

N° d'ordre : 2465

THESE

PRESENTEE A

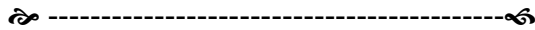
L'UNIVERSITE BORDEAUX I

ECOLE DOCTORALE DE SCIENCES PHYSIQUES ET DE L'INGENIEUR

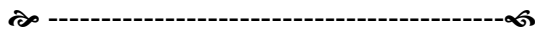
Par **Bertrand ARDOUIN**

POUR OBTENIR LE GRADE DE
DOCTEUR

SPECIALITE : **ELECTRONIQUE**



CONTRIBUTION A LA MODELISATION ET A LA CARACTERISATION EN HAUTES FREQUENCES DES TRANSISTORS BIPOLAIRES A HETEROJONCTION Si/SiGe



Soutenu le : 10 décembre 2001

Après avis de :

M. Bonnaud Olivier
M. Gentil Pierre

Professeur
Professeur

Rapporteurs

Devant la Commission d'examen formée de :

M. Touboul André
M. Zimmer Thomas
M. Bonnaud Olivier
M. Céli Didier
M. Gentil Pierre
M. Fouillat Pascal
M. Sischka Franz

Professeur
Maître de Conférence, H. D. R.
Professeur
Ingénieur
Professeur
Professeur
Ingénieur Docteur

Président
Rapporteur
Examineurs

-- 2001 --

A Catherine,
à tous les miens.

Remerciements

Les travaux de recherche présentés dans ce mémoire ont été réalisés au sein du laboratoire de Microélectronique IXL de l'université Bordeaux I, dirigé par Monsieur le Professeur André Touboul.

Je remercie en premier lieu Monsieur A. Touboul à hauteur de l'aide qu'il m'a apportée, pour m'avoir accueilli dans son laboratoire et pour avoir présidé mon jury de thèse.

Je remercie également Messieurs O. Bonnaud et P. Gentil pour leur lecture attentive et critique, en tant que rapporteurs de ce mémoire.

Mes remerciements vont également à Monsieur P. Fouillat, pour avoir accepté la charge de Directeur de cette thèse.

Que Monsieur T. Zimmer soit assuré de ma profonde gratitude, pour son aide et pour ses compétences, et de mon amitié pour ce qu'il est.

Je remercie vivement Messieurs D. Céli et F. Sischka, pour l'intérêt qu'ils ont porté à ces travaux en acceptant de participer au jury de thèse et pour leurs remarques pertinentes qui m'ont permis d'avancer.

Je remercie chaleureusement Noëlle et Dean Lewis pour leur aide et leur soutien. Que François Marc soit également assuré de ma gratitude pour avoir su parfois s'engager dans des conversations aux résultats incertains, mais toujours fructueuses. Mes remerciements vont également à Cyril Hainaut, et à sa fidèle machine. Je remercie Hassène et Ahmed, pour leur bonne humeur quotidienne et leur gentillesse.

Je n'oublie pas le soutien quotidien de Fabrice, Renaud, Matthieu et Rocky, vieux thésards émérites, ni celui des expatriés grenoblois, Franck, Laurent, Joss, Xavier, Marc et les autres. Je remercie également l'équipe de Rugby de l'IXL, Patrick, Benoît, Totor, Chieb, Bruno, Dominique, ainsi que ceux que j'oublie. Je souhaite bon courage à la nouvelle génération de doctorants, Greg, J. C., Alexie, Pierre et tous les autres.

Je tiens à remercier D. Geoffroy, Stéphane Gauffre, Cristell Maneux, Stéphane Azzopardi, Ute, Valérie, P. Bérenguer, et toutes les personnes au laboratoire dont j'ai pu apprécier la présence au fil des jours.

Je remercie enfin Cathy, pour m'avoir supporté pendant ces trois années, et pour ce qu'elle m'apporte chaque jour. Je remercie ma famille pour m'avoir soutenu sans douter. Je remercie également Mme Lareigne pour sa relecture efficace.

Enfin, ce travail de thèse n'aurait pas été aussi enrichissant sans la présence de nombreuses personnes qui apportent chaque jour leurs qualités humaines et leur bonne humeur, et que je remercie vivement.

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION GENERALE	15	
CHAPITRE I : ETUDE PHYSIQUE DES TBH SI/SIGE	21	
I	Introduction	23
II	Etude qualitative des TBH SiGe	24
II.1	Limitations des transistors bipolaires homojonction	24
II.2	Principe des TBH SiGe.	26
II.2.1	Profil de Germanium dans la base	27
II.2.2	Comparaison des figures de mérite	27
II.2.3	TBH SiGe « réel »	29
II.2.4	TBH SiGe à base graduelle	30
II.2.5	Technologies BiCMOS SiGe	31
II.3	Contraintes technologiques et procédés de fabrication	31
II.3.1	Croissance des couches SiGe	31
II.3.2	Stabilité des couches SiGe	32
II.3.3	Procédés de fabrication	33
II.3.4	Etat de l'art	36
III	Etude physique des TBH SiGe	38
III.1	Equations des semi-conducteurs	38
III.2	Schéma de bandes des TBH SiGe	40
III.3	Quasi champ électrique dans la base	46
III.4	Relation intégrale de contrôle de charge généralisée	49
III.4.1	Formulation	49
III.4.2	Composantes du nombre de Gummel généralisé	53
III.4.3	Détermination du coefficient C	56
III.4.4	Détermination des coefficients h_{jE1} et h_{jC1}	57
III.4.5	Calcul des charges de transition et de diffusion	58
III.5	Courant de base	61
III.5.1	Courant de base idéal	61
III.5.2	Courant de base non idéal	65
III.6	Expression du temps de transit	66
III.6.1	Temps de transit dans la base	67
III.6.2	Temps de transit dans l'émetteur neutre	71
III.6.3	Temps de transit dans les zones de transition	72
III.6.4	Temps de transit dans le collecteur neutre	73

TABLE DES MATIERES

III.7	Claquage des jonctions	74
III.7.1	Claquage par avalanche	75
III.8	Effets physiques bidimensionnels et tridimensionnels	76
III.8.1	Surface effective d'émetteur	77
III.8.2	Résistance de base	78
IV	Conclusion	84
CHAPITRE II : MESURE DES DISPOSITIFS MICROÉLECTRONIQUES		
SOUS POINTES		85
I	Introduction	87
II	Banc de mesure sous pointes	88
III	Principe des mesures sous pointes	89
III.1	Mesures statiques	90
III.1.1	Problèmes liés aux résistances de contact	91
III.1.2	Problèmes liés aux oscillations	92
IV	Méthodes d'analyse petit signal et mesures hautes fréquences	94
IV.1	Analyse « petit signal »	94
IV.2	Paramètres des quadripôles	94
IV.2.1	Paramètres Y ou admittances	95
IV.2.2	Paramètres Z ou impédances	95
IV.2.3	Paramètres H ou hybrides	95
IV.2.4	Paramètres S ou paramètres de dispersion	95
IV.3	Principe de fonctionnement des analyseurs vectoriels de réseaux	97
IV.4	Principe de correction des erreurs de mesure	99
IV.4.1	Classification des erreurs de mesure	99
IV.4.2	Niveaux de puissance de l'analyseur vectoriel de réseaux	101
IV.4.3	Calibrage des analyseurs vectoriels de réseaux	106
IV.4.4	Méthodes d'épluchage ou « de-embedding »	109
IV.5	Détermination de la fréquence de transition des TBH SiGe	114
IV.5.1	Définition de la fréquence de transition	114
IV.5.2	Comparaison des méthodes de détermination de la fréquence de transition	115
V	Conclusion	119

TABLE DES MATIERES

CHAPITRE III : ETUDE DES MODÈLES COMPACTS DE TRANSISTORS

BIPOLAIRES		121
I	Introduction	123
II	Les modèles compacts	124
II.1	Le modèle Gummel-Poon	124
II.2	Le modèle MEXTRAM	126
II.3	Le modèle VBIC	127
II.4	Le modèle Hicum	130
III	Comparaison des modèles compacts de transistors bipolaires	132
III.1	Capacités de transition	132
III.2	Gain en courant	133
III.3	Conductance de sortie	134
III.4	Temps de transit	136
III.4.1	Temps de transit aux faibles densités de courant.	137
III.4.2	Temps de transit aux fortes densités de courant	138
III.5	Implémentation du modèle Hicum en langage comportemental	143
III.5.1	Présentation de HDL-A	144
III.5.2	Particularités de l'implémentation du modèle Hicum en HDL-A	144
III.5.3	Evaluation du modèle Hicum FrogPie HDL-A	145
III.5.4	Modifications apportées au modèle Hicum FrogPie	147
IV	Conclusion	152

CHAPITRE IV : MÉTHODOLOGIES D'EXTRACTION DES PARAMÈTRES

		155
I	Introduction	157
II	Méthodologies basées sur l'optimisation	159
II.1	Algorithmes d'optimisation classiques	159
II.1.1	Principe	159
II.1.2	Méthode de la plus grande pente (« steepest descent method »)	160
II.1.3	Méthode de Gauss-Newton	161
II.1.4	Algorithme de Levenberg-Marquardt	162
II.2	Algorithmes d'optimisation non-conventionnels	163
II.2.1	Algorithmes génétiques	163
II.3	Considérations générales concernant les méthodes d'optimisation	167

TABLE DES MATIERES

III	Méthodes d'extraction directe	169
III.1	Extraction des paramètres des capacités de transition	169
III.1.1	Principe de répartition des capacités	169
III.1.2	Méthode directe de répartition des capacités	171
III.1.3	Extension de la méthode de répartition des capacités	178
III.2	Extraction des paramètres des courants de transfert et de base	182
III.2.1	Courant de transfert	182
III.2.2	Courants de base	187
III.3	Extraction des résistances parasites	193
III.3.1	Résistance d'émetteur	194
III.3.2	Résistance de base	196
III.4	Extraction des paramètres du temps de transit	206
III.4.1	Remarques préliminaires	206
III.4.2	Définition du temps de transit et implémentation	206
III.4.3	Méthode d'extraction directe	209
III.5	Extraction des paramètres d'avalanche	218
III.6	Extraction des paramètres liés à l'effet Webster	219
III.7	Récapitulatif de la procédure d'extraction	220
IV	Conclusion	221
	CONCLUSION GENERALE	223
	GLOSSAIRE	229
	TABLES DES ILLUSTRATIONS	236
	RÉFÉRENCES	241

INTRODUCTION GENERALE

Contexte : le SiGe face aux autres technologies

L'invention du premier transistor bipolaire en 1947 ouvrait l'ère de la microélectronique. Depuis, des progrès inouïs dans le domaine de la technologie des semi-conducteurs ont permis une constante augmentation des performances, suivant la loi empirique de Moore, selon laquelle le nombre de transistors sur une même puce double tous les 18 mois.

Depuis l'apparition du premier transistor MOS (Métal Oxyde Semi-conducteur) en 1960, la compétition entre technologie CMOS et bipolaire a souvent tourné à l'avantage de la première. Malgré des performances intrinsèquement supérieures, en particulier en terme de rapidité, les technologies bipolaires ont vu leur champ d'application se réduire. En premier lieu, pour des règles de dessin identiques, les dimensions d'un transistor MOS sont toujours inférieures à celles d'un transistor bipolaire, assurant aux technologies CMOS un taux d'intégration plus élevé et par là même, la suprématie dans l'immense champ d'application des systèmes numériques. D'autre part, le faible coût intrinsèque des technologies CMOS (qui sont moins complexes à réaliser que les technologies bipolaires), favorise leur expansion, y

compris dans les domaines traditionnellement réservés aux autres technologies. Ainsi, les technologies bipolaires ne sont généralement utilisées que lorsque des critères impératifs de rapidité l'imposent, dans les domaines analogiques hautes fréquences et de logique rapide ou encore lorsque de forts courants doivent être délivrés. C'est dans ce contexte qu'apparaît en 1987 le premier transistor bipolaire à hétérojonction Silicium/Germanium [Iyer87] (TBH SiGe), puis en 1992 la première technologie BiCMOS SiGe [Hara92], entraînant ainsi un formidable regain d'intérêt pour les technologies bipolaires. Ce nouveau type de transistor bipolaire est obtenu par introduction d'une faible quantité de Germanium dans sa base, ce qui permet de l'optimiser pour la rapidité.

L'aptitude des technologies SiGe à fonctionner à des fréquences élevées les destine tout naturellement aux applications hautes fréquences actuellement en plein essor, telles que les systèmes de télécommunication portables par exemple. De plus, les technologies BiCMOS SiGe sont aptes à remplacer des technologies sur substrat de type composé III-V (arséniure de gallium ou phosphure d'indium) grâce à leur faible coût, leurs fréquences de fonctionnement élevées mais aussi grâce à la possibilité d'intégrer sur une même puce un système mixte, circuit analogique rapide et logique associée. On comprend dès lors l'intérêt grandissant que suscitent les transistors bipolaires à hétérojonction SiGe. Toutefois, les perspectives prometteuses qu'offre la technologie Silicium Germanium imposent de nouvelles contraintes en matière de modélisation. C'est pourquoi, nous tenterons de contribuer dans la suite de ce mémoire à la modélisation compacte et à la caractérisation des transistors bipolaires à hétérojonction SiGe.

La modélisation

Les concepteurs de circuits intégrés en microélectronique ne peuvent plus aujourd'hui se passer des outils de conception assistée par ordinateur (CAO). L'étape de conception qui consiste à simuler le comportement d'un circuit avant de le fabriquer est indispensable. Afin que cette démarche soit la plus efficace possible, il est nécessaire d'obtenir des modèles précis des composants élémentaires : c'est le rôle de la modélisation. Parmi, les différentes possibilités qui permettent de modéliser un circuit nous allons définir les trois principales démarches : la modélisation physique, la modélisation comportementale et la modélisation compacte (ou électrique).

La modélisation physique permet à partir de la définition de la géométrie d'un composant, du type de matériau mis en jeu, des profils et des niveaux de dopage, de résoudre numériquement les équations des semi-conducteurs afin de déduire le comportement

électrique de celui-ci. Ce type de méthode est implanté dans des simulateurs tels que ATLAS [Silv95] ou DESSIS [Ise 98]. Cette démarche, bien que très précise, engendre des temps de calculs très importants qui la rendent inutilisable pour la simulation de circuits intégrés complets.

La modélisation comportementale est située à un niveau d'abstraction plus élevé, et ignore généralement les effets physiques mis en jeu pour s'intéresser au comportement électrique du circuit. Un circuit complexe est alors divisé en blocs élémentaires, dont le comportement est modélisé, soit par simplification des équations analytiques résultantes, soit par interpolation des courbes de comportement. On utilise pour cela un langage de description comportemental analogique tel que le standard VHDL-AMS [IEEE99]. Cette démarche a pour but de réduire les temps de simulation et de permettre une approche hiérarchique de la conception des circuits complexes. Cependant, le gain de temps réalisé se fait nécessairement au détriment de la précision des modèles, ce qui peut être pénalisant pour les circuits hautes fréquences, par exemple.

La modélisation compacte permet de déterminer le comportement électrique d'un composant élémentaire en résolvant des équations analytiques qui le décrivent à l'aide d'un simulateur de type SPICE [Nage75]. L'ensemble de ces équations forme un modèle, et sont obtenues par résolution analytique des équations des semi-conducteurs, à l'aide d'hypothèses simplificatrices. Le modèle peut être affiné en ajoutant aux équations la modélisation semi-empirique de certains effets, négligés en raison des simplifications. Cette démarche doit son succès à l'excellent compromis qu'elle réalise entre précision des résultats et temps de calcul, si bien que la conception assistée par ordinateur de circuits intégrés est aujourd'hui essentiellement basée sur la modélisation compacte.

La modélisation compacte est donc un élément primordial pour la réussite des technologies bipolaires SiGe. Toutefois, la complexité de ces technologies récentes et la réduction des dimensions imposent une description précise des effets physiques mis en jeu, ce qui nécessite l'utilisation de modèles particulièrement performants.

Ainsi, le modèle de transistors bipolaires de Gummel et Poon [Gumm70] n'est plus suffisant aujourd'hui pour modéliser correctement les technologies bipolaires récentes. De nouveaux modèles de transistors bipolaires tels que HICUM [Schr01], MEXTRAM [Graa95] ou encore VBIC [McAn95] ont été développés pour pallier à ce problème, mais leur aptitude à modéliser les TBH SiGe reste encore à démontrer.

Les équations analytiques qui composent les modèles compacts sont explicitement dépendantes de paramètres. Ce sont les valeurs de ces paramètres qui donnent sa signification

physique au modèle, ainsi que son degré de précision dans la description des transistors bipolaires de géométries et de type différents.

L'opération qui consiste à déterminer ces paramètres et qu'on appelle extraction est donc cruciale. En effet, l'efficacité d'un modèle compact dépend autant de l'exactitude des équations qui le composent que de la cohérence des méthodes d'extraction de ses paramètres. Les techniques d'extraction des paramètres des modèles compacts récents sont encore en grande partie incomplètes, imprécises ou inexistantes, c'est pourquoi l'investigation de ces modèles ainsi que le développement de techniques d'extraction associées sont les sujets principaux des travaux présentés dans ce mémoire.

Structure du mémoire

Le premier chapitre de ce mémoire sera axé sur une étude physique des transistors bipolaires SiGe. Après une présentation qualitative des principes de leur fonctionnement, nous étudierons les différents types de TBH SiGe, les contraintes technologiques existantes, puis les effets physiques à prendre en compte lors de leur modélisation.

Les méthodes d'acquisition de mesures précises ainsi que la correction des erreurs inhérentes à tout système de mesure font l'objet du second chapitre. Le principe des mesures sous pointes sur substrat de silicium, puis les problèmes liés aux mesures statiques et aux mesures hautes fréquences seront décrits. Les différentes méthodes de correction des analyseurs de réseaux ainsi que les méthodes de « de-embedding » seront étudiées.

Les différents modèles compacts de transistors bipolaires seront présentés dans le troisième chapitre, dans lequel nous essaierons de déterminer le modèle le plus apte à modéliser précisément les TBH SiGe, et éventuellement quelles modifications sont susceptibles d'améliorer sa précision.

Enfin, le dernier chapitre présentera les méthodes d'extraction développées et les résultats de leur utilisation. Des comparaisons entre simulation et mesures permettront d'évaluer précisément l'apport de chaque méthode. De plus, une étude sera menée pour vérifier la cohérence physique des valeurs de certains paramètres déterminants en fonction des dimensions des transistors.

CHAPITRE I : Etude physique des TBH Si/SiGe

I Introduction

Les transistors bipolaires à hétérojonction Si/SiGe (TBH SiGe) ont été la première réalisation concrète sur Silicium d'un concept entrevu dans les années 1950 par H. Kroemer [Kroe57] [Kroe00] : la possibilité de façonner la bande interdite (bandgap) des semi-conducteurs. Ce principe, originellement mis en œuvre à partir d'alliages de type composés III-V, avait été également envisagé pour des alliages de type IV-IV, à base de Silicium et de Germanium. Cette concrétisation n'a pu être effective que près de 35 ans plus tard, du fait de la grande difficulté à réaliser des couches SiGe stables et de bonne qualité. En effet, depuis la première démonstration de la faisabilité d'un TBH SiGe en 1987 [Iyer87], une très grande attention a été portée à ces composants. Une importante mobilisation des moyens de recherche a permis en un peu plus de dix ans, de passer du composant de laboratoire à la production industrielle de technologies BiCMOS SiGe sur plaquettes de 200 mm.

Nous pouvons expliquer un tel engouement à l'aide de quelques considérations. Tout d'abord, les applications hautes fréquences (téléphone sans fil, liaisons satellites, réseaux locaux, radars, etc.) qui se multiplient à une vitesse exponentielle, requièrent des performances de plus en plus grandes, notamment en terme de rapidité. Si ces performances peuvent être atteintes à l'aide de technologies basées sur le silicium, celles-ci seront utilisées à la place des technologies de type composés III-V. En effet, le silicium dispose d'un nombre très important d'avantages intrinsèques sur ses concurrents [Cres98] :

- Le silicium dispose d'un oxyde naturel (SiO_2) de très bonne qualité qui peut servir de couche de passivation, de couche de masquage ou de couche active.

- Le silicium permet de réaliser en grande série des plaquettes mono cristallines de grande largeur (actuellement 300 mm).
- Le silicium peut supporter des dopages de type p ou n dans une grande gamme de concentrations.
- En outre, le silicium dispose d'excellentes qualités thermiques et mécaniques, et il est très abondant dans la nature.

L'ensemble des avantages naturels du silicium, ajoutés à la maturité des technologies, autorise des rendements importants, une relative simplicité de fabrication, une grande fiabilité et conséquemment, un coût très faible. Ceci explique la prédominance du silicium partout où celui-ci peut satisfaire les critères de performances pour une application donnée. Ainsi, les TBH SiGe qui combinent des performances proches de celles des technologies III-V aux avantages du silicium, apparaissent comme la solution technologique idéale à de nombreuses applications hautes fréquences.

Dans ce chapitre, nous présenterons une étude qualitative des TBH SiGe, et nous déterminerons leurs avantages par rapport aux transistors bipolaires homojonction. Les différents sous-types de composants existants à ce jour, ainsi qu'un éventail des performances sera présenté. Finalement nous détaillerons l'étude physique des TBH SiGe, notamment au travers de l'intégrale de contrôle de charge généralisée.

II Etude qualitative des TBH SiGe

II.1 Limitations des transistors bipolaires homojonction

Malgré les nombreux avantages du silicium que nous avons cités précédemment, force est de constater que comparé à ses concurrents de type composés III-V, celui-ci est un semi-conducteur relativement « lent ». En effet, les mobilités et les vitesses de saturation des porteurs dans le silicium sont faibles comparées à celles de l'Arséniure de Gallium (GaAs) ou du Phosphore d'Indium (InP), par exemple. Les performances en hautes fréquences d'un composant sont limitées par la vitesse à laquelle les porteurs peuvent le traverser. Le but essentiel, lors l'optimisation d'un transistor bipolaire sur silicium pour la rapidité de fonctionnement, est donc la minimisation du temps de transit à travers celui-ci. Compte tenu des mobilités et vitesses de saturations déterminées par le semi-conducteur, les moyens d'action sont principalement les dimensions du composant et les profils de dopage de l'émetteur, de la base et du collecteur.

La figure I-1 présente le profil de dopage typique d'un transistor bipolaire homojonction npn en silicium.

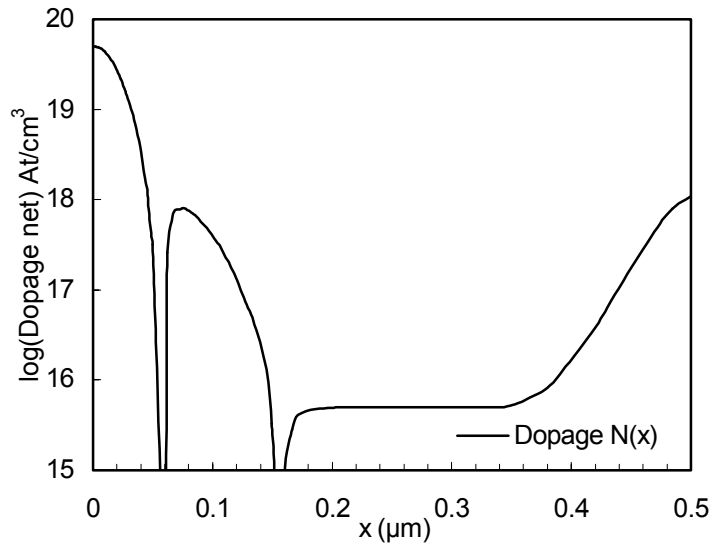


figure I-1 : Profil de dopage typique d'un transistor bipolaire npn vertical homojonction

Une analyse des effets de premier ordre concernant cette structure peut être menée (une analyse plus approfondie sera conduite dans ce chapitre) afin de déterminer les figures de mérite caractéristiques, telles que le gain β , la fréquence de transition f_T , le temps de transit dans la base τ_B , et la fréquence maximale d'oscillation f_{max} [Roul90].

