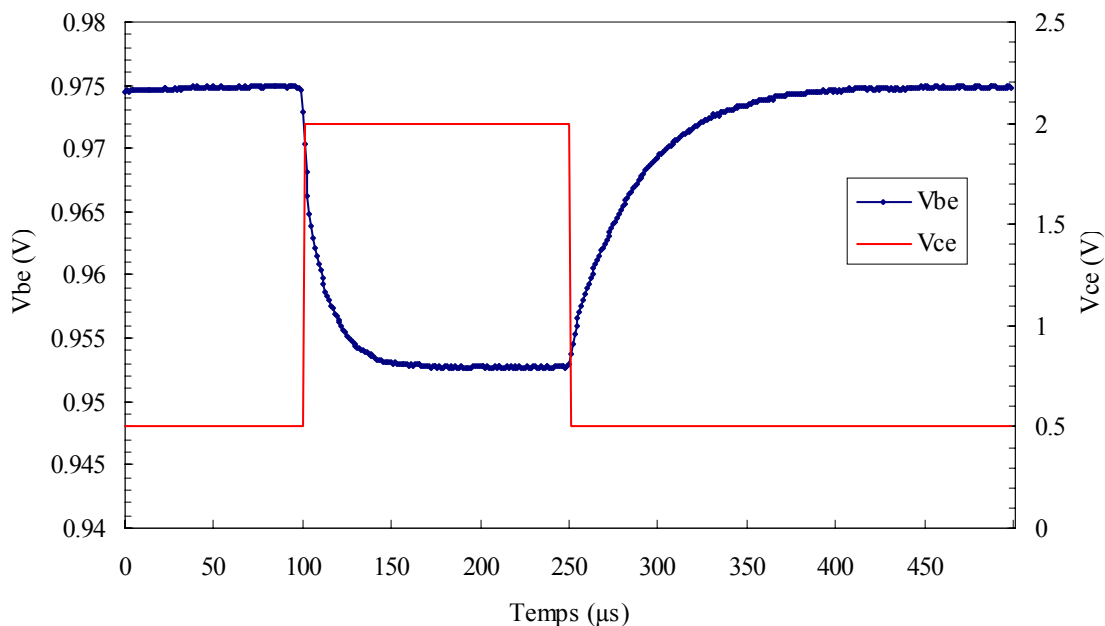


Figure III- 4 : Variation de la tension  $V_{BE}$  en fonction du temps lors de l'application d'une impulsion sur le collecteur pour un TBH SiGe 1E1B1C  $0.25 \times 1.45 \mu\text{m}^2$ .

### III.3.2.2 Calibrage avec $V_{BE}(T)$

1<sup>ère</sup> étape : la tension  $V_{BE}$  pour un courant  $I_B$  constant est mesurée en fonction de la température. Pour ces mesures, nous appliquons le même courant  $I_B$  injecté lors de la mesure de  $V_{BE}(t)$ . De plus, la tension  $V_{CE}$  appliquée a la même valeur que celle du niveau bas de l'impulsion choisie précédemment. Le résultat pour le transistor 1E1B1C  $0.25 \times 1.45 \mu\text{m}^2$  pour un courant de base de  $150 \mu\text{A}$  et pour une plage de température variant entre  $27^\circ\text{C}$  (température ambiante) et  $50^\circ\text{C}$  est montré sur la figure III-5.

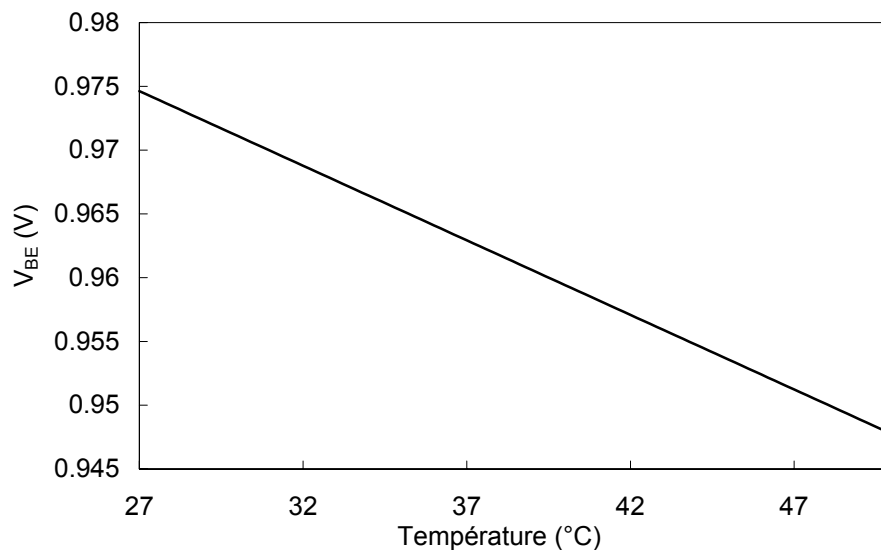


Figure III- 5 : Evolution de la tension  $V_{BE}$  en fonction de la température pour un TBH SiGe 1E1B1C  $0.25 \times 1.45 \mu\text{m}^2$ .

2<sup>ème</sup> étape : nous déduisons directement l'évolution de la variation de la température de la courbe  $V_{BE}(t)$ , ceci est réalisé en utilisant la courbe de calibrage  $V_{BE}(T)$ . Comme est illustré sur la figure III-6, à un point  $P_i(V_{BEi}, t_i)$  de la courbe  $V_{BE}(t)$  correspond un point  $P'_i(V_{BEi}, T_i)$  de la courbe  $V_{BE}(T)$ .  $(T_i - 27, t_i)$  forme les coordonnées d'un point de la courbe  $T(t)$ . Sur la figure III-7, nous présentons  $T_{ei}(t)$ . Nous observons une augmentation maximale de température de  $18^\circ\text{C}$ .

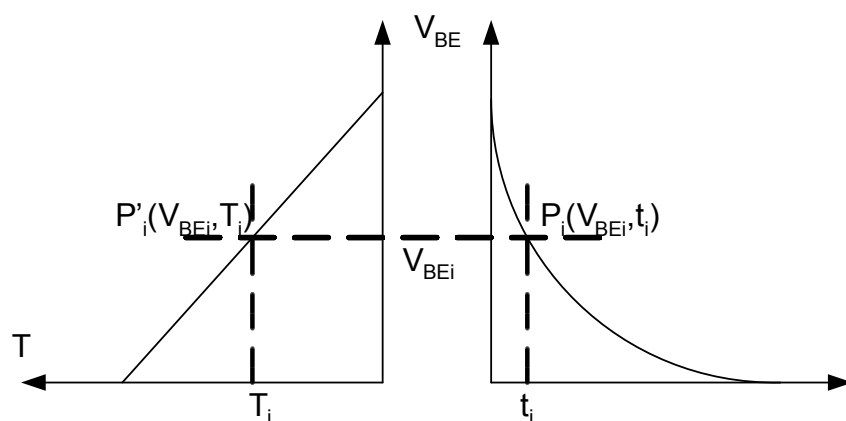


Figure III- 6 : Calibration pour l'obtention de l'évolution temporelle de la variation de température.

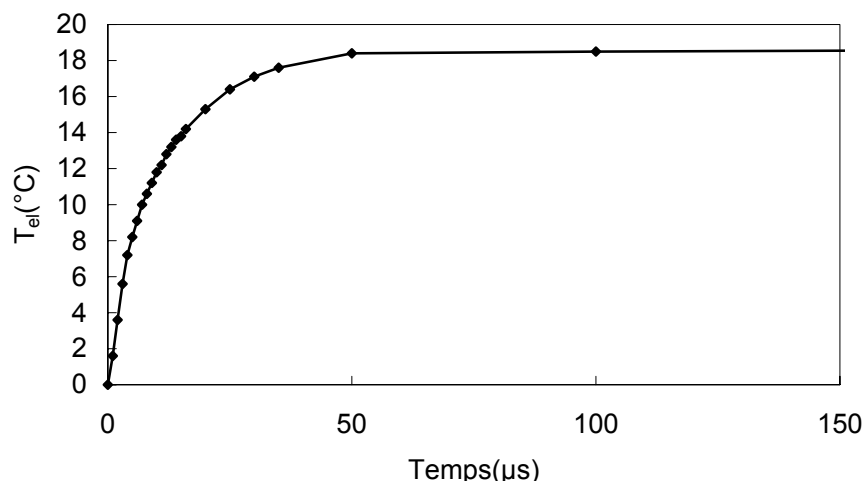


Figure III- 7 : Comportement dynamique de la variation de la température de jonction pour un TBH SiGe 1E1B1C 0.25x1.45μm<sup>2</sup>.

### III.3.2.3 Consignes et limitation de la mesure en transitoire

➤ Le temps de relaxation, entre chaque impulsion, doit être suffisamment important pour que la température locale redescende à la valeur ambiante.

➤ Pour les mesures en transitoire, une constante de temps thermique  $\tau$ , dépendante de la dimension, peut être évaluée. Ceci veut dire que le maintien de la tension de collecteur à  $V_{Cmax}$  pendant ce temps  $\tau$ , permet à la température d'atteindre 66% de sa valeur maximale.

## III.4 Extraction des paramètres du modèle

Nous rappelons tout d'abord le modèle de l'auto-échauffement développé dans le chapitre précédent. Nous avons modélisé la variation de la température de jonction dans le domaine temporel par la fonction suivante :

$$T_{el}(t) = R_{TH} P_{diss} \left( 1 - \exp\left(-\frac{t}{R_{TH} C_{TH}}\right) \operatorname{erfc}\left(\sqrt{\frac{t}{R_{TH} C_{TH}}}\right) \right) \quad \text{Eq III- 2}$$

Ce modèle requiert la connaissance de deux paramètres, la résistance thermique  $R_{TH}$  et la capacité thermique  $C_{TH}$ . Dans une première étape, ces deux paramètres seront évalués à partir d'une extraction directe en exploitant les mesures électriques réalisées ci-



dessus. Lors d'une seconde étape, ces paramètres seront optimisés pour obtenir une erreur minimale entre les mesures effectuées et les simulations correspondantes.

### III.4.1 Extraction de la résistance thermique

La résistance thermique  $R_{TH}$  est déduite de la courbe de la variation de la température. En effet, à partir de la relation Eq III- 2 réécrite en régime statique,  $R_{TH}$  sera donnée par :

$$R_{TH} = \frac{T_{el}^{final}}{P_{diss}} \quad \text{Eq III- 3}$$

En pratique,  $T_{el}^{final}$  n'est que la valeur finale de la courbe donnant la réponse temporelle de la variation de la température (voir figure III-8). La puissance dissipée  $P_{diss}$  est calculée en première approximation par l'expression suivante :

$$P_{diss} = I_C V_{CE} + I_B V_{BE} \quad \text{Eq III- 4}$$

où  $I_C$  et  $I_B$  sont les courants de collecteur et de base respectivement,  $V_{CE}$  est la tension collecteur-émetteur et  $V_{BE}$  est la tension base-émetteur.

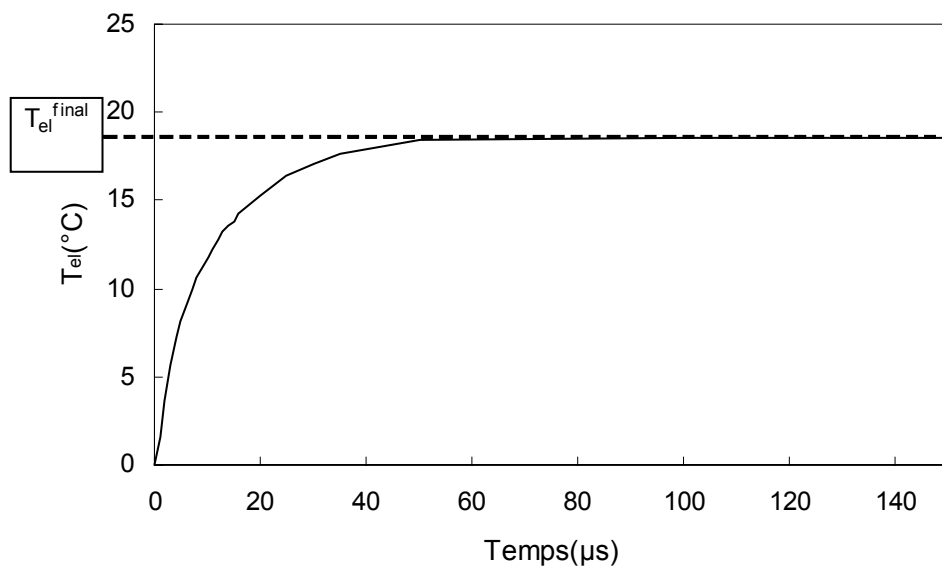


Figure III- 8 : Détermination graphique de la résistance thermique  $R_{TH}$ .

### III.4.2 Extraction de la capacité thermique

Pour la détermination de la capacité thermique, nous traçons les courbes expérimentales et théoriques de la variation de la température. Nous ajustons par optimisation, moyennant l'algorithme de Levenberg-Marquardt [Moré78], le paramètre  $B = \sqrt{R_{TH} C_{TH}}$  afin d'avoir les deux courbes confondues. Connaissant la valeur de  $R_{TH}$  déterminée auparavant, nous calculons la valeur de la capacité thermique  $C_{TH}$  moyennant l'expression suivante :

$$C_{TH} = \frac{B^2}{R_{TH}} \quad \text{Eq III- 5}$$

## III.5 Validation du nouveau modèle

Nous allons valider notre modèle en effectuant des mesures sur une technologie récente de STMicroelectronics [Mart02]. Le comportement dynamique, les expressions analytiques des différents paramètres seront discutés. Le modèle sera testé aussi sur d'autres technologies.

### III.5.1 Comportement dynamique

Tout d'abord nous avons extrait les valeurs des paramètres  $R_{TH}$  et  $C_{TH}$  suivant la méthode décrite dans le paragraphe précédent. La fonction décrivant la variation dynamique de la température de jonction a été tracée selon la technique présentée dans le paragraphe III-3. Sur la figure III-9 nous présentons une comparaison entre la courbe mesurée et celle tracée à partir du modèle analytique (Eq III-2) pour un TBH 1E1B1C de dimension  $1.45 \times 12.65 \mu\text{m}^2$  pour une puissance de 0.524mW. L'erreur relative entre les mesures et le modèle est également présentée sur la figure III-10. Nous observons une erreur négligeable au delà de  $4 \mu\text{s}$ . En effet, jusqu'à  $4 \mu\text{s}$ , l'auto-échauffement et la stabilisation de la polarisation jouent tous les deux un rôle dans la variation de la tension  $V_{BE}$ . La séparation de ces deux effets est très difficile ce qui affecte l'exactitude de l'évaluation de l'auto-échauffement. Après ce temps de stabilisation, la diminution de cette tension est due seulement à l'auto-échauffement et peut être représentée par notre modèle.

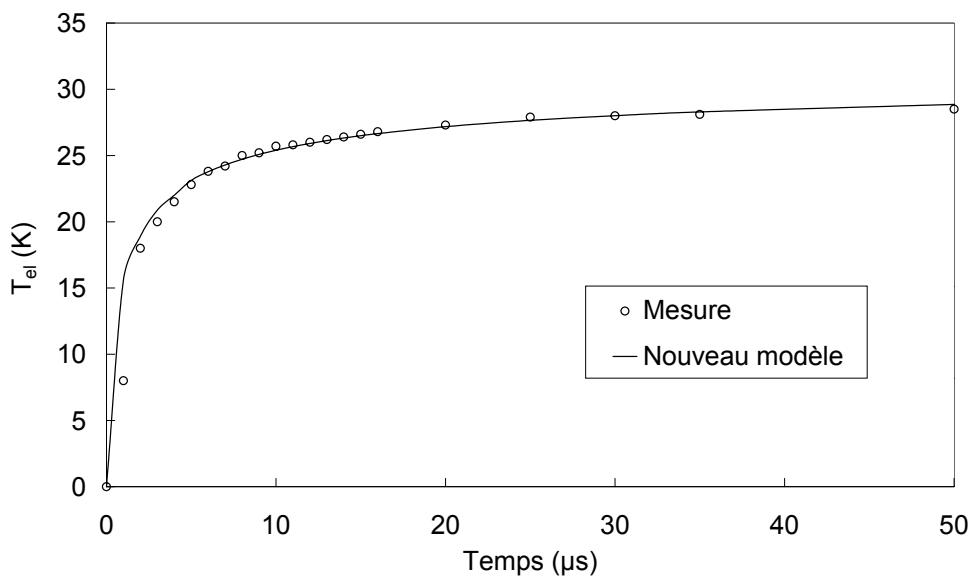


Figure III- 9 : Comportement dynamique de la variation de la température : comparaison entre modèle et mesure pour un TBH 1E1B1C  $1.45 \times 12.65 \mu\text{m}^2$ .

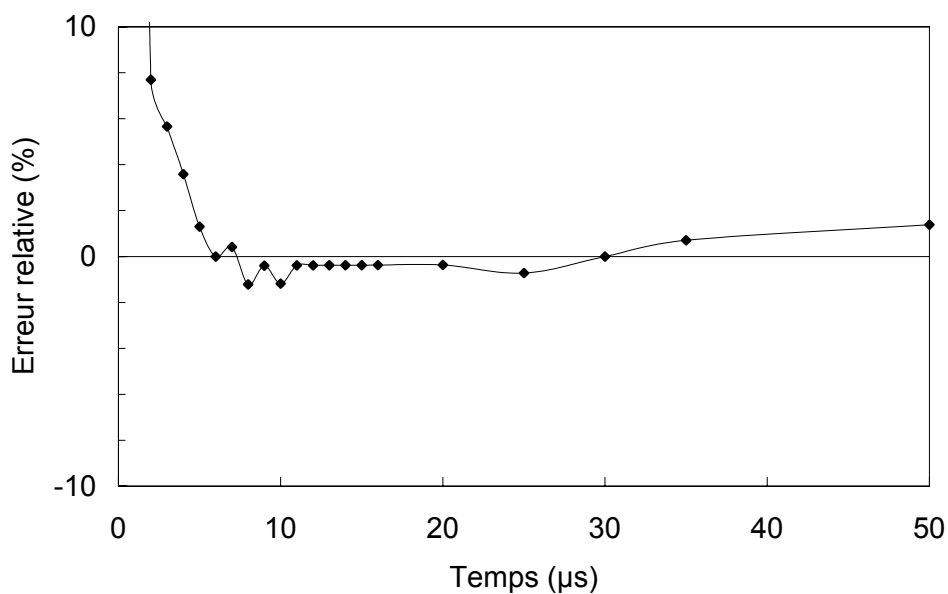


Figure III- 10 : Erreur relative entre les mesures et le nouveau modèle de la variation de la température.

### III.5.2 Validation sur d'autres technologies

Nous testons notre modèle sur différentes technologies bipolaires. Les paramètres  $R_{TH}$  et  $C_{TH}$  sont déterminés par optimisation. La figure III-11 montre une comparaison entre des mesures sur la technologie  $0.35 \mu\text{m}$ , 45GHz de STMicroelectronics [Monr99] et

le nouveau modèle, Eq III-2. Une excellente précision est observée. Le modèle est testé également sur la technologie TBH à puits d'isolation d'IBM [Hara95-2]. Une bonne précision peut être observée sur la figure III-12.

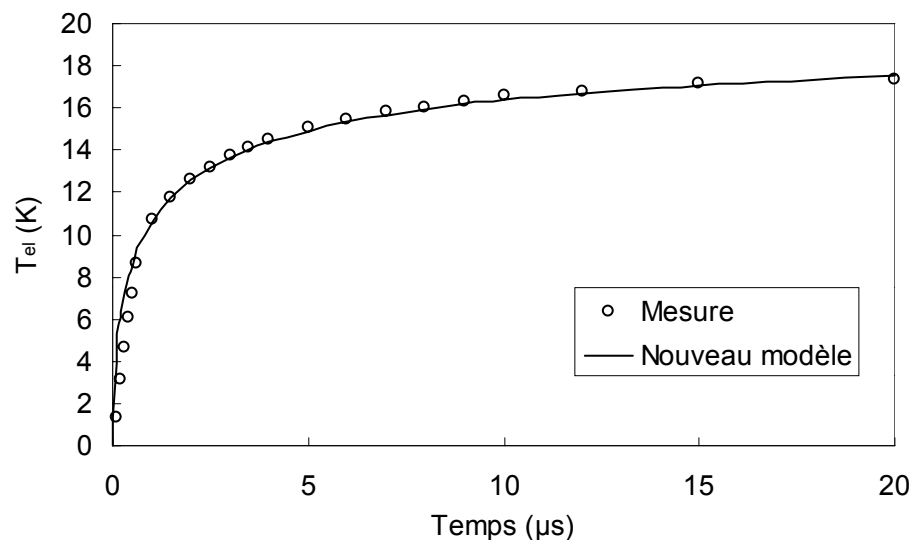


Figure III- 11 : Comportement dynamique de la variation de la température : comparaison entre le modèle et les mesures pour un TBH 1E1B1C 0.65x6.25 $\mu\text{m}^2$  de ST [Monr99].

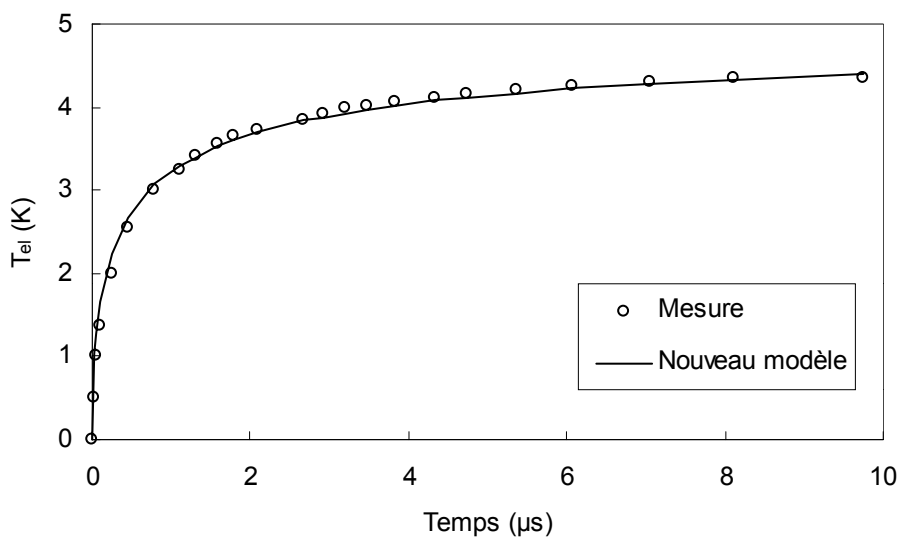


Figure III- 12 : Comportement dynamique de la variation de la température : comparaison entre le modèle et les mesures pour un TBH 1E1B1C 0.5x10 $\mu\text{m}^2$  d'IBM [Hara95-2].

### III.5.3 Signification physique des paramètres du modèle

Nous pouvons calculer les valeurs des résistances thermiques et capacités thermiques à partir de leurs expressions analytiques développées dans le chapitre précédent. Le problème rencontré lors de l'application de cette méthode est que souvent l'accès aux données technologiques et physiques est très difficile sinon impossible. Dans notre étude, nous avons utilisé cette méthode uniquement pour discuter la nature physique de notre modèle et évaluer les approximations que nous avons faites lors de son développement.

#### III.5.3.1 Résistance thermique

Les valeurs mesurées des résistances thermiques pour des TBH SiGe de la technologie 0.25 $\mu\text{m}$  de ST sont comparées aux valeurs calculées à partir de l'expression analytique de  $R_{TH}$  donnée précédemment par :

$$R_{TH} = \frac{8}{3\pi^2\lambda r_0} = \frac{8}{3\pi^2\lambda} \sqrt{\frac{\pi}{WL}} \quad \text{Eq III- 6}$$

Nous avons supposé une conductivité thermique du Silicium  $\lambda = 148 \text{ W/mK}$  à 300K [Same97].

La figure III-13 illustre cette comparaison pour des transistors 1E1B1C ayant la même largeur de 0.25  $\mu\text{m}$  et pour différentes longueurs 0.65 $\mu\text{m}$ , 1.45 $\mu\text{m}$ , 3.05 $\mu\text{m}$ , 6.25 $\mu\text{m}$ , 12.65 $\mu\text{m}$ , 25.45 $\mu\text{m}$ . Un bon accord entre les valeurs mesurées et les valeurs calculées est observé. Elle est plus significative pour les transistors ayant des longueurs proche de 0.25 $\mu\text{m}$ . En effet, les transistors ayant un émetteur de rapport de forme proche de 1 satisfont d'avantage l'hypothèse d'une source de chaleur en forme de disque que nous avons supposée.

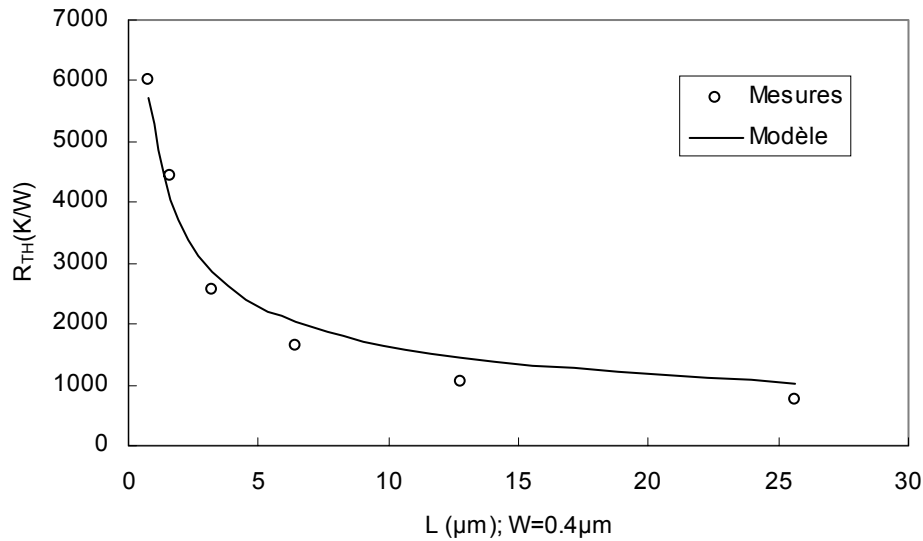


Figure III- 13 : Résistance thermique en fonction de la longueur d'émetteur pour des transistors 1E1B1C et pour une densité de puissance de  $8.125\text{mW}/\mu\text{m}^2$ .

Comparaison entre valeurs expérimentales et modèle.

### III.5.3.2 Capacité thermique

Nous rappelons l'expression analytique de la capacité thermique découlant du développement du chapitre précédent :

$$C_{TH} = \frac{8}{3} \rho c r_0^3 = \frac{8}{3} \rho c \left( \sqrt{\frac{WL}{\pi}} \right)^3 \quad \text{Eq III- 7}$$

la masse volumique et la capacité massique du Silicium utilisées sont  $\rho = 2330 \text{ kg/m}^3$  et  $c = 711 \text{ J/kg K}$  [Walk00].

Sur la figure III-14, nous montrons une comparaison entre les valeurs extraites et celles calculées à partir de l'expression analytique de la capacité thermique. L'erreur est très importante pour les transistors ayant un rapport de forme d'émetteur très différent de 1. Ceci peut être expliqué par l'approximation faite sur la géométrie de la structure. En effet une erreur sur la dimension du transistor engendre une erreur élevée à la puissance 3. Par conséquent l'expression analytique de la capacité thermique ne peut être utilisée que pour estimer la valeur initiale qui sera ajustée par optimisation.

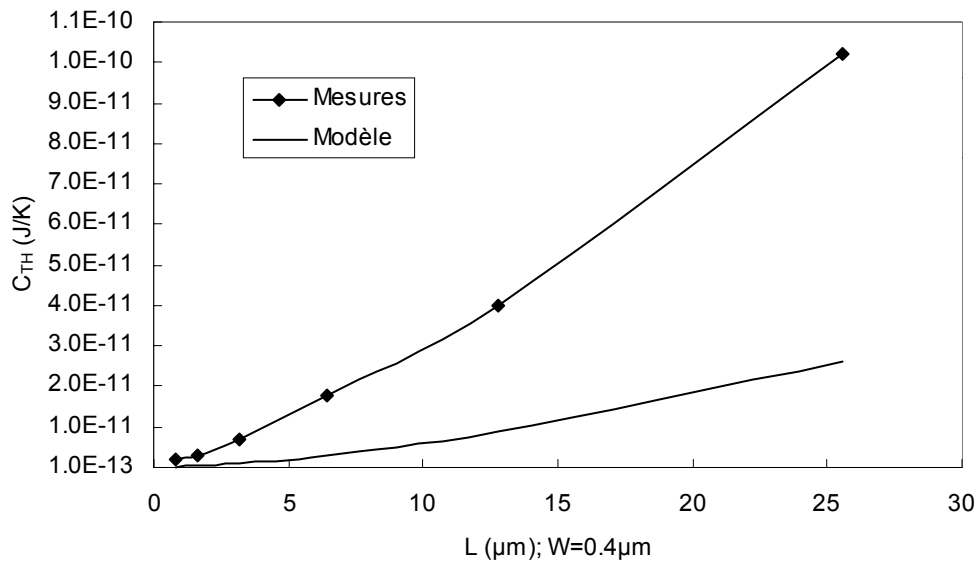


Figure III- 14 : Capacité thermique en fonction de la longueur d'émetteur pour des transistors 1E1B1C et pour une densité de puissance de  $8.125\text{mW}/\mu\text{m}^2$ . Comparaison entre valeurs expérimentales et modèle.

### III.5.4 Effet de la dimension des transistors

La dimension du transistor influe beaucoup sur la résistance thermique et par conséquent sur l'effet de l'auto-échauffement. La figure III-13 montre que l'augmentation de la longueur de l'émetteur fait diminuer la résistance thermique. Dans la suite de ce paragraphe, nous présentons une explication qualitative de ce comportement.

D'une façon générale, l'évacuation de la chaleur est meilleure dans les milieux ayant une conductivité thermique importante. Dans le cas des TBH SiGe que nous étudions, les tranchées d'isolation en  $\text{SiO}_2$  de très faible conductivité thermique (environ 1/100 de la conductivité thermique du Silicium) jouent un rôle important dans la variation de la dissipation de la chaleur dans le composant. Leur effet dépend beaucoup de la dimension de l'émetteur.

Pour les transistors ayant des émetteurs longs, il a été montré dans la littérature [Walk02] que la proportion du flux de chaleur qui traverse le bas de la région entre les tranchées (la région  $L_x \times L_y$  sur la figure III-15) en comparaison avec la fuite de chaleur à travers les tranchées (faces latérales) ne dépend pas pratiquement de la longueur. Cependant, pour les émetteurs de longueurs relativement courtes, la proportion du flux de chaleur qui traverse le bas de la région entre les tranchées diminue avec la longueur tandis

que les flux latéraux augmentent. Physiquement, cet effet est dû à la variation de la résistance thermique associée au flux de chaleur dans le substrat dans la région entre les tranchées en comparaison avec le flux à travers les tranchées d'isolation. En effet, quand la surface de l'émetteur diminue, la région enfermée entre les tranchées d'isolation diminue et par conséquent la résistance associée au flux de chaleur dans le substrat à travers le bas de la région entre les tranchées augmente.