Le gain statique suit la relation :

$$\beta = \frac{W_E D_{nB} N_{DE}}{W_B D_{pE} N_{AB}} \quad (1.1)$$

Où W_E et W_B sont respectivement les largeurs de l'émetteur et de la base, D_{nB} et D_{pE} sont les coefficients de diffusion des électrons et des trous minoritaires respectivement dans la base et l'émetteur, et N_{DE} et N_{AB} sont les dopages moyens de l'émetteur et de la base. La fréquence de transition maximale est directement liée au temps de transit total du transistor τ_F :

$$f_{T \max} \approx \frac{1}{2\pi \tau_F} \quad (1.2)$$

Nous pourrions de plus considérer en première approximation que la contribution la plus importante du temps de transit τ_F est celle de la base τ_B :

$$\tau_F \approx \tau_B = \frac{W_B^2}{2 D_n} \quad (1.3)$$

De plus, la fréquence maximale d'oscillation est :

$$f_{\max} = \sqrt{\frac{f_T}{8\pi C_{jC} R_B}} \quad (1.4)$$

Où C_{jC} est la capacité de transition base-collecteur, et R_B la résistance parasite de la base.

Les limites des performances des transistors bipolaires homojonction sont donc fixées par un compromis incontournable que nous pouvons exposer comme suit :

- L'obtention d'un gain raisonnable pour le transistor impose un dopage d'émetteur très supérieur à celui de la base. Le dopage d'émetteur ne pouvant être augmenté indéfiniment (niveaux dégénérés), le dopage de base doit être comparativement faible.
- La diminution de τ_B et donc l'augmentation de $f_{T\max}$ nécessite la réduction de la largeur de la base.
- La réduction de la largeur de la base, augmente la résistance de base et réduit par conséquent la fréquence maximale d'oscillation.
- Afin de diminuer la résistance de base et d'éviter les risques de jonction des zones de charge d'espace base-émetteur et base-collecteur (« punch-through »), il est nécessaire d'augmenter le dopage de la base pour pouvoir réduire sa largeur.

L'obtention à la fois d'un gain raisonnable (proche de 100) et de fréquences de transition et de fréquences maximales d'oscillations élevées, impose donc des contraintes contradictoires sur le dopage de la base. Celui-ci est donc le résultat d'un compromis à l'origine des limitations fondamentales des transistors bipolaires homojonction.

II.2 Principe des TBH SiGe.

Il est possible sous certaines conditions qui seront exposées au paragraphe II.3, de réaliser des couches épitaxiées d'un alliage de Silicium et de Germanium. L'introduction d'une faible quantité (de l'ordre de 10 à 20%, en général) de Germanium dans la base d'un transistor bipolaire fournit un degré de liberté supplémentaire dans l'optimisation des structures : c'est le principe mis en œuvre dans les TBH SiGe. La largeur de la bande interdite du Germanium est plus faible que celle du Silicium, l'alliage $Si_{1-y}Ge_y$ possède donc une largeur de bande interdite réduite d'un facteur $\Delta E_g(y)$, où y représente la fraction molaire de Germanium dans le silicium. Cette réduction de la bande interdite, d'après les données de People et Bean suit la loi empirique suivante [Peop86] :

$$\Delta E_g(y) = 0.74 y \text{ (eV)} \quad (1.5)$$

Les composants ainsi réalisés sont constitués de trois couches Si/ Si_{1-y}Ge_y/Si, formant deux hétérojonctions, et bien que l'appellation complète soit transistor bipolaire à double hétérojonction Si/ Si_{1-y}Ge_y, nous utiliserons dans nos travaux pour des raisons de simplicité le terme TBH SiGe.

II.2.1 Profil de Germanium dans la base

Différents profils de Germanium peuvent être introduits dans la base, de sorte que les performances du transistor peuvent être optimisées en fonction des besoins. La figure I-2 présente les différents types de profils rencontrés, rectangulaire (ou « box »), triangulaire et trapézoïdal.

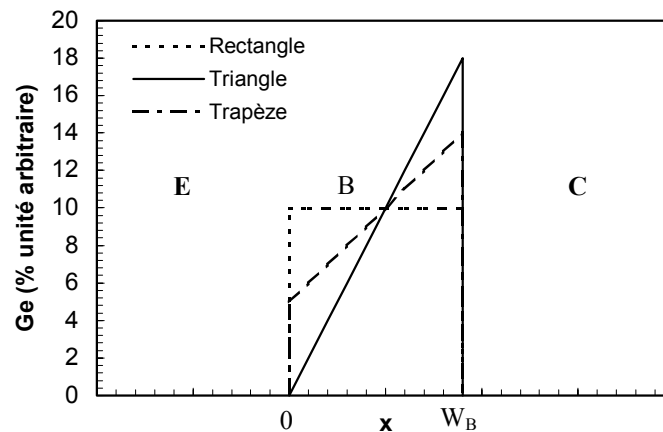


figure I-2 : Profils de Ge dans la base des TBH SiGe

Le profil de Germanium introduit dans la base crée une variation de bande interdite que nous appellerons $\Delta E_g(0)$ à la jonction base-émetteur, $\Delta E_g(W_B)$ à la jonction base-collecteur. La différence $\Delta E_g(W_B) - \Delta E_g(0)$ sera notée $\Delta E_g(\text{grade})$. Il est alors possible d'exprimer simplement la variation de la bande interdite en fonction de la position dans la base : nous prendrons l'axe x vertical par rapport à la surface du composant et le point $x = 0$ au niveau de la jonction base-émetteur. Nous pouvons alors exprimer $\Delta E_g(x)$ pour un profil de Germanium linéaire quelconque :

$$\Delta E_g(x) = \Delta E_g(0) + \Delta E_g(\text{grade}) \frac{x}{W_B} \quad (1.6)$$

II.2.2 Comparaison des figures de mérite

Dans le cadre d'une étude qualitative, il est intéressant d'utiliser des relations simples reliant les figures de mérite d'un TBH SiGe et celles d'un transistor homojonction en tous

points équivalent mais sans Germanium. Nous serons alors en mesure de déterminer les effets induits par l'introduction de Germanium et d'en déterminer l'influence sur les performances du composant (Une étude plus approfondie des phénomènes physiques intervenant au sein d'un TBH SiGe sera menée au paragraphe III). Ces relations ont été dérivées par Harame et al. [Hara95] 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. Le rapport des gains statiques du TBH SiGe (β_{SiGe}) et du transistor bipolaire silicium pur β_{Si} est [Hara95] :

$$\frac{\beta_{\text{SiGe}}}{\beta_{\text{Si}}} = \tilde{\gamma}\tilde{\eta} \frac{\frac{\Delta E_g(\text{grade})}{kT} \exp\left(\frac{\Delta E_g(0)}{kT}\right)}{1 - \exp\left(-\frac{\Delta E_g(\text{grade})}{kT}\right)} \quad (1.7)$$

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 $\tilde{\eta} = (D_{\text{nB}})_{\text{SiGe}} / (D_{\text{nB}})_{\text{Si}}$ modélise l'augmentation moyenne de la mobilité des porteurs minoritaires dans cette même couche. Le rapport $\beta_{\text{SiGe}}/\beta_{\text{Si}}$ est présenté figure I-3, en fonction de $\Delta E_g(\text{grade})$ pour une quantité de Germanium moyenne constante $(\Delta E_g(0) + \Delta E_g(\text{grade}))/2 = 75$ meV, soit environ 10% de Germanium dans la base). Nous pouvons remarquer qu'une concentration donnée de Germanium dans la base permet d'augmenter plus ou moins fortement le gain d'un TBH SiGe par rapport à celui d'un transistor bipolaire homojonction, selon le type de profil.

Dans la même optique nous pouvons déterminer le rapport des temps de transit $\tau_{\text{SiGe}} / \tau_{\text{Si}}$ [Hara95] :

$$\frac{\tau_{\text{SiGe}}}{\tau_{\text{Si}}} = \frac{2}{\tilde{\eta}} \frac{kT}{\Delta E_g(\text{grade})} \left[1 - \frac{kT}{\Delta E_g(\text{grade})} \left(1 - \exp\left(-\frac{\Delta E_g(\text{grade})}{kT}\right) \right) \right] \quad (1.8)$$

Dans le cas d'un profil graduel de Germanium dans la base, le temps de transit à travers le composant est significativement réduit. La figure I-3 présente l'inverse du rapport $\tau_{\text{SiGe}} / \tau_{\text{Si}}$ en fonction de $\Delta E_g(\text{grade})$.

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] :

$$\frac{V_{AF\ SiGe}}{V_{AF\ Si}} = \exp\left(\frac{\Delta E_g(\text{grade})}{kT}\right) \left(\frac{1 - \exp\left(-\frac{\Delta E_g(\text{grade})}{kT}\right)}{\frac{\Delta E_g(\text{grade})}{kT}} \right) \quad (1.9)$$

Dans ce cas, pour un profil graduel dans la base, la tension d'Early est augmentée par rapport à celle d'un transistor homojonction, comme indiqué figure I-3.

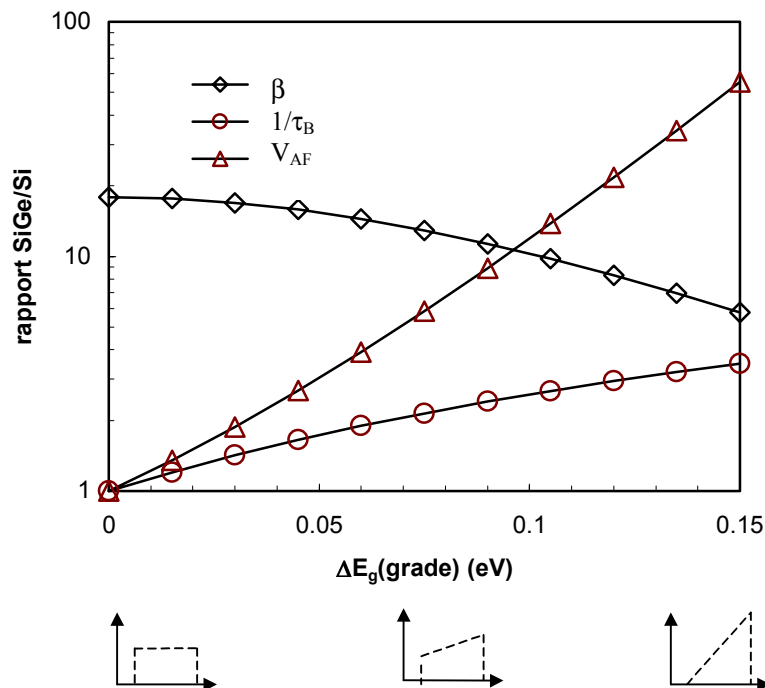


figure I-3 : Rapport des figures de mérite d'un TBH SiGe et d'un transistor homojonction en fonction de $\Delta E_g(\text{grade})$ pour une concentration moyenne de Ge fixe (10%).

A partir des relations (1.7), (1.8) et (1.9), il est possible d'évaluer les effets d'un profil quelconque de Germanium dans la base d'un TBH SiGe sur les performances de celui-ci. Cela nous autorise alors à discerner deux familles principales de TBH SiGe, ainsi que l'idée directrice qui a prévalu lors de leur conception : les TBH SiGe « réels » et les TBH SiGe de type transistors à base graduelle, également appelés « drift transistors ».

II.2.3 TBH SiGe « réel »

Le premier type de TBH SiGe que nous distinguerons est appelé TBH SiGe « réel », par analogie avec les transistors bipolaires à hétérojonction classiques de type III-V, du fait de leur principe de fonctionnement très proche. Le profil de Germanium dans la base de ces TBH est rectangulaire. D'après la relation (1.5), nous avons donc : $\Delta E_g(0) = 0.74y$ et

$\Delta E_g(\text{grade}) = 0$, où y représente la fraction molaire constante de Germanium dans la base. Les relations (1.7), (1.8) et (1.9) prévoient dans ce cas un gain fortement augmenté, alors que le temps de transit et la tension d'Early restent inchangés (cf. figure I-3). Dans la mesure où un gain très important n'a que peu d'intérêt, il est possible de diminuer celui-ci en optimisant le transistor pour la rapidité. Ainsi, le dopage de la base peut être fortement augmenté, et celui de l'émetteur diminué sans que le gain ne soit irrémédiablement sacrifié comme ce serait le cas pour un transistor homojonction (cf. équation (1.1)). Un fort dopage de base réduit alors la résistance de base R_B , ce qui est bénéfique pour la fréquence maximale d'oscillation f_{max} , mais autorise surtout la réalisation d'une base plus fine [Ashb00] sans risques de jonction des zones de charge d'espace (ou « punch-through »). Le temps de transit se trouve alors réduit de manière indirecte, et la fréquence de transition maximale $f_{T\text{max}}$ augmentée.

II.2.4 TBH SiGe à base graduelle

Les TBH SiGe à base graduelle également appelés « drift transistors » sont constitués d'un profil triangulaire. En appliquant l'équation (1.5) à ce profil, nous avons : $\Delta E_g(0) = 0$ et $\Delta E_g(\text{Grade}) = 0.74 y(W_B)$, où $y(W_B)$ représente la fraction molaire de Germanium au niveau de la jonction base-collecteur. Dans ce cas, les relations (1.7), (1.8) et (1.9) prévoient un gain faiblement augmenté, un temps de transit fortement diminué et une tension d'Early augmentée (cf. figure I-3). L'augmentation de la fréquence de transition et de la fréquence maximale d'oscillation est alors un effet direct de l'introduction de Germanium dans la base. Cet effet est le résultat de la réduction progressive de la bande interdite le long de la base, correspondant à un quasi-champ électrique dans celle-ci. La conséquence est une accélération des électrons injectés dans la base, qui voient alors leur temps de transit réduit.

Nous pourrions noter de plus, que du fait de la faible augmentation relative du gain, la contrainte sur le dopage de la base et de l'émetteur est proche de celle existant pour un transistor bipolaire homojonction, exprimée par la relation (1.1). Les profils de dopages de base et d'émetteur d'un TBH SiGe à base graduelle sont par conséquent quasi-identiques à ceux d'un transistor homojonction.

Outre les deux grandes familles de TBH SiGe, que nous avons présentées, il existe une multitude de solutions alternatives qui présentent alors un profil de Germanium trapézoïdal, et dont les caractéristiques sont intermédiaires entre le TBH « réel » et le TBH à base graduelle.

II.2.5 Technologies BiCMOS SiGe

La perspective la plus intéressante apportée par le SiGe en matière d'applications hautes fréquences est la possibilité de réaliser des technologies BiCMOS SiGe. Une telle technologie dispose alors des performances des TBH SiGe pour réaliser les fonctions hautes fréquences et de la densité d'intégration des transistors MOS pour la réalisation de la logique de traitement. Nous pouvons dans ce cas considérer que l'intégration d'un système radiofréquence complet sur une même puce est envisageable. Cette démarche nécessite néanmoins que les TBH SiGe et les transistors MOS puissent être réalisés sur une même puce, sans que la fabrication des uns ne perturbe celle des autres. De plus, la fabrication des TBH SiGe doit pouvoir s'intégrer au sein de procédés de fabrication de technologies BiCMOS Silicium existantes, à l'aide d'un minimum d'étapes supplémentaires. C'est pourquoi, dans les technologies BiCMOS SiGe, les TBH sont actuellement de type base graduelle, car ceux-ci du fait de leur conception proche de celle des transistors homojonction, sont plus aisément réalisés. Les TBH SiGe «réels» quant à eux, subissent fortement les problèmes d'exo diffusion des dopants dans la base [Schm98], lors des étapes de recuit hautes températures, ceux-ci étant d'autant plus prononcés que la base est fortement dopée. Ces étapes de recuit étant absolument nécessaires, à la réalisation des transistors MOS, les TBH SiGe «réels» n'ont pas fait l'objet à l'heure actuelle d'une implantation dans les technologies BiCMOS, et sont cantonnés aux technologies bipolaires pures.

Dans la suite de nos travaux nous nous sommes essentiellement intéressés aux TBH SiGe à base graduelle des technologies BiCMOS. Toutefois, les résultats obtenus sont majoritairement généralisables à l'ensemble des TBH SiGe.

II.3 Contraintes technologiques et procédés de fabrication

II.3.1 Croissance des couches SiGe

A l'état pur, le réseau cristallin du Silicium et celui du Germanium possèdent des paramètres de maille présentant une différence de l'ordre de 4%. Ainsi, la réalisation de couches $\text{Si}_{1-y}\text{Ge}_y$ sur substrat Si introduit normalement un certain nombre de défauts dans le réseau cristallin au niveau de l'interface, comme le montre la figure I-4 (c), nous parlerons alors de couches relaxées. Toutefois, si les conditions de croissance du SiGe sont appropriées, la couche réalisée peut adopter le paramètre de maille du substrat Silicium, nous parlerons alors de couche contrainte. Dans ce cas la couche SiGe ne présente pas de défauts cristallins ou de liaisons atomiques pendantes, comme le montre la figure I-4 (d), et la croissance de la

couche est dite pseudomorphique. De plus, la couche SiGe contrainte bénéficie non seulement d'une plus grande qualité de son réseau cristallin, mais également d'une augmentation importante de sa réduction de bande interdite, comparée à une couche non contrainte. Ce dernier effet, particulièrement bénéfique, permet d'atteindre la réduction de bande interdite souhaitée ainsi qu'une augmentation de la mobilité des porteurs, à l'aide de faibles quantités de Germanium, de l'ordre de 10 à 20%.

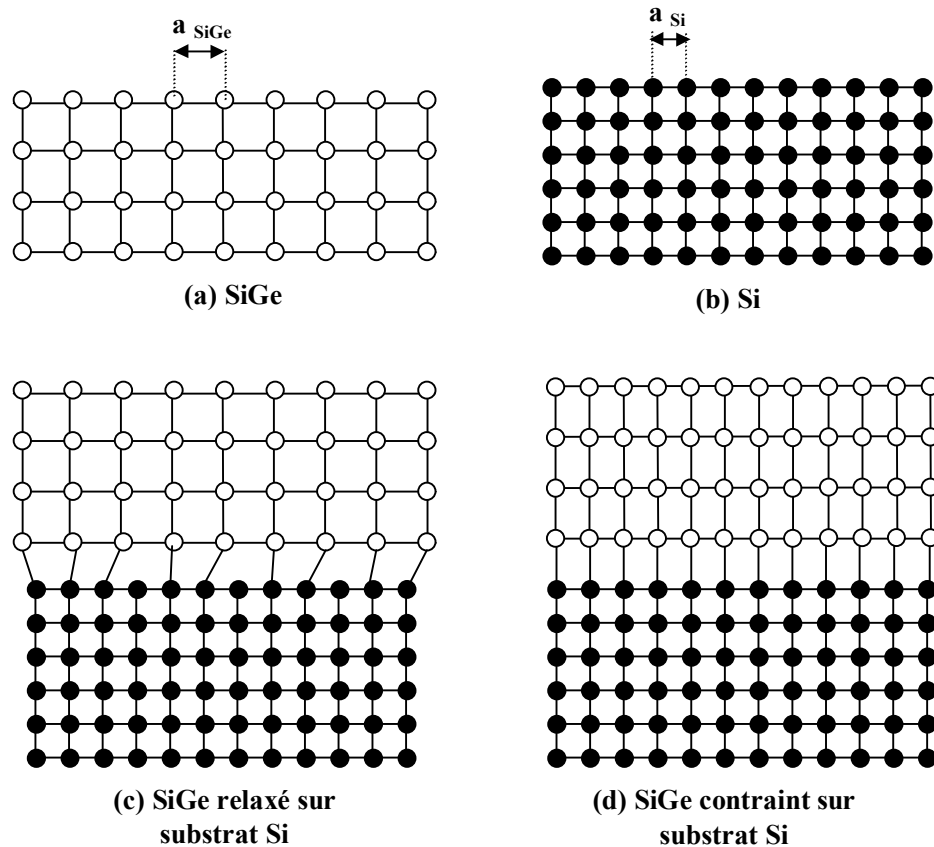


figure I-4 : Représentation schématique du réseau cristallin des couches SiGe contraintes et relaxées sur substrat Silicium

II.3.2 Stabilité des couches SiGe

La réalisation de couches SiGe contraintes sur substrat Silicium n'est possible que sous certaines conditions. Au-delà d'un certain nombre de couches atomiques qui définissent une épaisseur critique, l'énergie liée à la contrainte dans la couche SiGe est supérieure à l'énergie nécessaire à la formation de dislocations dans le réseau cristallin. La couche SiGe est alors instable et peut se relaxer. L'épaisseur critique, qui définit la limite entre couche relaxée et contrainte dépend de la contrainte effective et par conséquent de la concentration molaire de Germanium. Comme l'indique la figure I-5 où sont présentés les travaux de People

et Bean [Peop85], ainsi que ceux de Matthew et Blakeslee [Matt74], trois cas peuvent se présenter selon l'épaisseur de la couche et la concentration molaire de Germanium :

- La couche est inconditionnellement stable.
- La couche est inconditionnellement relaxée.
- La couche est stable, mais peut se relaxer sous certaines conditions (lors de recuit haute température, par exemple), nous parlerons alors de couche métastable.

Le but recherché lors de la fabrication de TBH SiGe est l'obtention de couches inconditionnellement stables, dont la fiabilité est excellente et qui sont capables de résister aux différentes étapes de fabrications, telles que les recuits d'émetteur en polysilicium, par exemple. L'épaisseur de la base SiGe devra donc être limitée à l'épaisseur critique pour une concentration de Germanium donnée. Toutefois, cette condition peut être aisément satisfaite pour des concentrations en Germanium typiques de l'ordre de 10 à 20%, dans la mesure où une base extrêmement fine est souhaitable pour l'obtention de bonnes performances du TBH. Nous pourrions remarquer de plus, que l'épaisseur critique est augmentée dans le cas de profils de Germanium triangulaires, puisque dans ce cas, la contrainte augmente de manière progressive jusqu'à la valeur maximale de la concentration en Germanium.