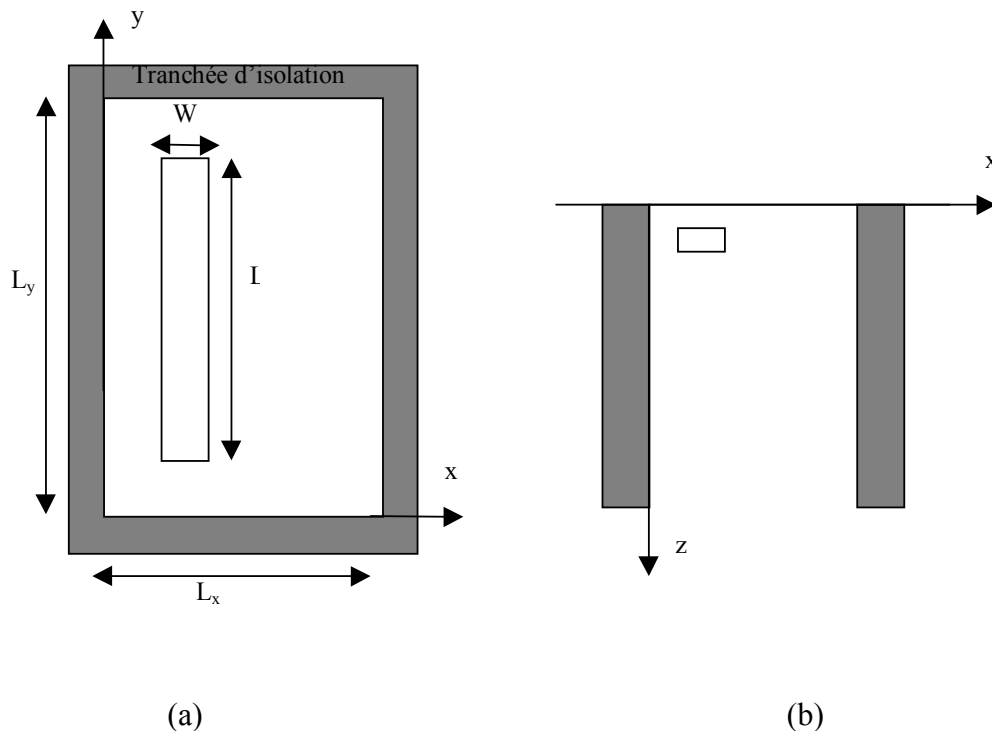


Figure III- 15 : Structure avec tranchée d'isolation : (a) vue de dessus, (b) coupe longitudinale.

### III.5.5 Effet bidimensionnel

Pour étudier la capacité du modèle de prédire l'effet bi-dimensionnel, nous mesurons les résistances thermiques pour un TBH SiGe ayant un seul contact d'émetteur, un double contact de base et un double contact de collecteur (1E2B2C). Nous montrons sur la figure III-16 l'évolution de la résistance thermique en fonction de la longueur d'émetteur pour des transistors 1E2B2C. Pour comparer, nous traçons sur la même figure, pour les mêmes dimensions et pour les mêmes densités de puissance, l'évolution de la résistance thermique pour un TBH 1E1B1C. Sur la figure III-17, nous présentons le rapport entre les valeurs des résistances des TBH 1E1B1C et des TBH 1E2B2C pour différentes dimensions. Un rapport de 2 quasi constant est observé. Le même principe de



raisonnement décrit dans le paragraphe précédent peut être utilisé pour expliquer ce résultat. En effet, avoir double fenêtre de base et de collecteur ne peut qu'élargir la zone entourée des tranchées, et ceci rend les flux latéraux à travers les tranchées d'isolation quasiment nuls. Par cet effet la quasi-totalité des flux s'évacue à travers le bas de la région entre les tranchées, et ceci diminue la résistivité dans le substrat.

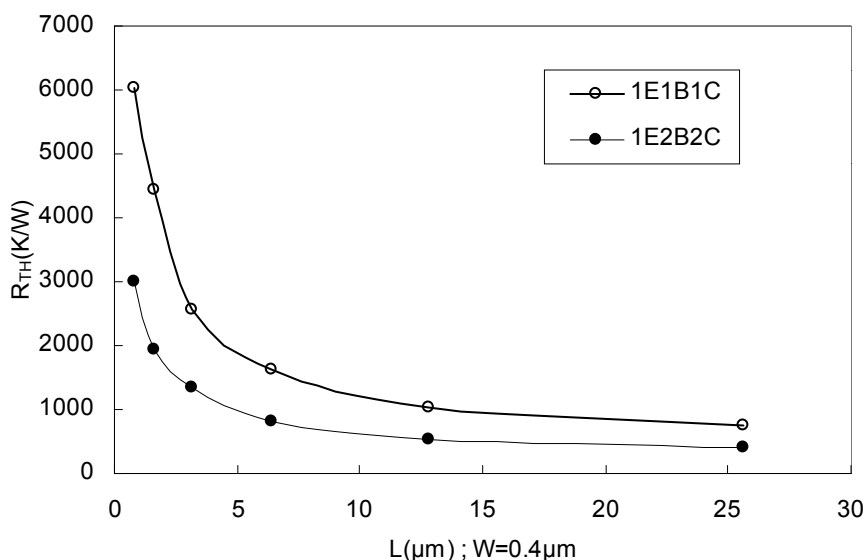


Figure III- 16 : Résistance thermique en fonction de la longueur d'émetteur : comparaison entre des transistors 1E1B1C et 1E2B2C à dimensions d'émetteurs égales.

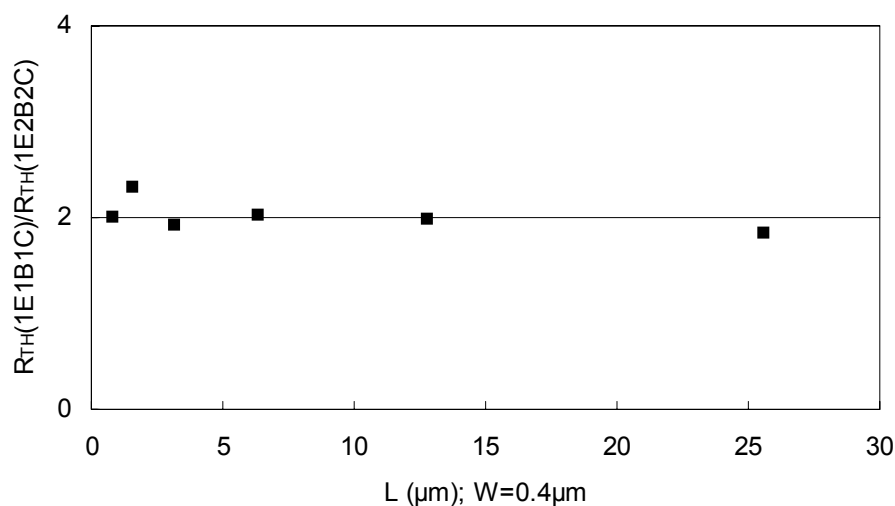


Figure III- 17 : Rapport entre les valeurs des résistances des TBH 1E1B1C et des TBH 1E2B2C pour différentes dimensions.

La valeur de la résistance thermique dans le cas d'un TBH 1E2B2C peut alors être estimée en divisant par deux l'expression analytique de la résistance thermique (Eq III-6), développée dans le cas d'un TBH 1E1B1C :

$$R_{TH} = \frac{8}{3\pi^2\lambda r_0} = \frac{1}{2} \frac{8}{3\pi^2\lambda} \sqrt{\frac{\pi}{WL}} \quad \text{Eq III- 8}$$

La figure III-18 montre une comparaison entre les mesures des résistances thermiques pour un TBH 1E2B2C pour différentes longueurs d'émetteurs et leurs valeurs prédites par l'expression Eq III-8.

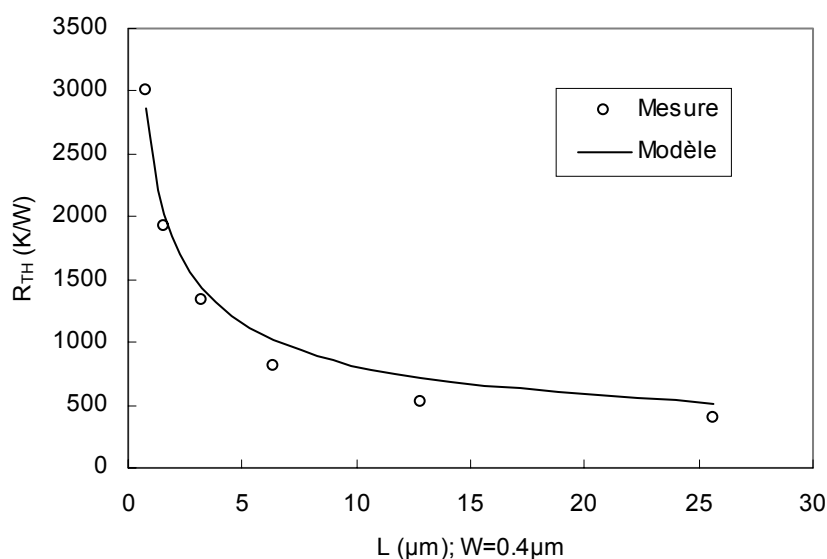


Figure III- 18 : Résistance thermique en fonction de la longueur d'émetteur pour des transistors 1E2B2C et pour une densité de puissance de  $8.125\text{mW}/\mu\text{m}^2$ .

Comparaison entre les valeurs expérimentales et le modèle, Eq III-8.

Règle de conception : Il est important de noter (du point de vue de l'auto-échauffement) en conclusion, qu'il est important d'utiliser des transistors ayant une longueur importante pour une surface d'émetteur donnée, donc d'utiliser des largeurs d'émetteur minimales. Egalement des structures à doubles contacts de bases et de collecteurs sont fortement recommandées.

## III.6 Approximation du nouveau modèle par un circuit équivalent

Un des problèmes majeurs en électro-thermique est l'absence de modèles permettant de reproduire le plus fidèlement possible les évolutions des flux et des températures au sein d'un système lors d'une simulation. Un circuit équivalent, compatible avec les modèles de type SPICE, pour représenter cette impédance doit être développé. Nous rappelons l'expression de cette impédance obtenue au chapitre II :

$$Z_{TH}(p) = \frac{R_{TH}}{(1 + \sqrt{R_{TH} C_{TH}} \sqrt{p})} \quad \text{Eq III- 9}$$

Ainsi, notre but est d'obtenir une représentation équivalente à cette impédance thermique tout en respectant les contraintes suivantes :

- Représenter l'impédance thermique avec le minimum d'erreur,
- Avoir un nombre de paramètres réduit,
- Avoir des paramètres ayant un sens physique.

L'analogie bien connue entre les quantités électriques et thermiques est appliquée : la tension à un noeud du circuit équivalent est la température dans le dispositif, la densité de courant est le flux de la chaleur, et les résistances et les capacités sont les résistances et les capacités thermiques, respectivement.

### III.6.1 Conditions pour les régimes établi et transitoire

#### III.6.1.1 Régime établi

Pour le régime établi, obtenu pour les temps longs ( $t \rightarrow \infty$ ), l'expression de l'impédance thermique est donnée par :

$$\lim_{p \rightarrow 0} Z_{TH}(p) = R_{TH} \quad \text{Eq III- 10}$$

Il lui correspond le modèle élémentaire dans l'espace physique présenté figure III-19. Nous obtenons dans ce cas un schéma très simplifié, formé par une source de puissance et une

résistance, qui néglige les capacités calorifiques, mais qui permet de déterminer correctement la variation de la température en régime établi.

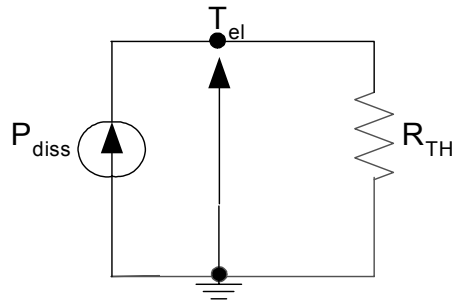


Figure III- 19 : Modèle correspondant au régime établi.

### III.6.1.2 Régime transitoire

Pour le régime transitoire, obtenu pour les temps courts ( $t \rightarrow 0$ ), l'expression de l'impédance thermique est donnée par :

$$\lim_{p \rightarrow \infty} Z_{TH}(p) = \sqrt{\frac{R_{TH}}{C_{TH} p}} = Z_{trans} \quad \text{Eq III- 11}$$

A partir de ces conditions pour les régimes établi et transitoire, nous pouvons décrire le modèle, exprimé par Eq II-56, par le réseau représenté sur la figure III-20. Il est évident que la représentation de l'impédance en régime transitoire, caractérisée par son comportement en  $\frac{1}{\sqrt{p}}$ , par un réseau équivalent n'est pas trivial.

Il convient maintenant de représenter  $Z_{TH}$  par une association d'éléments R et C afin de reconstruire ce comportement fréquentiel.

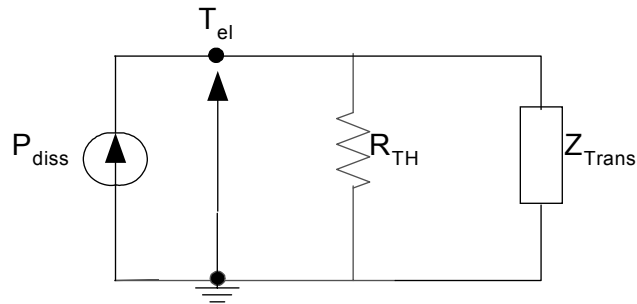


Figure III- 20 : Couplage en parallèle des impédances en régimes établi et transitoire.

### III.6.2 Développement d'un réseau dans l'espace de Laplace

La connaissance de l'impédance thermique dans le domaine de Laplace impose dans un premier temps un modèle de développement d'impédance. Dans la littérature [Feld86], [Trig02], la méthode utilisée pour développer les circuits équivalents à partir d'une impédance donnée est celle de Cauer [Feld86]. Cette méthode est basée sur les approximations de Padé [Brez85]. Elle consiste à procéder de manière récurrente en partant du développement en série de l'impédance au voisinage de la pulsation nulle ( $p \approx 0$ ). Un réseau récursif dans l'espace de Laplace est construit de telle sorte que pour un ordre en  $p$  considéré, l'impédance équivalente du réseau soit strictement égale à l'expression analytique de cette impédance. Ainsi l'ordre de l'impédance augmente à chaque fois qu'on ajoute un élément. Cependant, cette méthode est inapplicable dans notre cas. En effet, l'impédance thermique donnée par l'expression Eq III-11 n'est pas définie en  $p=0$  ce qui rend impossible de faire ce développement.

### III.6.3 Réseau série en échelle

Nous considérons le réseau de la figure III-21 pour représenter l'impédance thermique généralisée. Il est à noter que le régime établi est donné par  $R_{TH} = \sum_{i=0}^n R_{THi}$ . Les valeurs des différents paramètres de ce réseau seront exprimés ci-dessous.

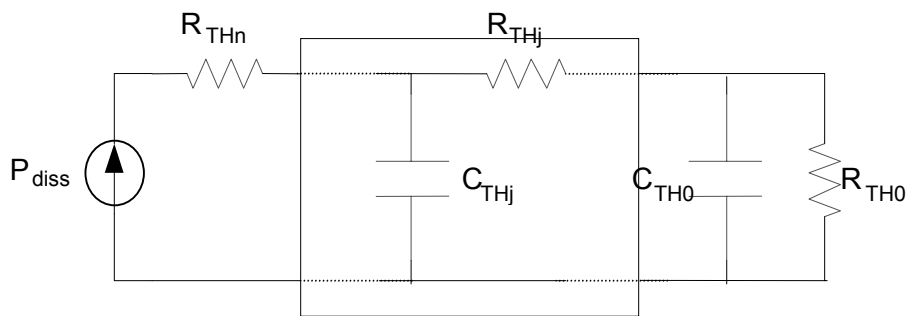


Figure III- 21 : Réseau linéaire représentant l'impédance thermique,  $J = 0, \dots, n-1$ .

Nous procédons par la suite au calcul de l'impédance thermique généralisée du circuit de la figure III-21 sous la forme d'une fraction continue [Mnif03-1].

1) Circuit d'ordre 1 :

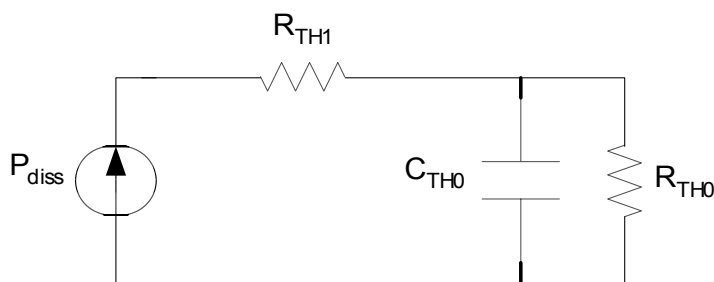


Figure III- 22 : Circuit équivalent d'ordre 1.

L'impédance sous forme de fraction continue du circuit d'ordre 1 représenté sur la figure III-22 est donnée par :

$$\frac{Z_{TH}(p)}{R_{TH1}} = 1 + \frac{1}{p + \frac{1}{R_{TH0}C_{TH0}}} \tag{Eq III- 12}$$

2) Circuit d'ordre 2 :

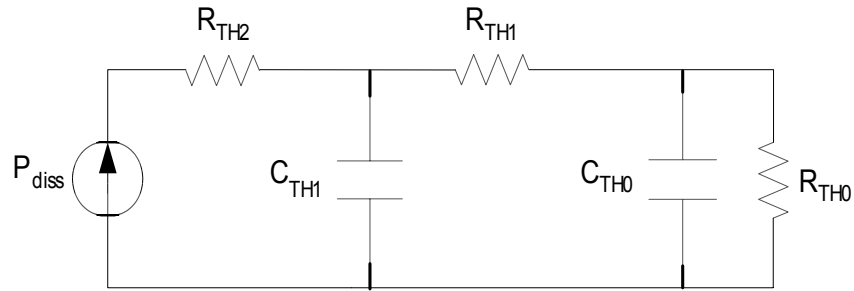


Figure III- 23 : Circuit équivalent d'ordre 2.

L'impédance sous forme de fraction continue du circuit d'ordre 2 représentée sur la figure III-23 est donnée par :

$$\frac{Z_{TH}(p)}{R_{TH2}} = 1 + \frac{W_3}{p + \frac{W_2}{1 + \frac{W_1}{p + W_0}}} \quad \text{Eq III- 13}$$

avec  $W_0 = \frac{1}{R_{TH0}C_{TH0}}$ ,  $W_1 = \frac{1}{R_{TH1}C_{TH0}}$ ,  $W_2 = \frac{1}{R_{TH1}C_{TH1}}$  et  $W_3 = \frac{1}{R_{TH2}C_{TH1}}$  Eq III- 14

3) Circuit généralisé à n cellules (R, C), figure III-21 :

De l'écriture de l'impédance généralisée du circuit d'ordre 1 et 2, nous déduisons l'expression du circuit d'ordre n donnée par :

$$\frac{Z_{TH}(p)}{R_{THn}} = 1 + \frac{W_{2n-1}}{p + \frac{W_{2n-2}}{\dots p + \frac{W_{2j}}{1 + \frac{W_{2j-1}}{\dots p + \frac{W_2}{1 + \frac{W_1}{p + W_0}}}}} \quad \text{Eq III- 15}$$

avec  $W_{2j} = \frac{1}{R_j C_j}$  et  $W_{2j+1} = \frac{1}{R_{j+1} C_j}$  Eq III- 16

En posant le changement de variable suivant,  $\frac{W_j}{p} = v_j$ , nous pouvons écrire :

$$\frac{Z_{TH}(p)}{R_{THn}} = 1 + \frac{v_{2n-1}}{1 + \frac{v_{2n-2}}{\dots\dots\dots 1 + \frac{v_{2j}}{1 + \frac{v_{2j-1}}{\dots\dots\dots 1 + \frac{v_2}{1 + \frac{v_1}{1 + v_0}}}}}} \tag{Eq III- 17}$$

et en supposant :

$$C_{TH0} = C_{TH1} = C_{TH2} = \dots\dots\dots = C_{THn-1} = \frac{C_{TH}}{n} \tag{Eq III- 18}$$

$$R_{TH0} = R_{TH1} = R_{TH2} = \dots\dots\dots = R_{THn-1} = \frac{R_{TH}}{n} \tag{Eq III- 19}$$

$$R_{THn} = \frac{1}{2n} R_{TH} \tag{Eq III- 20}$$

Nous pouvons déduire :

$$v_0 = v_1 = v_2 = \dots\dots\dots = v_{2n-2} = \frac{n^2}{R_{TH} C_{TH} p} = v \text{ et } v_{2n-1} = \frac{2n^2}{R_{TH} C_{TH} p} = 2v \tag{Eq III- 21}$$

et finalement :

$$2n \frac{Z_{TH}(p)}{R_{THn}} = 1 + 2 \frac{v}{1 + \frac{v}{1 + \frac{v}{1 + \dots\dots\dots}}} \tag{Eq III- 22}$$

D'autre part, Wall [Wall48] a démontré le résultat suivant :

$$\frac{v}{1 + \frac{v}{1 + \frac{v}{1 + \dots\dots\dots}}} = \frac{\sqrt{4v+1}}{1 + \left[ \frac{\sqrt{4v+1}-1}{\sqrt{4v+1}+1} \right]^{2n+1}} - \frac{\sqrt{4v+1}}{2} - \frac{1}{2} \tag{Eq III- 23}$$

En combinant les relations Eq III-22 et Eq III-23, nous déduisons :

$$Z_{TH}(p) = \frac{R_{TH}}{n} \sqrt{v} \sqrt{\frac{4v+1}{4v}} \left[ \frac{2}{1 + \left[ \frac{\sqrt{4v+1}-1}{\sqrt{4v+1}+1} \right]^{2n+1}} - 1 \right] \tag{Eq III- 24}$$



Nous réécrivons l'impédance thermique en introduisant la fréquence de coupure

$f_c = \frac{1}{2\pi R_{TH} C_{TH}}$ , et en utilisant  $v = \frac{n^2}{j \frac{f}{f_c}}$ , nous obtenons :

$$Z_{TH}(f) = R_{TH} \sqrt{\frac{1}{j \frac{f}{f_c}}} \sqrt{1 + \frac{j \frac{f}{f_c}}{4n^2}} \left( 2 / \left( 1 + \left[ \frac{\sqrt{4n^2 + 1} - 1}{\sqrt{j \frac{f}{f_c}}} / \frac{\sqrt{4n^2 + 1} + 1}{\sqrt{j \frac{f}{f_c}}} \right]^{2n+1} \right) - 1 \right) \quad \text{Eq III- 25}$$

Nous examinons par la suite l'aptitude du réseau en échelle série décrit ci-dessus par l'impédance équivalente exprimée par Eq III-25 de modéliser l'impédance thermique donnée par Eq II-56.

### III.6.3.1 Analyse fréquentielle

Tout d'abord nous réécrivons l'expression Eq III-25 sous la forme suivante :

$$Z_{TH}(f) = R_{TH} \frac{1}{\sqrt{j \frac{f}{f_c}}} Y1 Y2 \quad \text{Eq III- 26}$$

avec :

$$Y1 = \sqrt{1 + \frac{j \frac{f}{f_c}}{4n^2}} \quad \text{et} \quad Y2 = \left( 2 / \left( 1 + \left[ \frac{\sqrt{4n^2 + 1} - 1}{\sqrt{j \frac{f}{f_c}}} / \frac{\sqrt{4n^2 + 1} + 1}{\sqrt{j \frac{f}{f_c}}} \right]^{2n+1} \right) - 1 \right) \quad \text{Eq III- 27}$$

Nous analysons cette expression en fonction de la fréquence [Mnif04-2]. Trois cas seront discutés :

#### III.6.3.1.1 Premier cas : $f \ll f_c$

Sous cette condition, une investigation de  $Y1$  et  $Y2$  mène aux approximations suivantes :  $|Y1| \approx 1$  et  $Y2 \approx \sqrt{j \frac{f}{f_c}}$ . Il en résulte  $Z_{TH} \approx R_{TH}$ . Cette expression correspond à

l'impédance thermique en régime établi donnée par Eq III-10. Nous concluons alors que ce circuit peut être utilisé en régime établi ( $p=0$ ), et ceci indépendamment du nombre de cellules  $n$ .

### III.6.3.1.2 Second cas : $f \gg f_c$ et $f/f_c \ll 4n^2$

Dans ce cas, nous montrons que  $|Y1| \approx 1$  et  $|Y2| \approx 1$ , ce qui donne  $|Z_{TH}| \approx R_{TH} \sqrt{\frac{1}{\frac{f}{f_c}}} = \sqrt{\frac{R_{TH}}{C_{TH}}} \frac{1}{\sqrt{f}}$ . Cette expression correspond à l'impédance thermique en

régime transitoire donnée par Eq III-11. Par conséquent, le circuit représente un modèle d'ordre fractionnel pour cette gamme de fréquence et sous la prétention que  $n$  est assez grand.

### III.6.3.1.3 Troisième cas : $f \gg f_c$ et $f/f_c \gg 4n^2$

Pour ce cas,  $Y1$  et  $Y2$  peuvent être approximés par les expressions:  $|Y1| \approx \frac{1}{4n^2} \sqrt{\frac{f}{f_c}}$  et  $|Y2| \approx 1$ , ce qui donne  $|Z_{TH}| \approx \frac{1}{4n^2} R_{TH}$ . L'impédance thermique redevient constante pour  $n$  donné ce qui n'a pas de sens physique. Ceci indique que la limite supérieure de la fréquence  $f_u$  du circuit ci-dessus pour représenter l'impédance thermique est donnée par :

$$f_u = 4n^2 f_c \quad \text{Eq III- 28}$$

Nous réécrivons cette expression comme suit :  $\log \frac{f_u}{f_c} = 2 \log(2n)$ . De cette expression, il découle que pour augmenter la fréquence supérieure de deux décades, nous devons augmenter le nombre de cellules d'une décade. Par conséquent, pour avoir une représentation précise sur une gamme de fréquence étendue, un grand nombre de cellules est nécessaire.

Nous concluons que le circuit en échelle ci-dessus représente l'impédance thermique pour les deux régimes, établi et transitoire suivant la gamme de fréquence :

- Sur  $[0, f_c]$ , le régime établi est modélisé,
- Sur  $[f_c, f_u]$ , le régime transitoire est modélisé,

- Pour  $f > f_u$ , le circuit n'est plus valide.

### III.6.3.2 Validation du réseau en échelle série

La figure III-24 compare le modèle analytique avec le réseau en échelle série pour différents nombres de cellules (10 et 31). Dans toutes les comparaisons que nous faisons, nous attribuons aux paramètres physiques les valeurs suivantes :  $\lambda = 148$  W/mK,  $c = 710$  J/kgK et  $\rho = 2330$  kg/m<sup>3</sup>. Nous observons une très bonne précision pour les basses fréquences (régime statique) jusqu'à  $f_c$ . Pour les hautes fréquences (régime transitoire), le modèle est caractérisé par un asymptote de -10 dB par décade qui indique l'ordre fractionnel (ordre 1/2) du modèle. Les modules de l'impédance caractéristique du réseau équivalent et du modèle analytique se superposent assez bien jusqu'à une fréquence supérieure  $f_u$ . Cette fréquence  $f_u$  dépend du nombre de cellules. Elle peut être estimée par Eq III-28. Ceci montre que pour augmenter la fréquence supérieure  $f_u$  de 2.6 décades au delà de la fréquence de coupure  $f_c$ , il faut ajouter 10 cellules-RC, et il faut ajouter 30 cellules-RC pour obtenir une bonne précision jusqu'à 3.6 décades au delà de  $f_c$  et 100 cellules-RC pour 4.6-décades.

Cependant, la nécessité d'un grand nombre de cellules présente un handicap dans les simulateurs dû à la complexité et au temps de simulation très important. Pour cette raison, nous investiguons dans le paragraphe suivant une nouvelle approche pour remédier à cet inconvénient.

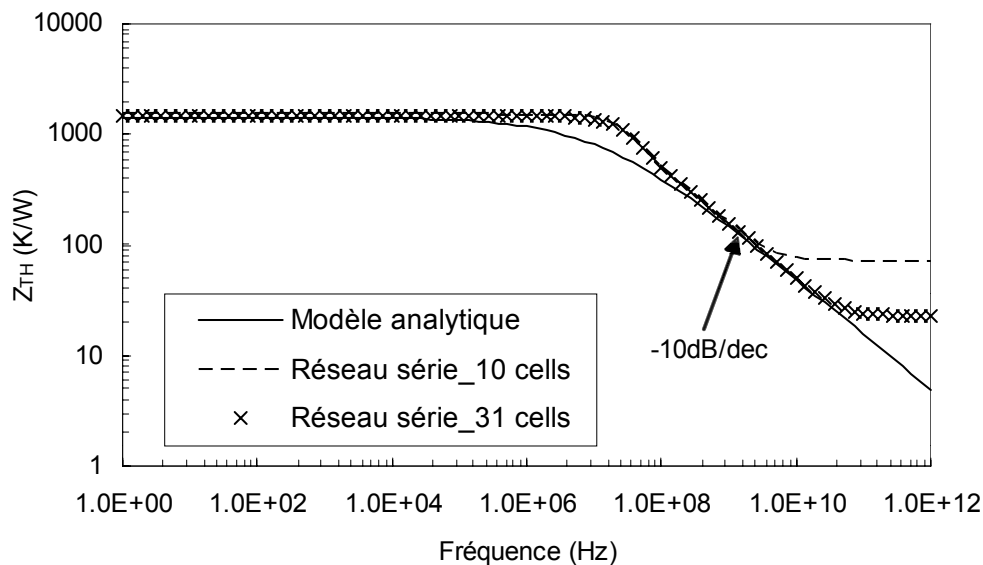


Figure III- 24 : Comparaison entre les modules du modèle analytique et celui de l'impédance caractéristique du réseau en échelle série pour différents nombre de cellules.

### III.6.4 Réseau récursif série

#### III.6.4.1 Présentation

L'objectif de développer un réseau récursif est d'améliorer le réseau linéaire développé ci-dessus. Nos critères sont :

- minimiser la différence entre le réseau équivalent et le modèle analytique,
- réduire le nombre de nœuds,
- et garder un nombre de paramètres réduit.

Dans le réseau récursif que nous proposons [Mnif04-2], (figure III-25), nous gardons la même topologie du réseau précédent (figure III-21). Seules les valeurs de paramètres seront différentes. En effet, nous introduisons un coefficient de récursivité  $k$  qui offre un degré de liberté supplémentaire. L'addition de ce coefficient nous permet d'augmenter la validité de la réponse fréquentielle à une fréquence supérieure  $f_u$  plus haute pour un nombre de cellules RC donné. Cette fréquence  $f_u$  ne dépend pas seulement désormais du nombre de cellules mais aussi du coefficient de récursivité  $k$ . Il peut être approximé par l'expression :

$$f_u \approx k^{2n} f_c$$

Eq III- 29

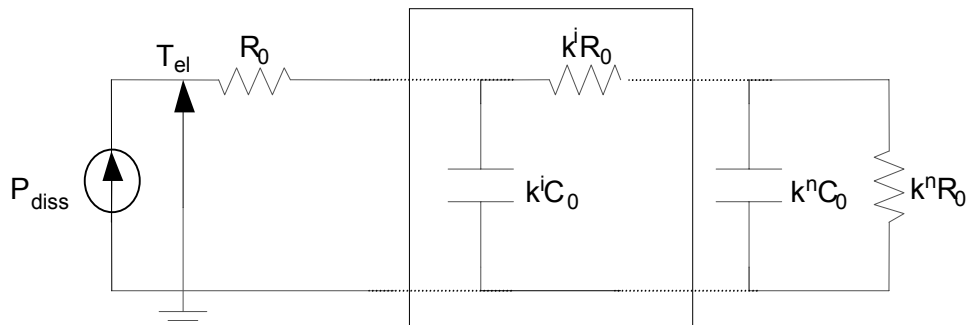


Figure III- 25 : Réseau récursif série.