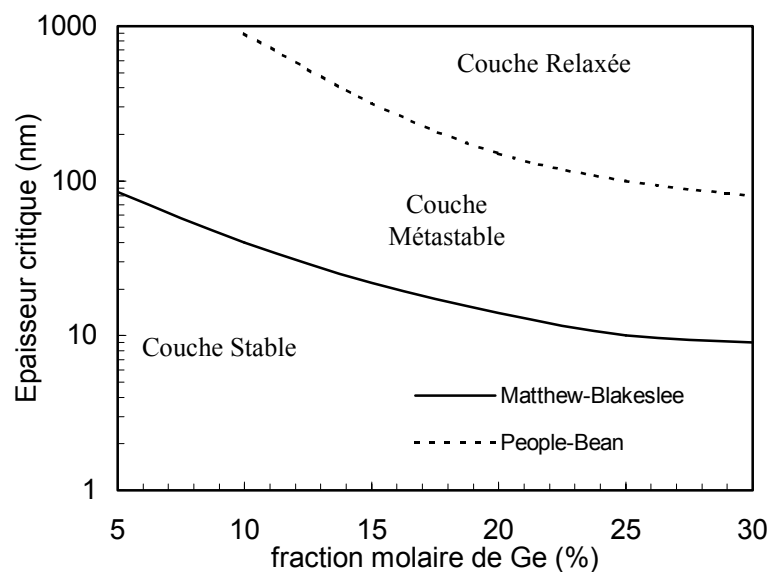


figure I-5 : Epaisseur critique des couches SiGe en fonction de la fraction molaire de Germanium

II.3.3 Procédés de fabrication

La fabrication de TBH SiGe ayant des performances élevées requiert à la fois l'obtention de bonnes performances du composant intrinsèque, conditionnées par la réalisation de profils de Germanium et de dopage optimum, mais aussi la minimisation des

effets liés au composant extrinsèque, c'est à dire la minimisation des effets parasites. Ces deux conditions sont essentiellement liées à des contraintes d'ordre technique. En effet, les profils de dopages sont susceptibles de dévier fortement du profil idéal en fonction du cycle thermique postérieur à leur réalisation, la diffusion des dopants étant activée thermiquement. Les méthodologies susceptibles de minimiser le budget thermique nécessaire à la réalisation des TBH SiGe, sont par conséquent d'une grande importance pour conserver une largeur effective de base minimale. D'autre part, les techniques d'auto alignement partielles où complètes sont très utiles pour la réduction des dimensions intrinsèques et extrinsèques du composant et donc des résistances et capacités parasites. D'autres techniques sont également utilisées pour l'amélioration des performances telles que la réalisation d'émetteurs en polysilicium, l'implantation sélective du collecteur ou encore l'isolation par tranchées (« deep trench »). Il convient de remarquer que ces techniques ont un impact significatif sur les performances des dispositifs, et requièrent dans certains cas d'être prises en compte lors de la modélisation et de l'extraction des paramètres du composant. Le tableau I-1 présente les principaux effets de ces techniques de fabrication avancées sur les performances des transistors. La figure I-6 présente une technologie de TBH SiGe en coupe représentative des avancées technologiques récentes.

tableau I-1 : Effets des procédés de fabrication sur les performances des transistors

Technique	Effet sur les performances
Emetteur en polysilicium	Augmentation de l'efficacité d'injection de l'émetteur [Rou90]. Augmentation du gain.
Isolation de type tranchée (« deep trench »)	Réduction de la capacité par rapport à une isolation par jonction : la capacité collecteur-substrat est fortement diminuée. Augmentation de la densité d'intégration.
Collecteur sélectivement Implanté (SIC)	Repousse l'effet Kirk vers des densités de courant plus élevées. Diminution de la résistance de collecteur. Augmentation de la fréquence de transition. Augmentation relative de la capacité base-collecteur moindre que celle occasionnée par un dopage équivalent uniforme. Réduction de la tension de claquage.
Structures quasi-auto alignées et/ou auto alignées	Réduction des dimensions du composant, donc réduction des capacités et résistances parasites. L'alignement base-émetteur réduit l'espacement faiblement dopé entre base intrinsèque et extrinsèque donc réduit la résistance de base [Hara95-b]. L'alignement SIC/émetteur réduit la capacité base-collecteur.

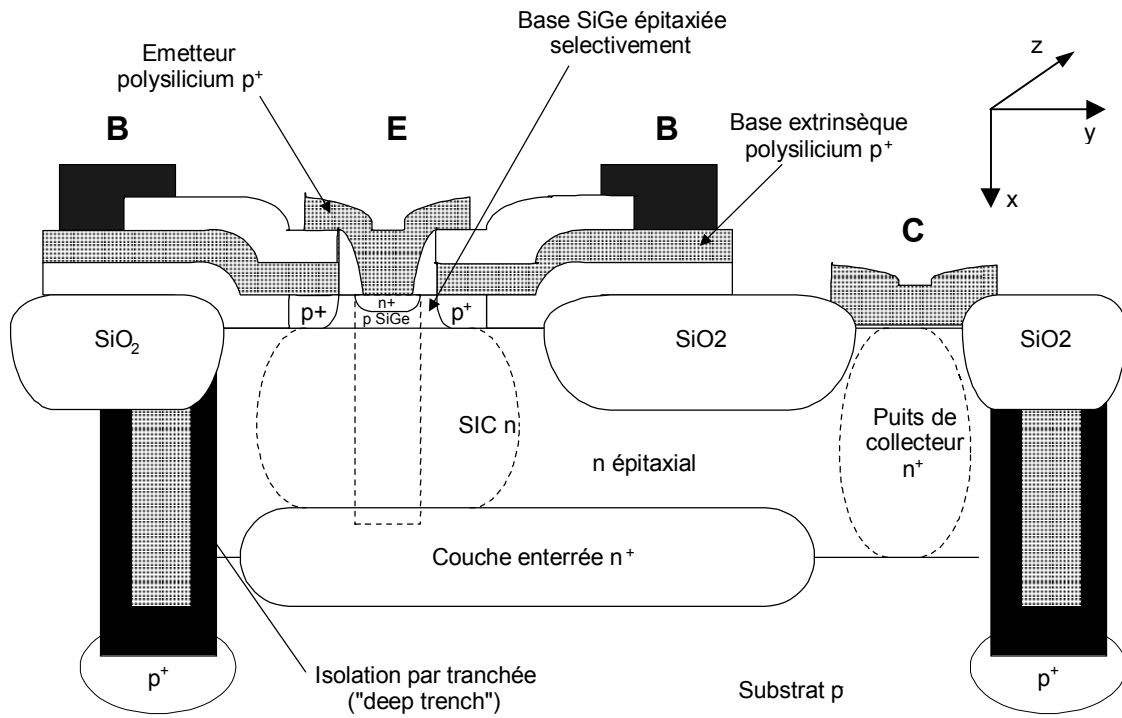


figure I-6 : Structure auto alignée de TBH SiGe en coupe

II.3.4 Etat de l'art

Il est important de noter, que la comparaison des performances des TBH SiGe doit s'effectuer à l'aide d'une inspection globale des figures de mérite. En effet, si la fréquence de transition f_T et la fréquence maximale d'oscillation f_{max} sont des paramètres importants pour les applications hautes fréquences, il convient également que le gain β soit suffisamment élevé pour ne pas avoir à doubler les étages d'amplification, par exemple. De même, la tension de claquage collecteur-émetteur BV_{CE0} doit être assez élevée pour permettre au transistor de supporter les tensions d'alimentation du circuit. Enfin, il convient de prendre en compte le type de procédé de fabrication mis en jeu : un procédé servant à réaliser un démonstrateur de laboratoire, ne sera pas nécessairement utilisable pour une production industrielle. Ceci doit être pris en compte afin de déterminer non seulement les performances d'un dispositif, mais aussi son aptitude potentielle à être amélioré. Il peut être nécessaire par exemple, de sacrifier en partie les performances d'un procédé dans le but de le rendre compatible avec les étapes de fabrication d'une technologie BiCMOS. Ainsi, le tableau I-2 résume les performances de diverses technologies significatives de l'état de l'art, au travers des principales figures de mérite des TBH SiGe, et indique de surcroît le type de transistor réalisé.

tableau I-2 : Performances de diverses technologies bipolaires SiGe représentatives de l'état de l'art. (- : information non disponible).

Société	f_T (GHz)	f_{max} (GHz)	β	BVCE0 (V)	$W_{E\ min}$ (μm)	Technologie
Alcatel [Deco00]	50	80	80	3.9	0.3	Industrielle BiCMOS TBH base graduelle
Daimler-Benz [Schu95]	30	160	9	>8	0.8	Recherche TBH « réel »
Hitachi [Wash99]	56	50	80	2.7	0.1	Base graduelle
IBM [Gree00] [Jose01]	90 120	90 100	200 350	- -	0.18 0.2	Industrielle BiCMOS TBH base graduelle
Motorola [Schu01]	130	150	110	2.4	0.18	Industrielle BiCMOS
Lucent [Tang00]	72	116	100	3	0.25	Industrielle BiCMOS TBH base graduelle
Philips [Szmy01]	55	90	200	3.7	0.4	Industrielle BiCMOS
NEC [Hash00]	73	61	-	-	0.18	BiCMOS TBH base graduelle
Siemens [Meis95]	61	74	220	-	0.27	TBH base graduelle
ST microelectronics [Monr99] [Baud01]	45 70/120	60 90/100	100 100/250	3.6 2.6/1.9	0.35 0.25	Industrielle BiCMOS TBH base graduelle
Temic [Schu99]	50	50	-	-	0.8	Industrielle TBH « réel »
Texas Instruments [John01]	50	65	125	3.3	0.25	Industrielle BiCMOS

III Etude physique des TBH SiGe

III.1 Equations des semi-conducteurs

La description du comportement des matériaux semi-conducteurs peut faire l'objet de diverses approches selon le niveau de complexité des phénomènes que l'on désire étudier. On distingue ainsi pour l'étude des composants semi-conducteurs, l'approche cinétique, l'approche des équations de transport des porteurs basée sur les équations de transport de Boltzmann, ou encore l'approche de type Monte-Carlo. Dans la suite de nos travaux, la détermination des équations analytiques décrivant le comportement des TBH SiGe sera basée sur l'approche des équations de transport des porteurs. Parmi les hypothèses formulées pour les établir, nous citerons celles-ci [Tiwa92] :

- Les niveaux de dopages sont tels dans le semi-conducteur que celui-ci ne soit pas dégénéré.
- Le semi-conducteur est supposé ne posséder qu'une bande d'énergie isotropique et parabolique.
- Les porteurs chauds sont supposés inexistant.
- Aucun phénomène non quasi-statique n'a lieu dans le composant (les longueurs caractéristiques associées aux dopages, champs électriques, etc. sont très supérieures à la distance moyenne entre deux collisions d'un porteur avec le réseau cristallin).
- L'approximation du temps de relaxation est valide (le temps moyen entre deux collisions des porteurs avec le réseau cristallin est peu perturbé par le champ électrique).
- La statistique de Fermi-Dirac peut être approximée par celle de Boltzmann (l'énergie des électrons est supérieure de quelques kT au niveau d'énergie du zéro absolu, et le semi-conducteur n'est pas dégénéré).

Les équations de transport sont alors les suivantes :

$$J_n = -q n \mu_n \text{grad}(\varphi_n) \quad (1.10)$$

$$J_p = -q p \mu_p \text{grad}(\varphi_p) \quad (1.11)$$

Où J_n et J_p sont les densités de courant d'électrons et de trous, et φ_n et φ_p sont les quasi potentiels de Fermi des électrons et des trous, respectivement. Les autres symboles ont leur signification habituelle.

Une formulation légèrement différente mais néanmoins équivalente, qui fait apparaître les composantes de conduction et de diffusion peut également être rencontrée [Roul90] [Schr93-b] :

$$J_n = q \mu_n U_T \text{grad}(n) + q n \mu_n \left(\xi - \frac{U_T}{n_i} \text{grad}(n_i) \right) \quad (1.12)$$

$$J_p = -q \mu_p U_T \text{grad}(p) + q p \mu_p \left(\xi + \frac{U_T}{n_i} \text{grad}(n_i) \right) \quad (1.13)$$

Où ξ représente le champ électrique. Les relations (1.12) et (1.13) peuvent également être formulées de la façon suivante :

$$J_n = q D_n \text{grad}(n) + q n \mu_n \xi_{\text{eff } n} \quad (1.14)$$

$$J_p = -q D_p \text{grad}(p) + q p \mu_p \xi_{\text{eff } p} \quad (1.15)$$

Où ξ_n et ξ_p représentent respectivement le champ électrique effectif pour les électrons et pour les trous.

Nous utiliserons également les équations de continuité :

$$\text{div}(J_n) = q \left(R_n + \frac{\partial n}{\partial t} \right) \quad (1.16)$$

$$\text{div}(J_p) = -q \left(R_p + \frac{\partial p}{\partial t} \right) \quad (1.17)$$

Où R_n et R_p sont les taux nets de recombinaison des électrons et des trous respectivement. L'équation de Poisson exprimée comme suit :

$$\text{div}(\epsilon \text{grad}(V)) = -q (N + p - n) \quad (1.18)$$

Où V est le potentiel électrostatique et $N = N_D - N_A$ le dopage net égal au dopage de donneurs moins le dopage d'accepteurs. Les densités de porteurs peuvent être exprimées en fonction du potentiel électrostatique V et des quasi potentiels de Fermi par les relations :

$$n = n_i \exp\left(\frac{V - \phi_n}{U_T}\right) \quad (1.19)$$

$$p = n_i \exp\left(-\frac{V - \phi_p}{U_T}\right) \quad (1.20)$$

Les densités d'électrons et de trous peuvent également être exprimées respectivement en fonction des densités d'états dans la bande de conduction et de valence par la relation suivante :

$$n = N_C \exp\left(\frac{\varphi_C - \varphi_F}{U_T}\right) \quad (1.21)$$

$$p = N_V \exp\left(\frac{\varphi_F - \varphi_V}{U_T}\right) \quad (1.22)$$

Où N_C et N_V représentent respectivement les densités d'états dans la bande de conduction et de valence. φ_C , φ_V et φ_F sont les potentiels de la bande de conduction, de la bande de valence et du niveau de Fermi, respectivement. La relation d'Einstein qui relie la mobilité des porteurs et leur coefficient de diffusion est exprimée comme suit :

$$\frac{D_n}{\mu_n} = \frac{D_p}{\mu_p} = U_T = \frac{kT}{q} \quad (1.23)$$

Nous remarquerons également que les équations ci-dessus peuvent être exprimées en terme d'énergie et non de potentiel en utilisant la relation :

$$E = -q \varphi \quad (1.24)$$

Où E est l'énergie et φ le potentiel.

III.2 Schéma de bandes des TBH SiGe

L'étude physique des TBH SiGe nécessite une représentation fiable de son schéma de bandes. Pour cela, il est non seulement nécessaire de connaître avec précision la réduction de la bande interdite ΔE_g en fonction de la concentration de Germanium, ce qui est généralement le cas (cf. équation (1.5) [Peop86] ou [Hame00]), mais aussi comment répartir cette réduction entre bande de valence et bande de conduction. Nous utiliserons pour cela les notations ΔE_V et ΔE_C qui représentent respectivement la réduction de la bande de valence et de la bande de conduction en présence de Germanium, par rapport à leur niveau dans le silicium. De plus, les discontinuités éventuelles des niveaux d'énergie de la bande de valence et de la bande de conduction au niveau de l'hétérointerface base-émetteur, notées ΔE_{V0} et ΔE_{C0} , devront être connues. Il convient de distinguer clairement ΔE_{V0} et ΔE_{C0} qui représentent les écarts au niveau de l'hétérointerface base-émetteur d'une part, et ΔE_V et ΔE_C d'autre part, qui représentent les écarts d'une zone neutre à l'autre, loin de la jonction, comme indiqué sur la figure I- 7.

Dans le cas où ΔE_{C0} est non nul, il apparaît au niveau de l'hétérojonction un pic et un puits de potentiel dans la bande de conduction. Le pic qui modifie la barrière de potentiel vue par les électrons, réduit considérablement l'efficacité d'injection de l'émetteur. Le puits quant à lui, piège les porteurs minoritaires, ce qui augmente le courant de recombinaison dans la zone de transition. Ces deux effets sont particulièrement pénalisants pour les performances des composants.

Dans le cas d'une hétérojonction abrupte, la détermination de ΔE_{V0} et ΔE_{C0} de manière théorique [Peop86] ou par la mesure de structures de test adaptées [Bean92] [Gan 94] [Soko95] [Game98], est particulièrement délicate et a donné matière à controverse. Notamment, des résultats fondamentalement différents peuvent être trouvés selon que les couches SiGe réalisées sur substrat Silicium sont contraintes ou non. Toutefois, à l'heure actuelle, il est établi que pour une couche contrainte $Si_{1-y}Ge_y$ sur substrat silicium, la discontinuité de bande interdite au niveau de l'hétérojonction est reportée presque entièrement sur la bande de valence dans le cas de couches SiGe pseudomorphiques. Nous avons alors, lorsque y représente la fraction molaire de Germanium dans le Silicium :

$$\Delta E_{v0}(y) \approx 0.74 y \text{ (eV)} \quad (1.25)$$

Dans le cas de TBH SiGe à base graduelle, la concentration molaire de Germanium au niveau de la jonction base-émetteur est nulle, et augmente progressivement jusqu'au collecteur. Cette réduction graduelle de la bande interdite a pour résultat de « lisser » les discontinuités sur les bandes de valence et de conduction [Chan85] [Grin84] [Fisc86], et de réduire les pics et puits de potentiels néfastes pour les performances du transistor.

Loin de l'hétérojonction, dans les zones quasi neutres, les niveaux d'énergie E_V et E_C sont fixés par rapport au niveau de Fermi par les niveaux de dopage, il est alors possible de déterminer analytiquement ΔE_V et ΔE_C .

Dans ce but, nous nous plaçons dans le cas d'une étude unidimensionnelle (suivant l'axe x perpendiculaire à la surface du composant) d'un TBH SiGe à l'équilibre thermique. Hors de zones de transition, les densités d'électrons et de trous sont décrites par les relations (1.21) et (1.22) que nous rappelons :

$$n = N_C \exp\left(\frac{\varphi_C - \varphi_F}{U_T}\right) \quad (1.26)$$

$$p = N_V \exp\left(\frac{\varphi_F - \varphi_V}{U_T}\right) \quad (1.27)$$

Pour des raisons de clarté de l'écriture, la dépendance en fonction de l'axe x des grandeurs mises en jeu est implicite ($n(x)$ est remplacé par n).

Le produit $n p$ étant constant et égal à n_i^2 à l'équilibre, nous pouvons exprimer n_i en fonction de la largeur de bande interdite E_g , en remarquant que $E_g = q(\phi_V - \phi_C)$:

$$np = n_i^2 = N_C N_V \exp\left(-\frac{E_g}{kT}\right) \quad (1.28)$$

La concentration intrinsèque en un point de la base SiGe, $n_{i(SiGe)}$ peut donc être exprimée en fonction de la concentration intrinsèque en un point de l'émetteur $n_{i(Si)}$ et de la différence de bande interdite entre ces deux points :

$$n_{i(SiGe)} = n_{i(Si)} \sqrt{\frac{(N_C N_V)_{(SiGe)}}{(N_C N_V)_{(Si)}}} \exp\left(\frac{\Delta E_g}{2kT}\right) \quad (1.29)$$

ΔE_g est la réduction de la bande interdite qui est due à l'introduction de Germanium dans la base. Les effets de forts dopages introduisent en outre, une réduction supplémentaire de la bande interdite $\Delta E_{g \text{ BGN}}$ (« bandgap narrowing ») qui conduit à une réduction effective notée $\Delta E_{g \text{ eff}}$, telle que :

$$\Delta E_{g \text{ eff}} = \Delta E_{g \text{ eff}} + \Delta E_{g \text{ BGN}} \quad (1.30)$$

Toutefois, pour des raisons de clarté de la présentation nous considérerons uniquement les effets dus à l'introduction de Germanium. La prise en compte du « bandgap narrowing » peut être simplement réalisée en remplacement dans ce paragraphe ΔE_g par $\Delta E_{g \text{ eff}}$.

Nous pouvons exprimer les niveaux intrinsèques dans le Silicium (coté émetteur) et dans le SiGe (coté base) par les relations :

$$\phi_{i(Si)} - \phi_F = U_T \ln\left(\frac{N_{DE}}{n_{i(Si)}}\right) \quad (1.31)$$

$$\phi_F - \phi_{i(SiGe)} = U_T \ln\left(\frac{N_{AB}}{n_{i(SiGe)}}\right) \quad (1.32)$$

Où $\phi_{i(Si)}$ et $\phi_{i(SiGe)}$ sont les potentiels du niveau intrinsèque en un point de l'émetteur neutre dans le Silicium et en un point de la base neutre dans le SiGe respectivement. La différence de ces deux potentiels est :

$$\phi_{i(Si)} - \phi_{i(SiGe)} = U_T \ln\left(\frac{N_{AB} N_{DE}}{n_{i(Si)}^2}\right) + U_T \ln\left(\frac{n_{i(Si)}}{n_{i(SiGe)}}\right) \quad (1.33)$$

Celle-ci peut encore être reformulée comme suit :

$$\varphi_{i(\text{SiGe})} - \varphi_{i(\text{Si})} = -V_j - U_T \ln \left(\frac{n_{i(\text{Si})}}{n_{i(\text{SiGe})}} \right) \quad (1.34)$$

Où V_j est le potentiel de diffusion de la jonction (en silicium pur) équivalente. Pour des dopages constants $V_j = U_T \ln(N_{AB}N_{DE}/n_i^2)$. L'insertion de (1.29) dans (1.34) permet de reformuler la différence des niveaux intrinsèques exprimés cette fois en fonction des énergies :

$$E_{i(\text{SiGe})} - E_{i(\text{Si})} = qV_j + kT \ln \left[\sqrt{\frac{(N_C N_V)_{(\text{Si})}}{(N_C N_V)_{(\text{SiGe})}}} \right] - \frac{\Delta E_g}{2} \quad (1.35)$$

Nous pouvons alors en déduire l'écart entre le niveau intrinsèque dans la base pour un TBH SiGe $E_{i(\text{base TBH})}$ et le niveau intrinsèque dans la base pour un transistor homojonction $E_{i(\text{base BJT})}$, nous considérons de plus que l'écart entre les densité d'états dans la bande de conduction et de valence entre Silicium et alliage SiGe est relativement modéré. Comme celui-ci intervient en outre sous forme logarithmique, nous négligerons son effet. Ceci revient à considérer que le niveau intrinsèque E_i est très proche de $(E_C + E_V)/2$:

$$E_{i(\text{base TBH})} - E_{i(\text{base BJT})} \approx - \frac{\Delta E_g}{2} \quad (1.36)$$

En outre, les niveaux de la bande de conduction et de valence dans la base pour un TBH SiGe et pour un transistor homojonction peuvent être exprimés comme suit :

$$E_{C(\text{base BJT})} = E_{i(\text{base BJT})} + \frac{E_g}{2} \quad (1.37)$$

$$(1.38)$$

$$E_{C(\text{base TBH})} = E_{i(\text{base TBH})} + \frac{E_g}{2} - \frac{\Delta E_g}{2}$$

$$E_{V(\text{base BJT})} = E_{i(\text{base BJT})} - \frac{E_g}{2} \quad (1.39)$$

$$E_{V(\text{base TBH})} = E_{i(\text{base TBH})} - \frac{E_g}{2} + \frac{\Delta E_g}{2} \quad (1.40)$$

Nous pouvons de plus formuler ΔE_C et ΔE_V comme suit :

$$\Delta E_C = E_{C(\text{base BJT})} - E_{C(\text{base TBH})} \quad (141)$$

$$\Delta E_V = E_{V(\text{base BJT})} - E_{V(\text{base TBH})} \quad (1.42)$$

Nous pouvons alors exprimer la réduction des niveaux d'énergie de la bande de valence ΔE_V et de conduction ΔE_C dus à l'introduction de Germanium dans la base, en introduisant les relations (1.36), (1.37), (1.38), (1.39) et (1.40) dans (1.41) et (1.42) :

$$\Delta E_V \approx 0 \tag{1.43}$$

$$\Delta E_C \approx \Delta E_g \tag{1.44}$$

La figure I- 7 récapitule les résultats précédents, et présente le schéma de bande d'un TBH SiGe à hétérojonction abrupte comparé à celui d'un transistor homojonction.