Outre la capacité de couvrir une gamme de fréquence plus importante, ce circuit récursif offre aussi une meilleure représentation du comportement fractionnel avec moins de cellules RC.

#### III.6.4.2 Validation du réseau récursif série

Pour illustrer cette caractéristique, nous considérons l'exemple précédent, dans lequel nous avons présenté la réponse fréquentielle du réseau en échelle série avec 31 cellules RC (figure III-24). Une bonne concordance est observée jusqu'à 50 GHz. Cependant, nous obtenons un résultat similaire si nous utilisons un réseau récursif avec seulement 5 cellules RC. Les figures III-26 et III-27 comparent respectivement les modules et les phases des impédances caractéristiques des deux réseaux avec ceux du modèle analytique. Une équivalence des résultats peut être observée. Ceci est illustré sur la figure III-28, où nous avons comparé l'erreur relative par rapport au modèle analytique pour les deux représentations. Les erreurs sont comparables. Nous concluons que nous pouvons atteindre la même gamme de validité avec le réseau récursif, en utilisant un nombre de cellules très réduit.

Remarque : nous soulignons un déphasage de  $-45^\circ$  caractérisant le comportement non entier d'ordre  $\frac{1}{2}$  de l'impédance thermique.

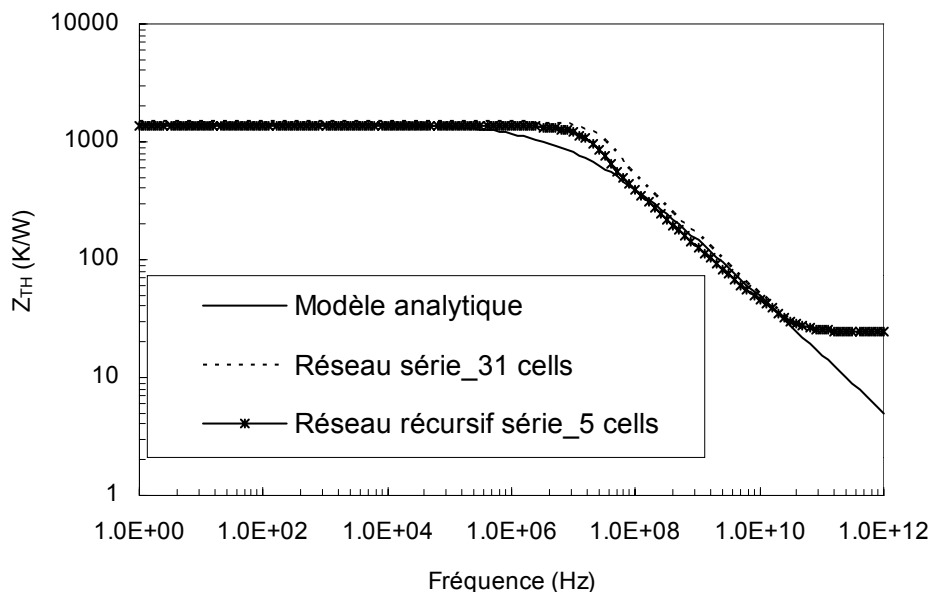


Figure III- 26 : Comparaison entre les modules du modèle analytique, des impédances caractéristiques du réseau en échelle série pour 31 cellules et du réseau récursif série pour 5 cellules.

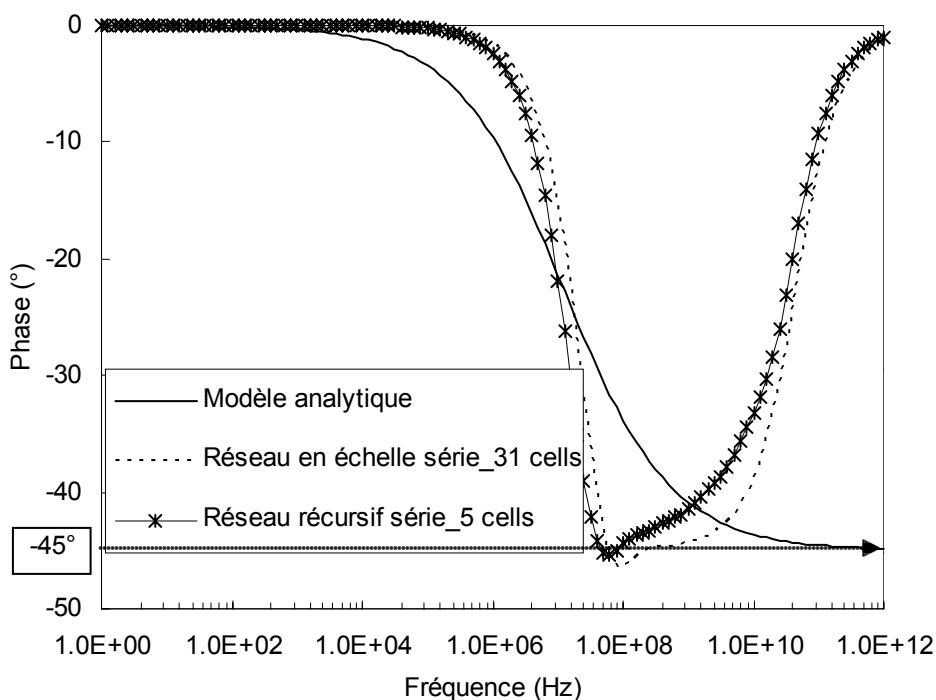


Figure III- 27 : Comparaison entre les phases du modèle analytique, des impédances caractéristiques du réseau en échelle série pour 31 cellules et du réseau récursif série pour 5 cellules.

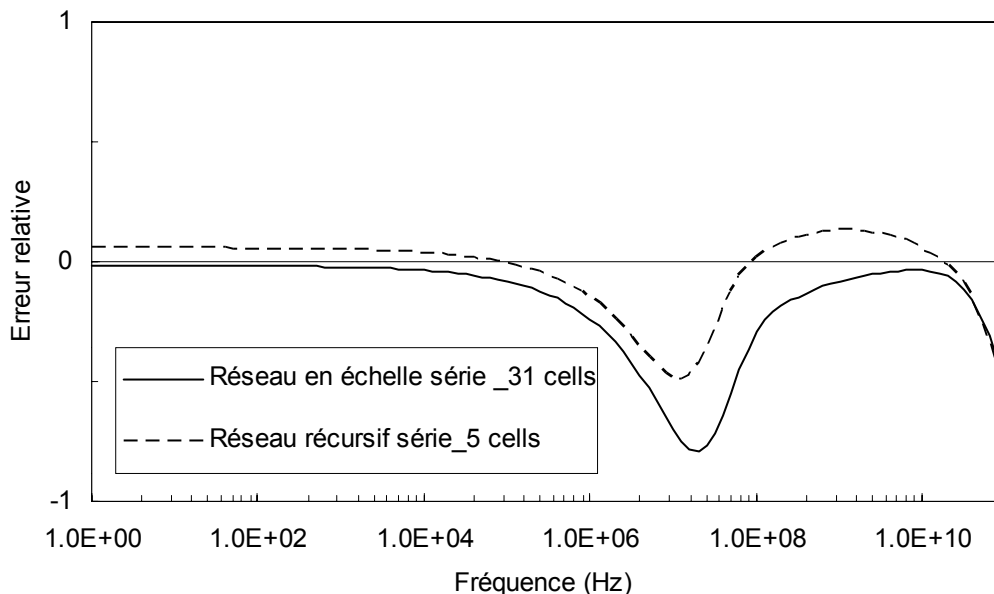


Figure III- 28 : Erreur relative du réseau en échelle série et celui récursif série par rapport au modèle analytique.

Pour les applications pratiques, un compromis doit être fait pour le réseau récursif entre le nombre de cellules et la précision exigée. Pour plus d'éclaircissement, nous reprenons le même réseau récursif série ci-dessus (seulement 5 cellules RC) et en changeant les valeurs de R, C et k, nous pouvons atteindre une fréquence supérieure  $f_u$  allant jusqu'à 7 décades de plus comme ceci est montré sur la figure III-29. Toutefois, une oscillation est observée dans la gamme de fréquence  $[f_c, f_u]$  qui perturbe le comportement en moyennes et hautes fréquences. Pour remédier à cet effet, nous présentons dans les paragraphes suivants deux topologies de réseaux en échelle parallèles.

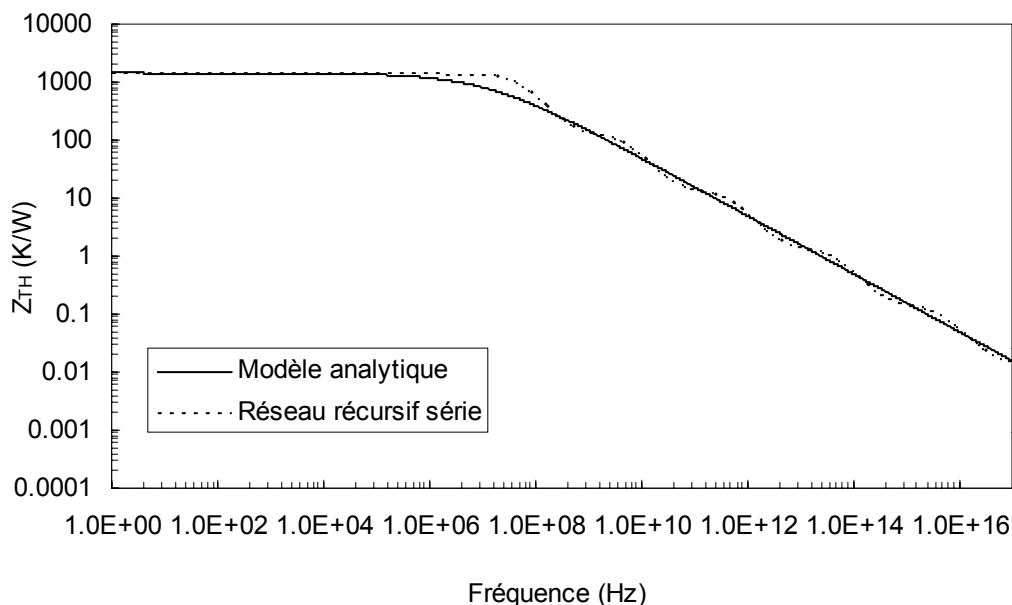


Figure III- 29 : Comparaison entre le module du modèle analytique et celui de l'impédance caractéristique du réseau récursif série.

### III.6.5 Réseau en échelle parallèle

#### III.6.5.1 Présentation

Nous proposons de mettre en parallèle le réseau équivalent en régime statique et celui en régime transitoire [Mnif03-2]. Il en résulte la topologie en échelle parallèle représentée sur la figure III-30. Dans ce cas, le réseau est terminé par une capacité pour que l'impédance équivalente soit égale à la résistance thermique, représentant l'équivalence en régime statique, pour les basses fréquences. Par ailleurs, nous montrerons la capacité du réseau représenté sur la figure III-30 par  $Z_{trans}$  à modéliser le régime transitoire.

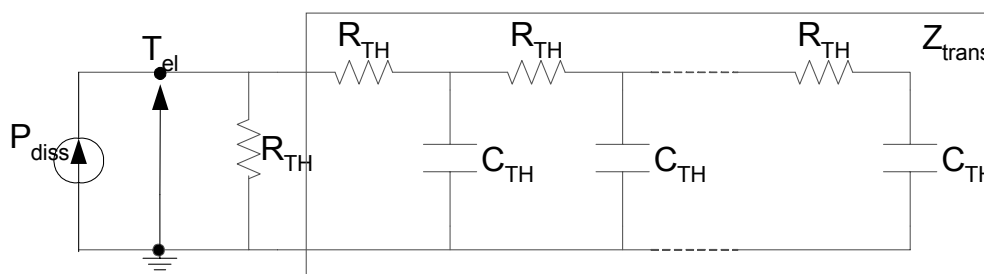


Figure III- 30 : Réseau en échelle parallèle.



Nous exprimons la variation élémentaire de la température et du flux de chaleur à travers un tronçon de la ligne de transmission, formé par une résistance thermique ( $r_{th}$ ) par unité de longueur et une capacité thermique par unité de longueur ( $c_{th}$ ), figure III-31.

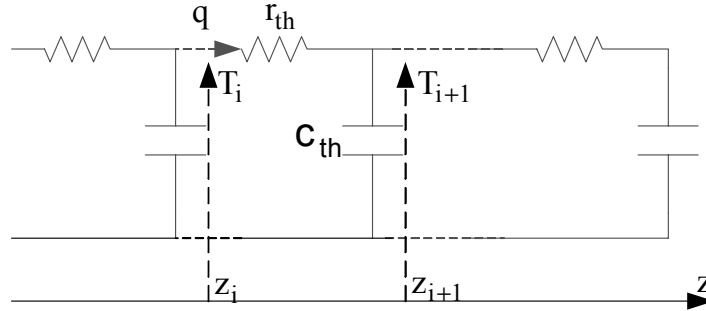


Figure III- 31 : Réseau équivalent du régime transitoire par unité de longueur.

$$\begin{cases} \frac{\partial T_{el}(r, z, t)}{\partial z} = -r_{th} q(r, z, t) \\ \frac{\partial q(r, z, t)}{\partial z} = -c_{th} \frac{\partial T_{el}(r, z, t)}{\partial t} \end{cases} \quad \text{Eq III- 30}$$

Le signe (-) est introduit pour garder un sens physique du système Eq III-30, dû au choix de la direction suivant l'axe  $z$  ( $T_{el i} > T_{el i+1}$ ,  $z_i < z_{i+1}$ ). Dans le domaine de Laplace, le système est transformé en deux équations différentielles :

$$\frac{\partial^2 \theta_{el}(r, z, p)}{\partial z^2} = r_{th} c_{th} p \theta_{el}(r, z, p) \quad \text{Eq III- 31}$$

$$\frac{\partial^2 \tilde{q}(r, z, p)}{\partial z^2} = r_{th} c_{th} p \tilde{q}(r, z, p) \quad \text{Eq III- 32}$$

où  $\theta_{el}$  et  $\tilde{q}$  sont les transformées de Laplace de  $T_{el}$  et  $q$  respectivement :

En définissant et en introduisant la constante de propagation thermique  $\eta$  :

$$\eta = \sqrt{r_{th} c_{th} p} \quad \text{Eq III- 33}$$

nous réécrivons les équations Eq III-31 et Eq III-32 respectivement :

$$\frac{\partial^2 \theta_{el}(r, z, p)}{\partial z^2} - \eta^2 \theta_{el}(r, z, p) = 0 \quad \text{Eq III- 34}$$

$$\frac{\partial^2 \tilde{q}(r, z, p)}{\partial z^2} - \eta^2 \tilde{q}(r, z, p) = 0 \quad \text{Eq III- 35}$$

Les solutions des équations différentielles Eq III-34 et Eq III-35 sont donc exprimées par :

$$\theta_{el}(r, z, p) = [\theta_i \exp(-\eta z) + \theta_r \exp(\eta z)] \quad \text{Eq III- 36}$$

$$\tilde{q}(r, z, p) = [\tilde{q}_i \exp(-\eta z) + \tilde{q}_r \exp(\eta z)] \quad \text{Eq III- 37}$$

avec  $\theta_r = \tilde{q}_r = 0$  (Conditions aux limites (2) et (3) dans le paragraphe (II.6.1.1.2) du chapitre II), ce qui donne :

$$\theta_{el}(r, z, p) = [\theta_i \exp(-\eta z)] \quad \text{Eq III- 38}$$

$$\tilde{q}(r, z, p) = [\tilde{q}_i \exp(-\eta z)] \quad \text{Eq III- 39}$$

La comparaison de Eq III-30 transformée dans le domaine de Laplace avec la dérivée de Eq III-38 donne :

$$\frac{\partial \theta_{el}(r, z, p)}{\partial z} = -r_{th} \tilde{q}(r, z, p) = [-\eta \theta_i \exp(-\eta z)] = -\eta \theta_{el}(r, z, p) \quad \text{Eq III- 40}$$

Et par conséquent, l'impédance sera donnée par :

$$Z_{trans} = \frac{\theta_{el}(r, z, p)}{\tilde{q}(r, z, p)} = \frac{r_{th}}{\eta} = \sqrt{\frac{r_{th}}{c_{th} p}} = \sqrt{\frac{R_{TH}}{C_{TH} p}} \quad \text{Eq III- 41}$$

où  $R_{TH}$  et  $C_{TH}$  sont la résistance thermique et la capacité thermique respectivement.

Cette impédance est exactement celle donnée par l'expression Eq III-11. Toutefois, cette dernière démonstration a été faite dans le cas d'un circuit équivalent d'ordre infini ce qui est non réaliste. Pour cela, nous examinons dans le paragraphe suivant des réseaux tronqués.

### III.6.5.2 Validation du réseau en échelle parallèle

Sur la figure III-32 nous présentons une comparaison entre le modèle analytique et le réseau en échelle parallèle pour 10 cellules RC. Nous remarquons un meilleur comportement pour les moyennes fréquences au niveau de la fréquence de coupure. Cependant, le nombre de cellules important que nécessite un tel réseau compromet son utilisation dans des simulateurs de circuit. Connaissant l'avantage des topologies récursives, offrant des performances égales en comparaison avec celles linéaires pour un nombre de cellule RC inférieur, nous proposons dans la suite un réseau récursif parallèle [Mnif03-2].

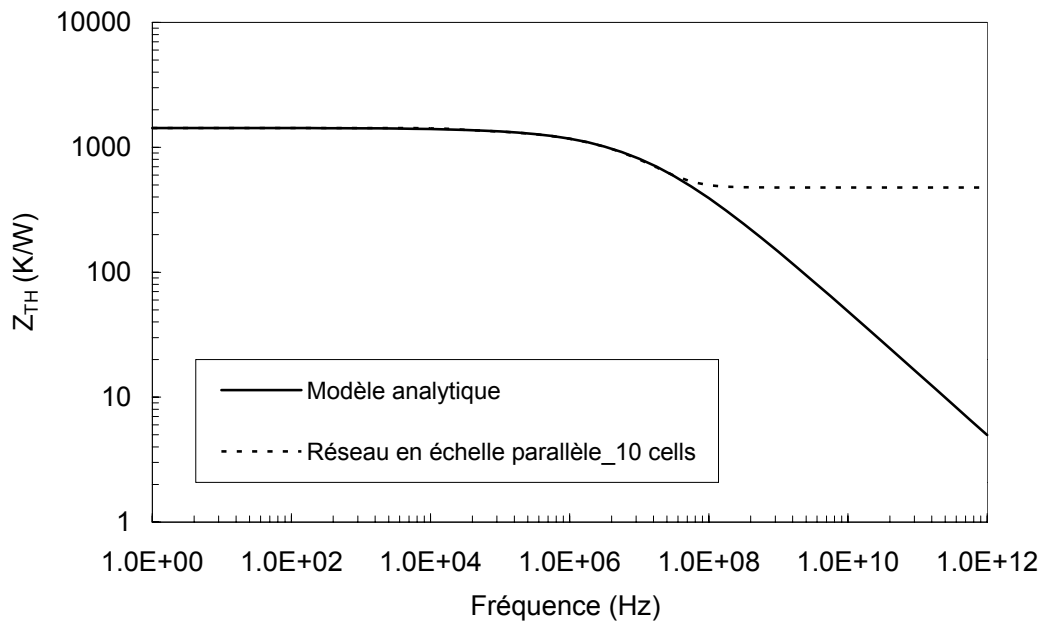


Figure III- 32 : Comparaison entre le module du modèle analytique et celui de l'impédance caractéristique du réseau en échelle parallèle pour  $n = 10$ .

### III.6.6 Réseau récursif parallèle

#### III.6.6.1 Présentation

Le réseau récursif parallèle est présenté sur la figure III-33. Les valeurs initiales des paramètres de ce réseau qui sont au nombre de trois seront calculés en se basant sur la méthode nodale. En effet, nous pouvons identifier ce réseau récursif parallèle à une représentation physique de la structure modélisée. Il présente une discrétisation spatiale du modèle physique qui permet en particulier de mettre en évidence les échanges thermiques internes. Chaque élément discrétisé est représenté par un nœud associé à une capacité et une résistance localisées. Nous montrons la capacité de ce réseau à représenter notre impédance thermique bien particulière.

Nous considérons notre structure comme un milieu plan semi infini dans la direction  $z$ , tel que représenté sur la figure III-33, et réalisons une discrétisation de ce milieu en considérant un pas d'espace variable tel que :  $\Delta z_1 = e_1$ ,  $\Delta z_2 = k\Delta z_1 = ke_1$ ,  $\Delta z_3 = k\Delta z_2 = k^2 e_1$ , ...,  $\Delta z_i = k\Delta z_{i-1} = k^i e_1$ . Chaque couche du matériau de conductivité  $\lambda$  et de capacité thermique  $\rho C_p$  peut être modélisée à partir de la cellule RC élémentaire

représentée sur la figure III-33. Le potentiel du nœud entre deux couches représente la variation de la température en ce point. Etant donné que l'épaisseur de deux couches adjacentes est corrélée par un facteur multiplicatif  $k$ , ce même facteur lie deux valeurs de résistances ou de capacités adjacentes ( $R_{i+1} = kR_i$ ,  $C_{i+1} = kC_i$ ).

Les valeurs des paramètres du circuit sont calculées à partir de leurs expressions physiques. Pour un flux de chaleur dans la direction  $z$ , la résistance thermique pour une couche d'épaisseur  $\Delta z_i$  est donnée par :

$$R_i = \frac{\Delta z_i}{A\lambda} = \frac{k^{i-1} e_1}{A\lambda} \quad \text{Eq III- 42}$$

où  $A$  est la surface de la source de chaleur (égale à la surface de la fenêtre d'émetteur). La capacité thermique de cette couche est donnée par :

$$C_i = A\Delta z_i \rho c = Ak^{i-1} e_1 \rho c \quad \text{Eq III- 43}$$

Ainsi, chaque couche est modélisée à partir d'une cellule élémentaire  $R_i C_i$ .

Ainsi le comportement thermique dans la structure peut être modélisé à partir du réseau analogique représenté sur la figure III-33. La fonction de transfert du réseau est :

$$Z(p) = R + \frac{1}{Cp + \frac{1}{kR + \frac{1}{kCp + \frac{1}{k^2 R + \frac{1}{k^2 Cp + \dots}}}}} \quad \text{Eq III- 44}$$

Que l'on peut encore écrire :

$$Z(p) = R + \frac{1}{Cp + \frac{1}{kZ(k^2 p)}} \quad \text{Eq III- 45}$$

Soit :

$$Z(p) = R + \frac{kZ(k^2 p)}{kCpZ(k^2 p) + 1} \quad \text{Eq III- 46}$$

Le milieu étant semi infini, on doit retrouver le comportement non entier de la fonction de transfert aussi bien aux temps courts que longs. Or, on remarque que :

$$\lim_{p \rightarrow 0} Z(p) = \infty \quad \text{Eq III- 47}$$

$$\lim_{p \rightarrow 0} pZ(p) = 0 \quad \text{Eq III- 48}$$

On en déduit donc que, lorsque  $p \rightarrow 0$ ,  $kCpZ(k^2 p) \ll 1$  et que  $kZ(k^2 p) \gg R$ . Ainsi la fonction de transfert est :

$$Z(p) = kZ(k^2 p) \quad \text{Eq III- 49}$$

La solution de cette équation fonctionnelle est :

$$Z(p) = p^{-\xi} \quad \text{Eq III- 50}$$

Avec :

$$\xi = \frac{\text{Ln}(k)}{\text{Ln}(k^2)} = \frac{1}{2} \quad \text{Eq III- 51}$$

Le réseau récursif amélioré permet de simuler le comportement non entier d'ordre  $\frac{1}{2}$  de la fonction de transfert. On constate d'autre part que la valeur du coefficient de récursivité  $k$  peut être choisie quelconque strictement positive. D'un point de vue pratique il est bien sûr plus intéressant de prendre  $k > 1$ .

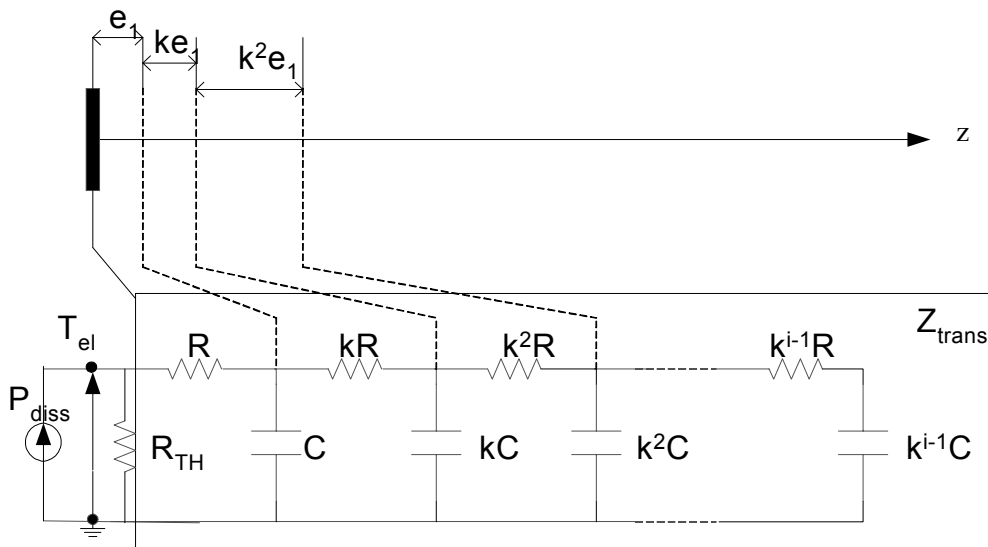


Figure III- 33 : Réseau récursif parallèle.

### III.6.6.2 Validation du réseau récursif parallèle

#### III.6.6.2.1 Domaine fréquentiel

Sur les figure III-34 et III-35, nous comparons pour le même nombre de nœuds ( $n=5$ ), la réponse fréquentielle (modules et phases respectivement) entre le réseau récursif parallèle et le réseau récursif série. Le modèle de référence est celui donné par la solution analytique. Pour le réseau récursif parallèle, le pas de discrétisation  $e_1$  est  $1\text{nm}$ , et le coefficient de récursivité  $k=3$ . Nous observons une très bonne précision pour les basses et hautes fréquences pour les deux réseaux. Les performances en moyennes fréquences sont nettement meilleures pour le réseau récursif parallèle.

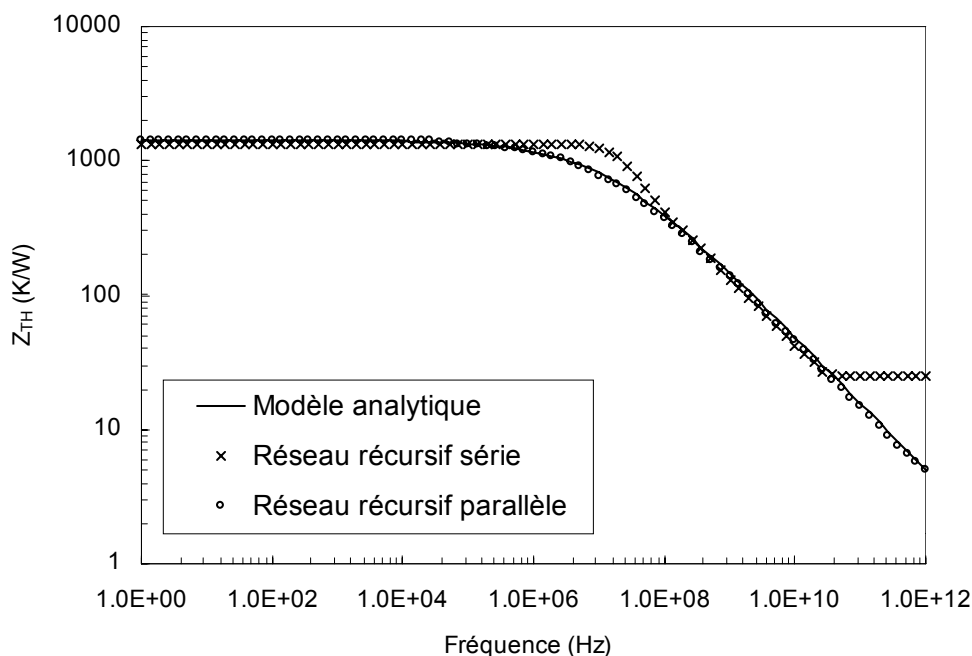


Figure III- 34 : Comparaison entre les modules du modèle analytique, des impédances caractéristiques du réseau récursif série et du réseau récursif parallèle au nombre de cellules équivalent.

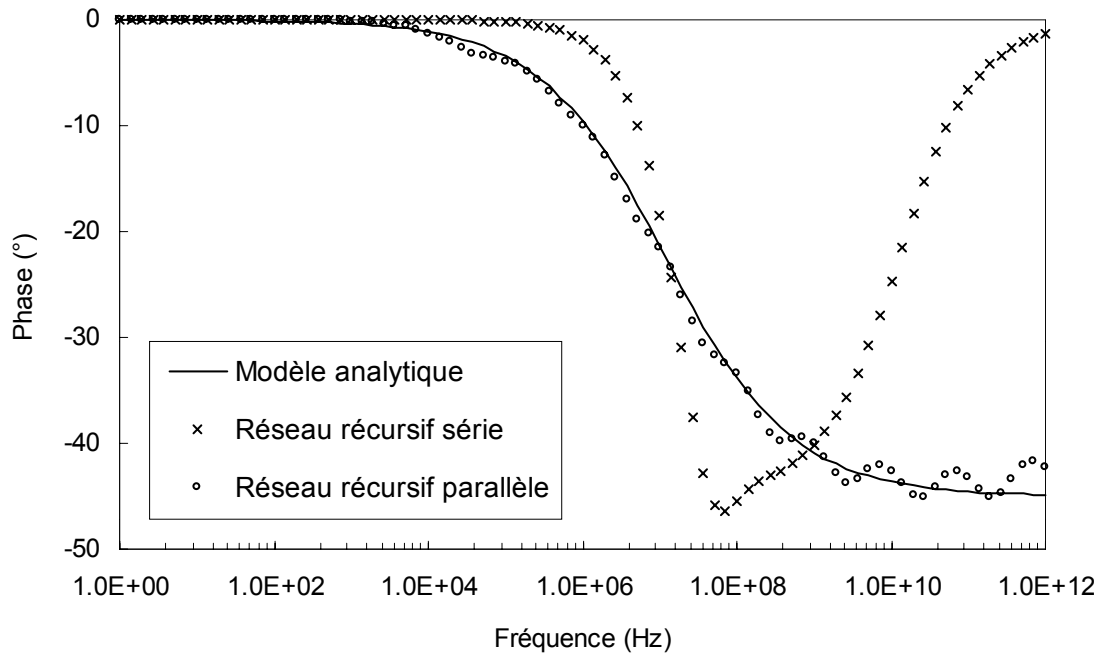


Figure III- 35 : Comparaison entre les phases du modèle analytique, des impédances caractéristiques du réseau récursif série et du réseau récursif parallèle au nombre de cellules équivalent.

#### III.6.6.2.2 Domaine temporel

Nous n'oublions pas que notre objectif est d'avoir un modèle précis permettant de décrire le comportement thermique pour des simulations transitoires. Le modèle récursif parallèle est simulé (avec SPICE) et est comparé avec le modèle analytique dans le domaine temporel donné par Eq III-2. Des données mesurées sont ajoutées pour valider le modèle. Sur la figure III-36, nous observons une bonne précision du réseau récursif parallèle par rapport au modèle analytique et aux mesures.