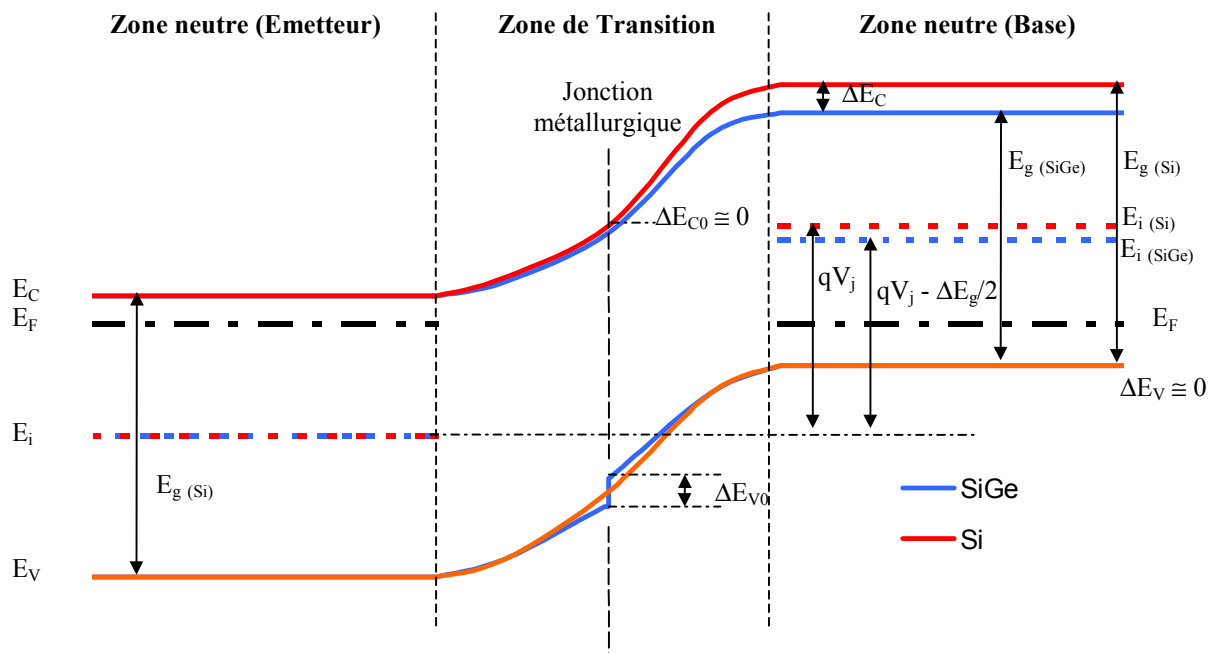


figure I- 7 : Comparaison des schémas de bandes d'un TBH SiGe et d'un transistor homojonction pour $V_{BE}=0$, dans le cas d'une transition Si/SiGe abrupte

Dans les zones quasi neutres du transistor, la variation de bande interdite ΔE_g est entièrement reportée sur la bande de conduction, ce que nous pouvons traduire en terme de comportement du composant par :

- La densité de courant d'électrons est augmentée par rapport à celle d'un transistor homojonction.
- La densité de courant de trous est inchangée.

Finalement, les schémas de bande théoriques résultant pour un TBH SiGe à profil rectangulaire et pour un TBH SiGe à base graduelle sont comparés figure I 8, ce dernier se déduisant aisément du premier. La pente de la bande de conduction induit un quasi-champ électrique accélérateur pour les électrons dans le cas du TBH à base graduelle. Ce schéma de bande est communément utilisé pour les TBH SiGe à base graduelle [Iyer89] [Patt90]

[Arie91] [Hara95] [Cres98]. En outre, ces résultats ont été confirmés par la simulation physique des composants. La figure I-9 présente les schémas de bande pour ces mêmes transistors obtenus par simulation physique bidimensionnelle à l'aide du simulateur ATLAS [Silv95]. La tension base-émetteur est de 0.7 V, la tension base-collecteur est de -1V. Le profil de dopage est identique pour les trois composants et est présenté figure I-1. Nous pouvons également remarquer que même pour un transistor homojonction il existe une légère pente de la bande de conduction, ce qui traduit la présence d'un quasi-champ électrique dû au dopage. Ceci sera étudié plus en détail au paragraphe III.3.

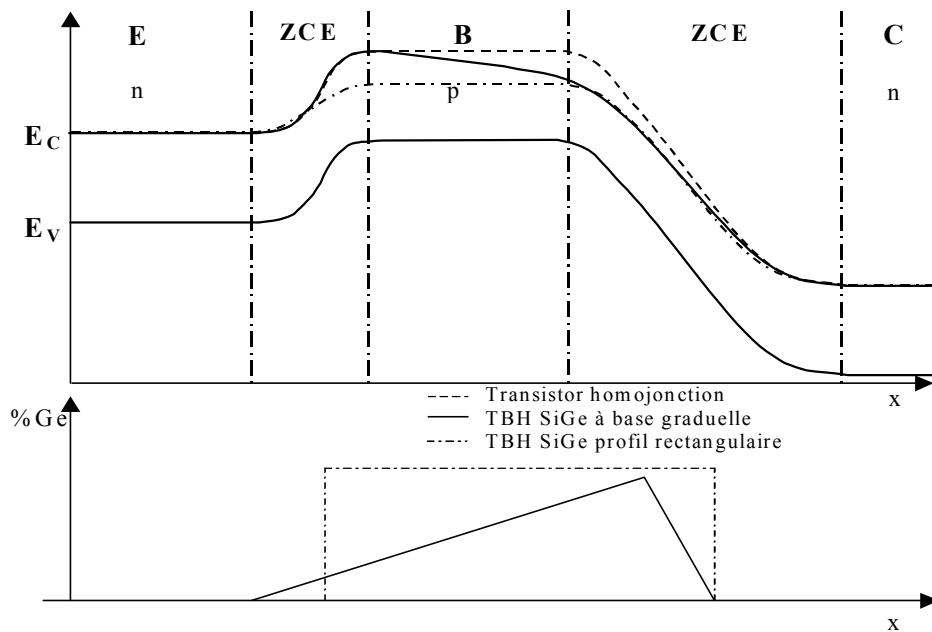


figure I 8 : Schéma de bande du TBH SiGe à base graduelle et profil de Germanium

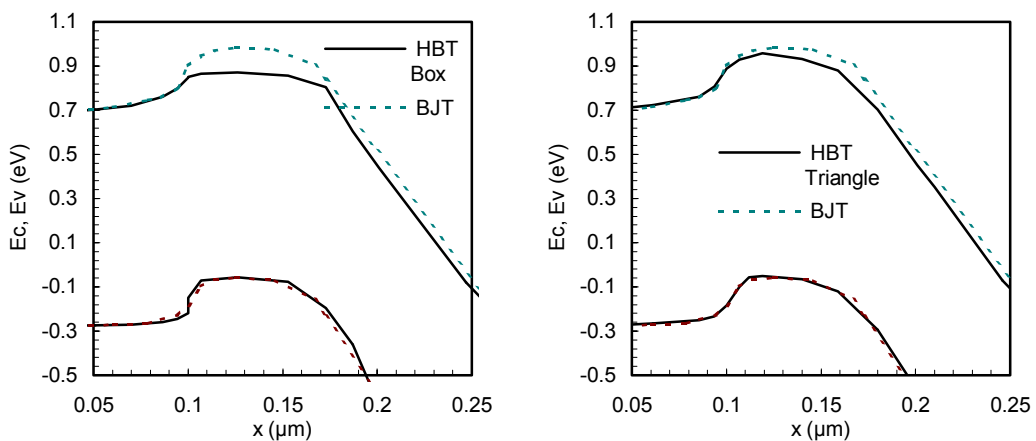


figure I-9 : Schéma de bande de TBH SiGe à profil triangulaire et rectangulaire comparés à celui d'un transistor homojonction (Simulation physique ATLAS)

III.3 Quasi champ électrique dans la base

Pour les TBH SiGe à base graduelle, le profil de Germanium de type graduel introduit un quasi-champ électrique qui accélère les électrons, de sorte que le temps de transit dans la base est diminué. Afin de calculer le champ électrique effectif dans la base, nous considérons une étude unidimensionnelle du transistor selon l'axe x perpendiculaire à la surface du composant, aux faibles niveaux d'injection. Nous rappelons l'expression de p , la concentration de trous (équation (1.20)) :

$$p = n_i \exp\left(-\frac{V - \phi_p}{U_T}\right) \quad (1.45)$$

Nous pouvons alors calculer la dérivée de la concentration des trous majoritaires dans la base par rapport à l'axe x , soit :

$$\frac{dp}{dx} = \frac{dn_i}{dx} \exp\left(-\frac{V - \phi_p}{U_T}\right) - \frac{n_i}{U_T} \frac{d(V - \phi_p)}{dx} \exp\left(-\frac{V - \phi_p}{U_T}\right) \quad (1.46)$$

L'expression du courant de trous, équation (1.11) appliquée à l'étude unidimensionnelle devient :

$$J_p = -q p \mu_p \frac{d\phi_p}{dx} \quad (1.47)$$

En considérant que la densité de courant de trous dans la base neutre est négligeable ($J_p \approx 0$), ce qui est une approximation justifiée pour un transistor disposant d'un gain très supérieur à l'unité, nous pouvons déduire de l'expression de la densité de courant de trous, équation (1.47) que $d\phi_p/dx=0$. Ceci nous permet de réécrire l'équation (1.46) sous la forme :

$$\frac{1}{p} \frac{dp}{dx} = \frac{1}{n_i} \frac{dn_i}{dx} - \frac{1}{U_T} \frac{dV}{dx} \quad (1.48)$$

Nous pouvons alors exprimer dV/dx comme suit :

$$\frac{dV}{dx} = -\frac{U_T}{p} \frac{dp}{dx} + \frac{U_T}{n_i} \frac{dn_i}{dx} \quad (1.49)$$

De la même manière, à partir de l'expression de n la concentration d'électrons, équation (1.19), nous pouvons calculer la dérivée de la concentration en électrons par rapport à l'axe x :

$$\frac{dn}{dx} = \frac{dn_i}{dx} \exp\left(\frac{V - \phi_n}{U_T}\right) + \frac{n_i}{U_T} \frac{d(V - \phi_n)}{dx} \exp\left(\frac{V - \phi_n}{U_T}\right), \quad (1.50)$$

ou encore :

$$\frac{U_T}{n} \frac{dn}{dx} = \frac{U_T}{n_i} \frac{dn_i}{dx} + \frac{dV}{dx} - \frac{d\phi_n}{dx} \quad (1.51)$$

Nous déduisons dans ce cas l'expression suivante pour la dérivée du quasi-niveau de Fermi des électrons par rapport à l'axe x :

$$\frac{d\phi_n}{dx} = -\frac{U_T}{n} \frac{dn}{dx} + \frac{U_T}{n_i} \frac{dn_i}{dx} + \frac{dV}{dx} \quad (1.52)$$

Nous pouvons alors réintroduire dans (1.52), l'expression de dV/dx en (1.49), ce qui permet d'écrire :

$$\frac{d\phi_n}{dx} = -\frac{U_T}{n} \frac{dn}{dx} - \frac{U_T}{p} \frac{dp}{dx} + 2 \frac{U_T}{n_i} \frac{dn_i}{dx} \quad (1.53)$$

La densité de courant d'électrons, dans le cas de l'étude unidimensionnelle, est exprimée par la relation suivante :

$$J_n = -q n \mu_n \frac{d\phi_n}{dx} \quad (1.54)$$

En introduisant (1.53) dans (1.54) nous obtenons :

$$J_n = q D_n \frac{dn}{dx} + q n \mu_n \left(\frac{U_T}{p} \frac{dp}{dx} - 2 \frac{U_T}{n_i} \frac{dn_i}{dx} \right) \quad (1.55)$$

La densité de courant d'électrons peut également être formulée de manière à faire apparaître explicitement la composante de conduction et de diffusion :

$$J_n = q D_n \frac{dn}{dx} + q n \mu_n \xi_{\text{eff}} \quad (1.56)$$

Ces deux expressions de la densité de courant d'électrons sont de formes similaires. C'est pourquoi il est intéressant de considérer le champ électrique effectif ξ_{eff} dans la base, correspondant au deuxième terme de l'équation (1.55), et qui résulte de la somme du champ électrique dans le composant et du quasi-champ électrique induit par la courbure de la bande de conduction due au Germanium. Par analogie avec l'expression (1.56), ξ_{eff} est défini par la relation suivante :

$$\xi_{\text{eff}} = \xi + \xi_{\text{grade}} = \frac{U_T}{p} \frac{dp}{dx} - 2 \frac{U_T}{n_i} \frac{dn_i}{dx} \quad (1.57)$$

Aux faibles densités de courant, nous pouvons considérer que la concentration de trous p dans la base est égale au dopage N_{AB} . Le champ ξ peut alors s'écrire :

$$\xi = \frac{U_T}{N_{AB}} \frac{dN_{AB}}{dx} \quad (1.58)$$

Bien qu'il ne soit pas possible d'obtenir une expression analytique explicite du champ ξ pour un dopage quelconque de la base, cela peut être réalisé en considérant que le dopage de la base suit un profil exponentiel défini par :

$$N_{AB}(x) = N_{AB}(0) \exp\left(-\frac{\eta x}{W_B}\right) \quad (1.59)$$

Où pour des raisons de simplification des calculs l'origine de l'axe x est prise à la limite de la zone de transition base-émetteur du côté de la base, N_{AB} est le dopage, W_B est la largeur de la base, et η est le facteur de champ électrique (ou « drift factor »), et est défini comme suit [Roul90] :

$$\eta = \ln\left(\frac{N_{AB}(0)}{N_{AB}(W_B)}\right) \quad (1.60)$$

Finalement E est exprimé par la relation :

$$\xi = -\frac{U_T \eta}{W_B} \quad (1.61)$$

Le deuxième terme de l'équation (1.57), permet de prendre en compte aussi bien les effets inhérents de réduction de la bande interdite dus aux forts dopages, que la réduction de bande interdite intentionnelle comme c'est le cas lors de l'introduction d'un profil graduel de Germanium dans les TBH SiGe. Toutefois, pour des composants réels il est assez complexe de connaître précisément quelle part de la réduction de la bande interdite est due à un effet ou à l'autre. Nous considérerons donc une réduction effective de la bande interdite résultant des effets combinés de l'introduction de Germanium et des effets de forts dopages en supposant que celle-ci est une fonction linéaire de x . Cette hypothèse se justifie par le fait que les dopages de base pour les TBH SiGe à base graduelle sont relativement modérés. Dans ce cas, la concentration intrinsèque est définie comme suit (équation (1.29)) :

$$n_i(x) = n_{i0} \sqrt{\frac{N_C(x) N_V(x)}{N_{C0} N_{V0}}} \exp\left(\frac{\Delta E_g(x)}{2kT}\right) \quad (1.62)$$

Où N_C et N_V sont les densités d'état dans la bande de conduction et la bande de valence respectivement. L'indice 0 fait référence à la valeur d'une quantité donnée en l'absence de Germanium. En supposant un profil trapézoïdal défini comme précédemment au

paragraphe II.2.1 équation (1.6), nous pouvons reformuler l'expression de la concentration intrinsèque :

$$n_i(x) = n_{i0} \sqrt{\frac{N_C(x) N_V(x)}{N_{C0} N_{V0}}} \exp\left(\frac{\Delta E_g(0)}{2kT}\right) \exp\left(\frac{\Delta E_g(\text{grade})x}{2kT W_B}\right) \quad (1.63)$$

Dans le but de déterminer une expression analytique simple pour le quasi-champ électrique ξ_{grade} nous considérons que les densités d'état dans la bande de valence et de conduction ont peu d'influence sur la concentration intrinsèque. Cette approximation est relativement justifiée dans la mesure où la contribution de ces termes dans l'expression de la concentration intrinsèque n_i est faible par rapport aux termes en exponentielle. Nous pouvons alors exprimer simplement le quasi-champ électrique ξ_{grade} :

$$\xi_{\text{grade}} = -\frac{2U_T}{n_i} \frac{dn_i}{dx} = -\frac{\Delta E_g(\text{grade})}{q W_B} \quad (1.64)$$

Ce qui donne pour le champ effectif dans la base :

$$\xi_{\text{eff}} = \xi + \xi_{\text{grade}} = -\frac{U_T}{W_B} \left(\eta + \frac{\Delta E_g(\text{grade})}{kT} \right) = -\frac{U_T}{W_B} \eta' \quad (1.65)$$

Où nous avons défini η' le facteur de champ électrique effectif pour les TBH SiGe à base graduelle, tel que :

$$\eta' = \text{Ln}\left(\frac{N_{AB}(0)}{N_{AB}(W_B)}\right) + \frac{\Delta E_g(\text{grade})}{kT} \quad (1.66)$$

III.4 Relation intégrale de contrôle de charge généralisée

III.4.1 Formulation

La relation intégrale de contrôle de charge de Gummel [Gumm70-b], plus connue sous l'abréviation anglo-saxonne de ICCR, a prouvé son efficacité dans le domaine de la modélisation compacte pendant près de 30 ans, au travers de son application la plus connue : le modèle de Gummel et Poon [Gumm70] [Getr78]. Cette formulation extrêmement compacte, qui modélise le courant de collecteur, décrit de manière implicite plusieurs phénomènes très importants ayant lieu au sein des transistors bipolaires, tel que l'effet Early ou les effets de forte injection. Celle-ci fournit par conséquent une expression analytique du courant de transfert unique, valable en faible comme en forte injection. C'est cette démarche qui a fait le succès et la longévité du modèle de Gummel et Poon. La généralisation de cette formulation en vue d'une application aux transistors bipolaires à hétérojonction a fait l'objet

de nombreuses études [Kroe85] [Rein85] [Pari92] [Schr93] que nous allons synthétiser dans ce paragraphe, afin d'en clarifier les principes et les limitations. En effet, tous les modèles compacts récents de transistors bipolaires (VBIC [McAn95], Mextram [Graa95] et Hicun [Schr01]) sont basés sur le concept de relation intégrale de contrôle de charge.

Le point de départ de notre étude est une analyse unidimensionnelle appliquée aux TBH SiGe. Toutefois cette étude est suffisamment générale pour être applicable à tout type de transistor bipolaire (transistor homojonction ou TBH de type composé III-V).

La figure I-10 présente la structure unidimensionnelle étudiée.

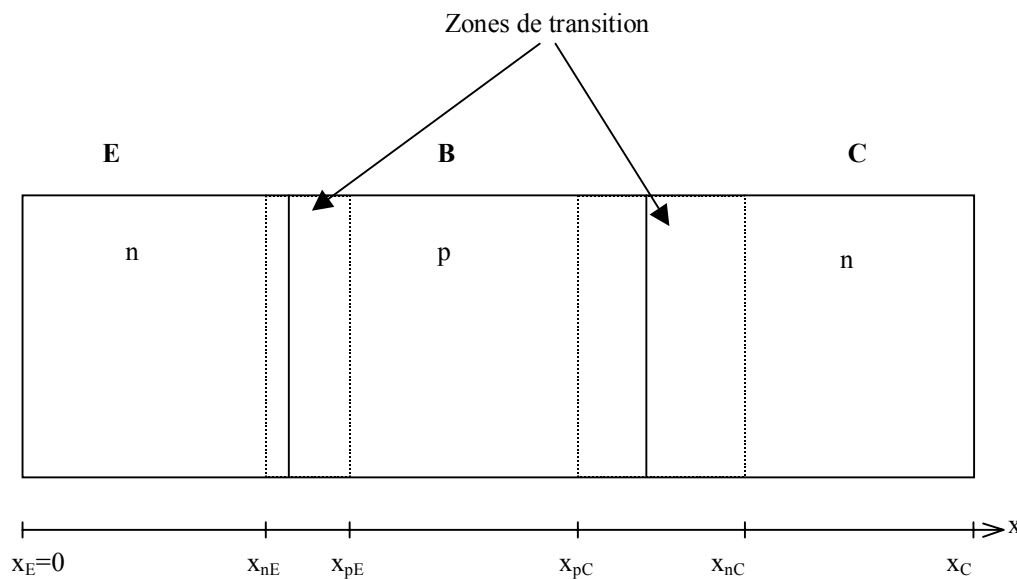


figure I-10 : Structure du transistor unidimensionnel

Les hypothèses suivantes doivent être formulées :

- 1) Le niveau d'injection est supposé être suffisamment élevé pour pouvoir négliger les recombinaisons dans les zones de transitions. Ce phénomène sera pris en compte de manière distincte ultérieurement en supposant que le théorème de superposition est applicable.
- 2) Les recombinaisons dans la base neutre sont négligées.
- 3) Les effets de réduction de la largeur de bande interdite due à l'introduction de Germanium, ainsi que ceux dus aux effets de forts dopages sont pris en compte par l'intermédiaire d'une concentration intrinsèque n_i effective dépendante de la position x .
- 4) La densité de courant de trous J_p est considérée comme négligeable par rapport à la densité de courant d'électrons J_n dans la base, de sorte que le quasi-niveau de Fermi

des trous est plat dans la base. Cette hypothèse est justifiée dans la mesure où le gain du transistor est suffisamment élevé ($\beta \gg 1$).

5) La présence éventuelle d'un émetteur en polysilicium est supposée avoir un effet négligeable sur le courant de collecteur [Suzu91]

L'application des équations (1.10) et (1.11) au cas unidimensionnel nous permet de les réécrire sous la forme :

$$J_n = -q n \mu_n \frac{d\phi_n}{dx} \quad (1.67)$$

$$J_p = -q p \mu_p \frac{d\phi_p}{dx} \quad (1.68)$$

L'hypothèse 4 peut être formulée comme suit :

$$\frac{d\phi_p}{dx} = 0 \quad (1.69)$$

Ce qui nous permet de déterminer l'expression de la densité de courant d'électrons :

$$J_n = -q n \mu_n \frac{d(\phi_n - \phi_p)}{dx} \quad (1.70)$$

D'autre part, l'expression du produit de la densité d'électrons et de trous est :

$$np = n_i^2 \exp \frac{\phi_p - \phi_n}{U_T} \quad (1.71)$$

D'où la dérivée par rapport à l'axe x de $\phi_p - \phi_n$ est :

$$\frac{d(\phi_p - \phi_n)}{dx} = U_T \frac{n_i^2}{np} \frac{d}{dx} \left(\frac{np}{n_i^2} \right) \quad (1.72)$$

En introduisant l'équation (1.72) dans l'expression de la densité de courant d'électrons (1.70), et en utilisant la relation d'Einstein (1.23), il vient :

$$J_n = q D_n \frac{n_i^2}{p} \frac{d}{dx} \left(\frac{np}{n_i^2} \right) \quad (1.73)$$

L'hypothèse 2 implique que la densité de courant J_n est constante suivant l'axe x, ainsi l'intégration de l'équation (1.73) sur la base neutre permet de déterminer J_n :

$$J_n = -J_T = q \frac{\exp \frac{(\phi_p - \phi_n)}{U_T} \Big|_{x=x_{nC}} - \exp \frac{(\phi_p - \phi_n)}{U_T} \Big|_{x=x_{nE}}}{\int_{x_{pE}}^{x_{pC}} \frac{p}{D_n n_i^2} dx} \quad (1.74)$$

Où nous avons utilisé la relation (1.71) et où la densité de courant de transfert J_T a été introduite. Les bornes d'intégration x_{pC} et x_{pE} sont définies figure I-10. Nous pouvons relier la différence des quasi potentiels de Fermi des électrons et des trous en limite des zones de transition, aux tensions appliquées sur les terminaux du transistor, ce qui revient à l'application des conditions aux limites de Misawa [Tiwa92]. Dans ce cas, la relation intégrale de contrôle de charge généralisée, également appelée relation de Moll-Ross généralisée est la suivante :

$$J_T = q \frac{\exp\left(\frac{V_{B'E'}}{U_T}\right) - \exp\left(\frac{V_{B'C'}}{U_T}\right)}{\int_{x_{pE}}^{x_{pC}} \frac{p}{D_n n_i^2} dx} \quad (1.75)$$

Où $V_{B'E'}$ et $V_{B'C'}$ sont les tensions internes imposées entre la base et l'émetteur et la base et le collecteur respectivement du transistor. La dénomination interne sous-entend ici que les chutes de tension éventuelles dues aux résistances extrinsèques du transistor (R_{BX} , R_{CX} et R_E) sont prises en compte. Nous appellerons le dénominateur de (1.75) le nombre de Gummel généralisé, par analogie avec l'intégrale de contrôle de charge de Gummel.