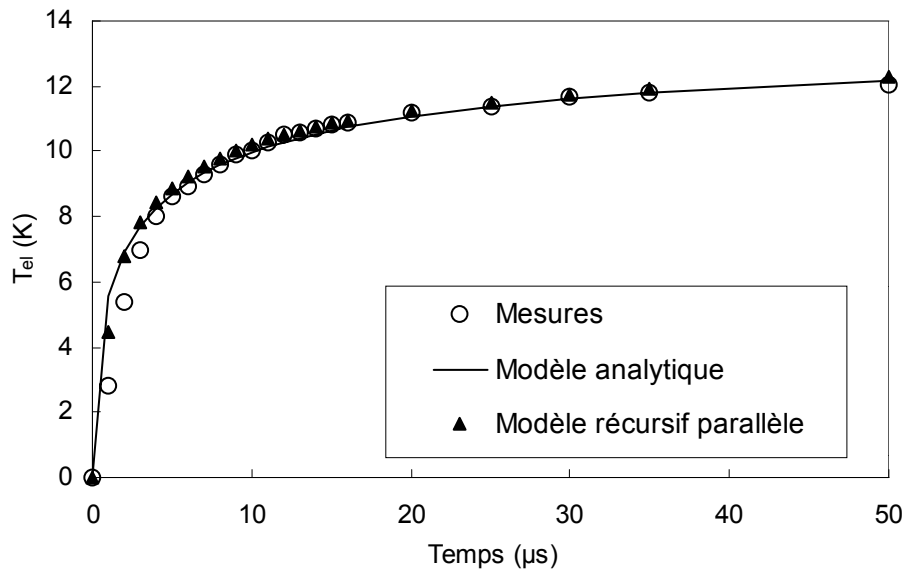


Figure III- 36 : Réponse transitoire de l'auto-échauffement : comparaison entre modèle récursif parallèle, modèle analytique et mesures pour un TBH  $0.25\mu\text{m}\times 3.05\mu\text{m}$ .

### III.7 Conclusion

Après avoir présenté la technique de mesure de la variation dynamique de la température de jonction, des méthodes de caractérisation des deux paramètres principaux du modèle de l'auto-échauffement que sont la résistance thermique et la capacité thermique sont exposées. Une étude comparative entre le modèle analytique et des mesures réalisées sur différentes technologies nous ont permis de valider notre modèle. En effet, nous avons révélé que le comportement par simulation du modèle est en bon accord avec les essais expérimentaux. De plus, une étude a été menée pour vérifier la cohérence physique des valeurs des paramètres en fonction des dimensions des transistors. Cette étude a dévoilé une erreur assez importante sur la capacité thermique dû aux approximations qui ont été faites.

Afin d'avoir une représentation compatible avec les modèles compacts de type SPICE, une équivalence électrique est nécessaire. Dans ce but nous avons étudié quatre réseaux de topologies différentes :

➤ Un réseau en échelle série nécessitant l'extraction de deux paramètres physiques, la résistance thermique  $R_{TH}$  et la capacité thermique  $C_{TH}$ . Or la nécessité de minimiser le



temps de simulation du modèle en réduisant le nombre de nœuds dans un modèle compact a conduit à l'étude d'une topologie récursive.

➤ Un réseau récursif série, nécessitant un paramètre de plus qui est le coefficient de récursivité  $k$ . Le manque de précision de ces modèles pour les moyennes fréquences a nécessité le développement d'une nouvelle topologie parallèle.

➤ Un réseau en échelle parallèle, qui couple en parallèle la résistance thermique  $R_{TH}$  représentant le régime établi et un réseau décrivant le régime transitoire caractérisé par son comportement non entier. Ce réseau nécessite l'extraction des deux paramètres physiques  $R_{TH}$  et  $C_{TH}$ .

➤ Un réseau récursif parallèle qui a l'avantage de réduire le nombre de nœuds par rapport au celui précédent au coût d'un paramètre supplémentaire.

Ces réseaux équivalents nécessitent seulement quatre paramètres à extraire dans le pire des cas (pour les réseaux récursifs) quel que soit l'ordre du modèle à savoir  $R_{TH}$ ,  $R$ ,  $C$  et  $k$ . Ceci n'est pas le cas du modèle en  $\pi$  où le nombre de paramètre  $N_p$  est proportionnel à l'ordre du réseau  $n$  selon la loi  $N_p=2n$ . Nous profitons alors d'un gain important de précision tout en réduisant le nombre de paramètres.



**CHAPITRE IV : Modélisation compacte des TBH SiGe :  
dépendance en température**



## IV.1 Introduction

Après avoir décrit dans les chapitres précédents le fonctionnement électrique du transistor bipolaire à hétérojonction SiGe ainsi que les mises en œuvres possibles pour évaluer la variation de la température du composant, il convient de s'intéresser maintenant à la façon dont cette température influe sur les caractéristiques électriques du transistor. Ceci permet d'établir un modèle permettant le couplage entre le comportement électrique et le comportement thermique du transistor.

Dans ce chapitre nous présenterons les résultats de mesures statiques et dynamiques réalisées sur des TBH SiGe pour différentes températures. Ceci constituera une introduction à une étude approfondie de l'effet de la température sur les principaux paramètres régissant le comportement d'un TBH SiGe. Notre étude sera basée sur la présentation du modèle compact HICUM destiné à des transistors rapides issus des technologies récentes. Nous clôturerons ce chapitre par la description de l'ensemble des protocoles de caractérisation qui permettent de déterminer les paramètres du modèle HICUM liés à la température.

## IV.2 Couplage électrothermique

### IV.2.1 Principe

A l'inverse des simulateurs physiques où les solutions des problèmes électriques et thermiques se font simultanément, en utilisant par exemple l'algorithme de Newton-Raphson [Szek97], dans les simulateurs électriques (basés sur les modèles compacts), les problèmes électriques et thermiques sont résolus indépendamment puis sont reliés par une boucle d'itération. Dans ce cas, une corrélation directe existe entre le modèle électrique et le modèle thermique comme ceci est illustré sur la figure IV-1. Le couplage électrothermique dans les transistors se fait simplement par l'échange des grandeurs scalaires  $\Delta T$ , qui représente la variation de la température de jonction dans le transistor, et  $P_{\text{diss}}$ , la puissance moyenne dissipée, entre le modèle électrique et le modèle thermique. Dans le modèle électrique,  $\Delta T$  est alors utilisée pour réévaluer à chaque pas de simulation l'ensemble des paramètres du modèle dépendant de la température. Par conséquent, la dépendance de tous ces paramètres avec la température doit être connue. Cette méthode est plus facile à implanter, mais nécessite l'implémentation du transfert de données, une synchronisation et un contrôle de convergence afin d'éviter des problèmes numériques lors de la simulation.

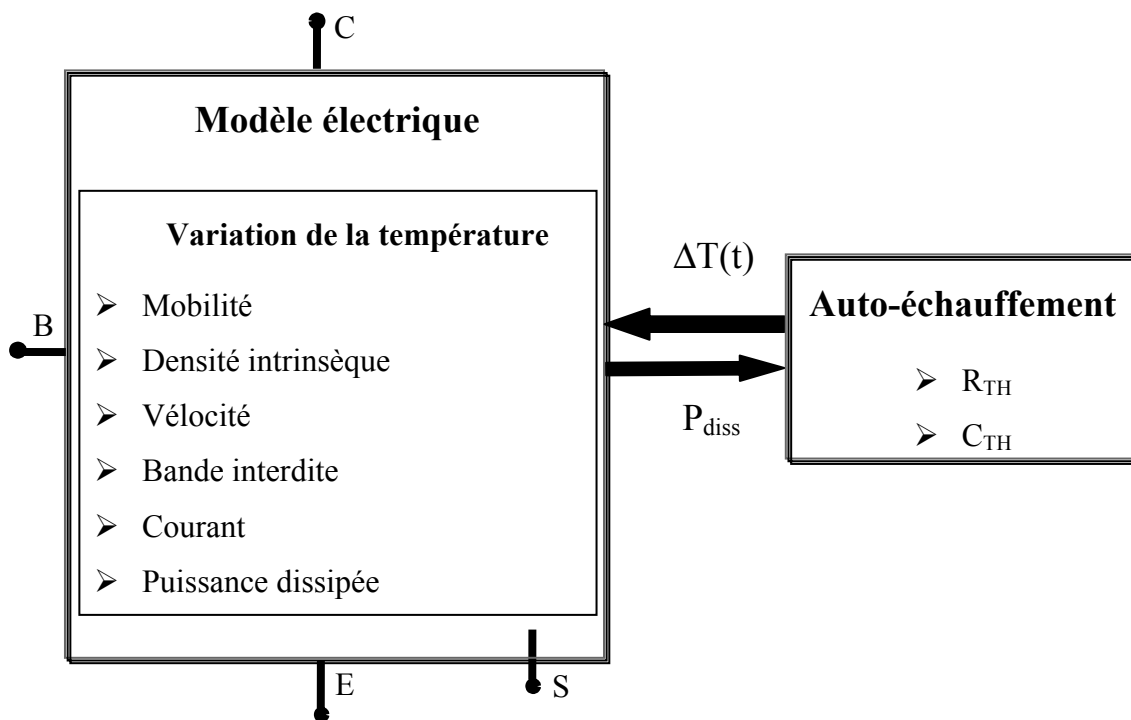


Figure IV- 1 : Couplage électro-thermique.

### IV.2.2 Implantation du modèle de l'auto-échauffement dans le modèle HICUM

Le nouveau modèle de l'auto-échauffement décrit dans les chapitres II et III sera implanté dans le modèle compact HICUM [Mnif02-2] (une description plus détaillée de ce modèle sera présentée dans la suite de ce chapitre). Ceci est seulement dans le but de tester notre nouveau modèle. Pour cela, nous utilisons le langage HDL-A (Hardware Description Language – Analog) [Ment94] qui est un langage de description comportemental pour les circuits analogiques et mixtes. Ce langage nous permet d'écrire les équations du modèle et en particulier les équations régissant la dépendance en température. Ce modèle sera associé au simulateur ELDO dans le logiciel ICCAP. Toutefois, pour raison de simplification, nous ne prenons pas en compte certains effets tels que les effets non quasi-statiques ou le transistor parasite PNP.

Dans une première étape, nous implantons les équations du modèle HICUM standard mais sans la prise en compte de l'effet de l'auto-échauffement. La comparaison entre la version HDL-A et celle commerciale de ELDO (pour des paramètres d'auto-échauffement de valeurs nulles) montre que les deux modèles présentent une différence minimale sur notre domaine d'intérêt ce qui valide notre propre version de HICUM.

Dans une deuxième étape le nouveau modèle d'auto-échauffement décrit dans le deuxième chapitre par Eq II-57 est ajouté. Celui ci est couplé via les variables  $\Delta T$  et  $P_{diss}$  pour calculer les paramètres du modèle électrique dépendant de la température. La puissance dissipée dans le composant est calculée à partir des éléments dissipatifs appropriés dans le circuit équivalent, excluant les éléments de stockage d'énergie :

$$P = |I_T V_{C'E}| + \sum |I_{jd} V_{diode}| + |I_{AVL} V_{B'C'}| + \sum \Delta V_n^2 / r_n \quad \text{Eq IV- 1}$$

avec  $d = \{BEp, BCx, BEi, BCi, SC\}$ , p : périphérique, x: extrinsèque, i : intrinsèque,  $I_T$  : courant de transfert,  $I_j$  : courant dans la jonction,  $I_{AVL}$  : courant d'avalanche,  $V_{diode}$  tension aux bornes de diode,  $r_n$  représente les résistances séries ( $n = \{Bx, E, Cx, Bi\}$ ), et  $\Delta V_n$  les chutes de tensions correspondantes à travers ces résistances.

Pour analyser le comportement dynamique du nouveau modèle de l'auto-échauffement, nous réalisons différentes simulations transitoires. La figure IV-2 montre les résultats pour le courant de collecteur isotherme et celui non isotherme. Le cas où la capacité thermique est négligée est aussi présenté.

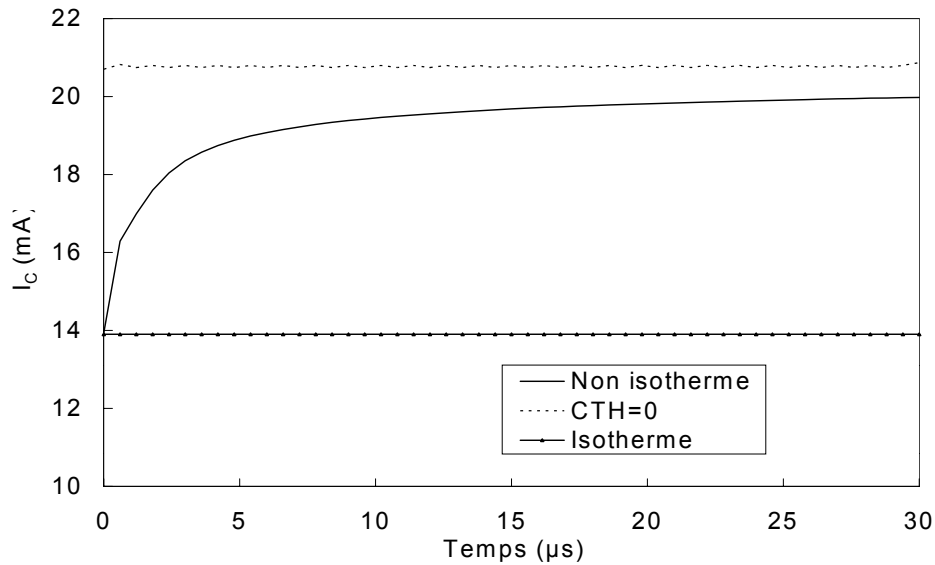


Figure IV- 2 : Réponse transitoire du courant de collecteur pour  $V_{BC} = 0V$  et  $V_{CE} : 0 \rightarrow 1V$ .

L'influence de l'auto-échauffement est visible sur la courbe de Gummel, figure IV-3. Cet effet peut être estimé en comparant les simulations isothermiques avec celles non isothermiques. La différence est importante pour les fortes densités de courant où la dissipation de puissance est importante.

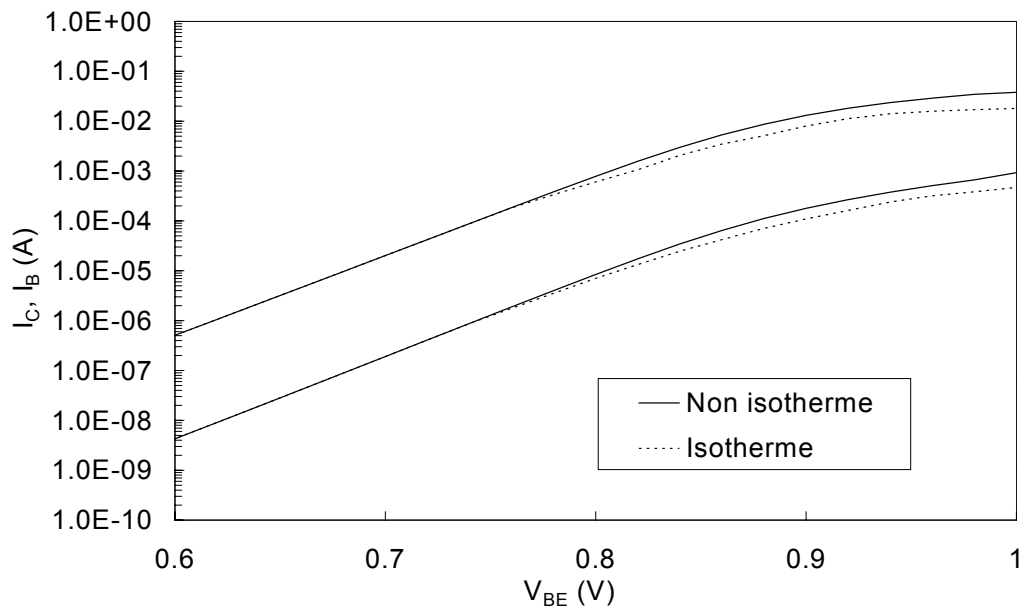


Figure IV- 3 : Courbe de Gummel : comparaison entre simulations isotherme et non isotherme.



## IV.3 Effet de la température sur le fonctionnement des TBH SiGe : résultats de mesures

### IV.3.1 Etude statique

Nous décrivons dans ce paragraphe les caractéristiques statiques principales des TBH SiGe. Nous étudions en particulier les caractéristiques de sortie, le tracé de Gummel et le gain en courant qui sont censés varier énormément avec la température. Toutes les mesures dans ce paragraphe sont réalisées sur des transistors de la technologie BiCMOS SiGe 0.25 $\mu\text{m}$  de STMicroelectronics.

#### IV.3.1.1 Caractéristiques de sortie

La figure IV-4 représente les caractéristiques de sortie pour différentes valeurs constantes de  $I_B$  et pour trois différentes températures : 150°C, 27°C et -50°C.

Nous remarquons que les caractéristiques de sortie ( $I_C$ ,  $V_{CE}$ ) évoluent quand la température diminue. Les différences sont principalement accentuées pour les forts courants de base. Avec des courants de commande  $I_B$  assez forts, ce transistor peut conduire un courant collecteur important, et induire un mécanisme d'auto-échauffement sévère, comme nous le montre les valeurs négatives de  $\partial I_C / \partial V_{CE}$ . A plus basse température, pour une densité de puissance locale comparable, cet effet se réduit grâce à l'augmentation de la conductivité thermique  $\lambda$ . Toutefois, comme la densité de courant collecteur maximale augmente à basse température l'échauffement peut devenir très important.

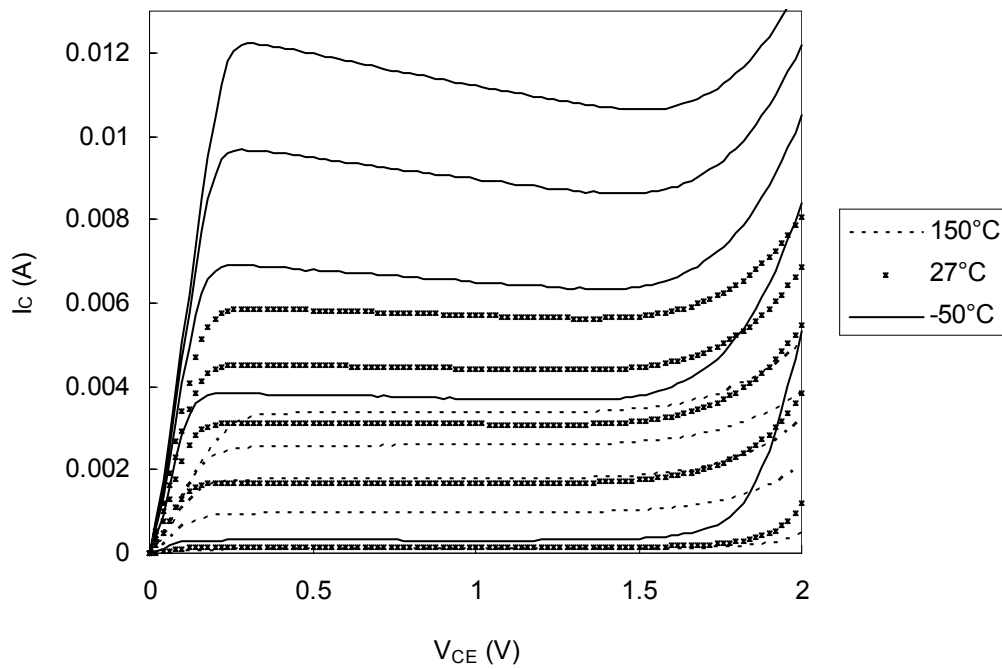


Figure IV- 4 : Caractéristiques de sortie pour différentes valeurs de  $I_B$  constantes, à  $-50^\circ\text{C}$ ,  $27^\circ\text{C}$  et  $150^\circ\text{C}$  pour un TBH SiGe de surface d'émetteur  $0.65 \times 12.65 \mu\text{m}^2$ .

#### IV.3.1.2 Tracé de Gummel :

La figure IV-5 montre des caractéristiques typiques de Gummel à  $V_{BC} = 0$  pour différentes températures.

Bien que le transistor présente un comportement presque idéal à la température ambiante et à  $150^\circ\text{C}$ , des composantes de fuites parasites à faible niveau apparaissent à  $-50^\circ\text{C}$ . L'explication probable de cette imperfection est la domination du courant de recombinaison à basse température.

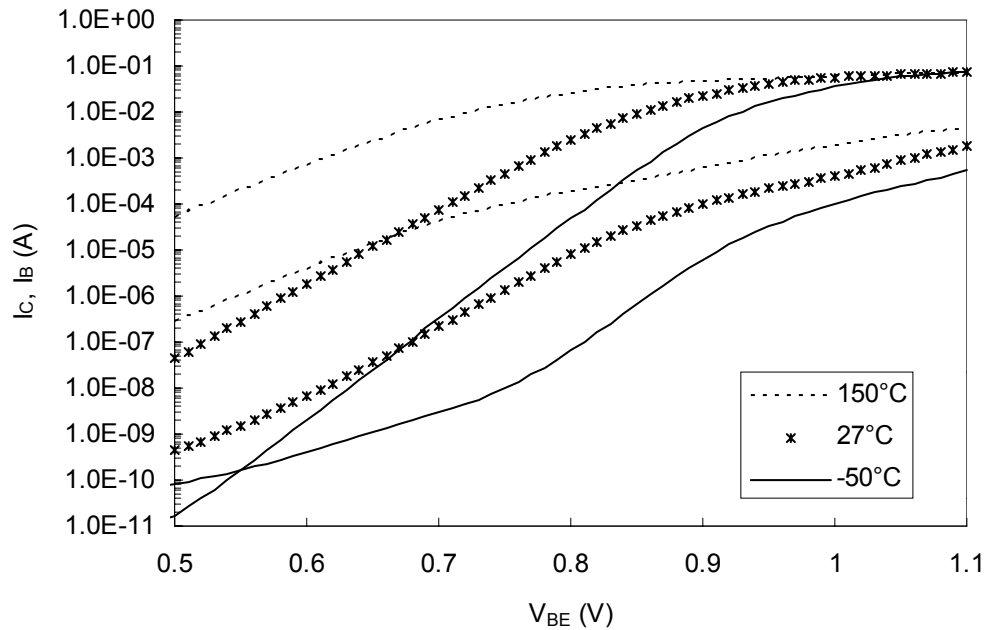


Figure IV- 5 : Caractéristiques de Gummel typiques associées à  $-50^{\circ}\text{C}$ ,  $27^{\circ}\text{C}$  et  $150^{\circ}\text{C}$  pour un TBH SiGe de surface d'émetteur  $0.65 \times 12.65 \mu\text{m}^2$ .

L'augmentation importante du courant  $I_C$  avec la température est illustrée sur la figure IV-6 où les variations du courant de collecteur avec  $V_{BE}$  (à  $V_{BC}=0$ ) pour plusieurs températures sont représentées. Les variations de la tension de commande  $V_{BE}$  pour un même courant collecteur, comme l'illustre la figure IV-7, sont inversement proportionnelles à la température. Cette diminution de  $V_{BE}$  en fonction de la température pour compenser l'augmentation du courant de collecteur peut être explicitée en première approximation par l'expression suivante [Klaa92] :

$$\left. \frac{\partial V_{BE}}{\partial T} \right| \propto \frac{1}{T} \left( V_{BE} - \frac{E_{gb}(T)}{q} \right) \quad \text{Eq IV- 2}$$

avec  $E_{gb}$  est la bande interdite de l'énergie au niveau de la base.

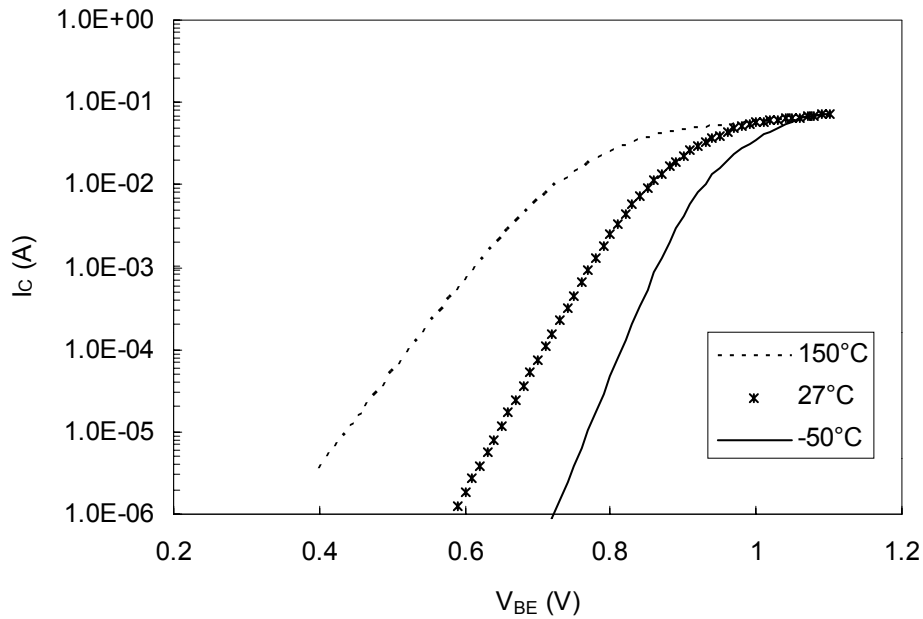


Figure IV- 6 : Variation du courant de collecteur en fonction de  $V_{BE}$  pour différentes températures pour un TBH SiGe de surface d'émetteur  $0.65 \times 12.65 \mu\text{m}^2$ .

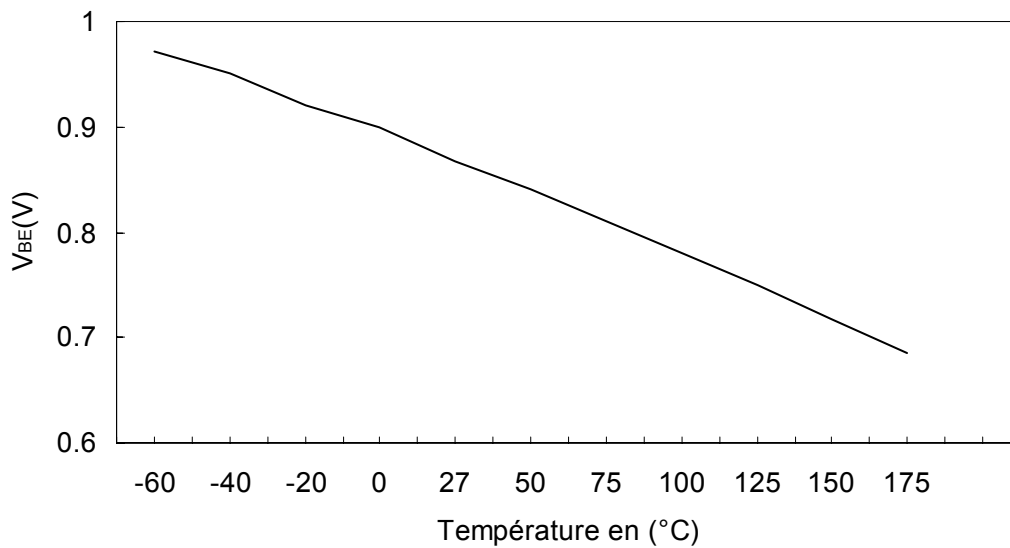


Figure IV- 7 : Variation de la tension  $V_{BE}$  en fonction de la température pour  $I_C$  constant pour un TBH SiGe de surface d'émetteur  $0.65 \times 12.65 \mu\text{m}^2$ .

Ce comportement de courant de collecteur pour les basses températures engendre aussi l'augmentation de la transconductance  $g_m$ . Ceci est dû à la diminution de la tension électro-thermique pour les basses températures puisque pour les faibles injections, nous pouvons exprimer  $g_m$  par [Cres93-1] :

$$g_m = \frac{\partial I_C}{\partial V_{BE}} \cong \frac{I_C}{U_T} \propto \frac{1}{U_T} \exp\left(\frac{V_{BE}}{U_T}\right) \quad \text{Eq IV- 3}$$

### IV.3.1.3 Gain en courant

Comme nous l'avons évoqué précédemment, la température influe beaucoup sur le gain en courant dans les TBH SiGe. Pour cette raison nous présentons sur les figures IV-8 et IV-9, les gains en courant ( $\beta$ ) en fonction du courant de collecteur  $I_C$  et de la tension  $V_{BE}$ , respectivement, pour plusieurs températures et pour  $V_{BC}=0$ .

La courbe de  $\beta$  en fonction de  $I_C$  peut être divisée en quatre parties :

- très faible injection où  $\beta$  augmente avec  $I_C$ . Dans cette région  $\beta$  augmente avec la température. Ceci est le résultat des courants parasites et des courants de recombinaison en surface ajoutés à la valeur du courant de base  $I_B$ . Ces courants de fuite dans la base augmentent pour les plus basses températures.
- faible injection où le pic de  $\beta$  est atteint
- moyenne injection où le gain diminue de manière monotone avec l'augmentation du courant, la dégradation du gain avec l'augmentation de  $I_C$  est lié à l'effet Early inverse (modulation de la zone de charge d'espace base-émetteur). L'origine physique de cet effet est dû à la dépendance de l'épaisseur de la zone de charge d'espace base-émetteur avec la polarisation. En effet comme la tension  $V_{BE}$  augmente pour supporter l'augmentation du courant  $I_C$ , la zone de charge d'espace se rétrécit causant ainsi la dégradation de  $\Delta E_{g,Ge}(0)$  et par suite de  $I_C$  ce qui résulte en une diminution de  $\beta$ , figure IV-10.

Par ailleurs, dans cette région, le gain augmente quand nous abaissons la température. Nous rappelons l'expression du gain dans un TBH SiGe :

$$\beta = \frac{I_C}{I_B} = \frac{D_n W_E N_E}{D_p W_B N_B} \exp\left(\frac{\Delta E_g(x)}{kT}\right) \quad \text{Eq IV- 4}$$

- haute injection où le gain chute énormément. Dans cette région le gain  $\beta$  augmente également quand la température baisse.

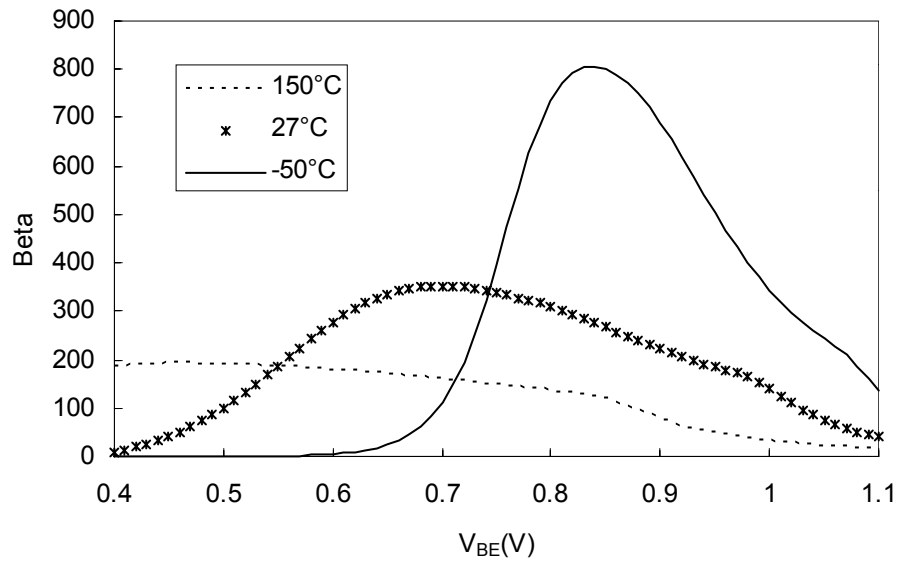


Figure IV- 8 : Gain en courant en fonction de  $V_{BE}$  pour différentes températures pour un TBH SiGe de surface d'émetteur  $0.65 \times 12.65 \mu\text{m}^2$ .

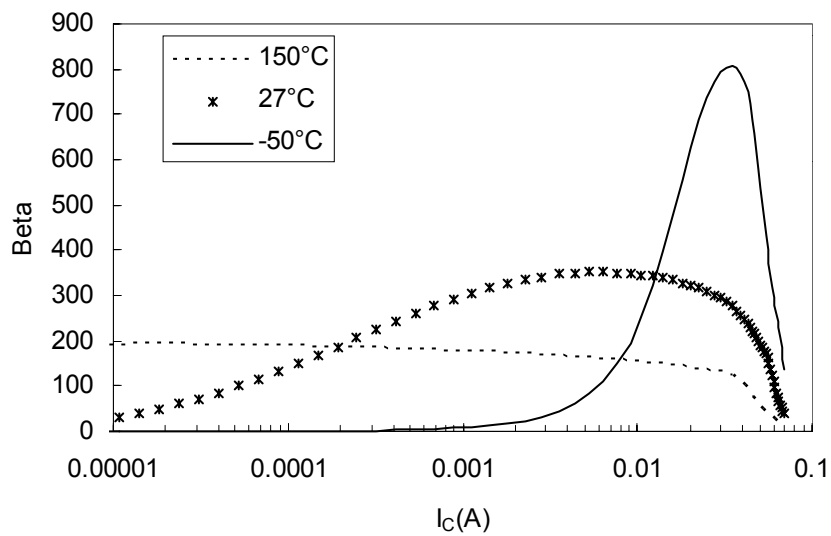


Figure IV- 9 : Gain en courant en fonction de  $I_C$  pour différentes températures pour un TBH SiGe de surface d'émetteur  $0.65 \times 12.65 \mu\text{m}^2$ .

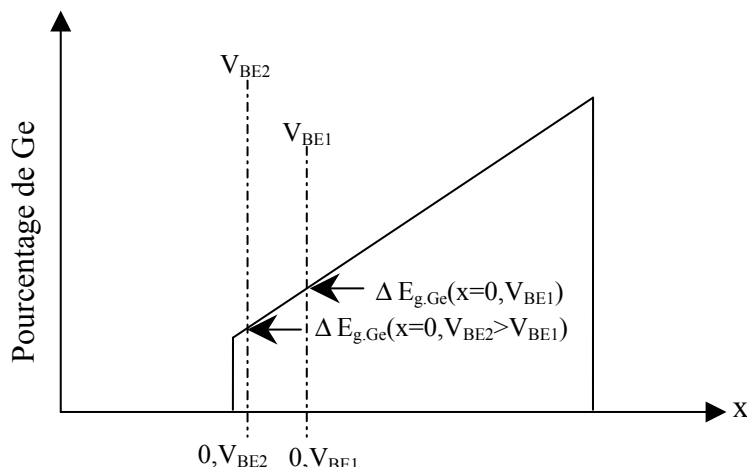


Figure IV- 10 : Dégradation de  $\Delta E_{g,Ge}(x=0)$  en augmentant la tension de polarisation  $V_{BE}$ .

### IV.3.2 Etude dynamique

Nous étudions les paramètres à l'origine de la variation des caractéristiques hyperfréquences des TBH avec la température. Considérons les performances micro-ondes des transistors bipolaires et les paramètres physiques et technologiques mis en jeu. La définition de la fréquence de transition  $f_T$  permet de qualifier les possibilités hyperfréquences d'un transistor bipolaire.  $f_T$  est la fréquence pour laquelle le module du gain dynamique en courant est égal à 1, nous rappelons sa définition :

$$f_T = \frac{1}{2\pi\tau_{EC}} \quad \text{Eq IV- 5}$$

avec  $\tau_{EC}$  est le temps de transit des électrons de l'émetteur vers le collecteur.

Sur la figure IV-11, nous présentons la variation de la fréquence de transition en fonction du courant de collecteur pour différentes températures et pour une tension  $V_{CE}$  donnée. Nous pouvons remarquer l'augmentation des valeurs de la fréquence de transition quand la température diminue. Au fur et à mesure de la diminution de température, la valeur maximale du gain en courant, ainsi que celle de la fréquence de transition augmentent. Ainsi une relation existe entre les variations de  $\beta_{max}$  et celle de  $f_T$  issue principalement du temps de transit dans l'émetteur. Ceci sera analysé dans la suite de ce chapitre où nous étudierons l'origine de la dépendance des caractéristiques en température dans les TBH SiGe dans le but d'une modélisation consistante.

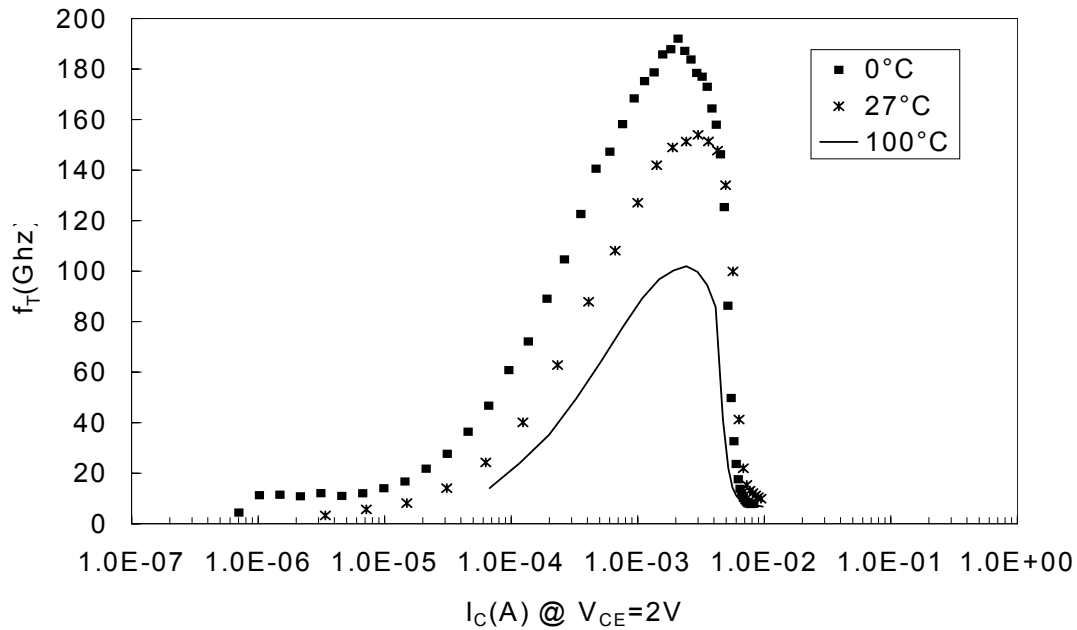


Figure IV- 11 : Variation de la fréquence de transition en fonction du courant de collecteur pour différentes températures. Mesures réalisées sur un transistor de dimension  $0.25\mu\text{m} \times 1.45\mu\text{m}$ .

#### IV.4 Physique des TBH SiGe en température

Tous les éléments intrinsèques du TBH sont susceptibles de varier en fonction de la température. Cependant la dépendance en température de certains de ces éléments peut être considérée comme secondaire et donc négligée. Nous nous intéressons dans notre étude aux paramètres dont l'évolution est de premier ordre.

La mobilité des électrons et des trous, la bande interdite et la densité intrinsèque, sont parmi les paramètres physiques les plus importants pour la détermination du courant dans un semi-conducteur. Dans ce paragraphe, nous étudions la dépendance de ces paramètres physiques avec la température. Pour toutes les simulations validant les équations évaluées dans ce chapitre, nous utilisons le simulateur physique ISE et nous reprenons la structure bi-dimensionnelle de transistor présentée dans le paragraphe II-3 du chapitre II. Ceci nous donne une indication sur la variation de chaque paramètre à travers les différentes régions du transistor.



#### IV.4.1 Dépendance de la mobilité des porteurs avec la température

La mobilité caractérise les interactions des porteurs libres avec les atomes fixes du réseau cristallin. Par définition, la mobilité est une grandeur légèrement influencée par plusieurs mécanismes physiques, tels que les impuretés ioniques, les défauts des matériaux, la diffusion surfacique, etc. Des modèles ont été établis dans la littérature pour chaque dépendance. Des modèles plus complexes ont été réalisés aussi pour tenir compte de la conjonction de deux ou plusieurs effets ensemble [Kaib98], [Selb89], [Selb90], [Caug67], [Lomb88]. En revanche, la mobilité est fortement sensible à la température pour laquelle la dépendance est déterminée empiriquement par la loi suivante [Pala00] :

$$\mu_{\nu}(T) = \mu_{\nu}(T_0) \left( \frac{T}{T_0} \right)^{\alpha_{\mu\nu}}, \quad \nu = n, p \quad \text{Eq IV- 6}$$

$T_0$  décrit la température de référence,  $\mu_{\nu}(T_0)$  est la valeur de la mobilité à la température de référence et  $\alpha_{\mu\nu}$  est un paramètre qui dépend du dopage  $N$  d'une région particulière suivant la loi suivante [Ranf81] :

$$\alpha_{\mu\nu} = \frac{-2.5}{1 + (N/10^{17} \text{ cm}^{-3})^{0.35}} \quad \text{Eq IV- 7}$$

Des valeurs de ces paramètres pour les électrons et les trous et pour deux types de semi-conducteurs sont données par le tableau IV-1, [Ng95], [Sze81], [Sing93].

| Paramètre<br>Matériau | $\nu$ | $\mu(300\text{K})[\text{cm}^2/\text{Vs}]$ | $\alpha_{\mu\nu}$ |
|-----------------------|-------|---|-------------------|
| Si                    | N     | 1430                                      | -2                |
|                       | P     | 460                                       | -2.18             |
| Ge                    | N     | 3800                                      | -1.66             |
|                       | P     | 1800                                      | -2.33             |

Tableau IV- 1 : Valeurs des paramètres pour la modélisation de la mobilité.

Les figures IV-12 et IV-13 montrent, respectivement, la distribution de la mobilité d'électrons et de trous pour différentes températures dans un TBH SiGe. Comme prévu, ces figures attestent la forte diminution de la mobilité des trous et des électrons avec la température dans l'émetteur neutre, base neutre, collecteur neutre et dans la région de charge d'espace base-collecteur. En outre, la mobilité dépend du dopage, et elle est également différente pour les porteurs minoritaires et les porteurs majoritaires.

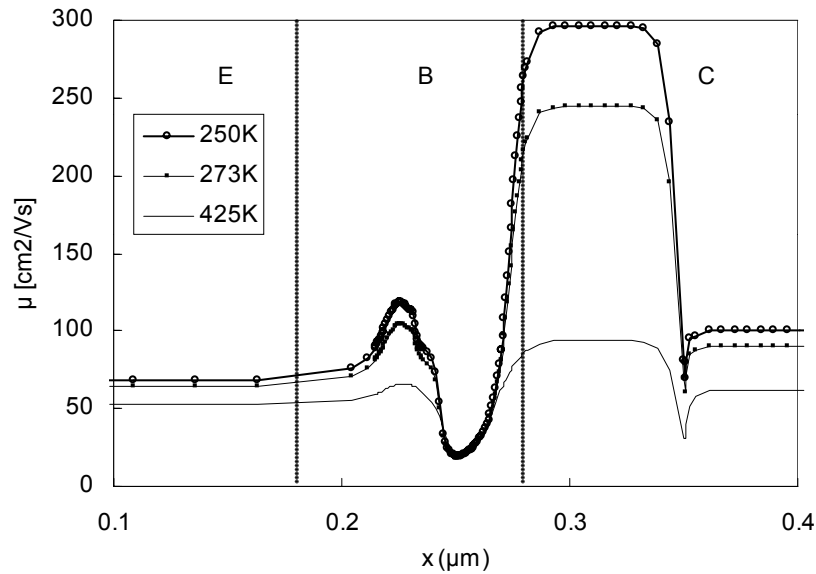


Figure IV- 12 : Evolution de la mobilité des électrons dans un TBH SiGe en coupe pour différentes températures.

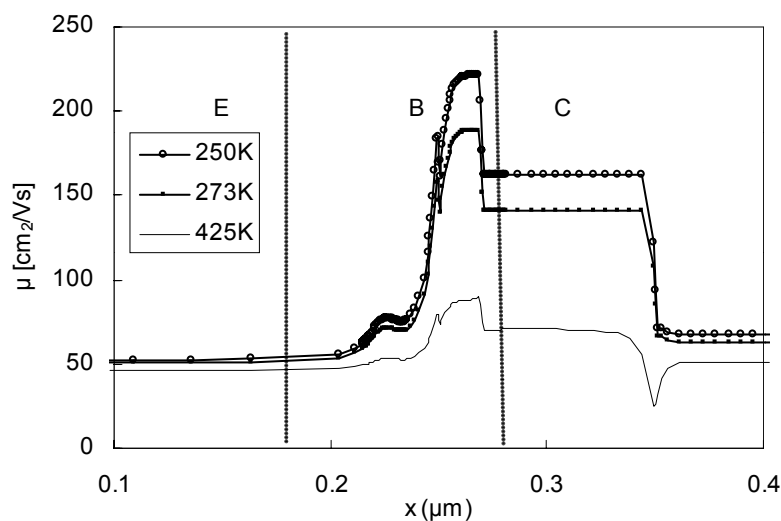


Figure IV- 13 : Evolution de la mobilité des trous dans un TBH SiGe en coupe pour différentes températures.

#### IV.4.2 Dépendance de l'énergie de bande interdite avec la température (« Bandgap »)

Les énergies de bande interdite, ainsi que les autres paramètres liés aux structures de bandes sont des caractéristiques déterminantes du matériau semi-conducteur. Les concentrations en porteurs peuvent être liées aux bandes d'énergie avec la statistique de Boltzmann ou la statistique de Fermi.

L'énergie de la bande interdite est intimement liée à la température. Le modèle de Varshni [Vars67] est utilisé dans plusieurs simulateurs numériques. Ce modèle lie la bande interdite à la température par la loi suivante :

$$E_g(T) = E_g(T_0) - \frac{\alpha T^2}{T + \beta} \quad \text{Eq IV- 8}$$

Les valeurs des paramètres sont donnés par le tableau IV-2, [Sze81], [Sing93] :

| Paramètre<br>Matériau | E <sub>g</sub> (300K) [eV] | α [eV/K]               | β [K] |
|-----------------------|----------------------------|------------------------|-------|
| Si                    | 1.1695                     | 4.73 10 <sup>-4</sup>  | 636   |
| Ge                    | 0.7437                     | 4.774 10 <sup>-4</sup> | 235   |

Tableau IV- 2 : Valeurs des paramètres pour la modélisation de la bande interdite.

La figure IV-14 montre la variation de la bande interdite d'énergie avec la température dans un TBH SiGe.

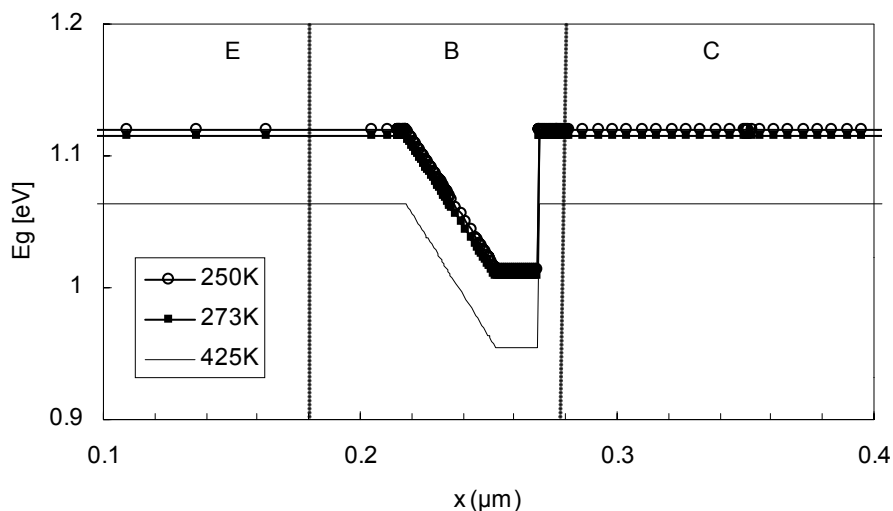


Figure IV- 14 : Evolution de la bande interdite dans un TBH SiGe en coupe pour différentes températures.

### IV.4.3 Dépendance de la densité intrinsèque avec la température

#### IV.4.3.1 Cas des transistors bipolaires homojonctions

La concentration intrinsèque des porteurs est la concentration des porteurs libres présente dans le cristal de Silicium, en l'absence de tout matériau dopant. Elle est reliée à la largeur de la bande interdite  $E_g(T)$  par la relation de Boltzmann [ISE98] :

$$n_i^2(T) = N_c N_v \exp\left(-\frac{E_g(T)}{kT}\right) \quad \text{Eq IV- 9}$$

La majeure dépendance de  $n_i$  avec la température vient essentiellement, outre de la tension thermique ( $U_T=kT/q$ ) et de l'énergie de bande interdite, des densités d'états équivalentes disponibles dans la bande de conduction et la bande de valence respectivement  $N_c$  et  $N_v$  qui sont données par les expressions suivantes [Sze81] :

$$N_c = 2M_c \left(\frac{2\pi m_n kT}{h^2}\right)^{3/2} \quad \text{Eq IV- 10}$$

et

$$N_v = 2 \left(\frac{2\pi m_p kT}{h^2}\right)^{3/2} \quad \text{Eq IV- 11}$$

avec :

$m_n$  : masse effective d'électron

$m_p$  : masse effective de trou

$h$  : constante de Planck ( $4.14 \cdot 10^{-15}$  ev.s)

$k$  : constante de Boltzmann

$M_C$  : nombre minima de l'énergie équivalente dans la bande de conduction. Il est égal à 6 pour le Silicium et 4 pour le Germanium.

Les expressions de  $N_c$  et de  $N_v$  peuvent être réécrites :

$$N_c = C_n T^{3/2} \text{ et } N_v = C_p T^{3/2} \quad \text{Eq IV- 12}$$

avec  $C_n$  et  $C_p$  des constantes données par :

$$C_n = 2M_C \left( \frac{2m_n \pi k}{h^2} \right)^{3/2} \text{ et } C_p = 2 \left( \frac{2m_p \pi k}{h^2} \right)^{3/2} \quad \text{Eq IV- 13}$$

L'expression du carré de la densité intrinsèque sera donnée par :

$$n_i^2(T) = C_{np} T^3 \exp\left(-\frac{E_g(T)}{kT}\right) \quad \text{Eq IV- 14}$$

où  $C_{np} = C_n C_p$  est une constante indépendante de la température. L'équation Eq IV-14 peut être réécrite en fonction de la densité intrinsèque à la température de référence  $T_0$  :

$$n_i^2(T) = n_i^2(T_0) \left( \frac{T}{T_0} \right)^3 \exp\left(-\frac{1}{k} \left( \frac{E_g(T)}{T} - \frac{E_g(T_0)}{T_0} \right)\right) \quad \text{Eq IV- 15}$$

avec :

$$n_i^2(T_0) = C_{np} T_0^3 \exp\left(-\frac{E_g(T_0)}{kT_0}\right) \quad \text{Eq IV- 16}$$

Finalement l'expression de la densité intrinsèque dans un transistor bipolaire à homojonction en fonction de la température est donnée par :

$$n_{i(Si)}(T) = n_i(T_0) \left( \frac{T}{T_0} \right)^{3/2} \exp \left( -\frac{1}{2k} \left( \frac{E_g(T)}{T} - \frac{E_g(T_0)}{T_0} \right) \right) \quad \text{Eq IV- 17}$$

#### IV.4.3.2 Cas d'un TBH

Dans ce cas la densité intrinsèque dans la base SiGe est exprimée en fonction de la concentration intrinsèque dans le Silicium et de la différence de bande interdite :

$$n_{i(SiGe)}(T) = n_{i(Si)}(T) \sqrt{\frac{(C_{np})_{(SiGe)}}{(C_{np})_{(Si)}}} \exp \left( \frac{\Delta E_g(x) - E_g(T)}{2kT} \right) \quad \text{Eq IV- 18}$$

La réduction de la bande interdite pour un TBH qui a un profil de Germanium trapézoïdal dans la base est décrite dans le chapitre I par :

$$\Delta E_g(x) = \Delta E_g(0) + \Delta E_g(\text{grade}) \frac{x}{W_B} \quad \text{Eq IV- 19}$$

En introduisant Eq IV-17 et Eq IV-19 dans Eq IV-18, nous obtenons :

$$n_{i(SiGe)}(T) = n_{i(Si)}(T_0) \left( \frac{T}{T_0} \right)^{3/2} \sqrt{\frac{(C_{np})_{(SiGe)}}{(C_{np})_{(Si)}}} \exp \left( \frac{\Delta E_g(0)}{2kT} + \frac{\Delta E_g(\text{grade})x}{2kTW_B} - \frac{1}{2k} \left( \frac{E_g(T)}{T} - \frac{E_g(T_0)}{T_0} \right) \right) \quad \text{Eq IV- 20}$$

La figure IV-15 montre l'évolution du carré de la densité intrinsèque dans un TBH SiGe. Nous remarquons une augmentation de ce paramètre avec la température dans la zone active du transistor.

Ces paramètres physiques influencent beaucoup les caractéristiques électriques des TBH SiGe. Dès lors, la prise en compte de la dépendance de ces paramètres avec la température est primordiale lors de la modélisation du transistor.

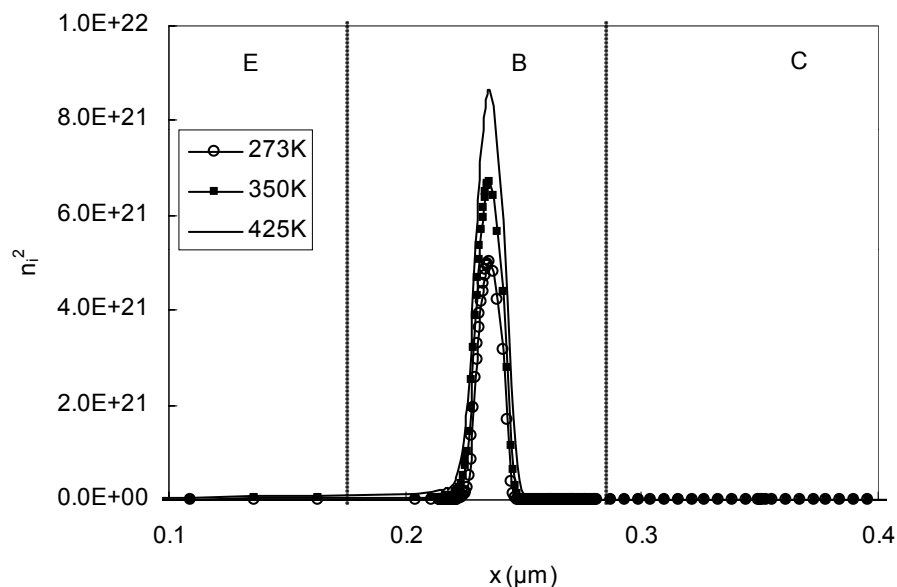


Figure IV- 15 : Evolution du carré de la densité intrinsèque dans un TBH SiGe en coupe pour différentes températures.

## IV.5 Modélisation compacte des TBH SiGe

### IV.5.1 Intérêt de la modélisation compacte et son évolution

Les modèles physiques sont généralement trop complexes pour être utilisés dans les logiciels de conception de circuit et servent le plus souvent comme outil pour ajuster les procédés de fabrication pour les technologues. Ils servent parfois également pour mettre en évidence les phénomènes physiques internes du transistor. A l'inverse de ces modèles, l'utilisation première des modèles compacts de type électriques est la représentation du transistor dans les logiciels de simulation destinés à la conception de circuits. En effet, ce type de modèle permet une description précise du comportement électrique d'un composant, tout en satisfaisant des critères de robustesse du point de vue de la convergence du simulateur ainsi que des critères de rapidité. Toutefois, la complexité de la procédure d'extraction des paramètres peut varier selon la complexité du modèle.

Dans les simulateurs de circuits commerciaux, nous trouvons généralement un seul modèle non linéaire. Ce modèle du type contrôle de charges a été initialement proposé par Gummel et Poon [Gumm70], et qui intègre tous les mécanismes essentiels concernant le transistor bipolaire à homojonction (TBJ). Cependant, l'évolution technologique des

composants bipolaires et l'apparition des transistors bipolaires à hétérojonction n'a pas été suivie par une progression similaire pour les modèles. En effet, le modèle de Gummel et Poon n'est plus suffisant aujourd'hui pour modéliser correctement les technologies bipolaires récentes. A titre d'exemple, dans le modèle de Gummel et Poon la plupart des paramètres ont une dépendance thermique, mais la température est figée pour tout le circuit et pour toute la durée de la simulation à une seule valeur et aucune interaction n'est possible entre la puissance dissipée dans le transistor et sa température propre. Cette non prise en compte de l'auto-échauffement est une carence importante pour les TBH. Ceci a suscité, ces dernières années, de nombreux travaux de modélisation de ce composant en vue d'obtenir un modèle précis utilisable pour la conception de circuit. La plupart de ces modèles ont pour base le modèle du TBJ en raison de la grande similitude des caractéristiques courant tension avec le TBH. De ce fait, les premiers modèles proposés sont quasiment identiques à celui du TBJ [Mats89], par la suite des modifications y ont été apportées pour rendre compte de l'auto-échauffement et différentes autres particularités des TBH. Des modèles avancés sont apparus tels que HICUM [Schr01] MEXTRAM [Kloo96-1], [Kloo96-2], [Graa95] ou VBIC [McAn95], [McAn96], [Najm96]. L'aptitude de ces modèles à modéliser les TBH SiGe a été démontrée [Berg02]. Par ailleurs, une étude comparative de ces différents modèles a été faite dans le cadre de la thèse de B. Ardouin [Ardo01-4] et a permis de déterminer un net avantage pour le modèle HICUM. Celui-ci s'est révélé parfaitement apte à modéliser les TBH SiGe. Dans la suite, nous présenterons une description rapide de ce modèle, une représentation détaillée est présentée dans les thèses de B. Ardouin [Ardo01-4] et de D. Berger [Berg04]. Cependant, nous détaillons la dépendance en température dans ce modèle.

#### **IV.5.2 Les bases du modèle HICUM**

Le modèle HICUM est un modèle compact semi-physique du transistor bipolaire. Le schéma équivalent grand signal de ce modèle est représenté sur la figure IV-16. L'ensemble des paramètres du modèle peut être calculé à partir des données technologiques, physiques et électriques [Schr99-2]. La valeur de chaque élément dans le circuit équivalent est reliée à une fonction décrivant la dépendance aux différentes données.

La nomination HICUM (« HIGH-CURRENT Model », ou modèle à fort courant) indique que ce modèle a été développé initialement avec des améliorations essentielles



pour le fonctionnement à forte injection de courant, un régime de fonctionnement est très important pour certaines applications radio-fréquences.

Le modèle HICUM est basé sur l'intégrale de contrôle de charge généralisée [Schr01] où les charges sont intégrées sur tout le transistor. Cette formulation qui modélise le courant de collecteur, décrit de manière implicite plusieurs phénomènes très importants ayant lieu dans les différentes régions du transistors, tel que l'effet Early ou l'effet de forte injection. Celle-ci fournit une expression analytique du courant de transfert unique valable en faible comme en forte injection de courant. Elle est formulée par l'équation suivante [Schr01] :

$$I_T = J_T A = \frac{C_1}{Q_p} \left[ \exp\left(\frac{V_{BE}}{U_T}\right) - \exp\left(\frac{V_{BC}}{U_T}\right) \right] \quad \text{Eq IV- 21}$$

Dans cette équation, A désigne l'aire d'émetteur,  $I_T$  et  $J_T$  sont respectivement le courant et la densité de transfert. Pour un fonctionnement en mode quasi-statique, nous pouvons considérer que le courant de collecteur  $I_C$  est quasiment égal au courant de transfert  $I_T$ .  $V_{BE}$  et  $V_{BC}$  sont les tensions imposées entre la base et l'émetteur et la base et le collecteur respectivement du transistor.  $C_1$  est un coefficient défini empiriquement par :

$$C_1 = C_{10} \left( 1 + \frac{I_F}{I_{Ch}} \right) \quad \text{Eq IV- 22}$$

où  $I_{Ch}$  est le courant à partir duquel les effets d'élargissement du collecteur "intrinsèque" apparaissent (pour les fortes densités de courant). Il est défini dans le modèle HICUM comme un paramètre du modèle proportionnel à la section de l'émetteur.  $I_F$  est le courant de transfert donné par :

$$I_F = \frac{C_{10}}{Q_p} \left[ \exp\left(\frac{V_{BE}}{U_T}\right) \right] \quad \text{Eq IV- 23}$$

le paramètre  $C_{10}$  peut être une approximation de  $C_1$  aux faibles densités de courant et peut être donné par :

$$C_{10} = q^2 A^2 \overline{D_{nB} n_{iB}^2} \quad \text{Eq IV- 24}$$

$Q_p$  est la charge pondérée totale dans le transistor et qui peut être exprimée en fonction des charges dans chaque région par :

$$Q_p = Q_{p0} + h_{jEi} Q_{jE} + h_{jCi} Q_{jC} + Q_{BF} + Q_{BR} + h_e Q_{mE} + h_c Q_{mC} \tag{Eq IV- 25}$$

avec  $Q_{p0}$  est la charge totale à polarisation nulle,  $Q_{jE}$  et  $Q_{jC}$  sont les charges des zones de déplétion base-émetteur et base-collecteur respectivement,  $Q_{BF}$  et  $Q_{BR}$  sont les charges de diffusion en polarisation directe et inverse respectivement et  $Q_{mE}$  et  $Q_{mC}$  sont les charges associées aux trous dans l'émetteur et le collecteur respectivement.  $h_{jEi}$ ,  $h_{jCi}$ ,  $h_e$  et  $h_c$  sont des coefficients de pondération et qui sont des paramètres du modèle. Les valeurs de ces paramètres sont supposées égales à 1 pour les TBJ. Pour un TBH SiGe, ces paramètres dépendent des densités intrinsèques dans les différentes régions, du profil de dopage de Germanium dans la base, des densités d'états, de la bande de conduction et de valence, et des coefficients de diffusion.