Bien que ce point soit généralement occulté, il convient de rappeler que l'hypothèse 5 implique un gain en courant β supérieur à 1, la relation (1.75) n'est donc pas applicable en très forte saturation. Toutefois, d'un point de vue pratique, l'erreur commise est généralement tolérable dans ce domaine de fonctionnement du transistor qui ne nécessite pas une extrême précision, celui-ci étant le plus souvent soigneusement évité par les concepteurs.

Cependant, l'équation (1.75) présente d'autres inconvénients. D'une part, les chutes de tension ohmiques dans les zones quasi neutres sont considérées comme négligeables, ce qui n'est pas le cas dans la réalité, notamment aux fortes densités de courant. La différence des quasi-niveaux de Fermi des électrons et des trous dans les zones de transition n'est alors plus égale aux potentiels appliqués sur les terminaux du transistor. D'autre part, l'émetteur et le collecteur sont considérés comme des sources parfaites de porteurs minoritaires (du point de vue de la base), ce qui revient à négliger la charge qui leur est associée et qui est non négligeable en forte injection. En particulier, l'équation (1.75) telle qu'elle définit la tension base-collecteur intrinsèque, nécessite de connaître le potentiel à la limite de la zone de transition et du collecteur neutre (en x_{nC}). Un modèle spécifique de la résistance du collecteur épitaxié doit alors être introduit afin de relier les tensions appliquées sur les terminaux à la tension base-collecteur intrinsèque. Le modèle de Kull en est un exemple [Kull85], et les

modèles VBIC [McAn95] et MEXTRAM [Graa95] fonctionnent également selon ce principe. Ce type de modèle souffre généralement de graves imperfections dues aux approximations réalisées, notamment dans le cas de l'effet Kirk. La modélisation des charges stockées dans le collecteur est imprécise (ou carrément fautive), ce qui introduit des erreurs dans le calcul du temps de transit. Cette démarche est donc problématique aux fortes densités de courants et en hautes fréquences, qui sont les domaines de fonctionnement très importants pour la modélisation compacte de composants dédiés aux applications hautes fréquences.

Ainsi, Schröter et al [Schr93], ont proposé dans leurs travaux l'extension des limites d'intégration de l'équation (1.75) à la totalité du transistor unidimensionnel afin de remédier aux inconvénients précités (Ce point a également été abordé par Ghosh et al [Gosh67]). La dérivation de l'intégrale de contrôle de charge est alors réalisée différemment, mais aboutit à une formulation similaire. En utilisant les nouvelles bornes d'intégration x_E et x_C et en introduisant en outre la section A du transistor, la relation intégrale de contrôle de charge généralisée devient alors :

$$J_T = qA \frac{\exp\left(\frac{V_{B'E'}}{U_T}\right) - \exp\left(\frac{V_{B'C'}}{U_T}\right)}{A \int_{x_E}^{x_C} \frac{p}{D_n n_i^2} dx} \quad (1.76)$$

La relation (1.76) est la relation fondamentale sur laquelle est basé en particulier le modèle Hicup. Celle-ci permet la description des variations de la largeur des zones de transition (effet Early), des effets de forte injection et la prise en compte des porteurs minoritaires dans le collecteur et l'émetteur, incluant ainsi l'élargissement de la base ou effet Kirk. Dans ce cas, la définition des tensions intrinsèques n'est plus problématique. Le nœud correspondant au collecteur intrinsèque est considéré comme étant à la limite de la couche enterrée et du collecteur épitaxié. Seule, la modélisation de la résistance externe du collecteur est donc nécessaire. La modélisation des charges dans le collecteur neutre est simplement reliée au temps de transit dans cette zone, elle est donc implicite et correcte d'un point de vue physique.

III.4.2 Composantes du nombre de Gummel généralisé

Par analogie avec le traitement de l'intégrale de contrôle de charge, le dénominateur de l'intégrale de contrôle de charge généralisée est séparé en plusieurs composantes liées à l'émetteur, la base et le collecteur (d'indices respectifs E, B et C) de façon à associer chaque contribution à un effet physique associé à une région du transistor. Nous définissons une

fonction $\overline{D_n n_i^2}$ (que nous appliquerons successivement à la base neutre, à l'émetteur neutre et au collecteur neutre) et qui représente la moyenne sur la zone considérée du coefficient $D_n n_i^2$ (qui varie suivant l'axe x , comme indiqué par l'équation (1.63)) :

$$\overline{D_n n_i^2} = \frac{\int p \, dx}{\int \frac{p}{D_n n_i^2} \, dx} \quad (1.77)$$

Cette fonction dépend des tensions base-émetteur et base-collecteur, qui font varier les limites de la base neutre, de l'émetteur neutre et du collecteur neutre, en faisant se déplacer les limites des zones de transition. Cette variation est généralement ignorée dans tous les modèles compacts, l'erreur associée à cette approximation étant relativement limitée.

Nous pouvons extraire la fonction moyenne $\overline{D_n n_i^2}$ de l'intégrale en utilisant la valeur associée à chaque zone neutre du transistor :

$$\int_{x_E}^{x_C} \frac{p}{D_n n_i^2} \, dx = \frac{1}{D_{nE} n_{iE}^2} \int_E p \, dx + \frac{1}{D_{nB} n_{iB}^2} \int_B p \, dx + \frac{1}{D_{nC} n_{iC}^2} \int_C p \, dx \quad (1.78)$$

La charge associée aux trous majoritaires dans la base est elle-même constituée d'une composante à polarisation nulle Q_{p0} , d'une composante associée aux zones de déplétion base-émetteur Q_{jE} et base-collecteur Q_{jC} et de composantes associées aux charges de diffusion en polarisation directe et inverse, respectivement Q_{BF} et Q_{BR} . Les charges associées aux trous dans l'émetteur et le collecteur sont notées Q_{mE} et Q_{mC} , respectivement. Pour les charges Q_{jE} et Q_{jC} , la valeur de la fonction $\overline{D_n n_i^2}$ étant différente de $\overline{D_{nB} n_{iB}^2}$ puisque les bornes d'intégration sont différentes, nous introduisons les coefficients pondérateurs h_{jEi} et h_{jCi} tels que :

$$h_{jEi} = \frac{\int_{x_{pE}(V_{be})}^{x_{pC}(V_{bc})} p \, dx / \int_{x_{pE}(V_{be})}^{x_{pC}(V_{bc})} \frac{p}{D_n n_i^2} \, dx}{\int_{x_{pE}(0)}^{x_{pE}(V_{be})} p \, dx / \int_{x_{pE}(0)}^{x_{pE}(V_{be})} \frac{p}{D_n n_i^2} \, dx} \quad (1.79)$$

$$h_{jCi} = \frac{\int_{x_{pE}(V_{be})}^{x_{pC}(V_{bc})} p \, dx / \int_{x_{pE}(V_{be})}^{x_{pC}(V_{bc})} \frac{p}{D_n n_i^2} \, dx}{\int_{x_{pC}(0)}^{x_{pC}(V_{bc})} p \, dx / \int_{x_{pC}(0)}^{x_{pC}(V_{bc})} \frac{p}{D_n n_i^2} \, dx} \quad (1.80)$$

L'équation (1.78) peut donc s'écrire :

$$qA \int_{x_E}^{x_C} \frac{p}{D_n n_i^2} dx = \frac{1}{D_{nE} n_{iE}^2} Q_{mE} + \frac{1}{D_{nB} n_{iB}^2} (Q_{p0} + h_{jEi} Q_{jE} + h_{jCi} Q_{jC} + Q_{BF} + Q_{BR}) + \frac{1}{D_{nC} n_{iC}^2} Q_{mC} \quad (1.81)$$

Les diverses composantes de la charge totale associées aux trous présentes dans le transistor sont représentées schématiquement figure I-11. Les frontières variables des zones de transition en fonction de la polarisation sont indiquées uniquement du côté de la base. Nous remarquerons que c'est la variation de ces frontières qui donne lieu à l'apparition des charges Q_{jE} et Q_{jC} , celles-ci permettent la modélisation de l'effet Early direct et inverse.

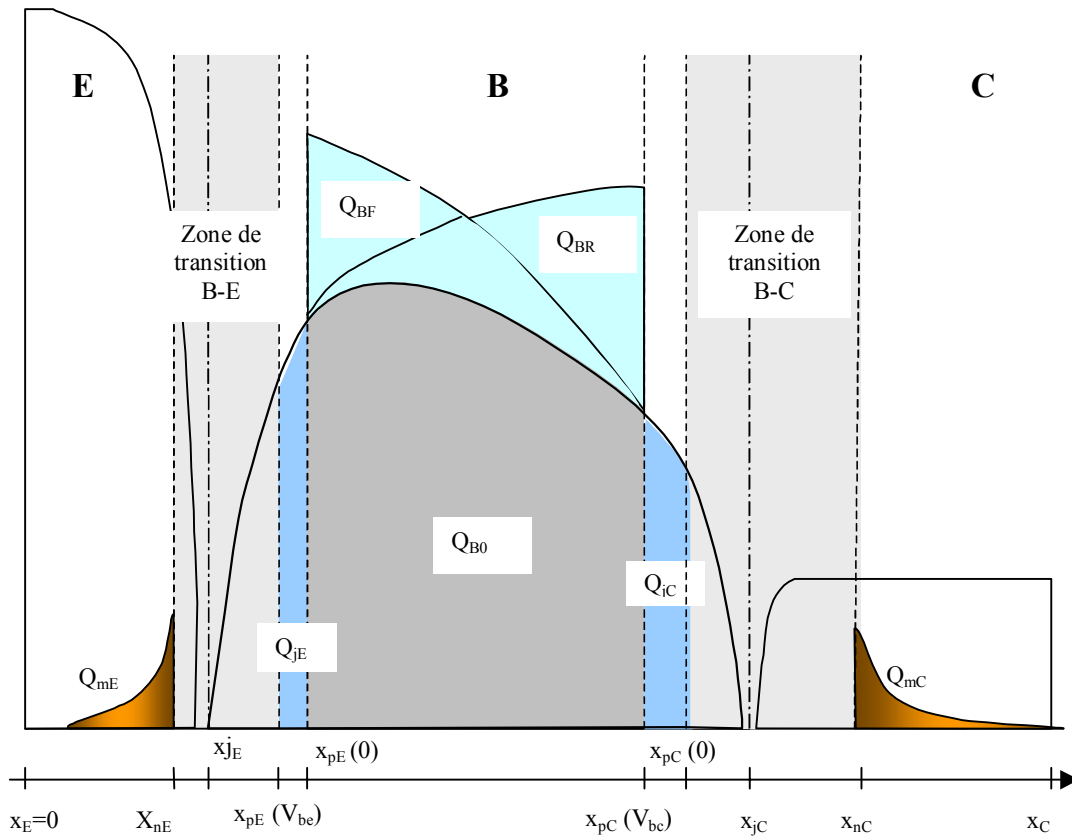


figure I-11 : Composantes de la charge pondérée totale dans le transistor

Nous pouvons définir Q_p la charge pondérée totale dans le transistor, normalisée par rapport à la fonction $\overline{D_{nB} n_{iB}^2}$:

$$Q_p = qA \overline{D_{nB} n_{iB}^2} \int_{x_E}^{x_C} \frac{p}{D_n n_i^2} dx = \frac{\overline{D_{nB} n_{iB}^2}}{D_{nE} n_{iE}^2} Q_{mE} + Q_{p0} + h_{jEi} Q_{jE} + h_{jCi} Q_{jC} + Q_{BF} + Q_{BR} + \frac{\overline{D_{nB} n_{iB}^2}}{D_{nC} n_{iC}^2} Q_{mC} \quad (1.82)$$

Où encore, Q_p peut s'écrire :

$$Q_p = Q_{p0} + h_{jEi} Q_{jE} + h_{jCi} Q_{jC} + Q_{BF} + Q_{BR} + h_e Q_{mE} + h_c Q_{mC} \quad (1.83)$$

En posant :

$$h_e = \frac{\overline{D_{nB} n_{iB}^2}}{D_{nE} n_{iE}^2} \quad (1.84)$$

$$h_c = \frac{\overline{D_{nB} n_{iB}^2}}{D_{nC} n_{iC}^2} \quad (1.85)$$

Nous pouvons alors reformuler l'intégrale de contrôle de charge généralisée, équation (1.76) :

$$I_T = J_T A = \frac{C}{Q_p} \left[\exp\left(\frac{V_{BE'}}{U_T}\right) - \exp\left(\frac{V_{BC}}{U_T}\right) \right] = I_F - I_R \quad (1.86)$$

où A est la section d'émetteur, I_T le courant de transfert et,

$$C = q^2 A^2 \overline{D_{nB} n_{iB}^2} \quad (1.87)$$

I_F et I_R sont les contributions directe et inverse au courant de transfert dues à la jonction base-émetteur et base-collecteur respectivement :

$$I_F = \frac{C}{Q_p} \exp\left(\frac{V_{BE'}}{U_T}\right) \quad (1.88)$$

$$I_R = \frac{C}{Q_p} \exp\left(\frac{V_{BC}}{U_T}\right) \quad (1.89)$$

III.4.3 Détermination du coefficient C

Pour un dopage quelconque de la base, le coefficient C ne peut être déterminé analytiquement. Toutefois, une expression analytique exacte de ce coefficient n'est ni nécessaire (celui-ci sera déterminé à partir de mesures électriques d'un composant), ni utilisable puisque les paramètres technologiques du composant ne sont généralement pas connus. Cependant, une expression analytique approchée peut être déterminée en considérant le dopage de base constant et la valeur moyenne sur la base de D_{nB} et des densités d'état N_C et N_V , les variations des limites de la zone de transition sont de plus négligées, ce qui revient à

considérer que le coefficient C est indépendant de la polarisation. A l'aide de la définition (1.77) et de la relation (1.63), nous obtenons :

$$C = q^2 A^2 \overline{D_{nB}} \frac{\overline{(N_C N_V)}_{(SiGe)}}{\overline{(N_C N_V)}_{(Si)}} \frac{n_i^2 (Si) W_B}{\int_0^{W_B} \exp\left(-\frac{\Delta E_g(x)}{kT}\right) dx} \quad (1.90)$$

Où l'origine de l'axe x est prise au niveau de la jonction base-émetteur. En considérant un profil de Germanium dans la base de type trapézoïdal, la réduction de la bande interdite $\Delta E_g(x)$ est décrite par la relation (1.6). Le coefficient C peut être reformulé comme suit :

$$C = q^2 A^2 n_i^2 (Si) \overline{D_{nB}} \frac{\overline{(N_C N_V)}_{(SiGe)}}{\overline{(N_C N_V)}_{(Si)}} \frac{\frac{\Delta E_g(\text{grade})}{kT} \exp\left(\frac{\Delta E_g(0)}{kT}\right)}{1 - \exp\left(-\frac{\Delta E_g(\text{grade})}{kT}\right)} \quad (1.91)$$

Le rapport du coefficient C_{SiGe} d'un TBH SiGe et du coefficient C_{Si} d'un transistor homojonction est égal en première approximation au rapport des gains de ces deux transistors, nous retrouvons alors le résultat de la relation (1.7).

III.4.4 Détermination des coefficients h_{jEi} et h_{jCi}

Les coefficients h_{jEi} et h_{jCi} d'après leur définition en (1.79) et (1.80) dépendent des tensions appliquées aux jonctions base-émetteur et base-collecteur. Toutefois, nous pouvons déterminer une valeur approchée de ceux-ci afin de déterminer leur influence sur le comportement du transistor. En utilisant les mêmes hypothèses qu'au paragraphe précédent, nous pouvons déterminer le numérateur N de la relation (1.80) à partir de la relation (1.91) :

$$N = \frac{\overline{(N_C N_V)}_{(SiGe)}}{\overline{(N_C N_V)}_{(Si)}} n_i^2 (Si) \overline{D_{nB}} \exp\left(\frac{\Delta E_g(0)}{kT}\right) \frac{\Delta E_g(\text{grade})}{kT} \left(\frac{1}{1 - \exp\left(-\frac{\Delta E_g(\text{grade})}{kT}\right)} \right) \quad (1.92)$$

Le dénominateur est calculé à partir de bornes d'intégration différentes du numérateur, ce qui implique en principe que les valeurs moyennes $\overline{(N_C N_V)}_{(SiGe)}$ et $\overline{D_n}$ utilisées au dénominateur sont différentes des valeurs utilisées pour le numérateur : nous les noterons $\overline{(N_C N_V)}_{(SiGe) ZCE}$ et $\overline{D_n ZCE}$. En considérant une variation négligeable de la limite de la zone de transition x_{pC} en fonction de la polarisation, le dénominateur D de (1.80) devient alors :

$$D = \frac{\overline{(N_C N_V)}_{(SiGe) ZCE}}{\overline{(N_C N_V)}_{(Si)}} n_i^2 (Si) \overline{D_n ZCE} \exp\left(\frac{\Delta E_g(0)}{kT}\right) \exp\left(\frac{\Delta E_g(\text{grade})}{kT}\right) \quad (1.93)$$

Nous trouvons finalement h_{jCi} :

$$h_{jCi} = \bar{\kappa} \frac{\Delta E_g(\text{grade})}{kT} \exp\left(-\frac{\Delta E_g(\text{grade})}{kT}\right) \left(\frac{1}{1 - \exp\left(-\frac{\Delta E_g(\text{grade})}{kT}\right)} \right) \quad (1.94)$$

Avec le terme $\bar{\kappa}$ proche de 1 :

$$\bar{\kappa} = \frac{(\overline{N_C N_V})_{(\text{SiGe})}}{(\overline{N_C N_V})_{(\text{SiGe}) \text{ ZCE}}} \frac{\overline{D_{nB}}}{\overline{D_n \text{ ZCE}}} \quad (1.95)$$

Pour un transistor homojonction, $\Delta E_g(\text{grade})=0$ et l'équation (1.94) n'est pas définie, toutefois nous utiliserons pour h_{jCi} la limite de (1.94) quand $\Delta E_g(\text{grade})$ tend vers 0, soit $h_{jCi}(\text{Si}) = 1$.

En considérant en première approximation que le rapport $h_{jCi}(\text{SiGe})/h_{jCi}(\text{Si})$ est égal au rapport de la tension d'Early d'un transistor homojonction sur celle d'un TBH SiGe, nous retrouvons le résultat de la relation (1.9).

Pour un cas typique de TBH SiGe où $\Delta E_g(\text{grade})$ est de l'ordre de 100 meV, nous trouvons $h_{jCi}(\text{SiGe}) = 80 \cdot 10^{-3}$, ce qui correspond à une tension d'Early multipliée par 12.5 (comparée à celle d'un transistor homojonction).

En utilisant une approche similaire nous pouvons déterminer le paramètre h_{jEi} :

$$h_{jEi} = \bar{\iota} \exp\left(\frac{\Delta E_g(0)}{kT}\right) \frac{\Delta E_g(\text{grade})}{kT} \left(\frac{1}{1 - \exp\left(-\frac{\Delta E_g(\text{grade})}{kT}\right)} \right) \quad (1.96)$$

Où $\bar{\iota}$ est un facteur proche de 1, qui tient compte de la non-uniformité des densités d'états de la bande de conduction et de valence, et des coefficients de diffusion. Pour un cas typique de TBH SiGe où $\Delta E_g(\text{grade})$ est de l'ordre de 100 meV et $\Delta E_g(0)=0$, nous trouvons $h_{jEi}(\text{SiGe}) = 4$, ce qui correspond à une tension d'Early Inverse divisée par 4, par rapport à un transistor homojonction.

III.4.5 Calcul des charges de transition et de diffusion

La charge associée à la zone de transition base-émetteur peut être exprimée en fonction de la capacité de transition de la jonction base-émetteur C_{jE} :

$$Q_{jE} = \int_0^{V_{jE}} C_{jE} dV \quad (1.97)$$

De la même manière, la charge associée à la zone de transition base-collecteur en fonction de C_{jC} :

$$Q_{jC} = \int_0^{V_{BC}} C_{jC} dV \quad (1.98)$$

Les charges de diffusion associées aux porteurs minoritaires en mode direct et inverse peuvent quant à elles être exprimées en fonction du temps de transit direct τ_F et inverse τ_R à travers le transistor, respectivement :

$$Q_F = h_E Q_{mE} + h_C Q_{mC} + Q_{BF} = \int_0^{I_F} \tau_F di \quad (1.99)$$

$$Q_R = Q_{BR} = \int_0^{I_R} \tau_R di \quad (1.100)$$

Pour les faibles densités de courant, pour lesquelles nous pouvons considérer que le temps de transit en direct τ_F est indépendant du courant I_F la relation (1.99) peut être simplifiée et remplacée par :

$$Q_F = \tau_F I_F \quad (1.101)$$

De plus nous ne considérerons pas le cas des fortes densités de courant en inverse, puisque ce régime de fonctionnement du transistor est particulièrement rare en général, de sorte que le temps de transit en inverse τ_R sera considéré comme indépendant de I_R , nous utiliserons dans tous les cas :

$$Q_R = \tau_R I_R \quad (1.102)$$

Ainsi pour les faibles densités de courant, nous pourrions exprimer directement Q_p

$$Q_p = Q_{p0} + Q_{jE} + Q_{jC} + \tau_F I_F + \tau_R I_R \quad (1.103)$$

Soit en explicitant I_F et I_R :

$$Q_p = Q_{p0} + Q_{jE} + Q_{jC} + \tau_F \frac{C}{Q_p} \exp\left(\frac{V_{BE'}}{U_T}\right) + \tau_R \frac{C}{Q_p} \exp\left(\frac{V_{BC'}}{U_T}\right) \quad (1.104)$$

En posant Q_1 et Q_2 comme suit,

$$Q_1 = Q_{p0} + Q_{jE} + Q_{jC} \quad (1.105)$$

$$Q_2 = \sqrt{\tau_F C \exp\left(\frac{V_{BE'}}{U_T}\right) + \tau_R C \exp\left(\frac{V_{BC'}}{U_T}\right)} \quad (1.106)$$

nous pouvons exprimer Q_p :

$$Q_p = Q_1 + \frac{(Q_2)^2}{Q_p} \quad (1.107)$$

L'équation (1.107) est une équation quadratique dont nous retiendrons la solution positive suivante pour Q_p , qui est la solution utilisée dans le modèle de Gummel et Poon :

$$Q_p = \frac{Q_1}{2} + \sqrt{\left(\frac{Q_1}{2}\right)^2 + (Q_2)^2} \quad (1.108)$$

Cette expression de Q_p décrit implicitement les faibles niveaux et forts niveaux d'injections ainsi que la transition entre les deux d'une manière physique. La limite entre forts et faibles niveaux d'injection découle simplement de cette relation. Lorsque $(Q_2)^2 \gg (Q_1/2)^2$ le transistor se trouve en régime de faible injection et $Q_p \approx Q_1$. Lorsque $(Q_2)^2 \gg (Q_1/2)^2$, le transistor est en régime de forte injection, nous avons alors $Q_p \approx Q_2$, de sorte que le courant de collecteur peut être exprimé comme suit lorsque le transistor est polarisé en direct,

$$I_C = K \exp\left(\frac{V_{BE'}}{2 U_T}\right) \quad (1.109)$$

où K est une constante. Nous retrouvons dans ce cas le comportement bien connu en forte injection pour lequel le coefficient d'idéalité du courant est 2 [Getr78].

Toutefois, la relation (1.108) pour Q_p ne fournit qu'une valeur approchée aux fortes densités de courant. Dans ce cas, sous l'effet de l'élargissement de la base effective, également appelé effet Kirk, le temps de transit τ_F devient fortement dépendant du courant I_F , et subit une importante augmentation. La relation (1.101) perd alors sa validité, et doit être remplacée par la relation (1.99). La charge Q_p ne possède alors plus de solution analytique explicite, et doit être déterminée numériquement, comme c'est le cas dans le modèle Hicum. Il convient de remarquer que malgré l'inconvénient de la nécessité d'une résolution numérique, cette démarche apporte plusieurs avantages :

- L'effet Kirk est pris en compte dans la résolution de l'intégrale de contrôle de charge, ce qui étend sa validité aux très fortes densités de courant.
- La définition du temps de transit par la relation (1.99) permet de rester cohérent avec les mesures du temps de transit par l'intermédiaire des paramètres S et de la fréquence de transition, comme nous le montrerons au paragraphe III.4 du chapitre IV. Dans le cas où la relation (1.101) est utilisée, comme dans le modèle de

Gummel et Poon, une erreur importante existe entre la définition du temps de transit et sa mesure aux fortes densités de courant.

III.5 Courant de base

Nous allons déterminer les expressions analytiques du courant de base d'un TBH SiGe ou d'un transistor bipolaire homojonction. Les phénomènes mis en jeu sont identiques dans les deux cas puisque la bande de valence dans la base d'un TBH SiGe n'est que très peu affectée par l'introduction de Germanium. Ceux-ci ont été largement traités dans la littérature [Sze81] [Long90]. Toutefois, il convient de prendre en compte le cas de l'émetteur en polysilicium qui modifie fortement le courant de base du transistor [Roul90], et affecte donc fortement le gain. Nous allons traiter dans un premier temps le courant de base lorsque le transistor est en mode direct ($V_{BE} > 0$ et $V_{BC} < 0$). Nous pourrions de plus, séparer notre étude en deux parties distinctes, le courant de base idéal dû aux trous qui traversent la jonction et le courant de base non idéal dû aux recombinaisons dans les zones de transition et en surface.

III.5.1 Courant de base idéal

a) Emetteur monocristallin

Nous considérons dans un premier temps un émetteur en silicium cristallin dont nous supposons le dopage constant N_{DE} . Afin de tenir compte des effets de réduction de la bande interdite dus aux forts dopages, un dopage effectif N_{DEeff} sera utilisé [Roul90]. La figure I-12 présente schématiquement les notations utilisées dans cette étude.

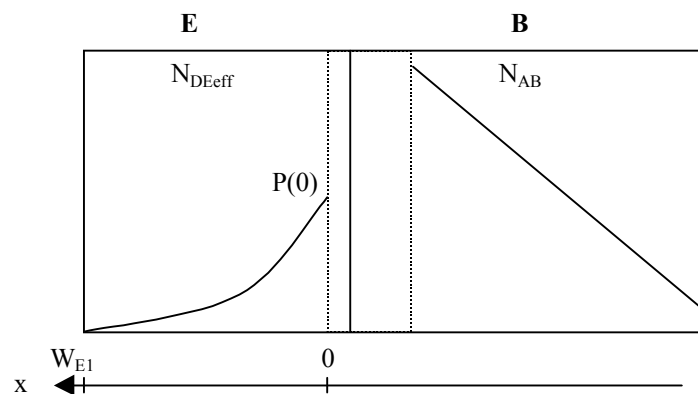


figure I-12 : Distribution des porteurs minoritaires dans l'émetteur monocristallin

Dans le cas général où l'émetteur est relativement large (W_{E1} grand), celui-ci étant fortement dopé, les recombinaisons d'Auger en volume ne peuvent être négligées. Ainsi,

l'équation de continuité pour les trous s'écrit en appliquant l'équation (1.17) au cas unidimensionnel :

$$\frac{d J_p}{dx} = -q \frac{p}{\tau_p} \quad (1.110)$$

Où τ_p est la durée de vie des trous dans l'émetteur. En supposant l'approximation de quasi-neutralité applicable, la densité de courant de trous peut s'écrire en appliquant l'équation (1.13) :

$$J_p = -q D_p \frac{dp}{dx} \quad (1.111)$$

Soit finalement, en considérant la longueur de diffusion des trous $L_p = \sqrt{D_p \tau_p}$, l'équation de continuité devient :

$$\frac{d^2 p}{dx^2} = \frac{p}{L_p^2} \quad (1.112)$$

Les solutions de cette équation sont de la forme :

$$p(x) = A \exp\left(-\frac{x}{L_p}\right) + B \exp\left(\frac{x}{L_p}\right) \quad (1.113)$$

Les conditions aux limites suivantes permettent de déterminer les constantes A et B :

$$p(0) = \frac{n_i^2}{N_{DEff}} \exp\left(\frac{V_{BE}}{U_T}\right) \quad (1.114)$$

$$p(W_{E1}) = 0 \quad (1.115)$$

En introduisant l'expression de $p(x)$ ainsi obtenue dans l'équation (1.111), nous obtenons pour $J_p(0)$:

$$J_p(0) = -q D_p \left. \frac{dp}{dx} \right|_{x=0} = q \frac{D_p}{L_p} \frac{n_i^2 / N_{DEff} \exp\left(\frac{V_{BE}}{U_T}\right)}{\tanh\left(\frac{W_{E1}}{L_p}\right)} \quad (1.116)$$

b) Emetteur en Silicium polycristallin

Lors de la fabrication d'émetteurs en silicium polycristallin (polysilicium), il se forme une fine couche d'oxyde de quelques nanomètres, à l'interface entre silicium et polysilicium [Roul90]. Cette couche d'oxyde peut être modélisée par une barrière de potentiel au niveau de la bande de valence [Ashb84] qui diminue l'injection des trous dans l'émetteur (et donc augmente le gain). En outre, la couche d'oxyde perturbe peu le transport des électrons

[Roul90]. De plus, la durée de vie des trous est fortement réduite dans le polysilicium, ce qui encore une fois produit un effet bénéfique en diminuant la charge associée aux trous dans l'émetteur. Nous allons déterminer l'expression du courant de base dans le cas d'un émetteur en polysilicium qui est une forme simplifiée des résultats obtenus par K. Suzuki [Suzu91]. En effet, dans un souci de clarté nous supposons un dopage effectif constant dans tout l'émetteur, ce qui n'enlève rien au raisonnement utilisé, et qui conduit à une expression du courant de base similaire à celle de K. Suzuki, qui devra de toute façon être simplifiée pour être implantée dans un modèle compact.

La figure I-13 présente schématiquement les notations utilisées ainsi que la distribution des porteurs minoritaires dans les différentes zones de l'émetteur.

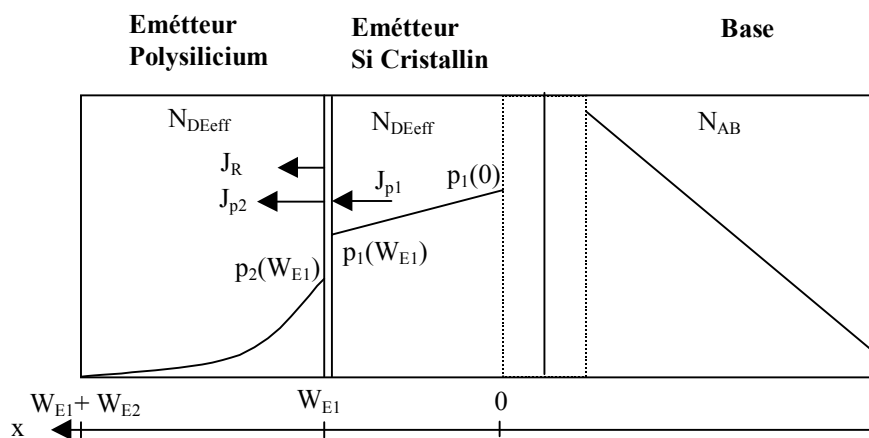


figure I-13 : Distribution des porteurs minoritaires dans le cas d'un émetteur en polysilicium

Au vu des paramètres technologiques des procédés de fabrication récents il est justifié de formuler les approximations suivantes :

- 1) La largeur de l'émetteur monocristallin est suffisamment faible par rapport à la longueur de diffusion dans cette zone pour négliger les recombinaisons.
- 2) Un dopage effectif constant est considéré dans l'émetteur.
- 3) Des durées de vie des trous et des coefficients de diffusion effectifs moyens sont considérés dans chaque zone.
- 4) La vitesse de recombinaison au niveau du contact métallique est supposée infinie.
- 5) L'hypothèse de quasi-neutralité est respectée.

Le courant J_{p1} est le courant de diffusion dans l'émetteur monocristallin, et il est constant. Il peut être décrit par la relation :

$$J_{p1} = -q \overline{D_{p1}} \frac{dp_1}{dx} = q \overline{D_{p1}} \frac{p_1(0) - p_1(W_{E1})}{W_{E1}} \quad (1.117)$$

Dans le polysilicium, la durée de vie réduite des trous impose de prendre en compte les recombinaisons, suite à l'étude du paragraphe précédent, nous pouvons exprimer $J_{p2}(W_{E1})$:

$$J_{p2}(W_{E1}) = q \frac{D_{p2}}{L_{p2}} \frac{p_2(W_{E1})}{\tanh\left(\frac{W_{E2}}{L_{p2}}\right)} \quad (1.118)$$

En introduisant S_p , la vitesse de recombinaison à l'interface entre polysilicium et silicium cristallin, le courant de recombinaison devient :

$$J_R = q S_p p_1(W_{E1}) \quad (1.119)$$

En définissant le facteur α qui représente la probabilité pour un trou de franchir la barrière de potentiel présente au niveau de l'interface [Ashb84], nous pouvons exprimer la densité de trous dans le polysilicium en fonction de la densité de trous dans le silicium :

$$p_2(W_{E1}) = \alpha p_1(W_{E1}) \quad (1.120)$$

Nous pouvons de plus exprimer la condition aux limites en $x=0$ par :

$$p_1(0) = \frac{n_i^2}{N_{DEff}} \exp\left(\frac{V_{BE}}{U_T}\right) \quad (1.121)$$

En utilisant la relation exprimant la continuité du courant au niveau de l'interface $J_{p1}(W_{E1}) = J_{p2}(W_{E1}) + J_R$, les conditions aux limites et l'expression des courants J_{p1} , J_{p2} et J_R , nous pouvons déterminer $p_1(W_{E1})$:

$$p_1(W_{E1}) = \frac{\frac{D_{p1}}{W_{E1}} \frac{n_i^2}{N_{DEff}}}{\frac{D_{p1}}{W_{E1}} + S_p + \alpha \frac{D_{p2}}{L_{p2} \tanh(W_{E2}/L_{p2})}} \exp\left(\frac{V_{BE}}{U_T}\right) \quad (1.122)$$

En insérant le résultat de l'équation (1.122) dans l'expression de J_{p1} (1.117), nous obtenons :

$$J_{p1} = \frac{q \frac{n_i^2}{N_{DEff}} \exp\left(\frac{V_{BE}}{U_T}\right)}{\frac{D_{p1}}{W_{E1}} + S_p + \alpha \frac{D_{p2}}{L_{p2} \tanh(W_{E2}/L_{p2})}} \quad (1.123)$$

Finalement le courant de base idéal est $I_{BI} = A J_{p1}$, où A est l'aire de l'émetteur.

$$I_{BI} = I_{BEiS} \exp\left(\frac{V_{BE}}{U_T}\right) \quad (1.124)$$

Selon l'équation (1.123), le paramètre I_{BEIS} dépend de V_{BE} par l'intermédiaire de W_{E1} puisque la limite de la zone de transition se déplace et modifie la largeur de l'émetteur. Toutefois, le dopage dans cette zone étant très élevé, cette variation est faible, et il est possible de tenir compte de cette dépendance de manière empirique en utilisant la valeur fixe de I_{BEIS} à $V_{BE}=0$ et en introduisant un coefficient de non-idéalité m_{BEi} dans le terme en exponentielle :

$$I_{BI} = I_{BEIS} |_{V_{BE}=0} \exp\left(\frac{V_{BE}}{m_{BEi} U_T}\right) \quad (1.125)$$

Finalement une étude similaire à celle menée au paragraphe III.5.1 a) pour le cas $V_{BE}<0$ et $V_{BC}>0$ conduit à exprimer I_{BI} comme suit dans le cas général

$$I_{BI} = I_{BEIS} |_{V_{BE}=0} \exp\left(\frac{V_{BE}}{m_{BEi} U_T}\right) + I_{BCIS} |_{V_{BC}=0} \exp\left(\frac{V_{BC}}{m_{BCi} U_T}\right) \quad (1.126)$$

Avec une expression simplifiée pour I_{BCIS} :

$$I_{BCIS} = \frac{q \overline{D_{pc}} n_i^2}{W_C N_{DCeff}} \quad (1.127)$$

III.5.2 Courant de base non idéal

Le courant de base non idéal est composé de deux termes distincts :

- 1) Les courants de recombinaison dans les zones de transition
- 2) Les courants de recombinaison en surface
- 3) Le courant de recombinaison dans la base neutre

Le troisième terme est généralement négligeable pour les TBH SiGe à base graduelle du fait de la faible largeur de la base et du niveau de dopage relativement modéré. Le deuxième terme est dû aux densités de pièges importantes présentes dans les zones proches de la surface, qu'il est difficile de déterminer avec précision. Le premier terme quant à lui est dû aux mécanismes de recombinaison de Shockley Read et Hall dans les zones de transition. Ce mécanisme a été décrit en détail par C. T. Sah [Sah 57] qui a proposé une description analytique complète de ce phénomène ; celle-ci est toutefois peu adaptée aux modèles compacts. Dans ce cadre l'expression du courant de base non idéal total est complexe à utiliser, c'est pourquoi une formulation semi-empirique est utilisée.

Nous présentons les expressions analytiques [Roul90] sur lesquelles sont basés tous les modèles compacts et qui fournissent une description du courant non idéal de base suffisamment précise (en regroupant le premier et le deuxième terme). En effet, les transistors bipolaires, sont rarement utilisés dans une gamme de polarisation où les courants de

recombinaison dans les zones de transition sont significatifs. Dans ce cadre, une modélisation simple de la chute du gain aux faibles densités de courant est largement suffisante. Les courant de recombinaison dans les zones de transition base-émetteur et base-collecteur, appelés respectivement I_{REi} et I_{RCi} sont exprimés par :

$$I_{REi} = \frac{q A_E n_i W_{ZCE-BE}}{2 \tau} \exp\left(\frac{V_{BE}}{2 U_T}\right) = I_{REiS} \exp\left(\frac{V_{BE}}{2 U_T}\right) \quad (1.128)$$

$$I_{RCi} = \frac{q A_E n_i W_{ZCE-BC}}{2 \tau} \exp\left(\frac{V_{BC}}{2 U_T}\right) = I_{RCiS} \exp\left(\frac{V_{BC}}{2 U_T}\right) \quad (1.129)$$

Où W_{ZCE-BE} et W_{ZCE-BC} sont les largeurs des zones de transition base-émetteur et base-collecteur respectivement, et τ est la durée de vie des électrons et des trous. Comme dans le cas du courant de base idéal, les valeurs I_{REiS} et I_{RCiS} sont choisies à V_{BE} et V_{BC} nulles respectivement, et des coefficients de non-idéalité proches de 2, m_{REi} et m_{RCi} sont introduits :

$$I_{REi} = I_{REiS} \Big|_{V_{BE}=0} \exp\left(\frac{V_{BE}}{m_{REi} U_T}\right) \quad (1.130)$$

$$I_{RCi} = I_{RCiS} \Big|_{V_{BC}=0} \exp\left(\frac{V_{BC}}{m_{RCi} U_T}\right) \quad (1.131)$$

En appliquant le théorème de superposition, le courant de base total est la somme des contributions des équations (1.126), (1.130) et (1.131).

III.6 Expression du temps de transit

Le temps de transit en direct τ_F est une caractéristique essentielle pour la description du fonctionnement des transistors bipolaires en général. De nombreux travaux traitent de celui-ci. D. J. Roulston [Roul90] et K. Suzuki [Suzu92] déterminent une expression analytique du temps de transit pour les transistors bipolaires homojonction, en considérant la saturation de la vitesse des porteurs au niveau de la jonction base-collecteur. Les formulations résultantes ne sont pas applicables pour les TBH SiGe. H. Kroemer [Kroe85] remédie à ce problème en déterminant une formulation générale pour le temps de transit lorsque la bande interdite varie linéairement le long de la base. Celle-ci est donc valable pour les TBH SiGe ainsi que pour le TBH de type composés III-V. Toutefois, l'expression finale du temps de transit est donnée pour des niveaux de dopages constants, et la saturation de la vitesse des porteurs est ignorée. Les travaux de N. Rinaldi [Rina97] présentent une formulation du temps de transit qui tient compte des principaux effets mis en jeu dans la base du transistor, y

compris la variation de la mobilité le long de la base, toutefois les composantes du temps de transit liées à l'émetteur, au collecteur ainsi qu'aux zones de transitions sont ignorées.

Nous allons donc présenter un développement permettant d'obtenir une relation analytique pour le temps de transit total des électrons en mode direct, valable pour les TBH SiGe. Cette formulation est de plus conforme à celle utilisée dans le modèle Hicum et dont l'implémentation est détaillée par M. Schröter [Schr99].

Nous rappelons dans un premier temps la définition du temps de transit, basée sur la charge associée aux porteurs minoritaires dans le transistor :

$$\tau_F = \frac{d Q_F}{d I_F} \quad (1.132)$$

Il est naturellement possible de diviser le temps de transit en plusieurs contributions liées chacune à une zone du transistor :

$$\tau_F = \tau_{BF} + \tau_E + \tau_C + \tau_{ZCE BC} + \tau_{ZCE BE} \quad (1.133)$$

Où τ_{BF} est le temps de transit dans la base neutre, τ_E et τ_C sont les temps de transit dans l'émetteur et le collecteur respectivement. $\tau_{ZCE BE}$ $\tau_{ZCE BC}$ sont les temps de transit associés aux zones de transition base-émetteur et base-collecteur. Chaque contribution du temps de transit sera étudiée séparément dans le cas unidimensionnel selon l'axe x orthogonal à la surface du composant.

III.6.1 Temps de transit dans la base

Nous prenons ici dans le but de simplifier les calculs l'origine de l'axe x à la limite de la zone de transition base-émetteur dans la base neutre. Nous considérons de plus que le transistor opère aux faibles densités de courant, ce qui permet de considérer le temps de transit comme indépendant du courant. Nous supposons dans un premier temps que les limites des zones de transition sont indépendantes de la polarisation, et nous considérerons $V_{BE} > 0$ et $V_{BC} = 0$. L'influence des tensions appliquées aux jonctions sera prise en compte à posteriori.

L'équation (1.73) sous une forme différente peut être écrite :

$$\left. \frac{np}{n_i^2} \right|_{W_B} - \left. \frac{np}{n_i^2} \right|_x = \frac{J_n}{q} \int_x^{W_B} \frac{p}{D_n n_i^2} dx \quad (1.134)$$

La concentration d'électrons en un point quelconque de la base neutre est alors :

$$n(x) = \frac{n(W_B)p(W_B)n_i^2(x)}{n_i^2(W_B)p(x)} - \frac{J_n}{q} \frac{n_i^2(x)}{p(x)} \int_x^{W_B} \frac{p}{D_n n_i^2} dx' \quad (1.135)$$

En considérant que les électrons ont une vitesse finie au niveau de la jonction base-collecteur, égale à v_s la vitesse de saturation, alors la densité d'électrons en $x = W_B$ est différente de zéro et égale à :

$$n(W_B) = -\frac{J_n}{qv_s} \quad (1.136)$$

Nous pouvons alors reformuler l'équation (1.135) comme suit :

$$n(x) = -\frac{J_n}{qv_s} \frac{p(W_B)n_i^2(x)}{p(x)n_i^2(W_B)} - \frac{J_n}{q} \frac{n_i^2(x)}{p(x)} \int_x^{W_B} \frac{p}{D_n n_i^2} dx' \quad (1.137)$$

En divisant l'équation (1.137) par $-J_n/q$ et en intégrant le long de la base, nous obtenons l'expression du temps de transit dans la base :

$$\tau_{BF} = \int_0^{W_B} \frac{n(x)}{-J_n/q} dx = \int_0^{W_B} \frac{n_i^2}{p} \left(\int_x^{W_B} \frac{p}{D_n n_i^2} dx' \right) dx + \frac{1}{v_s} \frac{p(W_B)}{n_i^2(W_B)} \int_0^{W_B} \frac{n_i^2}{p} dx \quad (1.138)$$

L'équation (1.138) est la relation générale qui permet d'exprimer le temps de transit dans la base quel que soit le profil de dopage et de Germanium et quels que soient les effets de réduction de la bande interdite due aux forts dopages. Dans le but d'obtenir une relation plus explicite nous allons considérer un profil de dopage exponentiel dans la base comme défini en (1.59) et un profil de Germanium de type trapézoïdal défini par la relation (1.6). Le terme n_i^2/p peut alors être exprimé comme suit, en utilisant la relation (1.63) et $p(x)=N_{AB}(x)$:

$$\frac{n_i^2(x)}{p(x)} = \frac{N_{AB} \exp\left(-\frac{\eta x}{W_b}\right)}{\bar{\gamma} n_{i0}^2 \exp\left(\frac{\Delta E_g(0)}{kT}\right) \exp\left(\frac{\Delta E_g(\text{grade}) x}{kT W_b}\right)} \quad (1.139)$$

Où $\bar{\gamma}$ représente la réduction de densité d'états dans la bande de conduction et de valence en fonction de la fraction molaire de Germanium, et n_{i0} la concentration intrinsèque dans le Silicium. En introduisant le facteur de champ électrique effectif η' défini au paragraphe III.3 équation (1.66), le terme n_i^2/p devient :

$$\frac{n_i^2(x)}{p(x)} = \frac{N_{AB} \exp\left(-\frac{\Delta E_g(0)}{kT}\right)}{\gamma n_{i0}^2} \exp\left(-\frac{\eta' x}{W_b}\right) \quad (1.140)$$

En considérant un coefficient de diffusion effectif moyen dans la base et que les densités d'états dans la bande de conduction et de valence sont constantes dans la base, nous pouvons déterminer les intégrales dans l'équation (1.138) :

$$\tau_{BF} = \frac{W_B^2}{D_n} \frac{\exp(\eta')(\eta' - 1) + 1}{\eta'^2 \exp(\eta')} + \frac{W_b}{v_s} \frac{\exp(\eta') - 1}{\eta' \exp(\eta')} \quad (1.141)$$

Dans le cas particulier où $\eta'=0$, c'est à dire pour un dopage constant et une concentration en Germanium nulle (transistor homojonction) la limite lorsque η' tend vers 0 de la relation (1.141) est la relation dérivée par D. J. Roulston [Roul90] :

$$\tau_{BF} = \frac{W_b^2}{2 D_n} + \frac{W_b}{v_s} \quad (1.142)$$

La figure I-14 présente la variation de τ_{BF} en fonction de la largeur de la base W_B et du facteur de champ électrique effectif η' en prenant en compte la vitesse de saturation des électrons, équation (1.141). Des valeurs typiques pour v_s et μ_n sont utilisées :

$$v_s = 2.5 \cdot 10^6 \text{ cm s}^{-1}$$

$$\overline{\mu_n} = 400 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$$

Le temps de transit pour $\eta'=0$ et $v_s \rightarrow \infty$ est également indiqué.