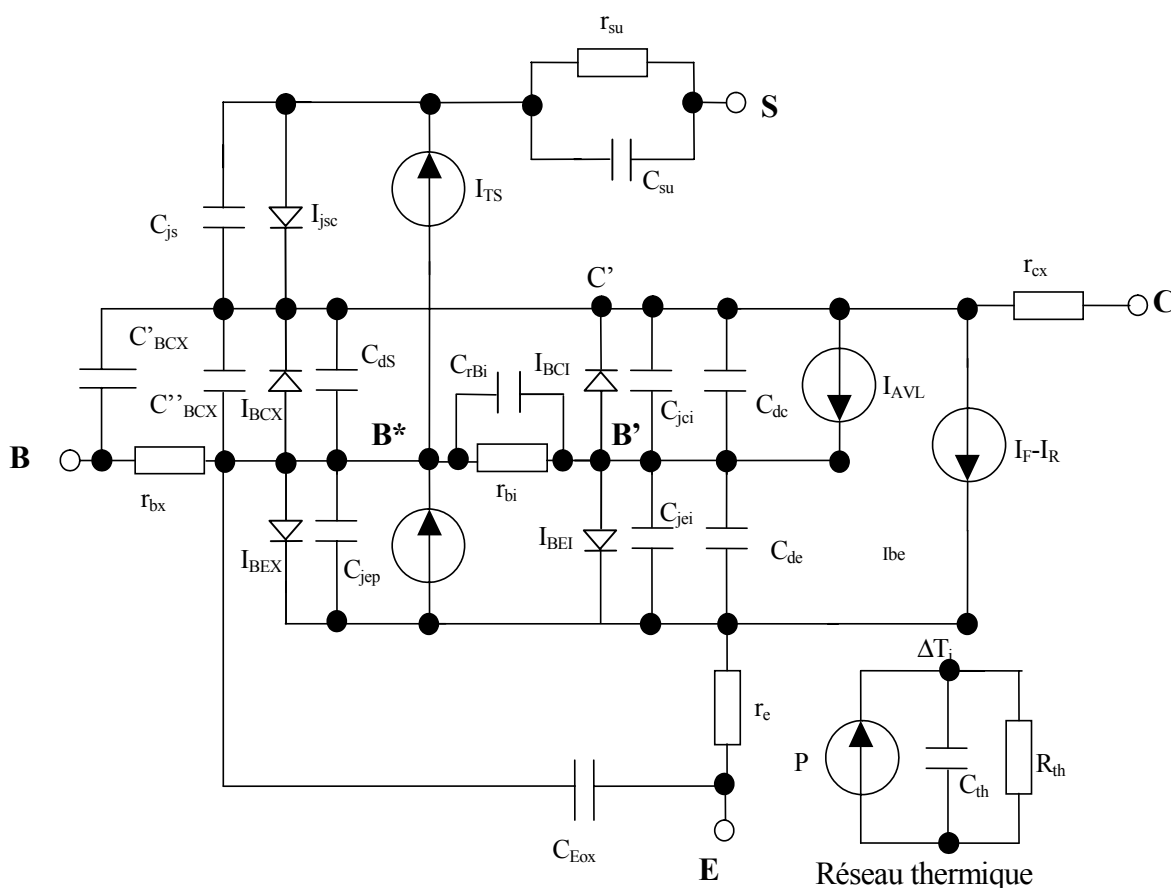


Figure IV- 16 : Schéma équivalent grand signal du modèle HICUM.

### IV.5.3 Dépendance en température au sein du modèle HICUM

La dépendance en température des différentes quantités électriques dans un transistor est décrite par plusieurs paramètres dont les expressions sont reliées à des quantités physiques telles que la densité intrinsèque de porteurs et la mobilité qui

dépendent fortement de la température. Dans le modèle HICUM, toutes les quantités électriques et les paramètres sont décrites pour une température de référence. Cependant, à travers un jeu de paramètres supplémentaires lié à la température, les valeurs de ces quantités sont exprimées pour différentes températures. Dans les formules suivantes  $T_0$  désigne la température de référence à laquelle les paramètres du modèle seront déterminés. Les formules sont valides pour une plage de température variant entre 250K et 400K.

### IV.5.3.1 Résistances d'accès

Toutes les résistances d'accès sont directement liées à la mobilité des porteurs majoritaires [Paas02] ce qui donne pour toutes les résistances le type de loi en puissance suivante :

$$r(T) = r(T_0) \left( \frac{T}{T_0} \right)^\xi \quad \text{Eq IV- 26}$$

avec  $r$  ( $=r_{Ci}$ ,  $r_{Cx}$ ,  $r_{Bi}$ ,  $r_{Bx}$ ,  $r_E$ ) les résistances intrinsèques du collecteur, extrinsèque du collecteur, intrinsèque de base, extrinsèque de base et la résistance d'émetteur, respectivement, ayant comme paramètres de modèle respectifs  $\xi$  ( $=\xi_{Ci}$ ,  $\xi_{Cx}$ ,  $\xi_{Bi}$ ,  $\xi_{Bx}$ ,  $\xi_E$ ).

### IV.5.3.2 Gain en courant

Dans l'expression du gain en courant donnée par Eq IV-4, la majeure dépendance de la température vient des coefficients de diffusion des majoritaires dans les jonction base-émetteur et base-collecteur  $D_{nE}$  et  $D_{pB}$  respectivement. Ceux-ci sont exprimées par la relation d'Einstein de type :

$$D = \mu U_T \quad \text{Eq IV- 27}$$

En tenant compte de l'expression Eq IV-6 de la mobilité des charges, nous exprimons  $D$  en fonction de la température par :

$$D(T) = D(T_0) \left( \frac{T}{T_0} \right)^{1+\alpha_\mu} \quad \text{Eq IV- 28}$$

avec  $D(T_0)$  la valeur du coefficient de diffusion à la température de référence.

Nous déduisons alors une dépendance non linéaire du gain en courant donnée par :

$$\beta(T) = \beta(T_0) \left( \frac{T}{T_0} \right)^{\alpha_{\mu n E} - \alpha_{\mu p B}} \exp \left( \frac{\Delta E_g}{k} \left( \frac{1}{T_0} - \frac{1}{T} \right) \right) \quad \text{Eq IV- 29}$$

avec  $\Delta E_g$  la rétrécissement de bande interdite.

Or dans le domaine d'utilisation du modèle HICUM [250K, 500K], cette variation peut être linéarisée et nous déduisons le modèle du gain utilisé dans ce modèle :

$$\beta(T) = \beta(T_0) [1 + \alpha_B (T - T_0)] \quad \text{Eq IV- 30}$$

avec  $\alpha_B$  un paramètre du modèle qui est le coefficient relatif à la température et est donné par :

$$\alpha_B = \frac{1}{\beta(T_0)} \frac{d\beta}{dT} \quad \text{Eq IV- 31}$$

### IV.5.3.3 Capacités de jonctions

Lorsqu'une jonction est polarisée en inverse ou faiblement polarisée en direct, la capacité de transition représente la capacité liée à la variation de sa zone de charge d'espace avec la polarisation. Dans le cas d'une jonction abrupte ou d'une jonction graduelle linéaire, cette capacité de transition est donnée par la formulation bien connue :

$$C_j = C_{j0} / \left( 1 - \frac{V}{V_D} \right)^{\gamma_j} \quad \text{Eq IV- 32}$$

où  $C_j$  est la capacité de transition,  $C_{j0}$  la valeur de la capacité de transition à polarisation nulle et  $V_D$  est le potentiel de diffusion de la jonction et  $V$  est la tension de polarisation.  $\gamma_j$  est le coefficient de gradualité de la jonction. Ainsi le triplet ( $C_{j0}$ ,  $\gamma_j$  et  $V_D$ ) forme un jeu de paramètres pour décrire les capacités de jonctions base-émetteur, base-collecteur et collecteur-substrat chacune par l'intermédiaire d'une équation du type Eq IV-32.

La dépendance de ces capacités de jonctions avec la température est liée aux tensions de déplétion respectives, mais aussi liée directement à la variation de la capacité de jonction à polarisation nulle. Celle-ci est donnée en général par :

$$C_{j0} = \frac{\epsilon A}{x_{d0}} \quad \text{Eq IV- 33}$$

où  $x_{d0}$  et  $A$  sont respectivement l'épaisseur et la surface de la région de déplétion à polarisation nulle et  $\epsilon$  est la constante diélectrique. Or, pour un coefficient d'estimation  $z$ , nous avons :

$$x_{d0} \propto (V_D)^z \quad \text{Eq IV- 34}$$

Par suite la dépendance de la capacité de jonction à polarisation nulle peut être donnée par :

$$C_{j0}(T) = C_{j0}(T_0) \left( \frac{V_D(T_0)}{V_D(T)} \right)^z \quad \text{Eq IV- 35}$$

La tension de déplétion peut être exprimée par une relation de type suivant [Paas02] :

$$V_D(T) = U_T \ln \frac{N_A N_D}{n_i^2(T)} \quad \text{Eq IV- 36}$$

avec  $N_A$  et  $N_D$  les concentrations des accepteurs et des donneurs respectivement. En utilisant l'expression de la densité intrinsèque donnée par Eq IV-18 dans laquelle nous supposons que  $E_{gb}(T) = E_{gb}(T_0) = E_{gb}$  correspondant à la valeur extrapolée à la température  $T=0$ , nous écrivons :

$$V_D(T) = V_D(T_0) \frac{T}{T_0} - \frac{U_T E_{gb}}{k} \left( \frac{1}{T} - \frac{1}{T_0} \right) - 3U_T \ln \left( \frac{T}{T_0} \right) \quad \text{Eq IV- 37}$$

avec  $V_D(T_0)$  la valeur de la tension de diffusion à la température de référence.

#### **IV.5.3.4 Courant de transfert**

La dépendance en température du courant de transfert donné par Eq IV-21, vient outre de la tension électro-thermique, des quantités  $C_1$  et  $Q_p$ .

##### **IV.5.3.4.1 La quantité de charges $Q_p$**

Dans le modèle HICUM, la variation de la quantité de charges avec la température est prise en compte par la variation de la quantité de charges à polarisation nulle  $Q_{p0}$  et par les quantités de charges  $Q_{jE}$  et  $Q_{jC}$  dans les zones de déplétions.

**(a) La quantité de charges  $Q_{p0}$** 

Bien que les coefficients de pondération explicités ci-dessus varient avec la température, le modèle HICUM n'en tient pas compte et seule la variation de la charge à polarisation nulle est considérée.

La variation importante du taux d'ionisation des impuretés présentes dans la base avec la température d'une part et de l'épaisseur de la base neutre (variation de la tension de diffusion) d'autre part sont à l'origine de la variation de la quantité de charge à polarisation nulle avec la température.

Si nous utilisons les résultats connus sur la résistance de base pincée qui est reliée à la charge  $Q_{p0}$  par la relation suivante [Graa90] :

$$Q_{p0} = \frac{A_E}{r_{Bi}\mu_{pB}} \quad \text{Eq IV- 38}$$

et l'expression de cette résistance en fonction de la température est de type Eq IV-26 et donnée par :

$$r_{Bi}(T) = r_{Bi}(T_0) \left( \frac{T}{T_0} \right)^{\xi_{rBi}} \quad \text{Eq IV- 39}$$

nous déduisons, à partir de l'équation exprimant la variation de la mobilité des majoritaires dans la base Eq IV-6, la dépendance de la quantité de charges  $Q_{p0}$  avec la température :

$$Q_{p0}(T) = Q_{p0}(T_0) \left( \frac{T}{T_0} \right)^{-(\xi_{rBi} + \alpha_{\mu pB})} \quad \text{Eq IV- 40}$$

$\xi_Q = \xi_{rBi} + \alpha_{\mu pB}$  formera un nouveau paramètre du modèle, c'est pour cette raison que dans le modèle HICUM,  $Q_{p0}$  est modélisée empiriquement par une expression qui la relie à la tension de déplétion origine de cette variation avec la température :

$$Q_{p0}(T) = Q_{p0}(T_0) \left[ 1 + \frac{z_{Ei}}{2} \left( 1 - \frac{V_{DEi}(T)}{V_{DEi}(T_0)} \right) \right] \quad \text{Eq IV- 41}$$

avec  $z_{Ei}$  un paramètre du modèle. La modélisation de la tension de diffusion pour la jonction base-émetteur et la jonction base-collecteur avec la température ne nécessite pas de paramètres supplémentaires. Elle suit la loi donnée par Eq II-37.

**(b) La quantité de charges  $Q_{jE}$  et  $Q_{jC}$**

La dépendance des quantités de charges de déplétion avec la température est liée directement à la tension de déplétion par :

$$Q_j(T) = \frac{C_{j0}}{1-z} \left[ 1 - \left( 1 - \frac{V}{V_D(T)} \right)^{(1-z)} \right] \quad \text{Eq IV- 42}$$

**IV.5.3.4.2 Le coefficient  $C_1$**

La variation du coefficient  $C_1$  avec la température est directement liée à  $C_{10}$  (Eq IV-24), valeur de ce coefficient pour les faibles injections de courant. Une expression de ce paramètre en fonction de la température est développée en utilisant les expressions de la densité intrinsèque donnée par Eq IV-18 et l'expression du paramètre de diffusion des électrons dans la base donnée par Eq IV-28 :

$$C_{10}(T) = C_{10}(T_0) \left( \frac{T}{T_0} \right)^{4+\alpha_{\mu nB}} \exp \left( -\frac{1}{k} \left( \frac{E_{gb}(T)}{T} - \frac{E_{gb}(T_0)}{T_0} \right) \right) \quad \text{Eq IV- 43}$$

Dans le modèle HICUM, cette expression est simplifiée en négligeant la variation du coefficient de diffusion avec la température et en supposant que  $E_{gb}(T) = E_{gb}(0^\circ\text{K}) = E_{gb}$ . Nous réécrivons alors Eq IV-43 comme suit :

$$C_{10}(T) = C_{10}(T_0) \left( \frac{T}{T_0} \right)^3 \exp \left( -\frac{E_{gb}}{k} \left( \frac{1}{T} - \frac{1}{T_0} \right) \right) \quad \text{Eq IV- 44}$$

**IV.5.3.4.3 Courant de saturation**

Nous pouvons remarquer que le rapport  $C_{10}/Q_{p0}$  est égal à  $I_s$ , le courant de saturation bien connu. Nous pouvons l'exprimer en fonction de la température en utilisant les expressions de  $Q_{p0}$  et  $C_{10}$  données respectivement par Eq IV-40 et Eq IV-43 :

$$I_s(T) = \frac{C_{10}(T)}{Q_{p0}(T)} = I_s(T_0) \left( \frac{T}{T_0} \right)^{4+\alpha_{\mu nB} - \alpha_{\mu pB} - \xi_{nBi}} \exp \left( -\frac{E_{gb}}{k} \left( \frac{1}{T} - \frac{1}{T_0} \right) \right) \quad \text{Eq IV- 45}$$

avec  $I_s(T_0)$  la valeur du courant de saturation à la température de référence.

Dans le modèle HICUM, l'utilisateur a le choix d'utiliser soit  $I_s$  soit  $C_{10}$  et  $Q_{p0}$  comme paramètres. Dans le cas où  $I_s$  est choisi, il s'exprime en fonction de la température par :

$$I_s(T) = I_s(T_0) \left( \frac{T}{T_0} \right)^3 \exp \left( - \frac{E_{gb}}{k} \left( \frac{1}{T} - \frac{1}{T_0} \right) \right) \quad \text{Eq IV- 46}$$

#### IV.5.3.5 Temps de transit

Le temps de transit est défini à partir de la fréquence de transition  $f_T$  (qui est la fréquence pour laquelle le gain en courant petit signal devient unitaire) par la relation suivante :

$$\tau_F = \frac{1}{2\pi f_T} - (C_{je} + C_{jc}) \frac{V_T}{I_c} - (R_{CX} + R_E) C_{jc} \quad \text{Eq IV- 47}$$

où  $C_{je}$  et  $C_{jc}$  sont respectivement les capacités de jonction base-émetteur et base-collecteur,  $R_E$  est la résistance parasite de l'émetteur et  $R_{CX}$  est la résistance parasite extrinsèque du collecteur.

Nous pouvons reformuler l'expression du temps de transit en distinguant les composantes associées aux charges présentes dans chaque région du transistor :

$$\tau_F = \tau_E + \tau_{ZCE-BE} + \tau_{BF} + \tau_{ZCE-BC} + \tau_C \quad \text{Eq IV- 48}$$

où  $\tau_{ec}$  réfère au temps de transit des électrons depuis l'émetteur jusqu'au collecteur.  $\tau_E$  est la contribution de l'émetteur,  $\tau_{ZCE-BE}$  et  $\tau_{ZCE-BC}$  sont respectivement les contributions associées aux zones de transition base-émetteur et base-collecteur,  $\tau_{BF}$  est le temps de transit dans la base neutre et  $\tau_C$  les temps de transit associé au collecteur qui apparaît aux fortes densités de courant. Chaque composante est une fonction du courant de transfert (égal au courant de collecteur en direct) et de la tension base-collecteur ou collecteur-émetteur.



**IV.5.3.5.1 Définition des différentes composantes du temps de transit****(a) Région émetteur neutre**

Pour une région d'émetteur neutre fortement dopée et de largeur  $W_E$ , la quantité de charges des minoritaires peut être développée analytiquement [Suzi91], [Schr96]. Le temps de transit correspondant est approximée par l'expression suivante :

$$\tau_{Ef} = \left( \frac{W_E}{v_{KE}} + \frac{W_E^2}{2\mu_{pE}U_T} \right) / \beta \quad \text{Eq IV- 49}$$

avec  $v_{KE}$  est la vitesse de recombinaisons au contact.  $\beta$  est le gain en courant petit signal.

Une expression du temps de transit pour les faibles densités de courant peut être introduite en fonction du gain pour les faibles courants et à polarisation nulle :

$$\tau_{Ef0} = \left( \frac{W_E}{v_{KE}} + \frac{W_E^2}{2\mu_{pE}U_T} \right) / \beta_0 \quad \text{Eq IV- 50}$$

Nous en déduisons une expression du temps de transit en fonction du courant de transfert  $i_T$  et du courant critique  $I_{CK}$  marquant le début des fortes densités de courant dans le collecteur :

$$\tau_{Ef} = \tau_{Ef0} \left( 1 + \frac{i_T}{I_{CK}} \right)^{g_{\tau E}} \quad \text{Eq IV- 51}$$

avec  $g_{\tau E}$  un paramètre du modèle. L'expression du courant critique  $I_{CK}$  sera présentée ultérieurement.

**(b) Zone de charges d'espace base-émetteur**

Le temps de transit dans la zone de charge d'espace base-émetteur est donné par [Schr88], [Roul90] :

$$\tau_{BE} = qA_E W_{BE} n_i \exp(V_{BEi}/2U_T) / (g_m V_{DE}) \quad \text{Eq IV- 52}$$

avec  $W_{BE}$  la largeur de la zone de charges d'espace base-émetteur,  $V_{DE}$  la tension de diffusion de la jonction base-émetteur et  $g_m$  la transconductance en mode direct.

**(c) Région base neutre****1. Faible injection**

Le temps de transit dans la base neutre pour les faibles injections en mode direct est exprimé par [Schr88], [Schr96] :

$$\tau_{Bf} = \frac{W_B^2}{2\mu_{nB}U_T} + \frac{W_B}{v_c} \quad \text{Eq IV- 53}$$

dans ce cas  $W_B$  et  $v_c$  qui sont la largeur de la base et la vitesse des électrons respectivement sont peu dépendants de la densité de courant mais dépendent de la tension interne de la jonction base-collecteur  $V_{BCi}$ .

**2. Forte injection**

Dans ce cas nous distinguons deux composantes du temps de transit [Schr99-2] :

➤ Une composante liée à la diffusion des porteurs, elle est exprimée par :

$$\tau_{Bfd} = \frac{W_{B0}^2}{2\mu_{nB}U_T} \left( 1 - \frac{W_{BC0}}{W_{B0}} \left( \frac{C_{jCi0}}{C_{jCi}} - 1 \right) \right) \quad \text{Eq IV- 54}$$

avec  $W_{B0}=W_B$  ( $V_{BCi}=0$ ),  $W_{BC0}=W_{BC}$  ( $V_{BCi}=0$ ) qui désigne la largeur de la zone de charge d'espace base-collecteur.

➤ Une composante liée au blocage des porteurs (« carrier jam »), elle est exprimée par :

$$\tau_{Bfv} = \frac{W_{B0}}{v_s} \left( 1 + \frac{1}{u} \right) \quad \text{Eq IV- 55}$$

avec  $v_s$  est la vitesse de saturation des électrons,  $u$  est un coefficient qui représente le champ électrique normalisé à la jonction base-collecteur.

**(d) Zone de charges d'espace base-émetteur**

Le temps de transit dans la zone de charges d'espace base-émetteur est évalué par :

$$\tau_{BC} = \frac{W_{BC}}{2v_c} \quad \text{Eq IV- 56}$$

**(e) Région collecteur neutre**

Pour les fortes densités de courant, le champs électrique dans la zone de charges d'espace base-collecteur disparaît et par suite cette jonction devient quasi-neutre. Cet effet est connu sous le nom d'effet Kirk [Kirk62]. Pour marquer le début de cet effet, un courant critique  $I_{CK}$  est introduit, il est fonction essentiellement du champ électrique et de la résistance du collecteur interne  $r_{ci0}$  [Schr89], [Stüb87] :

$$I_{CK} = \frac{v_{ceff}}{r_{ci0}} \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{v_{ceff}}{V_{lim}}\right)^2}} \left(1 + \frac{x + \sqrt{x^2 + 0.001}}{2}\right) \quad \text{Eq IV- 57}$$

où  $V_{lim}$ ,  $V_{PT}$  et  $r_{ci0}$  sont des paramètres du modèle,  $V_{ceff}$  est la tension effective collecteur-émetteur et  $x$  est défini par :

$$x = \frac{(v_{ceff} - V_{lim})}{V_{PT}} \quad \text{Eq IV- 58}$$

Au delà de ce courant critique, le temps de transit de saturation peut être donné par :

$$\tau_{pCs} = \frac{W_C^2}{4\mu_{nC0}U_T} \quad \text{Eq IV- 59}$$

En deçà de ce courant, le temps de transit est fonction du courant et approximé par :

$$\tau_{pC} = \tau_{pCs} W^2 \left[ 1 + \frac{2I_{CK}}{i_T \sqrt{\left(1 - \frac{I_{CK}}{i_T}\right)^2 + a_{hc}}} \right] \quad \text{Eq IV- 60}$$

avec  $W$  est l'épaisseur de la région d'injection normalisée par rapport à l'épaisseur du collecteur,  $i_T$  est le courant de transfert et  $a_{hc}$  est un paramètre du modèle.

**IV.5.3.5.2 Dépendance du temps de transit avec la température dans le modèle HICUM**

Tout d'abord, nous rappelons que le temps de transit  $\tau_F$  dans le modèle HICUM est séparé en deux parties :

➤ une partie indépendante du courant de collecteur qui est égale au temps de transit aux faibles densités de courant que nous appellerons  $\tau_{F0}$ . Cette composante ne dépend que de la tension base-collecteur et définie comme la somme des valeurs aux faibles courants de chaque terme de Eq IV-48.

➤ une partie dépendante à la fois du courant de collecteur et de la tension collecteur-émetteur que nous appellerons  $\Delta\tau_F$ . Celle-ci apparaît aux fortes densités de courant, et comprend des contributions de diverses régions du transistor.

Le temps de transit total est alors donné par :

$$\tau_F(I_C, V_{CE}) = \tau_{F0}(V_{BC}) + \Delta\tau_F(I_C, V_{CE}) \quad \text{Eq IV- 61}$$

**(a) Faibles densités de courant**

Aux faibles densités de courant, le temps de transit ne dépend que de la tension  $V_{BC}$  et est décrit dans le modèle HICUM par :

$$\tau_{F0} = \tau_0 + \Delta\tau_{0h} \left( \frac{C_{jci0}}{C_{jci}} - 1 \right) + \tau_{Bfv1} \left( \frac{C_{jci}}{C_{jci0}} - 1 \right) \quad \text{Eq IV- 62}$$

avec  $\tau_0$  le temps de transit aux faibles densités de courant pour  $V_{BC} = 0$ ,  $\Delta\tau_{0h}$  est un paramètre du modèle qui tient en compte l'effet Early et le temps de transit dans la zone de charge d'espace base-collecteur et  $\tau_{Bfv1}$  est un paramètre du modèle qui est fonction de la saturation des porteurs au niveau de la zone de transition base-collecteur.

Aux faibles densités de courant, la majeure contribution de la dépendance du temps de transit avec la température vient essentiellement de la composante  $\tau_0$ . Dans ce qui suit, nous exprimons cette dépendance.  $\tau_0$  est défini comme la somme des composantes du temps de transit à  $V_{BC} = 0$  par :

$$\tau_0(T) = \tau_{EF0}(T) + \tau_{Bfd0}(T) + \tau_{Bfv0}(T) + \tau_{BC0}(T) \quad \text{Eq IV- 63}$$

avec  $\tau_{EF0}$  le temps de transit dans l'émetteur à polarisation nulle,  $\tau_{Bfd0}$  et  $\tau_{Bfv0}$  sont les composantes du temps de transit dans la base aux forte densités de courant et à  $V_{BC} = 0$  et  $\tau_{BC0}$  est le temps de transit dans la zone de charge d'espace base-collecteur à  $V_{BC} = 0$ . Dans le modèle HICUM, seules les deux premières composantes sont supposées dépendantes de la température. En se référant aux expressions de ces deux composantes données par

Eq IV-50 et Eq IV-54 respectivement et en supposant que la mobilité des majoritaires au niveau de l'émetteur est indépendante de la température, nous pouvons réécrire l'expression de  $\tau_0$  :

$$\tau_0 = \frac{W_E^2}{2\mu_{pE}(T)U_T\beta_0(T)} + \frac{W_{B0}}{2\mu_{nB}(T)U_T} + \tau_{Bf0} + \tau_{BC0} \quad \text{Eq IV- 64}$$

la dépendance avec la température de  $\tau_0$  outre de la tension électro-thermique  $U_T$  vient de la mobilité des porteurs et du gain en courant. Les expressions de ceux-ci données par Eq IV-6 et Eq IV-30 respectivement nous permettent de reformuler  $\tau_0$  :

$$\tau_0(T) = \tau_{Ej0}(T_0) \frac{\frac{T}{T_0}}{1 + \alpha_B \Delta T} + \tau_{Bfd0}(T_0) \left( \frac{T}{T_0} \right)^{\alpha_{\mu nB} - 1} + \tau_{Bf0} + \tau_{BC0} \quad \text{Eq IV- 65}$$

Des transformations moyennant des développements limités nous permettent d'obtenir :

$$\tau_0(T) = \tau_0(T_0) (1 + \alpha_{\tau_0} \Delta T + k_{\tau_0} \Delta T^2) \quad \text{Eq IV- 66}$$

avec :

$$\alpha_{\tau_0}(T) = -\frac{\tau_{Ej0}}{\tau_0(T_0)} \left( -\alpha_{\mu nB} + \frac{1}{T} \right) + \frac{\tau_{Bfd0}}{\tau_0(T_0)} \frac{\alpha_{\mu nB} - 1}{T_0} \quad \text{Eq IV- 67}$$

et

$$k_{\tau_0}(T) = \frac{\tau_{Ej0}}{\tau_0(T_0)} \left[ \alpha_B^2 - \frac{\alpha_B}{T_0} \right] \quad \text{Eq IV- 68}$$

### (b) Moyennes et fortes densités de courant

Dans le modèle HICUM, l'augmentation du temps de transit aux moyennes et fortes densités de courant est exprimée par deux composantes  $\Delta\tau_{Ej0}$  et  $\Delta\tau_{fb}$ . La première est liée à l'augmentation du temps de transit dans l'émetteur et la deuxième est liée à l'augmentation dans la base et le collecteur. La première composante peut être déduite directement de l'expression Eq IV-51 par :

$$\Delta\tau_{Ej} = \tau_{Ej0} \left( \frac{i_T}{i_{CK}} \right)^{S_{\tau E}} \quad \text{Eq IV- 69}$$

La dépendance en température de cette dernière composante est liée directement à la dépendance de  $\tau_{E\text{f}0}$  exprimée dans Eq IV-65 et à la dépendance du courant critique liée essentiellement à la résistance du collecteur interne  $r_{ci0}$ .

La deuxième composante liée à l'augmentation dans la base et le collecteur est exprimée par :

$$\Delta\tau_{fh} = \tau_{hCs} W^2 \left[ 1 + \frac{2I_{CK}}{i_T \sqrt{\left(1 - \frac{I_{CK}}{i_T}\right)^2 + a_{hc}}} \right] \quad \text{Eq IV- 70}$$

avec  $\tau_{hCs}$  un paramètre du modèle donné par :

$$\tau_{hCs} = \tau_{Bfvs} + \tau_{pCs} = \frac{W_B W_C}{2\mu_{nC0} U_T} + \frac{W_C^2}{4\mu_{nC0} U_T} \quad \text{Eq IV- 71}$$

la dépendance de  $\Delta\tau_{fh}$  avec la température outre du courant critique vient du paramètre  $\tau_{hCs}$  exprimé en fonction de la mobilité des porteurs dans le collecteur. En se référant à l'expression de cette dernière donnée par Eq IV-6, nous pouvons déduire la dépendance de  $\tau_{hCs}$  avec la température :

$$\tau_{hCs}(T) = \tau_{hCs}(T_0) \left( \frac{T}{T_0} \right)^{(-\alpha_{\mu c} - 1)} \quad \text{Eq IV- 72}$$

#### IV.5.3.6 Avalanche

Le courant de génération d'avalanche est approximé dans le modèle HICUM par l'expression suivante :

$$i_{AVL} = i_T f_{AVL} (V_{DCi} - V_{B'C'}) \exp\left(-\frac{q_{AVL}}{C_{jCi} (V_{DCi} - V_{B'C'})}\right) \quad \text{Eq IV- 73}$$

où  $V_{DCi}$ ,  $V_{B'C'}$  et  $C_{jCi}$  sont respectivement la tension de déplétion, la tension interne et la capacité de la région de déplétion base-collecteur.  $f_{AVL}$  et  $q_{AVL}$  sont des paramètres du modèle dépendants de la surface d'émetteur, des données physiques du matériau et de la température. Leurs dépendances avec la température sont modélisées dans HICUM par :

$$f_{AVL}(T) = f_{AVL}(T_0) \exp(\alpha_{fav} \Delta T) \quad \text{Eq IV- 74}$$

$$q_{AVL}(T) = q_{AVL}(T_0) \exp(\alpha_{qav} \Delta T) \quad \text{Eq IV- 75}$$

avec  $\alpha_{fav}$  et  $\alpha_{qav}$  des paramètres du modèle. Des études [Maes90] ont montré que la dépendance de  $f_{AVL}$  avec la température est négligeable, et que  $q_{AVL}$  varie légèrement avec la température.

#### IV.5.4 Extraction des paramètres liés à la température dans le modèle HICUM

La procédure d'extraction des paramètres régissant la dépendance en température dans le modèle HICUM s'appuie sur les techniques d'extraction déjà développées pour les TBH. Cette méthodologie a été automatisée par B. Ardouin et al. [Ardo02] en développant un logiciel associé à ICCAP permettant d'extraire les différents paramètres du modèle en utilisant la stratégie d'un seul transistor (un jeu de paramètres pour chaque transistor mesuré). Ce logiciel nous permet d'extraire les différents paramètres du modèle à une température de référence  $T_0$ . Dans la suite de ce paragraphe, nous présentons les méthodologies d'extractions des paramètres liés à la température exposés dans le paragraphe précédent. Il s'agit plus précisément de paramètres des résistances séries  $\xi_{Ci}$ ,  $\xi_{Cx}$ ,  $\xi_{Bi}$ ,  $\xi_{Bx}$  et  $\xi_E$ , du paramètre de la bande interdite  $V_{gb}$ , du paramètre du gain en courant  $\alpha_B$ , des paramètres du temps de transit  $\alpha_{\tau 0}$ ,  $k_{\tau 0}$  et  $\alpha_{\mu n C}$ .

##### IV.5.4.1 Extraction des paramètres des résistances séries

La détermination des paramètres  $\xi_{Ci}$ ,  $\xi_{Cx}$ ,  $\xi_{Bi}$ ,  $\xi_{Bx}$  et  $\xi_E$  peut se faire directement à partir de Eq IV-7 si nous connaissons les valeurs de concentrations moyennes du dopage dans chaque région du transistor. Fautes de données précises, nous pouvons extraire ces paramètres en utilisant des mesures électriques. Nous utilisons la méthode de Kulke et Miller [Kulk57] pour extraire les valeurs des différentes résistances pour les différentes températures y compris à la température de référence  $T_0$ . Les paramètres respectifs des résistances séries représentent les coefficients directeurs des courbes respectives  $\log[r(T)/r(T_0)]$  tracées en fonction de  $(T/T_0)$ . Ces paramètres sont déterminés moyennant une régression linéaire. La figure IV-17 illustre la méthode pour le paramètre de la résistance d'émetteur. Les mesures ont été réalisées pour un transistor de dimension d'émetteur  $0.65 \times 12.65 \mu\text{m}^2$  de la technologie 0.25 de ST. Nous avons mesuré  $r_E$  aux températures 27°C, 50°C, 75°C, 100°C et 150°C.

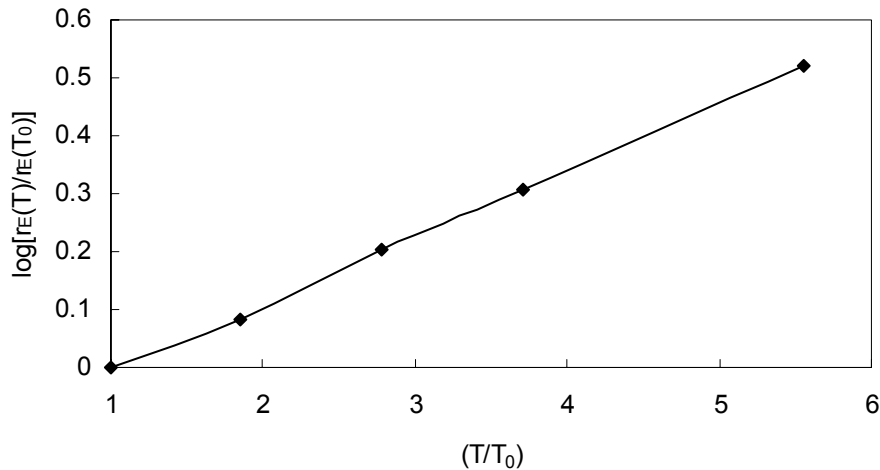


Figure IV- 17 : Extraction du paramètre lié à la résistance d'émetteur.

#### IV.5.4.2 Extraction des paramètres de la bande interdite

Il s'agit du paramètre  $V_{gb}$ . En utilisant l'expression Eq IV-46 donnant la variation du courant de saturation, nous pouvons calculer directement ce paramètre par :

$$V_{gb} = \log \left( \frac{I_s(T)}{I_s(T_0)} \left( \frac{T_0}{T} \right)^3 \right) U_T \frac{T_0}{T - T_0} \quad \text{Eq IV- 76}$$

Ceci nécessite l'extraction du courant de saturation à la température de référence et une autre température différente.

#### IV.5.4.3 Extraction des paramètres du gain en courant direct

De l'expression du gain en fonction de la température donnée par Eq IV-30, nous pouvons déduire que  $\alpha_B$  constitue le coefficient directeur de la courbe linéaire suivante :

$$\frac{\beta(T)}{\beta(T_0)} = \alpha_B (T - T_0) + 1 \quad \text{Eq IV- 77}$$

Nous appliquons alors une régression linéaire pour déterminer ce paramètre. Sur la figure IV-18, nous présentons cette fonction à partir des mesures du gain pour un courant de collecteur constant et pour différentes températures.



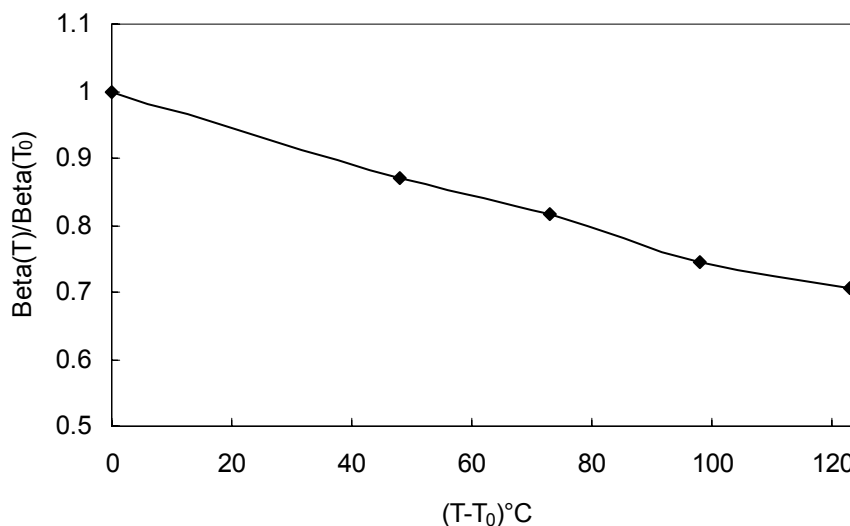


Figure IV- 18 : Extraction du coefficient de la température du gain.

#### IV.5.4.4 Extraction des paramètres du temps de transit

Nous avons deux paramètres à extraire :  $\alpha_{\tau_0}$  et  $k_{\tau_0}$ . Ceux-ci sont calculés directement à partir de leurs expressions données par Eq IV-67 et Eq IV-68 respectivement. Dans ces équations les temps de transit global, celui dans l'émetteur et celui dans la base tous à  $V_{BC} = 0$  et à la température de référence,  $\tau_0$ ,  $\tau_{E\beta 0}$  et  $\tau_{B\beta 0}$  respectivement, sont extraits moyennant la méthode développée dans [Ardo01-3].

#### IV.5.5 Validation expérimentale

Pour illustrer cette partie consacrée à la modélisation en température et l'extraction des paramètres, nous présentons une comparaison entre des simulations faites avec le modèle HICUM et des mesures réelles réalisées sur un TBH de dimension  $0.25\mu\text{m} \times 1.45\mu\text{m}$  issue de la technologie SiGe BiCMOS fabriqués par ST Microelectronics. L'extraction des paramètres est faite à l'aide du logiciel d'extraction [Ardo02]. Les paramètres liés à la température sont extraits suivant les techniques développées ci-dessus. Nous présentons les courbes de Gummel pour  $27^\circ\text{C}$  (figure IV-19) et pour  $100^\circ\text{C}$  (figure IV-20) et la variation de la fréquence de transition avec le courant du collecteur pour différentes polarisations pour  $27^\circ\text{C}$  (figure IV-21) et pour  $100^\circ\text{C}$  (figure IV-22). Ces résultats sont très satisfaisants et le modèle prend correctement en compte le comportement des transistors en température. En particulier, nous noterons l'adéquation remarquable

entre fréquence de transition mesurée et simulée. Une telle précision ne pouvait pas être obtenue à l'aide d'autres modèles compacts (SGM, VBIC).

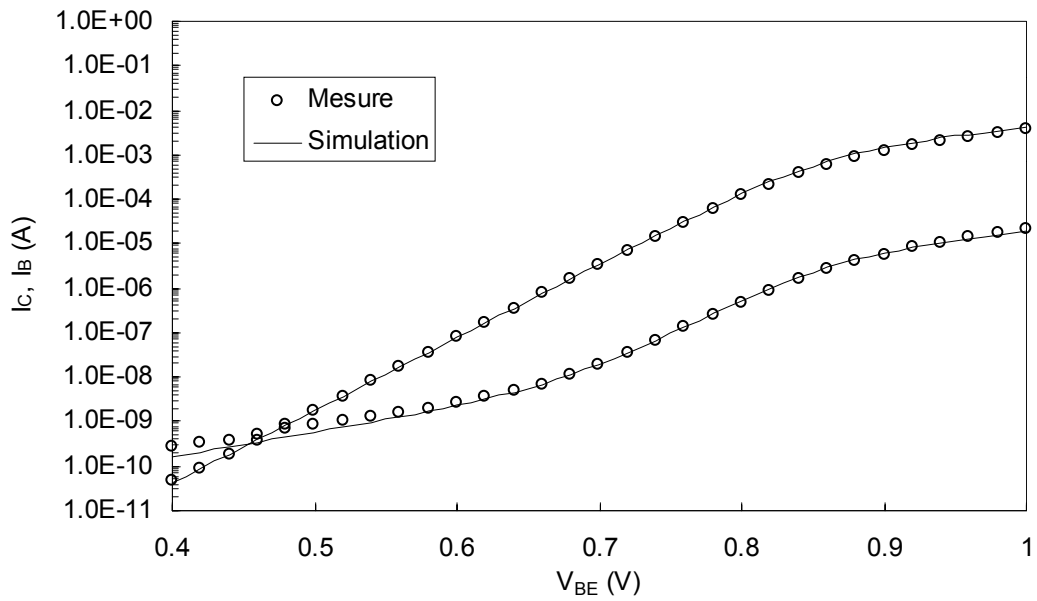


Figure IV- 19 : Courbe de Gummel à  $V_{BC} = 0$  à la température 27°C.

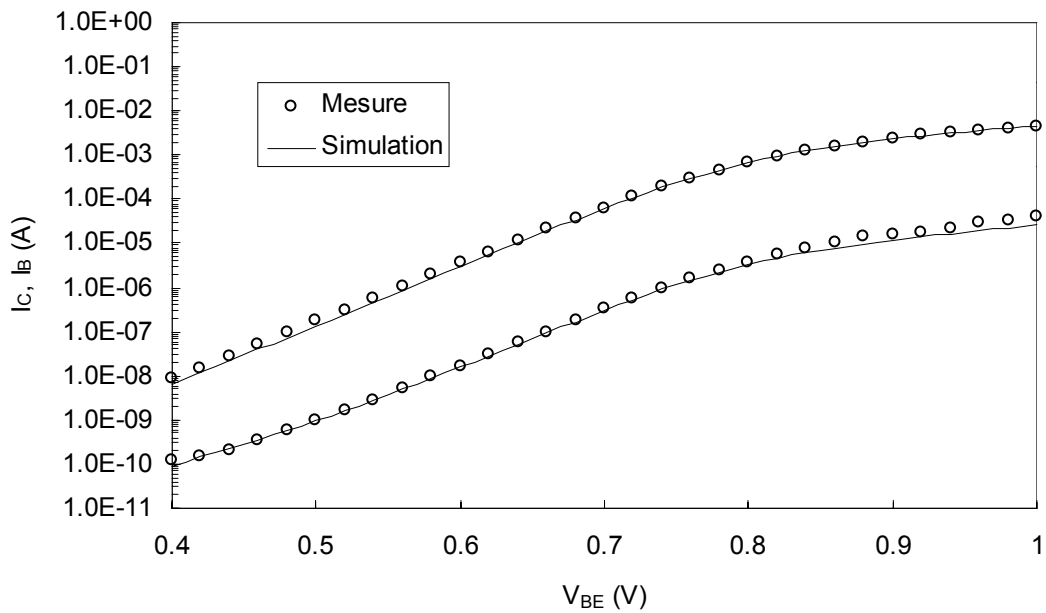


Figure IV- 20 : Courbe de Gummel à  $V_{BC} = 0$  à la température 100°C.

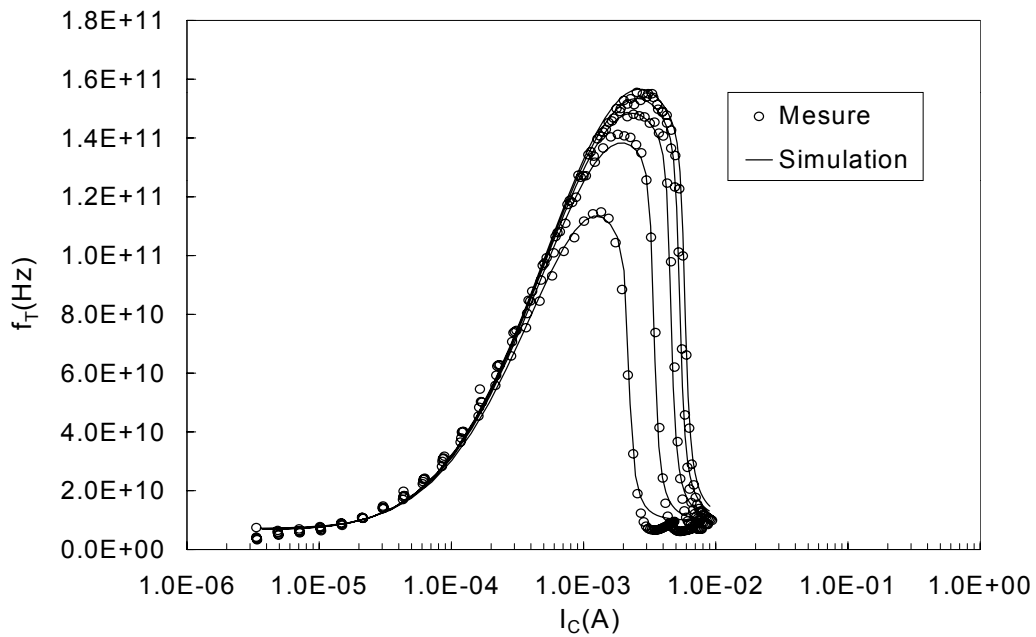


Figure IV- 21 : Fréquence de transition en fonction du courant de collecteur pour différentes polarisations pour la température 27°C.

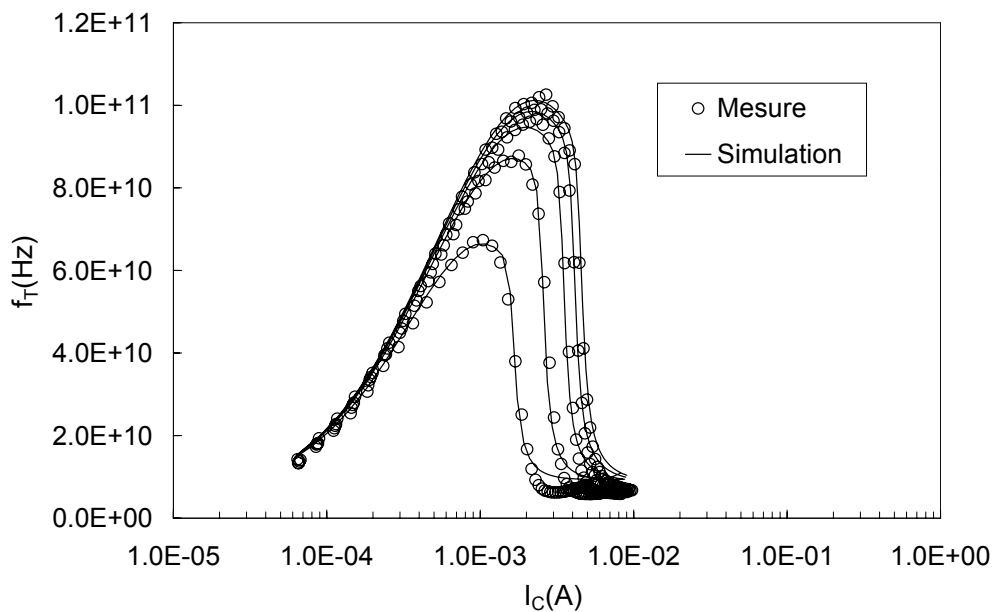


Figure IV- 22 : Fréquence de transition en fonction du courant de collecteur pour différentes polarisations pour la température 100°C.

## IV.6 Conclusion

L'incorporation de l'effet de l'auto-échauffement a un sens si la dépendance en température des différents paramètres du modèle électrique est prise en compte. Un lien

---

entre les quantités électriques et thermiques peut être alors établi. Ceci fait l'objet de la première partie de ce chapitre dédiée au couplage électro-thermique.

Dans la deuxième partie de ce chapitre, nous avons présenté les résultats de mesures des principales caractéristiques statiques et dynamiques des TBH SiGe. Ces mesures ont été réalisées pour différentes températures. L'analyse des performances de ces transistors a montré que la présence de l'hétérojonction base-émetteur Si/SiGe a permis une amélioration considérable pour les basses températures.

Dans la troisième partie, nous avons posé, les bases physiques des principaux paramètres dans les TBH SiGe variant avec la température. Cette étude a été suivie par la présentation du modèle HICUM dédié à la modélisation des transistors hautes fréquences. Nous avons mis l'accent dans cette étude sur les équations du modèle régissant la variation de la température. La description des caractéristiques électriques en fonction de la température est possible grâce à un jeu de paramètres relativement réduit.

La dernière partie de ce chapitre regroupe les procédures d'extraction des paramètres du modèle liés à la température. Ces valeurs sont déterminées soit à partir des données technologiques obtenues, soit à partir des techniques d'extractions basée sur les mesures. Nous avons illustré et validé l'ensemble de ces procédures de caractérisation en présentant les résultats relatifs à un transistor de la technologie TBH SiGe.

## **CONCLUSION GENERALE**



L'apparition des transistors bipolaires à hétérojonction Si/SiGe a permis le regain d'intérêt pour les technologies bipolaires grâce surtout à leur rapidité et leur compatibilité avec les technologies standards sur Silicium. Les TBH SiGe sont d'une utilité croissante dans la conception des circuits radio-fréquences. De par de ces nombreux avantages, l'utilisation de ces transistors en forte injection de courant pose des problèmes liés à l'auto-échauffement du composant. Nous nous sommes intéressés dans nos travaux de thèse à cet effet et à son impact sur le fonctionnement électrique du transistor.

Au cours du premier chapitre, nous avons démontré que grâce à l'hétérojonction Si/SiGe, le transistor bipolaire à hétérojonction permet de repousser les limites du transistor classique en améliorant les performances fréquentielles (liées à la rapidité) sans pénaliser les autres facteurs de mérite du composant (résistance de base et gain). Une synthèse sur les méthodes de croissance des TBH SiGe a été faite en s'appuyant sur les technologies SiGe de STMicroelectronics. Nous notons en particulier que les avancées technologiques sur ces composants ont conduit à l'introduction des tranchées profondes pour l'isolation du composant ce qui engendre une mauvaise conduction thermique. Ceci a accentué le phénomène de l'auto-échauffement.

Nous avons commencé le deuxième chapitre par une analyse physique de ce dernier effet. Il en résulte qu'une modélisation rigoureuse de l'auto-échauffement nécessite une approche bi-dimensionnelle voire tri-dimensionnelle qui ne peut en aucun cas être intégrée dans un modèle électrique. Néanmoins, en considérant qu'au premier ordre la répartition

de la température est homogène sous l'émetteur, qu'il constitue la seule source de chaleur, et que celle-ci s'évacue au travers du substrat vers la face inférieure supposée isotherme et à la température ambiante, un calcul analytique de l'impédance thermique équivalente a été possible. Nous avons alors développé un nouveau modèle analytique décrivant le comportement statique et dynamique de l'auto-échauffement. Celui-ci est exprimé dans une première étape sous la forme d'une impédance thermique équivalente dans le domaine fréquentiel. Dans une deuxième étape la réponse temporelle de la variation de la température de jonction a été déduite. Le point de départ dans notre démarche était l'équation de chaleur associée à des conditions aux limites et des hypothèses réalistes relevées lors de l'étude physique du composant. Ce modèle caractérisé par son comportement non entier (ordre  $\frac{1}{2}$ ) nécessite la détermination de deux paramètres qui sont la résistance thermique  $R_{TH}$  et la capacité thermique  $C_{TH}$ .

Dans le troisième chapitre nous avons développé une méthode de mesure appropriée pour l'évaluation de l'auto-échauffement. Elle nous a permis d'extraire les paramètres du modèle et de le valider en le comparant à des résultats de mesure de la variation temporelle de la température de jonction dans le transistor. De plus, une étude a été menée pour vérifier la cohérence physique des valeurs des paramètres en fonction de la dimension du transistor. Cette étude nous a permis d'évaluer les approximations faites lors de la résolution du problème. D'autre part, afin d'avoir une représentation compatible avec les modèles électriques de type SPICE, nous avons développé une équivalence électrique de ce modèle. Pour cela, nous avons étudié quatre types de modèle. Le premier est un réseau en échelle série dont les performances sont minimisées par le nombre de nœuds relativement important qu'il nécessite. Le deuxième est un réseau récursif série. Ce dernier offre de meilleures performances tout en réduisant considérablement le nombre de cellules. Toutefois, ces deux premiers réseaux sont très approximatifs pour les moyennes fréquences. De ce fait nous avons proposé une topologie différente couplant en parallèle les régimes établi et transitoire du modèle de l'auto-échauffement. Le troisième est donc un réseaux en échelle parallèle et le quatrième est un réseau récursif parallèle. Ces derniers représentent le plus fidèlement possible notre modèle avec un avantage au modèle récursif qui permet la réduction du nombre de nœuds. Nous avons noté que l'incorporation de ces modèles dans un modèle électrique ne nécessite que entre deux et quatre paramètres à déterminer selon la topologie choisie et ceci quelque soit l'ordre du modèle. Ceci constitue



un avantage majeur par rapport au modèle standard en  $\pi$  où le nombre de paramètres à extraire est proportionnel au nombre de cellules.

L'effet de la température sur les paramètres physiques du Silicium a été étudié au quatrième chapitre, ce qui nous a permis de déterminer les principales dépendances en température des TBH SiGe et de présenter le principe du couplage électro-thermique. Cette étude a été basée sur le modèle compact HICUM considéré comme le plus approprié pour les composants hyperfréquences. Nous avons décrit les procédures d'extraction de paramètres liés à la température. Des résultats de mesures sur la technologie BiCMOS 0.25 $\mu$ m de STMicroelectronics ont été présentés pour illustrer cette étude.

L'ensemble de ces travaux nous ont permis de poser les bases d'une étude complète de l'auto-échauffement dans les circuits hyperfréquences et en particulier de l'interaction thermique qui peut exister entre les composants dans un circuit.

En perspective, plusieurs volets de recherche s'ouvrent : le premier s'articule autour de la solution analytique de l'équation de chaleur. Par exemple le cas d'une structure à doigts d'émetteurs multiples, structure de base pour les transistors de puissance, mérite d'être étudiée afin d'évaluer l'échauffement mutuel entre les doigts. En outre, dans les calculs présentés dans cette thèse les flux de chaleur sortant par la métallisation de l'émetteur ont été négligés. Leur prise en compte mérite une investigation approfondie. Ceci est également valable en ce qui concerne le flux de chaleur à travers les tranchées d'isolation.

Le deuxième volet de recherche futur pourra concerner la mesure. En effet dans l'approche présentée dans cette thèse une hypothèse a été émise négligeant l'auto-échauffement à faible puissance appliquée. La méthode de mesure pourra être améliorée afin de se débarrasser de l'hypothèse citée.

Finalement, tous ces modèles élaborés doivent être implémentés dans des modèles compacts du transistors TBH afin de pouvoir simuler dans un environnement de conception le couplage électro-thermique et aboutir à des circuits et systèmes performants et fiables.



## **LISTE DES PUBLICATIONS**

### **Publications dans des revues avec comité de lecture**

- [Mnif04-1] H. Mnif, T. Zimmer, J. L. Battaglia, S. Fregonese, « Analysis and modeling of the self-heating effect in SiGe HBTs », *The European Physical Journal - Applied Physics*, Issue 1, Vol. 25 pp. 11-23, January, 2004.
- [Mnif04-2] H. Mnif, T. Zimmer, J. L. Battaglia, S. Fregonese, « Representation of the SiGe HBT's Thermal Impedance by Linear and Recursive Networks », *Microelectronics Reliability Journal*, article accepté le 03 Février 2004 (Sous Press).

### **Conférences avec actes et comité de lecture**

- [Ardo01-1] B. Ardouin, T. Zimmer, H. Mnif, P. Fouillat, « Bipolar Transistor's Intrinsic and Extrinsic Capacitance Determination », *The International Conference on Simulation of Semiconductor Processes and Devices*, pp. 304-307, Athens, Greece, 2001.
- [Ardo01-2] B. Ardouin, T. Zimmer, H. Mnif, P. Fouillat, « Direct method for bipolar base-emitter and base-collector capacitance splitting using high frequency measurements », *The IEEE Bipolar / BiCMOS Circuits and Technology Meeting*, pp. 114-117, MN, USA, 2001.
- [Ardo01-3] B. Ardouin, T. Zimmer, D. Berger, D. Céli, H. Mnif, T. Burdeau, P. Fouillat, « Transit time parameter extraction for the HICUM bipolar compact model », *The IEEE Proceedings of Bipolar / BiCMOS Circuits and Technology Meeting*, pp. 106-109, MN, USA, 2001.
- [Mnif02-1] H. Mnif, T. Zimmer, J. L. Battaglia, B. Ardouin, D. Berger, D. Céli, « A new approach for modelling the thermal behaviour of bipolar transistor », *Fourth IEEE International Caracas Conference on Devices, Circuits and Systems*, pp. D024-1-D024-5, Aruba, Venezuela, 2002.
- [Mnif02-2] H. Mnif, T. Zimmer, J. L. Battaglia, B. Ardouin, « Modeling the self-heating effect in SiGe HBTs », *The IEEE Proceedings of the*

Bipolar/BiCMOS Circuits and Technology Meeting, pp. 96-99, MN, USA, 2002.

[Mnif03-1] H. Mnif, T. Zimmer, J.L. Battaglia, S. Fregonese, « Analytical model for the self-heating effect in SiGe HBTs and its network representation », Proceeding of the international conference on Signal System Decision and Information Technology, Sousse, Tunisia, Mars 2003.

[Mnif03-2] H. Mnif, T. Zimmer, J.L. Battaglia, S. Fregonese, « Bipolar modeling and selfheating: An Equivalent Network representation For The Thermal Spreading Impedance In SiGe HBTs », 10<sup>th</sup> International Conference Mixed Design of Integrated Circuits and Systems, Lodz, Pologne, pp. 93-97, June 2003. Best paper award.

[Mnif03-3] H. Mnif, T. Zimmer, J. L. Battaglia, S. Fregonese, « Modélisation thermique des TBH SiGe destinés à des applications radiofréquences », Conférence internationale en Sciences Electroniques, Technologie de l'Information et des Télécommunications, 17-21 Mars, Sousse, Tunisie, 2003.

### **Journées d'Etude, Workshop**

[Freg03] S. Fregonese, H. Mnif, C. Maneux, B. Ardouin, T. Zimmer, « 2D SiGe HBT Simulation: Transit Time Analysis », Journées Nationales du GDR Nanoélectronique, Grenoble, 28-31, Janvier 2003.

[Mnif03-4] H. Mnif, T. Zimmer, J. L. Battaglia, « Fractional Order Model for the Thermal Behavior of Bipolar Transistors », Les journées de l'Action Thématique "Les systèmes à dérivées non entières", ENSEIRB Bordeaux, 16 et 17 Octobre 2003.

## **RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES**



- [Abra70] M. Abramowitz and I. Stegun, « Handbook of mathematical functions with formulas, graphs, and mathematical tables », Dover publications, INC., New York, 1970.
- [Aide93] J. Aiden Higgins, « Thermal properties of power HBT's », IEEE, Trans. on Electron Devices, Vol. 40, No. 12, 1993.
- [Ansy] ANSYS, Swanson Analysis System, Inc..., P.O. Box 65, Johnson Road, Houston, PA 15342 0065, ANSYS Users Manual.
- [Ardo01-1] B. Ardouin, T. Zimmer, H. Mnif, P. Fouillat, « Bipolar Transistor's Intrinsic and Extrinsic Capacitance Determination », The International Conference on Simulation of Semiconductor Processes and Devices, 304-307, Athens, Greece, September 2001.
- [Ardo01-2] B. Ardouin, T. Zimmer, H. Mnif, P. Fouillat, « Direct method for bipolar base-emitter and base-collector capacitance splitting using high frequency measurements », The IEEE Bipolar / BiCMOS Circuits and Technology Meeting, pp. 114-117, MN, USA, September 2001.
- [Ardo01-3] B. Ardouin, T. Zimmer, D. Berger, D. Céli, H. Mnif, T. Burdeau, P. Fouillat, « Transit time parameter extraction for the HICUM bipolar compact model », The IEEE Proceedings of Bipolar / BiCMOS Circuits and Technology Meeting, pp. 106-109, MN, USA, 2001.
- [Ardo01-4] B. Ardouin, « Contribution à la modélisation et à la caractérisation en hautes fréquences des transistors bipolaires à hétérojonction Si/SiGe », Thèse de l'université de Bordeaux I, 2001.
- [Ardo02] B. Ardouin and T. Zimmer, « HICUM Aperitif toolkit: User's Manual », Xmod Technologies, March 2002.
- [Bane03] B. Banerjee, S. Venkataraman, Y. Lu, S. Nuttink, D. Heo, Y. J. E. Chen, J. D. Cressler, J. Laskar, G. Freeman, D. Ahlgren, « Cryogenic performance of a 200 GHz SiGe HBT technology », The IEEE Proceedings of the International Conference on BIPOLAR/BiCMOS Circuits and Technology Meeting, pp. 171-173, Toulouse, France, 2003.

- [Barn] Barnes Engineering Division of EDO Corp., Shelton, CT.
- [Baud01] H. Baudry, B. Martinet, C. Fellous, O. Kermarrec, Y. Campidelli, M. Laurens, M. Marty, J. Mourier, G. Troillard, A. Monroy, D. Dutartre, D. Bensahel, G. Vincent, A. Chantre, « High performance 0.25 $\mu$ m SiGe and SiGe: C HBT's using non selective epitaxy », The IEEE Proceedings of the International Conference on BIPOLAR/BiCMOS Circuits and Technology Meeting, pp. 52-55, MN, USA, 2001.
- [Baud02] A. Baudry, D. Deschans, J.-B. Begueret, Y. Deval, P. Fouillat, G. Montignac, O. Gentaz, M. Torres, « Designing and Prototyping of 2-4 GHz Bandpass SiGe Digitizers and Associated Test Equipment for the ALMA Project. Paper I », ALMA MEMO, No. 410, Février 2002.
- [Berg02] D. Berger, D. Céli, M. Schröter, M. Malorny, T. Zimmer, B. Ardouin, « HICUM parameter extraction methodology for a single transistor geometry », The IEEE Proceedings of the International Conference on BIPOLAR/BiCMOS Circuits and Technology Meeting, pp 116-119, USA, 2002.
- [Berg04] D. Berger, « Etude et validation d'un modèle de transistor bipolaire pour des applications radiofréquences », Thèse à soutenir, soutenance prévue pour Avril 2004, université de Bordeaux 1.
- [Blac75] D. L. Blackburn, « An electrical technique for the measurement of the peak junction temperature of the power transistors », IEEE Symposium on reliability physics pp. 142, 150, 1975.
- [Brez85] C. Brezinski, « The birth and early developments of Padé approximants, Differential geometry, calculus of variations, and their applications », Lecture Notes in Pure and Appl. Math. pp. 105-121, New York, 1985.
- [Caug67] D. Caughey and R. Thomas, « Carrier mobilities in Silicon empirically related to doping and field », Proc. IEEE, Vol. 52, pp. 2192-2193, 1967.
- [Chen90] J. Chen, G. B. Gao, H. Morkoc, « Thermal dependance of HBT frequency performance », Electronics Letters, Vol. 26, No. 21, pp 1770-1772, 1990.



- [Chri98] I. F. Christians, « Thermal modelling and characterization of electronic components: steady-state and transient analysis », Ph.D. dissertation, Katholieke Univ. Leuven, Belgium, 1998.
- [Clae94] W. Claeys, S. Dilhaire, V. Quintard, « Laser probing of thermal behaviour of electronic components and its application in quality and reliability testing », *Microelectronic engineering (Elsevier Sci.)*, Vol. 24, pp. 411-420, 1994.
- [Cosm] COSMOS/FFE THERMAL, Structural Research & Analysis Corp., Santa Monica, CA 90404.
- [Cres93-1] J. D. Cressler, J. H. Comfort, E. F Crabbé, G. L. Patton, J. M. C. Stork, J. Y. C. Sun, B. S. Meyerson, « On the profile design and optimization of epitaxial Si and SiGe-base bipolar technology for 77K. Applications-Part I : Transistor DC design considerations », *IEEE Trans. on Electron Devices*, Vol. 40, No. 3, pp. 525-541, 1993.
- [Cres93-2] J. D. Cressler, E. F Crabbé, J. H. Comfort, J. M. C. Stork, J. Y. C. Sun, B. S. Meyerson, « On the profile design and optimization of epitaxial Si and SiGe-base bipolar technology for 77K. Applications-Part II : Circuit performance issues », *IEEE Trans. on Electron Devices*, Vol. 40, No. 3, 1993.
- [Cres98] J. D. Cressler, « SiGe HBT technology : a new contender for Si-based RF and microwave circuit applications », *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, Vol. 46, No. 5, pp. 572-589, 1998.
- [Daws94] D. E. Dawson, « Thermal modelling, measurement and design considerations of GaAs microwave devices », *Proceeding of the IEEE GaAs IC Symposium*, pp 285-290, 1994.
- [Desc02] D. Deschamps, J.-B. Begueret, Y. Deval, P. Fouillat, A. Baudry, G. Montignac, « 4-Gsample/s, 2-bit SiGe Digitizers for the ALMA Project. Paper II », *ALMA MEMO*, No. 426, May 2002.