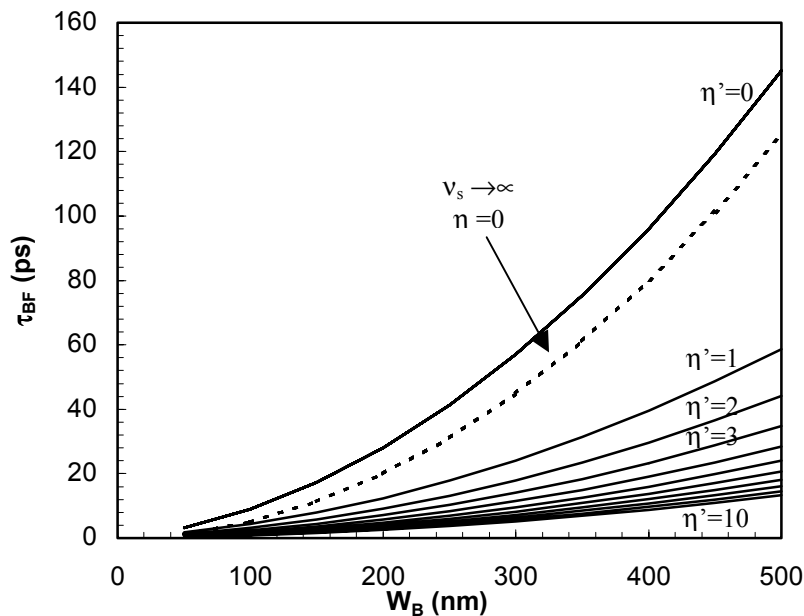


figure I-14 : Temps de transit dans la base en fonction de W_B et du facteur de champ électrique η' .

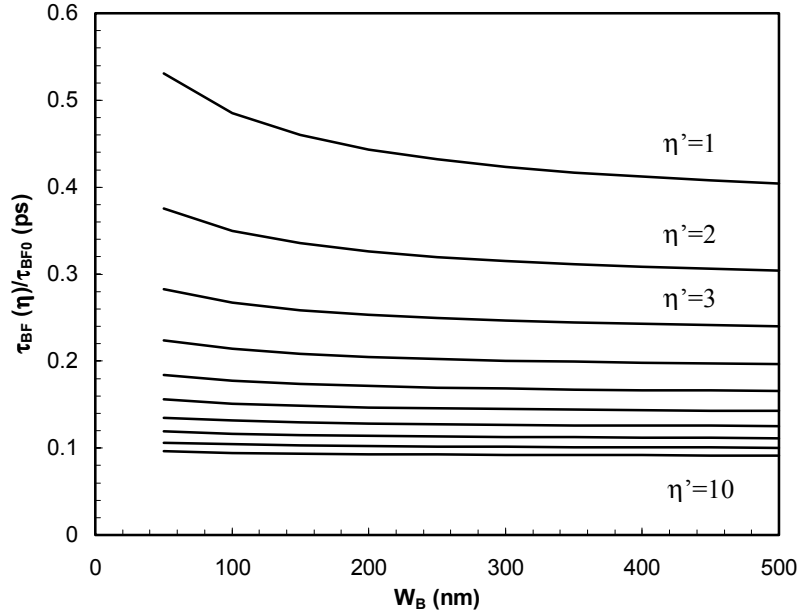


figure I-15 : Temps de transit dans la base en fonction de la largeur de base, normalisé par rapport à sa valeur pour $\eta'=0$, pour différentes valeurs du facteur η' . La vitesse de saturation des porteurs est prise en compte.

Le temps de transit dans la base en fonction du facteur η' , normalisé par rapport à sa valeur pour $\eta'=0$ est également présenté figure I-15. Nous pouvons constater que pour un TBH SiGe à base graduelle typique où $\Delta E_g(\text{grade}) = 100 \text{ meV}$ ($\eta' = 4$ si le dopage est constant) et $W_B = 0.1 \mu\text{m}$ le temps de transit est réduit d'un facteur proche de 4, ce qui représente un gain considérable.

L'obtention d'une relation analytique simple et intuitive du rapport du temps de transit d'un TBH SiGe à base graduelle et d'un transistor homojonction est aisée lorsque l'on néglige l'effet de saturation de la vitesse des électrons au niveau de la jonction base-collecteur ($v_s \rightarrow \infty$). Nous pouvons retrouver dans un premier temps l'expression simplifiée bien connue du temps de transit pour un transistor bipolaire homojonction ($\eta' = 0$ si le dopage est constant) à partir de l'équation (1.141) :

$$\tau_{BF} = \frac{W_b^2}{2D_n} \quad (1.143)$$

Nous obtenons alors :

$$\frac{\tau_{BF(\text{SiGe})}}{\tau_{BF(\text{Si})}} = 2 \frac{\overline{D_{n(\text{Si})}}}{D_{n(\text{SiGe})}} \frac{\exp(\eta')(\eta' - 1) + 1}{\eta'^2 \exp(\eta')} \quad (1.144)$$

Dans le cas particulier où nous considérons des dopages constants, nous retrouvons le résultat de l'équation (1.8), en explicitant $\eta' = \Delta E_g(\text{grade})/kT$:

$$\frac{\tau_{BF(\text{SiGe})}}{\tau_{BF(\text{Si})}} = 2 \frac{\overline{D_{n(\text{Si})}}}{D_{n(\text{SiGe})}} \frac{kT}{\Delta E_g(\text{grade})} \left[1 - \frac{kT}{\Delta E_g(\text{grade})} \left(1 - \exp\left(\frac{\Delta E_g(\text{grade})}{kT}\right) \right) \right] \quad (1.145)$$

III.6.2 Temps de transit dans l'émetteur neutre

En mode direct, le temps de transit dans l'émetteur est défini comme suit :

$$\tau_E = \frac{dQ_{mE}}{dI_F} \approx \frac{dQ_{mE}}{dI_C} \quad (1.146)$$

Aux faibles densités de courant, lorsque le temps de transit dans l'émetteur est constant avec le courant, celui-ci devient :

$$\tau_E = \frac{Q_{mE}}{I_C} = \frac{Q_{mE}}{\beta I_B} \quad (1.147)$$

Où β est le gain en courant du transistor. Ainsi le temps de transit peut être déterminé à partir de l'expression de la charge due aux minoritaires dans l'émetteur et de l'expression du courant de base. K. Suzuki [Suzu91] propose un tel développement qui s'avère être complexe et peu exploitable dans le cadre de modèles compacts. Une approche simplifiée, aux vues des données technologiques relatives aux transistors récents permet de déterminer une expression analytique très utile et assez précise du temps de transit dans l'émetteur. La figure I-16 présente la distribution typique des porteurs dans un émetteur polysilicium présentant une couche d'oxyde interfacial assez importante.

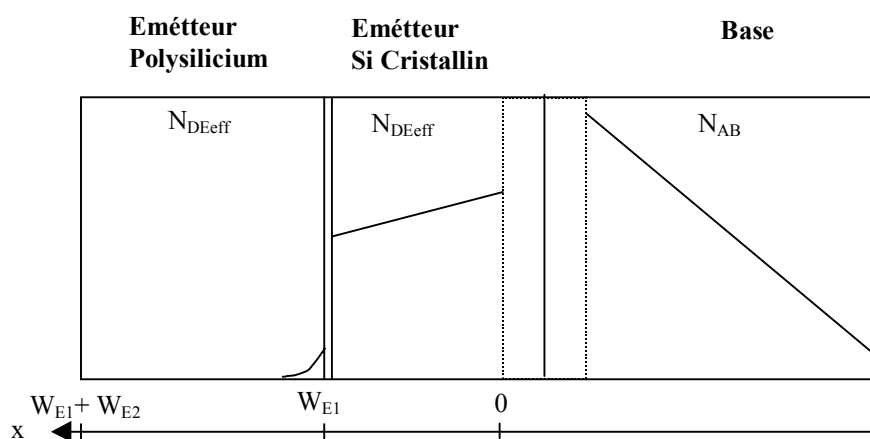


figure I-16 : Distribution des porteurs dans un émetteur polysilicium avec couche d'oxyde interfacial importante

La barrière de potentiel importante pour les trous réduit la probabilité pour que ceux-ci traversent la couche d'oxyde sans se recombiner (le paramètre $\alpha \ll 1$, tel qu'il est défini au

paragraphe III.5.1 b). La charge associée aux trous dans le polysilicium est donc fortement réduite, d'autant plus que la durée de vie des trous est faible dans le polysilicium. Négliger la charge associée aux trous dans le polysilicium est donc une approximation raisonnable. Ceci peut se faire en considérant $\alpha=0$ dans les équations (1.122) et (1.123). La charge Q_{mE} peut se calculer simplement, toujours en considérant les recombinaisons comme négligeables dans le silicium monocristallin :

$$Q_{mE} = q \frac{p_1(0) - p_1(W_{E1})}{2} W_{E1} + q p_1(W_{E1}) W_{E1} \quad (1.148)$$

Nous pouvons alors calculer Q_{mE} en introduisant (1.121) et (1.122) dans (1.148) d'une part, puis déterminer τ_E en réalisant le rapport de (1.123) par (1.148) d'autre part. En considérant les simplifications introduites par $\alpha=0$, nous trouvons :

$$\tau_E = \frac{1}{\beta} \left(\frac{W_{E1}^2}{2 D_{p1}} + \frac{W_{E1}}{S_p} \right) \quad (1.149)$$

La variation de τ_E en fonction du courant peut être modélisée simplement par la variation de β avec le courant. Dans ce cas, la variation de la largeur de l'émetteur due au déplacement de la limite de la zone de transition est négligée. En effet, celle-ci varie peu du fait du fort dopage dans l'émetteur. Soient τ_{E0} et β_0 les valeurs du temps de transit dans l'émetteur et du gain aux faibles densités de courant, alors :

$$\tau_E = \tau_{E0} \frac{\beta_0}{\beta} \quad (1.150)$$

III.6.3 Temps de transit dans les zones de transition

Les contributions des zones de charges d'espace au temps de transit total sont faibles comparées à celle de l'émetteur, et à celle de la base. Aussi, une description succincte de celles-ci sera suffisante. Leurs contributions deviennent de plus négligeables aux fortes densités de courant.

Le temps de transit dans la zone de transition base-collecteur, en considérant que les porteurs atteignent leur vitesse de saturation v_s , est [Roul90] :

$$\tau_{ZCE-BC} = \frac{W_{ZCE-BC}}{2 v_s} \quad (1.151)$$

Où W_{ZCE-BC} est la largeur de la zone de transition base-collecteur. Le temps de transit dans la zone de transition base émetteur peut être exprimé par la relation [Schr99] :

$$\tau_{ZCE-BE} = q \frac{A_E n_i W_{ZCE-BE}}{g_m V_{jE}} \exp\left(\frac{V_{BE}}{2 U_T}\right) \quad (1.152)$$

Où g_m est la transconductance, W_{ZCE-BE} est la largeur de la zone de transition base-émetteur et V_{jE} est la tension de diffusion de la diode base-émetteur. g_m étant proportionnel à I_C aux faibles densités de courant, τ_{ZCE-BE} décroît proportionnellement à $\sqrt{I_C}$. τ_{ZCE-BE} devient donc rapidement négligeable.

III.6.4 Temps de transit dans le collecteur neutre

En mode normal direct ($V_{BE} > 0$ et $V_{BC} < 0$) il n'existe pas de porteurs minoritaires injectés dans le collecteur. Toutefois, aux fortes densités de courant, au-delà d'une densité critique J_{CK} , l'apparition de l'effet Kirk [Kirk62] entraîne la disparition progressive de la zone de transition base-collecteur vers la couche enterrée, puis l'agrandissement de la zone quasi neutre de la base. Cet effet peut être compris comme l'agrandissement de la base effective. Les porteurs minoritaires sont injectés dans le collecteur neutre et le temps de transit dans la base est alors fortement augmenté du fait de la concentration de minoritaires élevée au niveau de la jonction base-collecteur. De plus le temps de transit lié au collecteur devient important du fait de la quantité non négligeable de minoritaires injectés dans le collecteur neutre. Ces deux composantes varient approximativement suivant la même loi [Schr99] qui a été établie par C. T. Kirk [Kirk62] et dont nous allons présenter les grandes lignes.

La largeur de la zone du collecteur quasi neutre dans laquelle les porteurs minoritaires sont injectés est notée W_i . Celle-ci peut être décrite en fonction de la largeur du collecteur quasi neutre W_C et de la densité de courant critique J_{CK} par la relation :

$$W_i = W_C \left(1 - \frac{J_{CK}}{J_C}\right) \quad (1.153)$$

La charge de minoritaires dans le collecteur neutre Q_{mC} est calculée par [Schr99] :

$$Q_{mC} = I_C \frac{W_i^2}{4 D_n} \quad (1.154)$$

Nous pouvons introduire pour $W_i = W_C$ le temps de saturation τ_{pCs} tel que :

$$\tau_{pCs} = \frac{W_C^2}{4 D_n} \quad (1.155)$$

L'équation (1.153) peut alors être réécrite sous la forme :

$$Q_{mC} = I_C \tau_{pCs} \left(\frac{W_i}{W_C} \right)^2 \quad (1.156)$$

Le temps de transit dans le collecteur neutre se déduit de la charge :

$$\tau_C = \frac{dQ_{mC}}{dI_C} = \tau_{pCs} \left[1 - \left(\frac{I_{CK}}{I_C} \right)^2 \right] \quad (1.157)$$

L'accroissement du temps de transit dans la base suivra une loi similaire ce qui permet de l'intégrer directement dans la formulation du temps de transit dans le collecteur. Finalement, en notant $\Delta\tau_F$ l'accroissement total du temps de transit dans la base et le collecteur neutre dû aux effets de forts courants (effet Kirk), nous obtenons :

$$\Delta\tau_F = \tau_{hcs} \left[1 - \left(\frac{I_{CK}}{I_C} \right)^2 \right] \quad (1.158)$$

Cette formulation présente l'énorme inconvénient de n'être valide que pour les fortes densités de courant. En effet, pour $I_C < I_{CK}$, la largeur de la zone d'injection W_i devient négative ce qui est problématique pour son utilisation dans un modèle compact. Il est alors nécessaire d'utiliser une fonction de lissage pour relier les expressions du temps de transit total aux faibles et fortes densités de courant, comme c'est le cas dans le modèle Hicum [Schr99].

III.7 Claquage des jonctions

Le claquage peut être défini comme l'augmentation rapide du courant qui traverse une jonction lorsqu'une valeur limite de la tension en inverse est appliquée à celle-ci. Pour les transistors bipolaires, cet effet est néfaste car il limite notamment les tensions d'alimentation maximales utilisables, et il convient donc de le modéliser convenablement. Il existe principalement deux types de mécanismes qui entrent en jeu dans le claquage des jonctions des transistors bipolaires :

- Le claquage par effet tunnel
- Le claquage par avalanche ou ionisation par impact.

Alors que le premier est généralement responsable du claquage de la jonction base-émetteur, le second est dans la plupart des cas l'effet prépondérant pour le claquage de la jonction base-collecteur. A priori, les deux effets peuvent entrer en jeu simultanément pour une jonction donnée, cependant, l'effet tunnel est fortement dépendant des densités de

dopages présents de part et d'autre de la jonction. Plus les dopages sont élevés, plus importante est la probabilité pour que cet effet soit initié pour des tensions inverses faibles. Ainsi, pour des dopages élevés (jonction base-émetteur), le claquage par effet tunnel apparaît avant le claquage par avalanche, alors que pour des dopages faibles à modérés (jonction base-collecteur), le contraire se produit.

Ceci explique pourquoi le mécanisme de claquage prépondérant pour les transistors bipolaires est l'avalanche. En effet, en régime normal de fonctionnement, c'est la jonction base-collecteur qui se trouve polarisée en inverse, alors que la jonction base-émetteur est en direct. Il est donc très important de modéliser cet effet, car il a un impact significatif sur les performances du composant. Toutefois, il peut être utile de disposer également d'un modèle de claquage par effet tunnel pour la jonction base-émetteur dans un modèle compact [Schr98], lorsque celle-ci est utilisée pour réaliser une diode varicap dans certains circuits radiofréquences, où elle est alors polarisée en inverse. Le claquage de la jonction base-émetteur restant toutefois assez marginal, nous nous attacherons essentiellement à la description du claquage par avalanche ou ionisation par impact.

III.7.1 Claquage par avalanche

Dans les transistors bipolaires le courant d'avalanche apparaît dans la zone de transition base-collecteur, là où le champ électrique est le plus fort. Lors des chocs des porteurs avec le réseau cristallin, si ceux-ci disposent de suffisamment d'énergie, c'est à dire lorsque le champ électrique atteint une valeur importante, ils peuvent arracher un autre porteur au réseau. Les paires électrons-trous ainsi créées participent à leur tour à la conduction et peuvent créer une réaction en chaîne en créant à leur tour d'autres paires électrons trous. Le coefficient d'ionisation P est défini comme nombre de paires électrons-trous générées par un porteur par unité de distance parcourue. Ce coefficient peut être décrit par la loi empirique de Chynoweth [Chyn58], lorsque les porteurs considérés sont les électrons, le coefficient P_n est :

$$P_n = a_n \exp\left(-\frac{b_n}{|\xi|}\right) \quad (1.159)$$

Où ξ est le champ électrique, et a_n et b_n sont les coefficients d'ionisation et de champ électrique, respectivement. Finalement le courant dû à l'effet d'avalanche I_{avl} peut être déterminé en fonction du courant en l'absence d'avalanche I_0 [Schr98] :

$$I_{avl} = I_0 \int_0^{W_{ZCE-BC}} P_n dx \quad (1.160)$$

En introduisant l'équation (1.159) dans (1.160), nous obtenons :

$$I_{avl} = I_0 \int_0^{W_{ZCE-BC}} a_n \exp\left(\frac{-b_n}{|\xi|}\right) dx \quad (1.161)$$

Le champ électrique dans la zone de transition peut être approximé par :

$$|\xi| = \frac{\xi_m}{1 + \frac{x}{W_{ZCE-BC}}} \quad (1.162)$$

Où ξ_m est la valeur du champ électrique maximal, déterminé par la relation :

$$\xi_m = \frac{V_{jC} - V_{BC}}{W_{ZCE-BC}} \quad (1.163)$$

En remarquant de plus que :

$$W_{ZCE-BC} = \frac{\epsilon A}{C_{jci}} \quad (1.164)$$

Où ϵ est la permittivité du Silicium, A est la surface de l'émetteur et C_{jci} est la capacité intrinsèque base-collecteur. Nous pouvons alors calculer I_{avl} :

$$I_{avl} = I_0 \frac{2 a_n}{b_n} (V_{jC} - V_{BC}) \exp\left(\frac{-b_n \epsilon A}{2 C_{jci} (V_{jC} - V_{BC})}\right) \quad (1.165)$$

Ce modèle d'avalanche est implanté dans le modèle Hicum, et permet une modélisation correcte de l'avalanche aux faibles densités de courant. Pour les densités de courant plus élevées, un modèle plus complexe doit être utilisé, tel que celui développé par W. J. Kloosterman [Kloo00].

III.8 Effets physiques bidimensionnels et tridimensionnels

Nous nous sommes cantonnés jusqu'ici à une étude unidimensionnelle des transistors bipolaires SiGe, ce qui suppose d'une part que toutes les jonctions sont planaires et parallèles à la surface du composant, et d'autre part que les flux des courants sont perpendiculaires à ces jonctions. En réalité, ces approximations justifiables pour des composants de dimension théoriquement infinie, perd sa validité pour des transistors de petites dimensions. Comme l'indique la figure I-17, nous devons considérer divers effets bidimensionnels et tridimensionnels :

- 1) Une part non négligeable du composant, appelée transistor extrinsèque, ne participe pas au fonctionnement du transistor proprement dit, et joue un rôle

néfaste sur les performances, notamment par l'intermédiaire de résistances et capacités parasites.

- 2) Une partie importante du courant de collecteur et de base est susceptible de passer par le périmètre de la jonction base-émetteur.
- 3) Les densités de courant de base et d'émetteur sont plus importantes proches du périmètre qu'au centre de la jonction. Ceci est dû à la chute de potentiel le long de la résistance intrinsèque de base, qui se traduit par une tension base-émetteur plus faible au centre de la jonction.
- 4) Aux fortes densités de courant, le flux d'électrons dans le collecteur s'élargit de sorte que les lignes de courant ne sont plus perpendiculaires à la surface. Cet effet est appelé l'élargissement du collecteur et est plus connu sous l'appellation anglo-saxonne de « Collector spreading » ou « Webster effect ».
- 5) La jonction collecteur-substrat doit être prise en compte, puisque le substrat est également le collecteur du transistor pnp parasite.

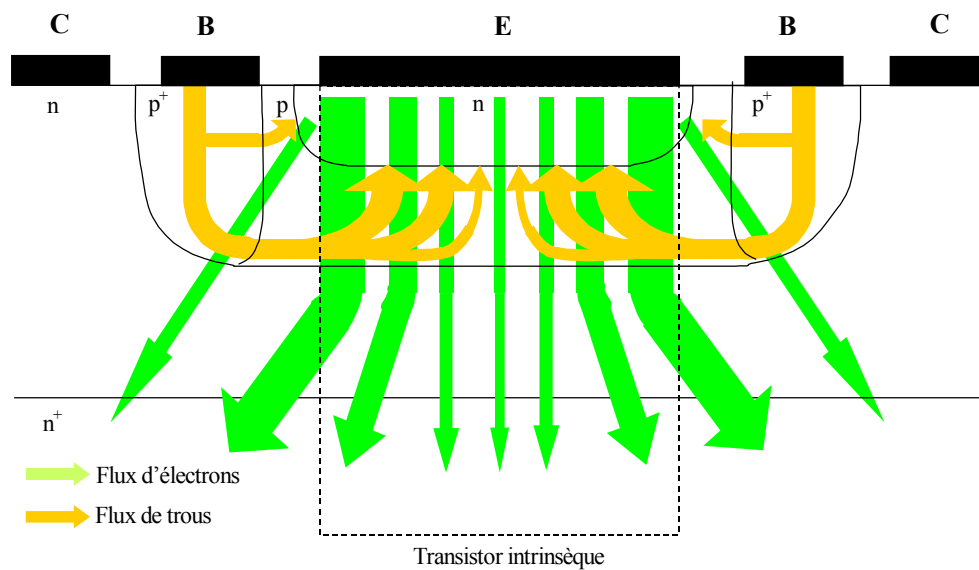


figure I-17 : Flux d'électrons et de trous dans le transistor : représentation schématique

III.8.1 Surface effective d'émetteur

Pour le courant de transfert I_F , la prise en compte de l'injection périmétrique peut se faire par la définition d'une surface effective d'émetteur A_E ($A_E = W_E \times l_E$, où W_E et l_E sont respectivement la largeur et la longueur effective de l'émetteur). Ainsi, l'équation intégrale de contrôle de charge généralisée (équation (1.86)), qui modélise le courant de transfert, peut décrire les effets multidimensionnels aux faibles densités de courant. Ceci peut se faire

simplement en remplaçant dans l'expression de C et Q_p (équations (1.82) et (1.87)) la surface d'émetteur A , par la surface effective A_E . Nous pouvons définir de la sorte le transistor intrinsèque comme la partie du composant qui se trouve sous la surface effective de l'émetteur. Les tensions $V_{B'E'}$ et $V_{B'C'}$ sont maintenant définies comme les tensions moyennes appliquées au transistor intrinsèque effectif.