- [Ehwa99] K. E. Ehwald, D. Knoll, B. Heinmann, K. Chang, J. Kirchgessner, R. Mauntel, I. S. Lim, J. Steele, P. Schley, B. Tillack, A. Wolff, K. Blum, W. Winkler, M. Pierschel, U. Jagdhold, R. Barth, T. Grabolla, H. J. Erzgräber, B. Hunger, H. J. Osten, « Modular integration of high-performance SiGe: C HBTs in a deep submicron epi-free CMOS process », Tech. Dig. IEEE International Electron Devices Meeting, p. 561, 1999.
- [Fair01] Fairchild Semiconductor, « HUFA75652G3 - UltraFET<sup>®</sup> Power MOSFET », Fairchild Semiconductor Data Sheet, 2001.
- [Feld86] M. Feldmann, « Théorie des réseaux et systèmes linéaires collection technique et scientifique des télécommunications », 2<sup>ème</sup> édition, Eyrolles, Paris, 1986.
- [Fran80] Franklin F. Y. Wang, « Introduction to solid state electronics », Northern-Holland publishing company, 1980.
- [Gao89] G. B. Gao, M. Z. Wang, X. Gui, H. Morkoç, « Thermal design studies of high power heterojunction bipolar transistors », IEEE Trans. on Electron Devices, Vol. 36, No 5, pp. 854-863, 1989.
- [Geff02] V. Geffroy, « Conception de circuits intégrés radiofréquences sur technologie CMOS pour des applications sans fil grand public : application aux mélangeurs », Thèse de doctorat, école nationale supérieure des télécommunications de Paris, 2002.
- [Glas64] C. J. Glassbrener and G. A. Slack, « Thermal conductivity of silicon and germanium from 3K to the melting point », Physical Review, vol. 134, pp. A1058-A1069, May 1964.
- [Godo73] S. Godounov, « Equations de la physique mathématique », Editions Mir, Moscou, 1973.
- [Golu89] G. H. Golub and C. F. Van Loan, « Matrix Computations », The Johns Hopkins University Press, 1989, Ch. 10, pp 505-538.

- [Gomi94] G. Gomini, S. del Giudic, and C. Nonino, « Finite element analysis in heat transfer – Basic formulation and linear problem », Taylor and Francis, 1994.
- [Graa90] H. C. de Graaf and F. M. Klaassen, « Compact transistor modelling for circuit design », Springer-Verlag, Wien, 1990.
- [Graa95] H. C. de Graaf and W. J. Kloosterman, « Modelling of the Collector Epilayer of a Bipolar Transistor in the MEXTRAM Model », IEEE Trans. on Electron Devices, ED-42, No 2, pp 274-282, 1995.
- [Gruh95] A. Gruhle « Monolithic 26 GHz and 40 GHz VCOs with SiGe HBTs », Tech. Dig. IEEE International Electron Devices Meeting, Washington, pp. 725-728, 1995.
- [Gumm70] H. K. Gummel and H. C. Poon, « An integral charge control model of bipolar transistors », Bell System Technical Journal, Vol. 49, pp. 827-852, 1970.
- [Hafi93] M. Hafizi, W. E. Standhina, R. A. Metzger, P. A. Macdonald, F. Williams, « Temperature dependance of DC and RF characteristics of AlInAs/GalnAs HBT's », IEEE Trans. on Electron Devices, Vol 40, No. 9, 1583-1588, 1993.
- [Haji90] A. Haji-Sheikh, « Peak temperature in high-power chip », IEEE Transaction on Electron Devices, Vol. 37(4), pp. 902-907, Apr. 1990.
- [Hara93] D. L. Hara, J. M. C. Stork, B. S. Meyerson, K. Y. J. Hsu, J. Cotte, K. B. W. Scharf, J. A. Yasaitis, « Optimization of SiGe HBT technology for high speed analog and mixed-signal applications », Tech. Dig., IEEE International Electron Devices Meeting , pp. 874-876, 1993.
- [Hara95-1] D. L. Hara, H. H. Comfort, J. D. Cressler, E. F. Crabbé, J. Y. C. Sun, B. S. Meyerson, T. Tice, « Si/SiGe Epitaxial-base transistors part I: Materials, Physics, and circuits », IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. 42, No. 3, pp. 455-467, 1995.

- [Hara95-2] D. L. Hara et al., « SiGe HBT technology: device and application issues », Tech. Dig. IEEE International Electron Devices Meeting, p. 731, 1995.
- [Hewl88] Hewlett Packard Company, Semi conductor System Center, « IC-CAP user's Manual », Santa Clara, USA, 1988.
- [Higg93] J. A. Higgins, « Thermal properties of power HBT's », IEEE Trans. on Electron Devices, Vol. 40, pp. 2171-2177, 1993.
- [Holl] M. G. Holland, « Low temperature thermal conductivity of Silicon », Raytheon company, Research division, Wak-thon, USA, pp. 633-637.
- [HPVE95] HP VEE Advanced Programming Techniques, Hewlett Packard Company, VXI Systems Division, USA 1995.
- [HPVE97] Controlling Instruments with HP VEE, Hewlett Packard Company, MXD Measurement Systems Division, USA 1997.
- [ISE98] Integrated Systems Engineering AG, Zurich, Switzerland, ISE TCAD RELEASE 7.0, 1998.
- [Jens02] J. C. Jensen and L. E. Larson., « A 16 GHz ultra high-speed Si/SiGe HBT comparator », The IEEE Proceedings of the International Conference on BIPOLAR/BiCMOS Circuits and Technology Meeting, pp 120-123, MN, USA, 2002.
- [Jose95] A. J. Joseph, J. D. Cressler, D. M. Richey, « Operation of SiGe Heterojunction bipolar transistors in the Liquid-Helium temperature regime », IEEE Electron Devices Letters Vol. 16, No. 6, pp 268-270, 1995.
- [Jova91] M. Jovanovic, « A transistor model for numerical computation of forward bias second breakdown boundary », IEEE trans. on Power Electronics, Vol. 6, No. 2, 1991.
- [Kaib98] G. Kaiblinger-Grujin, H. Kosina, S. Selberherr, « Influence of the doping element on the electron mobility in n-Silicon », J. Appl., Phys., Vol. 83, No. 6, pp 3096-3101, 1998.

- [Karl95] Karl Suss, « Suss PA200-II Semiautomatic prober User Manual/Service Manual », SN 4853, Dresden, Germany.
- [Kirk62] C. T. Kirk, « A theory of transistor cut-off frequency ( $f_T$ ) falloff at high current densities », IEEE Trans. on Electron Devices, Vol. ED-9, pp. 164-174, 1962.
- [Klaa92] D. B. Klaassen, « A unified mobility model for device simulation - part II: temperature dependence of carrier mobility and lifetime », Solid-State Electronics, Vol. 35, pp.961-967, 1992.
- [Kloo96-1] W. J. Kloosterman, « Comparison of MEXTRAM the VBIC95 Bipolar Transistor Model », Unclassified Report 034/96, Philips Electronics, 1996.
- [Kloo96-2] W. J. Kloosterman, « Parameter Extraction Methodology for the MEXTRAM Bipolar Transistor Model », Unclassified Report 003/96, Philips Electronics, 1996.
- [Kroe57] H. Kroemer, « Quasi-Electric and Quasi-Magnetic Fields in Non-Uniform Semiconductors », Symposium on the Role of Solid State Phenomena in Electric Circuits, Polytechnic Institute of Brooklyn, pp. 143-153, 1957. Re-published in RCA Review, Vol. 18, pp. 332-342, 1957.
- [Kroe82] H. Kroemer, « Heterostructure Bipolar Transistors and Integrated Circuits », *Proc. IEEE*, Vol. 70, pp. 13-25, 1982.
- [Kroe85] H. Kroemer, « Two integral relations pertaining to the electron transport through a bipolar transistor with non uniform energy gap in the base region », Solid-State Electron., Vol. 28, pp. 1101-1103, 1985.
- [Kulk57] B. Kulke and S. L. Miller, « Accurate Measurement of Emitter and Collector Series Resistances in Transistors », Proceedings of IRE, Vol. 45, p. 90, 1957.
- [Lai93] J. Lai, J. P. Carrejo, A. Majundar, « Thermal imaging and analysis at sub-micrometer scales using the atomic force microscope », ASME heat Transfer on the Microscale, HTD, Vol. 253, pp. 13-20, 1993.

- [Lanz96] L.D. Lanzarotti, J.C. Sturm, E. Stach, R. Hull, T. Buyuklimanli, C. Magee, « Suppression of boron out diffusion in SiGe HBTs by Carbon incorporation », Tech. Dig., IEEE International Electron Devices Meeting, p. 249, 1996.
- [Laur03] M. Laurens, B. Martinet, O. Kermarrec, Y. Campidelli, F. Deléglise, D. Dutartre, G. Troilard, D. Gloria, J. Bonnouvrier, R. Beerkens, V. Rousset, F. Leverd, A. Chantre, A. Monroy, « A 150GHz  $f_T/f_{max}$  0.13 $\mu$ m SiGe: C BiCMOS technology », The IEEE Proceedings of the International Conference on BIPOLAR/BiCMOS Circuits and Technology Meeting, pp. 199-202, Toulouse, France, 2003.
- [Lee86] C. C. Lee and A. L. Palisoc, « Thermal analysis of GaAs circuit devices », IEEE GaAs IC Symp. Digest, IEEE Cat. No. 86CH2372-1, pp. 115-118, 1986.
- [Leme94] C. A. Leme and H. Baltes, « Interfaces for microsensor systems », in W. Sansen et al. Analog Circuit Design. Norwell, MA: Kluwer, pp. 163-181, 1994.
- [Lind72] R. D. Lindsted and R. J. Surty, « Steady-state junction temperatures of semiconductor chips », IEEE Transaction on Electron Devices, Vol. 19, pp. 41-44, 1972.
- [Liou93] L. L. Liou and B. Bayraktaroglu, « Thermal instability analysis of multiple emitter AlGaAs /GaAs HBT's », MTTTS-Symp. Dig., p. 281, 1993.
- [Liou94] L. L. Liou and B. Bayraktaroglu, « Thermal stability analysis of AlGaAs/GaAs heterojunction bipolar transistors with multiple emitter fingers », IEEE Trans. on Electron Devices, Vol. 41(5), pp. 629-636, 1994.
- [Liu93] W. Liu et al., « Theoretical calculation of temperature and current profiles in multi-finger heterojunction bipolar transistors », Solid-State Electronics, Vol. 36, No. 2 pp. 125-132, 1993.
- [Liu93] W. Liu, S. Nelson, D. G. Hill, A. Khatibzadeh, « Current gain collapse in microwave multifinger heterojunction bipolar transistors operated at very

- high power densities », IEEE Trans. on Electron Devices, Vol. 40, No. 11, 1917-1927, 1993.
- [Lomb88] C. Lombardi, S. Manzini, A. Saporito, M. Vanzi, « A physically based mobility model for numerical simulation of nonplanar devices », IEEE Trans. Computer-Aided Design, Vol. 7, No. 11, pp. 1164-1171, 1988.
- [Maes90] W. Maes, K. DeMeyer, R. Van Overstraeten, « Impact ionization in Silicon: a review and update », Solid-State Electron., Vol. 33, pp. 705-718, 1990.
- [Mart02] B. Martinet, F. Romagna, O. Kermarrec, Y. Campidelli, F. Saguin, H. Baudry, M. Marty, D. Dutartre, A. Chantre, « An investigation of the static and dynamic characteristics of high speed SiGe: C HBTs using a poly-SiGe emitter », The IEEE Proceedings of the International Conference on BIPOLAR/BiCMOS Circuits and Technology Meeting, pp. 147-150, MN, USA, 2002.
- [Marz00] M. Marz and P. Nance, « Thermal modeling of power-electronic systems », Infineon technologies AG application note, April 2000.
- [Mats89] C. T. Matsuno, A. K. Sharma, A. K. Oki, « A large signal HSPICE model for the heterojunction bipolar transistor », IEEE Trans. Microwave Theory and techniques. Vol. 37 No. 9, 1989.
- [Maur95] T. Maurel, « Modèle électrothermique unidimensionnel du transistor bipolaire de puissance pour la simulation de circuits », thèse de l'université de Paris-Sud, 1995.
- [McAn95] C. McAndrew, J. Seitchik, D. Bowers, M. Dunn, M. Foisy, I. Getreu, M. McSwain, S. Moinian, J. Parker, P. Wijnen, L. Wagner, « VBIC95 : An improved Vertical IC Bipolar Transistor Model », The IEEE Proceedings of the Bipolar/BiCMOS Circuits and Technology Meeting, pp. 170-177, USA, 1995.
- [McAn96] C. Mc Andrew, J. Seitchik, D. Bowers, M. Dunn, M. Foisy, I. Getreu, M. McSwain, S. Moinian, J. Parker, D. Roulston, M. Schröter, P. Wijnen, L.

- Wagner, « VBIC95, the vertical bipolar Inter-company model », IEEE Journal of Solid-State Circuits, Vol. 31, No. 10, pp. 1476-1483, 1996.
- [Meis03] T. F. Meister, H. Schäfer, K. Aufinger, R. Stengl, S. Boguth, R. Schreiter, M. Rest, H. Knapp, M. Wurzer, A. Mitchell, T. Böttner, J. Böck, « SiGe Bipolar technology with 3.9 ps Gate Delay », The IEEE Proceedings of the International Conference on BIPOLAR/BiCMOS Circuits and Technology Meeting, pp. 103-106, Toulouse, France, 2003.
- [Ment94] HDL-A User's Manual, Mentor Graphics corporation, revision v2.0, 1994.
- [Mnif02-1] H. Mnif, T. Zimmer, J. L. Battaglia, B. Ardouin, D. Berger, D. Céli, « A new approach for modelling the thermal behaviour of bipolar transistor », Fourth IEEE International Caracas Conference on Devices, Circuits and Systems, pp. D024-1-D024-5, Aruba, Venezuela, April, 2002.
- [Mnif02-2] H. Mnif, T. Zimmer, J. L. Battaglia, B. Ardouin, « Modeling the self-heating effect in SiGe HBTs », The IEEE Proceedings of the Bipolar/BiCMOS Circuits and Technology Meeting, pp. 96-99, MN, USA, 2002.
- [Mnif03-1] H. Mnif, T. Zimmer, J. L. Battaglia, S. Fregonese, « Analytical model for the self-heating effect in SiGe HBTs and its network representation », International Conference on Signals, Systems, Decision and Information Technology, Sousse, Tunisie, 26-28 March 2003.
- [Mnif03-2] H. Mnif, T. Zimmer, J.L. Battaglia, S. Fregonese, « Bipolar modeling and selfheating: An Equivalent Network representation For The Thermal Spreading Impedance In SiGe HBTs », 10<sup>th</sup> International Conference Mixed Design of Integrated Circuits and Systems, Lodz, Pologne, pp. 93-97, June 2003. Best paper award.
- [Mnif04-1] H. Mnif, T. Zimmer, J. L. Battaglia, S. Fregonese, « Analysis and modeling of the self-heating effect in SiGe HBTs », The European Physical Journal - Applied Physics, Issue 1, Vol. 25 p. 11-23, January, 2004.



- [Mnif04-2] H. Mnif, T. Zimmer, J. L. Battaglia, S. Fregonese, « Representation of the SiGe HBT's Thermal Impedance by Linear and Recursive Networks », Microelectronic Reliability Journal article accepté le 03 Février 2004 en attente de publication..
- [Monr99] A. Monroy, M. Laurens, M. Marty, D. Dutartre, D. Gloria, J.L. Carbonero, A. Perrotin and A. Chantre, « BiCMOS6G: A high Performance 0.35 $\mu$ m SiGe Technology for Wireless Applications », The IEEE Proceedings of the International Conference on BIPOLAR/BiCMOS Circuits and Technology Meeting,. pp. 121-123, MN, USA, 1999.
- [Moré78] J. J. Moré, « The Levenberg-marquardt algorithm: implementation and theory », In Proceeding of the Biennial Conference on numerical analysis, pp. 105-116, 1978.
- [Myco67] P. D. Mycock, « Thermal conductivity of Silicon, Germanium III-V compounds and II-V alloys », Solid-State Electronic, Vol. 10, pp. 161-168, 1967.
- [Najm96] Farid Najm, « VBIC95: An improved bipolar transistor model », IEEE Circuits and Devices Magazine, Vol. 12, Issue 2, pp. 11-15, 1996.
- [Ng95] K. Ng, « Complete guide to semiconductor devices », McGraw-Hill, 1995.
- [Ohue01] E. Ohue, R. Hayami, K. Oda, H. Shimamoto, K. Washio, « 5.3ps ECL and 71GHz static frequency divider in self-aligned SEG SiGe HBT », The IEEE Proceedings of the International Conference on BIPOLAR/BiCMOS Circuits and Technology Meeting, pp. 26-29, MN, USA, 2001.
- [Oste92] R. Ostermeir, K. Brunner, G. Abstreiter, W. Weber, « Temperature distribution in Si-MOSFET's studied by micro Raman spectroscopy », IEEE Transaction on Electron Devices, Vol. 39(4), pp. 858-863, 1992.
- [Oste97] H. J. Osten G. Lippert, D. Knoll, R. Barth, B. Heinemann, H. Rücker, P. Schley., « The Effect of Carbon Incorporation on SiGe HBT Performance and Process Margin », Tech. Dig., IEEE International Electron Devices Meeting, p. 803, 1997.

- [Oste99] H. J. Osten, D. Knoll, B. Heinemann, H. Rücker, B. Tillack, « Carbon doped SiGe heterojunction bipolar transistors for high frequency applications », The IEEE Proceedings of the International Conference on BIPOLAR/BiCMOS Circuits and Technology Meeting, p. 109, MN, USA, 1999.
- [Paas02] J. C. J. Paasschens, J. Kloosterman, V. D. Toorn « Model derivation of MEXTRAM 504: the physics behind the model », Unclassified Report NL-UR 2002/806, Philips Electronics, 2002.
- [Pala00] V. Palankovski, « Simulation of heterojunction bipolar transistors », Thèse de doctorat, Institute for Microelectronics, TU Wien, Austria, 2000.
- [Pan90] Y. Pan, F. R. Riedijk, J. H. Huijsing, « A new class integrated thermal oscillators with duty-cycle output for application in thermal sensors », Sens. Actuators A, Vol. 21-23, pp. 655-659, 1990.
- [Paul98] D. J. Paul, « Silicon Germanium Heterostructures in Electronics: the present and the future », Thin Solid Films, 321, pp. 172-180, 1998.
- [Peop86] R. People and J.C. Bean, « Band alignments of coherently strained  $GexSi_{1-x}/Si$  heterostructures on  $\langle 001 \rangle$  Ge/Si substrates », Applied Physics Letters, Vol 48, pp 538-540, 1986.
- [Prin91] E. J. Prinz, J. C. Sturm, « Analytical modeling of current gain, Early voltage products in Si/SiGe/Si heterojunction bipolar transistors », Tech. Dig. IEEE International Electron Devices Meeting, pp 853-856, 1991.
- [Pres88] W. H. Press, B. P. Flannery, S. A. Teukolsky W. T. Vetterling, « Numerical Recipes », New York, London: Cambridge Univ. Press, 1988, Ch. 12; 2.10; 10.6.
- [Quay00] R. Quay, C. Moglestue, V. Palankovsky, S. Selberherr, « A temperature dependant model for the saturation velocity in semiconductor materials », Materials science in semiconductor processing, Vol. 3, No. 1-2, pp. 149-155, 2000.

- [Ranf81] R. Ranfft, « Untersuchung und Optimierung bipolarer Subnanosekunden Schaltungen für Hochintegrierte Digitalbausteine », PH. D. Dissertation, Ruhr University Bochum, Germany, 1981.
- [Rieh03] J. S. Rieh, B. Jagannathan, H. Chen, K. Schonenberg, S. J. Jeng, M. Khater, D. Ahlgren, G. Freeman, S. Subbanna, « Performance and design considerations for high speed SiGe HBT's of  $f_T/f_{max} = 375\text{GHz}/210\text{GHz}$  », Proceeding of IPRM 2003, Santa Barbara, CA.
- [Rina00] N. Rinaldi, « Thermal analysis of solid-state devices and circuits : an analytical approach », IEEE Journal of Solid State Electronics, Vol. 44, pp. 1789-1798, 2000.
- [Roul90] D. J. Roulston, « Bipolar Semiconductor Devices », Mc Graw-Hill, New York, Chap. 2, 1990.
- [Ruck99] H. Rücker, B. Heinemann, K.D. Bolze, D. Knoll, D. Kürger, R. Kurps,, H.-J. Osten, P. Schley, B. Tillack, P. Zaumseil, « Dopant diffusion in C-doped Si and SiGe: Physical model and experimental verification », Tech. Dig., IEEE International Electron Devices Meeting, pp. 345-348, 1999.
- [Saca82] J. F. Sacadura, « Initiation aux transferts thermiques », Edition Lavoisier technique et documentation, 1982.
- [Same97] A. Samelis and D. Pavlidis, « Analysis of the Large-Signal Characteristics of Power Heterojunction Bipolar Transistors Exhibiting Self-Heating Effects », IEEE Transaction on microwave theory and techniques, Vol. 45, No. 4, pp. 534-542, 1997.
- [Schr88] M. Schröter, « A compact physical large-signal model for high-speed bipolar transistors with special consideration of high current densities and two-dimensional effects », Ph. D. dissertation, Ruhr-Univ., Bochum, Germany, 1988.
- [Schr89] M. Schröter and H. M. Rein, « Transit time of high-speed bipolar transistors in dependence on operating point, technological parameters, and

- temperature », The IEEE Proceedings of the Bipolar / BiCMOS Circuits and Technology Meeting, pp. 250-253, MN, USA, 1989.
- [Schr96] M. Schröter, « Bipolar transistor modelling for high-speed circuit design and process development », Short course, The IEEE Bipolar / BiCMOS Circuits and Technology Meeting, MN, USA, 1996.
- [Schr99-1] M. Schröter et al., « Physics- and process- based bipolar transistor modeling for integrated circuit design », IEEE Journal of Solid-State Circuits, Vol. 34, pp. 1136-1149, 1999.
- [Schr99-2] M. Schröter and T. Y. Lee, « Physics-Based Minority Charge and Transit Time Modeling for Bipolar Transistor », IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. 46, No 2, pp. 288-300, 1999.
- [Schr01] M. Schröter, « HICUM bipolar transistor model », disponible sur le web: [http://www.iee.et.tu-dresden.de/iee/eb/comp\\_mod.html](http://www.iee.et.tu-dresden.de/iee/eb/comp_mod.html).
- [Selb89] S. Selberherr, « MOS device modelling at 77K », IEEE Trans. Electron Devices, Vol. 36, No. 8, pp. 1464-1474, 1989.
- [Selb90] S. Selberherr, W. Hänsch, M. Seavey, J. Slotboom, « The evolution of the MINIMOS mobility model », Solid-State Electron, Vol. 33, No. 11, pp. 1425-1436, 1990.
- [Shoc48] W. Shockley, U. S. Patent 2 569 347, 1948.
- [Sing93] J. Singh, « Physics of semiconductor and their heterostructures », McGraw Hill, 1993.
- [Smit86] D. S. Smith, et al., « Measurement and prediction of operating temperature for GaAs ICs », SEMI-THERM 86 Symposium, December 9-11 1986.
- [Sout70] M. Soutif, « Vibrations, Propagation, Diffusion », Editions Dunod, Paris, 1970.
- [Stüb87] H. Stübing and H. M. Rein, « A compact physical large-signal model for high-speed bipolar transistors at high current densities-Part I: One-

- dimensional model », IEEE Trans. Electron Devices, Vol. ED-34, pp. 1741-1751, 1987.
- [Suzi91] K. Suzuki, « Emitter and base transit time of polycrystalline Silicon emitter contact bipolar transistors », IEEE Trans. on Electron Devices, Vol. 38, pp. 2512-2518, 1991.
- [Szek81] Physics of semiconductor devices, New York: Wiley, second ed., 1981.
- [Szek97] V. Szekely, A. Poppe, M. Rencz, A. Csendes, A. Pahi, « Electro-thermal simulation: a realization by simultaneous iteration », Microelectronics Journal, 28, pp. 247-262, 1997.
- [Than97] V. Le Thanh, V. Aubry-Fortuna, Y. Zheng, D. Bouchier, C. Guedj, G. Hincelin, « UHV-CVD heteroepitaxial growth of  $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$  alloys on Silicon (100) using silane and germane », Thin Solid Films, 294, pp. 60-64, 1997.
- [Tomi03] T. Tominari, S. Wada, K. Tokunaga, K. Koyu, M. Kubo, T. Udo, M. Seto, K. Ohhata, H. Hosoe, Y. Kiyota, K. Washio, A. Hashimoto, « Study on extremely thin base SiGe: C HBTs featuring sub-ps ECL gate delay », The IEEE Proceedings of the International Conference on BIPOLAR/BiCMOS Circuits and Technology Meeting, pp. 107-110, Toulouse, France, 2003.
- [Tran97] H. Tran, M. Schröter, D. J. Walkey, D. Marchesan, T. J. Smy, « Simultaneous extraction of thermal and emitter series resistances in bipolar transistor », The IEEE Proceedings of the International Conference on BIPOLAR/BiCMOS Circuits and Technology Meeting, p. 170, MN, USA, 1997.
- [Trig02] J. F. Trigeol, F. Soulier, P; Lagonotte, « Reduction of analytical thermal models and their development in the form of networks », Eur. Phys. J. AP 20, 105-119, 2002.
- [Vars67] Y. Varshini, « Temperature dependence of the energy gap in semiconductors », Physica, Vol. 34, pp. 149-154, 1967.

- [Vold00] S. Voldman, P. Juliano, N. Schmidt, A. Botula, R. Johnson, L. Lanzerotti, N. Feilchenfeld, A. Joseph, J. Malinowski, E. Eld, V. Gross, C. Brennan, J. Dunn, D. Hame, D. Herman, B. Meyerson, « ESD robustness of a BiCMOS SiGe technology », The IEEE Proceedings of the International Conference on BIPOLAR/BiCMOS Circuits and Technology Meeting, p. 214, MN, USA, 2000.
- [Wada02] S. Wada et al., « A manufacturable 0.18 $\mu$ m SiGe BiCMOS technology for 40 Gb/s optical communication LSIs », The IEEE Proceedings of the International Conference on BIPOLAR/BiCMOS Circuits and Technology Meeting, pp 84-87, MN, USA, 2002.
- [Walk98] D. J. Walkey, T. J. Smy, H. Tran, D. Marchesan, M. Schröter, « Prediction of thermal resistance in trench isolated bipolar device structures », The IEEE Proceedings of the International Conference on BIPOLAR/BiCMOS Circuits and Technology Meeting, pp. 207-210, USA, 1998.
- [Walk99] D. J. Walkey, T. J. Smy, D. Marchesan, H. Tran, C. Reimer, T. C. Kleckner, M. K. Jackson, M. Schröter, J. R. Long, « Extraction and modeling of thermal behavior in trench isolated bipolar structures », The IEEE Proceedings of the International Conference on BIPOLAR/BiCMOS Circuits and Technology Meeting, pp 97-100, MN, USA, 1999.
- [Walk00] D. J. Walkey, T. J. Smy, D. Marchesan, H. Tran, M. Schröter, « A scalable thermal model for trench isolated bipolar devices », Solid State Electronics, Vol. 44, pp. 1373-1379, 2000.
- [Walk02] D. J. Walkey, T. J. Smy, C. Reimer, M. Schröter, H. Tran, D. Marchesan, « Modeling thermal resistance in trench isolated bipolar technologies including trench heat flow », Solid State Electronics, Vol. 46, pp. 7-17, 2002.
- [Wall48] Wall Hubert Stanley « Analytical theory of continued fractions », New York, Van Nostrand, 1948.

- [Webb93] P. W. Webb, « Thermal modelling of power gallium arsenide microwave integrated circuits », IEEE Trans. on Electron Devices, Vol. 40 (5), pp. 867-877, May 1993.
- [Wils94] J. Wilson and K. Decker, « GaAs MMIC thermal modelling for channel temperatures in accelerated life test fixtures and microwave modules », Proc. Tenth IEEE SEMI-THERM Symp., pp. 121-128, Feb. 1994.
- [Wurz02] M. Wurzer, « 71.8 GHz static frequency divider in a SiGe bipolar technology », The IEEE Proceedings of the International Conference on BIPOLAR/BiCMOS Circuits and Technology Meeting, pp 216-219, MN, USA, 2002.
- [Yach94] D. Yachou, « Etude des effets parasites électriques et thermiques intervenant dans le fonctionnement des transistors sur isolant (SOI) », Thèse de l'université Joseph Fourier, Grenoble I, 1994.
- [Zwei96] D. Zweidinger, R. M. Fox, J. S. Brodsky, T. Jung, S. G. Lee, « Thermal impedance extraction for bipolar transistors », IEEE Trans. on Electron Devices, ED-43, No. 2, pp. 342-346, 1996.





## ***Résumé***

La prise en compte de l'effet de la température et en particulier de l'auto-échauffement est un aspect fondamental pour rendre compte de manière précise des caractéristiques électriques des transistors bipolaires à hétérojonction Si/SiGe. L'utilisation de ces composants dans des applications micro-ondes susceptibles d'être exposées à différentes températures et fonctionnant pour des fortes densités de courant accentuent énormément ces effets. Par conséquent, une modélisation précise de ces phénomènes est indispensable.

Un modèle dynamique décrivant l'auto-échauffement, caractérisé par une élévation de la température de jonction, a été développé. Une équivalence électrique de ce modèle analytique a été réalisée afin qu'il soit compatible avec des modèles électriques de type SPICE. Un banc de test spécifique pour évaluer le nouveau modèle et extraire ses paramètres a été mis en œuvre.

Dans une deuxième partie, la dépendance en température des différents paramètres qui peuvent intervenir dans un modèle électrique compact et en particulier dans le modèle HICUM a été étudiée.

## ***Mots-clefs***

SiGe  
Transistor bipolaire à hétérojonction  
Auto-échauffement  
Fonctionnement en température  
Modélisation compacte

## ***Abstract***

The consideration of the temperature and in particular of the self-heating effect in Si/SiGe heterojunction bipolar transistors is a fundamental aspect to predict in a precise way these electric characteristics. The use of these components in microwaves applications exposed to various temperatures and strong densities of current, accentuates enormously these effects. Consequently, a precise modelling of these phenomena is necessary.

A dynamic model describing the self-heating, characterized by a rise in the junction temperature, is developed. An electric equivalence close to the analytical model, compatible with SPICE electric models type, is established. A specific test bench is used in order to evaluate the new model and to extract its parameters.

In a second part, the temperature dependence of the various compact model parameters is studied, in particular in the HICUM model.

## ***Key words***

SiGe  
Heterojunction bipolar transistor  
Self-heating  
Operation in temperature  
Compact modelling