Toutefois, aux fortes densités de courant, l'équation (1.86) devient moins précise du fait de l'élargissement du flux d'électrons dans le collecteur épitaxial. Ceci peut être modélisé simplement par la modification de manière empirique du numérateur de (1.86), qui devient C_1 [Schr01] :

$$C_1 = C \left(1 + \frac{I_F}{I_{Ch}} \right) \quad (1.166)$$

Où I_F est le courant de transfert et I_{Ch} est le courant à partir duquel les effets d'élargissement du collecteur apparaissent.

En utilisant (1.166) et l'aire effective d'émetteur A_E , l'équation intégrale de contrôle de charge généralisée est alors reformulée comme suit :

$$I_F = \frac{C_1}{Q_p} \exp\left(\frac{V_{B'E'}}{U_T}\right) \quad (1.167)$$

Une fois le transistor effectif défini, le courant de base peut être réparti en une part extrinsèque et une part intrinsèque, cette dernière étant le courant qui traverse la surface effective de dimension A_E au niveau de la jonction base-émetteur. Chacune de ces deux contributions peut être modélisée par les mêmes équations que celles déterminées pour le courant de base dans le cadre de l'étude unidimensionnelle ((1.126), (1.130) et (1.131)).

III.8.2 Résistance de base

La résistance de base peut être également répartie en une partie intrinsèque et une partie extrinsèque. La résistance de base extrinsèque est elle-même constituée de la résistance de contact, de la résistance de polysilicium et de la résistance de « l'espaceur » (ou « spacer »). Cette dernière est généralement la contribution la plus importante du fait du faible dopage qui la constitue. Si la résistance de base extrinsèque est généralement considérée comme constante en fonction du courant de base, il n'en va pas de même pour la résistance de base intrinsèque. Celle-ci subit deux effets qui modulent sa valeur en fonction du courant de base :

- 1) La modulation de conductivité
- 2) La défocalisation de l'émetteur (ou « emitter crowding effect »)

Ces deux effets doivent être traités séparément, car il n'existe pas de résolution analytique possible des deux effets cumulés.

a) Modulation de conductivité

La conductivité dans la base est directement liée au nombre de porteurs qui participent à la conduction. Tout excès de porteurs par rapport à l'état d'équilibre doit être considéré. Le déplacement des limites des zones de transitions en fonction de la polarisation qui font varier l'épaisseur de la base neutre doit également être pris en compte. Ceci peut se faire simplement par la relation [Rein87] [Rein91] :

$$r_{Si} = r_{Si0} K \frac{Q_{p0}}{Q_p} \quad (1.168)$$

Où r_{Si} et r_{Si0} sont les résistances par carré de la base intrinsèque, respectivement pour une polarisation quelconque et pour $V_{B'E'}=0$ et $V_{B'C'}=0$. Q_p et Q_{p0} représentent la charge associée aux trous dans la base pour une polarisation quelconque et pour une polarisation nulle. Le facteur K permet de prendre en compte la variation de la mobilité dans la base suivant l'axe x perpendiculaire à la surface du composant. Cet effet étant relativement modéré, dans le cas général nous prendrons $K=1$.

b) Défocalisation de l'émetteur

La résistance de base intrinsèque est une résistance distribuée, sa prise en compte dans un modèle analytique doit se faire par l'intermédiaire d'une résistance unique et discrète, pour des raisons de simplicité évidentes (les calculs numériques complexes engendrés par un modèle distribué seraient incompatibles avec l'efficacité demandée à un modèle compact). Il convient donc d'établir une relation formalisant l'équivalence entre le modèle discret et le modèle distribué, y compris en présence de défocalisation du courant. La structure étudiée ainsi que les conventions utilisées sont présentées figure I-18.

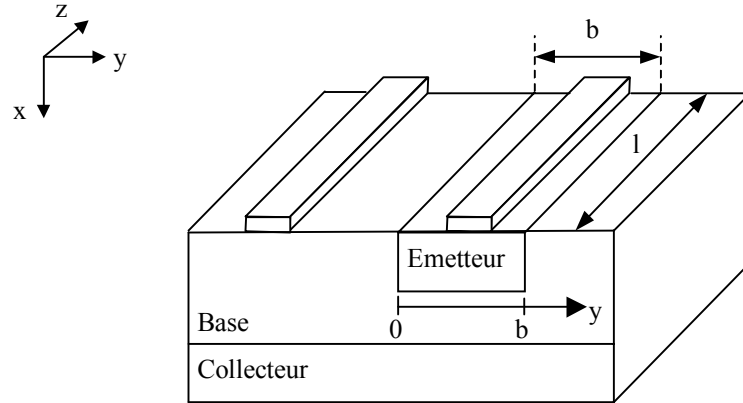


figure I-18 : Structure étudiée pour le calcul de la résistance de base intrinsèque

La première étape consiste à déterminer l'expression du courant d'émetteur ou de base à partir de la formulation utilisée par J. R. Hauser [Haus64]. Ceci nécessite plusieurs simplifications notoires :

- 1) le gain β du transistor est considéré comme étant constant en fonction du courant et de la position (y)
- 2) la modulation de conductivité de la base est négligée
- 3) la résistance d'émetteur est supposée suffisamment faible pour que le potentiel dans l'émetteur soit constant en fonction de y .

Nous pouvons dans un premier temps exprimer le densité de courant d'émetteur $J_E(x)$:

$$J_E(y) = J_{E0} \exp\left(\frac{V_{BE}}{U_T}\right) \quad (1.169)$$

Où J_{E0} est indépendant de la tension appliquée. La tension $V_{BE}(x) = V_B(x) - V_E$, puisque d'après l'hypothèse 3, $V_E(x)$ est constant. Nous pouvons alors exprimer $dV_B(x)$, la variation de $V_B(x)$ pour un déplacement de longueur dy , par la relation :

$$dV_B(y) = -\frac{r_{si}}{l} I_B(y) dy \quad (1.170)$$

Où r_{si} est la résistance par carré de la zone servant à réaliser la base intrinsèque, située sous la surface de l'émetteur. $V_{BE}(x)$ est alors exprimé par :

$$V_{BE}(y) = V_{BE}(0) - \int_0^y \frac{r_{si}}{l} I_B(y') dy' \quad (1.171)$$

Où $V_{BE}(0)$ est la tension appliquée sur les terminaux du transistor moins la chute de tension due à la résistance de base extrinsèque.

En explicitant de plus le fait que la variation de courant de base en y est directement proportionnelle à la densité de courant d'émetteur à ce point :

$$dI_B(y) = -\frac{1}{\beta} J_E(y) l dy \quad (1.172)$$

En combinant les équations (1.169), (1.170) et (1.172), nous obtenons une équation différentielle de deuxième ordre :

$$\frac{d^2 I_B(y)}{dy^2} + \frac{r_{si}}{l} \frac{I_B(y)}{U_T} \frac{dI_B(y)}{dy} = 0 \quad (1.173)$$

En posant les conditions aux limites $I_B(b)=0$ et $I_B(0)=I_B$, ce qui correspond à un transistor ayant un seul contact de base, la solution de l'équation (1.173) est :

$$I_B(y) = \frac{2U_T l}{b r_{si}} Z \tan \left[Z \left(1 - \frac{y}{b} \right) \right] \quad (1.174)$$

Avec la définition implicite de Z :

$$Z \tan Z = \frac{I_B b r_{si}}{2 U_T l} \quad (1.175)$$

Finalement la tension $V_{BE}(y)$ et la densité de courant $J_E(y)$ peuvent être exprimées par :

$$V_{BE}(y) = V_{BE}(0) - 2 U_T \ln \left(\frac{\cos(Z(1-y/b))}{\cos Z} \right) \quad (1.176)$$

$$J_E(y) = J_{E0} \exp \left(\frac{V_{BE}(0)}{U_T} \right) \left(\frac{\cos^2 Z}{\cos^2(Z(1-y/b))} \right) \quad (1.177)$$

La deuxième étape consiste ensuite à utiliser une définition d'équivalence entre la résistance distribuée et la résistance discrète qui la modélise conjointement aux équations (1.174) à (1.177). Différentes définitions ont été proposées dans la littérature :

- 1) Les puissances dissipées dans les deux résistances doivent être équivalentes [Haus64].
- 2) La résistance équivalente est égale à la tension base-émetteur moyenne divisée par le courant de base.
- 3) La chute de tension dans la résistance équivalente doit être identique à celle créée par la résistance en série avec la diode base-émetteur [Lary85].

La définition de Lary est plus adaptée aux modèles compacts puisque sa formulation dépend des tensions appliquées sur les terminaux, aussi nous donnons l'expression de R_{BI} lorsque celle-ci est utilisée :

$$R_{BI} = \frac{r_{si} b}{l} \frac{1}{2 Z \tan Z} \ln \left(\frac{Z}{\sin Z \cos Z} \right) \quad (1.178)$$

Nous présentons de plus l'expression de R_{BI} déterminée par Hauser, qui est celle utilisée dans le modèle Gummel-Poon :

$$R_{BI} = \frac{r_{si} b}{l} \frac{\tan Z - Z}{Z \tan^2 Z} \quad (1.179)$$

Les équations (1.78) et (1.79) se ramènent aux faibles densités de courant à l'expression bien connue :

$$R_{BI} = \frac{r_{si} b}{3 l} \quad (1.180)$$

Dans le cas d'un transistor ayant deux contacts de base, le facteur 3 dans l'expression de R_{BI} est remplacé par un facteur 12.

Ces deux modèles permettent théoriquement de déterminer la résistance de base intrinsèque pour n'importe quel transistor. Toutefois, nous avons considéré implicitement que les lignes de courant étaient parfaitement parallèles à l'axe y, ce qui implique que la longueur l du transistor est très supérieure à sa largeur b (b/l tend vers 0). Pour des structures ayant des rapports b/l quelconques, une étude plus complexe est nécessaire.

M. Schröter et H. M. Rein ont proposé un modèle semi-empirique pour la résistance de base des transistors bipolaires quelque soit leur rapport largeur sur longueur b/l . Dans un premier temps, la résistance de base R_{BI0} est définie comme suit [Schr91] :

$$R_{BI0} = R_{si} \frac{b}{l} g_i \quad (1.181)$$

Où g_i est un facteur qui dépend du rapport b/l , et qui peut être approximé empiriquement (après une étude systématique de diverses géométries à l'aide de simulations physiques tridimensionnelles), dans le cas d'un transistor double base, par :

$$g_i = \frac{1}{12} - \left(\frac{1}{12} - \frac{1}{28.6} \right) \frac{b}{l} \quad (1.182)$$

Nous retrouvons le facteur $1/12$ lorsque b/l tend vers 0 (cas d'un émetteur infiniment long) et $1/28.6$ pour b/l égal à 1 (émetteur carré) qui est la valeur trouvée en simulation.

La variation de R_{BI} en fonction du courant de base est ensuite traitée en utilisant une solution analytique simple déterminée dans le cas d'un émetteur carré [Rein89], et un facteur de correction géométrique g_η . La résistance de base est alors exprimée par :

$$R_{BI} = R_{BI0} \frac{\ln(1+\eta_B)}{\eta_B} \quad (1.183)$$

Où η_B est une variable qui dépend de I_B :

$$\eta_B = \frac{r_{si}}{g_\eta} \frac{b}{l} \frac{I_B}{U_T} \quad (1.184)$$

et où g_η est un facteur de normalisation qui dépend du rapport b/l que l'on peut modéliser par l'expression empirique :

$$g_\eta = 21.8 \left(\frac{b}{l} \right)^2 - 13.5 \left(\frac{b}{l} \right) + 20.3 \quad (1.185)$$

La modélisation des facteurs g_i et g_η peut être également étendue au cas de transistors ayant une seule base [Schr92], mais dans ce cas, une expression plus complexe nécessitant la connaissance de divers paramètres technologiques doit être utilisée.

Finalement, la figure I-19 présente une comparaison des modèles de Hauser (utilisé dans le modèle de Gummel et Poon), de Lary et Schröter. Nous pouvons vérifier la différence entre le modèle de Hauser et de Lary, qui provient d'une définition inadéquate des tensions appliquées aux terminaux du transistor pour le modèle de Hauser. Il existe également une différence importante entre les modèles de Hauser et Lary et celui de Schröter. Ceci vient du fait que seul le modèle de Schröter prend en compte les effets tridimensionnels, les différences sont donc d'autant plus marquées que le rapport b/l est proche de 1.

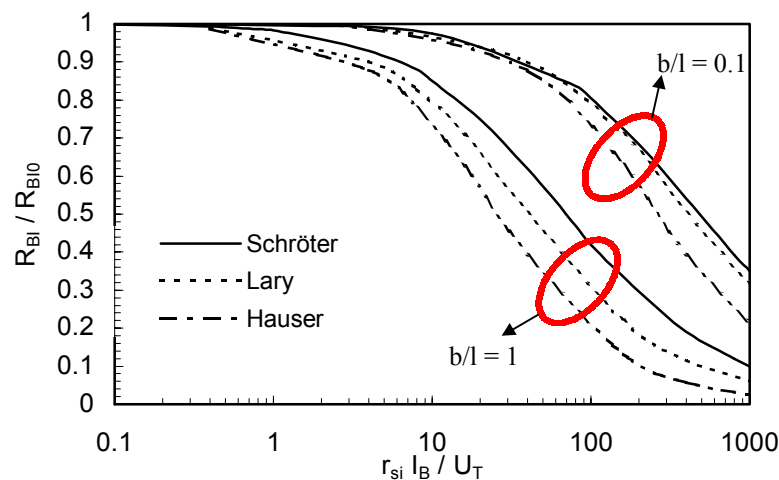


figure I-19 : Comparaison des modèles de Hauser, Lary et Schröter pour la résistance de base intrinsèque R_{BI}

IV Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre les limites fondamentales des performances des transistors bipolaires homojonction, imposées par la physique, ainsi que l'aptitude des transistors bipolaires à hétérojonction SiGe à dépasser ces limites. Une étude qualitative nous a permis de mettre en évidence les potentialités de ce type de composants. Nous avons ensuite présenté les principes de fabrication des TBH SiGe ainsi que les différents types de transistors résultant des diverses options technologiques de fabrication. Enfin, un état de l'art a été présenté qui a souligné le gain en performance et les avancées rapides de la technologie durant les dix années qui ont suivi la présentation du premier démonstrateur de laboratoire.

Nous avons ensuite présenté une étude détaillée des phénomènes physiques mis en jeu dans les TBH SiGe. Le schéma de bandes a été déterminé de manière théorique et confirmé par des simulations physiques bidimensionnelles, ce qui nous a permis de calculer le quasi-champ électrique dans la base. Le courant de transfert a été déterminé par l'intermédiaire de la relation intégrale de contrôle de charge généralisée, ce qui nous a permis de vérifier les résultats de l'étude qualitative concernant le gain en performances par rapport à un transistor homojonction. Une formulation générale du courant de base, valable en présence d'émetteur en polysilicium, a été présentée. De plus une attention particulière a été portée à la détermination du temps de transit, qui représente le point clé pour les performances hautes fréquences des TBH SiGe. Enfin, l'effet du claquage des jonctions a également été étudié.

Nous avons alors présenté les modifications principales des équations pour prendre en compte les effets bidimensionnels et tridimensionnels, ainsi que les principaux modèles existants pour la résistance de base intrinsèque lors de l'apparition des effets de défocalisation du courant d'émetteur.

CHAPITRE II : Mesure des dispositifs microélectroniques sous pointes

I Introduction

Les fondements de la modélisation compacte reposent essentiellement sur la comparaison entre théorie et expérience. Les jeux de paramètres d'un modèle compact doivent être extraits à partir de mesures électriques des transistors, puis les simulations réalisées à l'aide d'un simulateur électrique de type SPICE [Nage75] sont alors comparées à ces mêmes mesures. L'erreur entre simulation et mesure est évaluée afin de déterminer le niveau de précision obtenu. L'obtention de mesures des dispositifs microélectroniques aussi précises que possible est donc capitale. Ces mesures doivent être réalisées sous-pointes, c'est-à-dire directement sur les plaquettes de semi-conducteur, afin d'obtenir le comportement du dispositif intrinsèque. On peut ainsi s'affranchir des effets dus aux éléments parasites associés à un boîtier, par exemple.

Dans ce chapitre nous présenterons le testeur sous pointes acquis par le laboratoire IXL en 1999, les appareils de mesures et les unités de traitement qui constituent le banc de mesure. Le principe des mesures sous pointes sera étudié, ainsi que les différents problèmes rencontrés lors de mesures statiques et hautes fréquences, tels que les problèmes d'oscillation et de résistances de contact.

Enfin, une attention particulière sera accordée aux méthodes d'obtention de mesures précises dans le domaine des hautes fréquences :

- Méthode de détermination des niveaux de puissance de l'analyseur vectoriel de réseaux.
- Choix des procédures de calibrage, c'est à dire de définition d'un plan de référence.
- Choix des méthodes d'épluchage plus connues sous l'appellation anglo-saxonne de « de-embedding », c'est-à-dire suppression des effets parasites dus aux structures de test.

II Banc de mesure sous pointes

En 1999, l'équipe modélisation et caractérisation du laboratoire IXL a acquis un nouveau testeur sous pointes Karl Suss PA200 [Karl95]. Cet équipement qui a permis d'améliorer considérablement les performances du banc de mesure en place possède des caractéristiques suivantes :

- La régulation en température du support de plaquettes de semi-conducteur (thermo-chuck) est assurée de -65°C à $+200^{\circ}\text{C}$. En outre, un dispositif asséchant l'air permet d'éviter la formation de glace sur les plaquettes pour les mesures au-dessous de 0°C .
- Le testeur permet de mesurer des plaquettes de 8 pouces, aujourd'hui le standard en microélectronique analogique.
- Une cage de Faraday permet une grande immunité au bruit électrique, mais aussi à la lumière. Il est donc possible à l'aide des instruments adéquats, de mesurer des courants très faibles, de l'ordre du femto Ampère, ainsi que des capacités de l'ordre du femto Farad.
- Le déplacement du support est semi-automatique et contrôlable à distance via une liaison par câble standard IEEE, de sorte qu'une fois la plaquette sous test installée, les mesures répétitives ou concernant un grand nombre de dispositifs, sont réalisées avec un gain de temps considérable.
- Un support spécifique au substrat de calibrage permet également de calibrer l'analyseur de réseaux sans avoir à décharger la plaquette sous test, limitant ainsi les manutentions.

Outre le testeur sous pointes semi-automatique, le banc de mesure comprend un testeur sous pointes manuel et les appareils de mesure suivants :

- Un analyseur de paramètres de semi-conducteurs HP 4155
- 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

Ces appareils de mesure sont également pilotés via une liaison par câble standard GPIB, ce qui permet de synchroniser les mesures avec les déplacements du support de plaquettes du testeur sous pointes, puis de stocker les données de mesures sous le format de fichier informatique voulu. Enfin, l'ensemble des éléments du banc de mesure est orchestré à l'aide du logiciel IC-CAP [Hew88] de la société Agilent Technologies, à partir d'une station de travail. Le synoptique décrivant le fonctionnement du banc de mesure est présenté

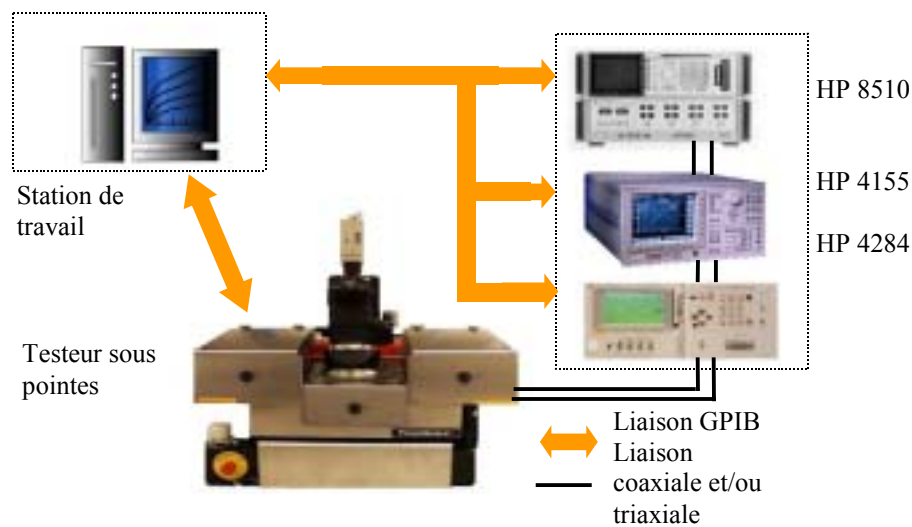


figure II-1 : Principe de fonctionnement du banc de mesure sous pointes

III Principe des mesures sous pointes

Les mesures sous pointes ont pour but de mesurer des dispositifs microélectroniques directement sur substrat semi-conducteur. Cette méthodologie bien que complexe se justifie pleinement dans la mesure où elle permet d'obtenir les caractéristiques du dispositif aussi proches que possible de son comportement réel, tel qu'il est au sein du circuit intégré. Toute autre méthode de mesure nécessite le câblage du dispositif, ce qui entraîne une erreur importante, du fait des éléments parasites associés au boîtier utilisé.

La connexion du dispositif sous test aux appareils de mesure se fait à l'aide de micro-pointes (ou sondes) qui sont déplacées à l'aide de micromanipulateurs. Une fois les sondes correctement positionnées, c'est le déplacement du support de plaquette (suivant les 3 axes x, y et z) qui permet de réaliser le contact entre sondes et plots de mesure. La figure II-2 présente les différents éléments constitutifs de ce système.

Les micro-pointes utilisées sont des sondes DC de type aiguille, dans le cas de mesures statiques. En ce qui concerne les mesures hyperfréquences, les micro pointes utilisées sont des sondes AC de type Masse Signal Masse (« Ground Signal Ground » ou GSG). Cette configuration qui permet de réaliser une liaison faible perte pour les signaux hautes fréquences et de minimiser les effets parasites sur le signal est indispensable pour réaliser la transition entre la liaison coaxiale des câbles et la liaison coplanaire existant sur le substrat, elle est représentée figure II-3.

L'utilisation de ce type de sondes nécessite l'utilisation d'une configuration des plots de mesure adaptée, c'est-à-dire présentant une configuration Masse Signal Masse.

Il est à noter que dans cette configuration pour les transistors bipolaires, l'émetteur est obligatoirement connecté à la masse. De plus, afin d'éviter les problèmes liés aux oscillations, le substrat doit impérativement être connecté à l'émetteur directement sur le circuit.

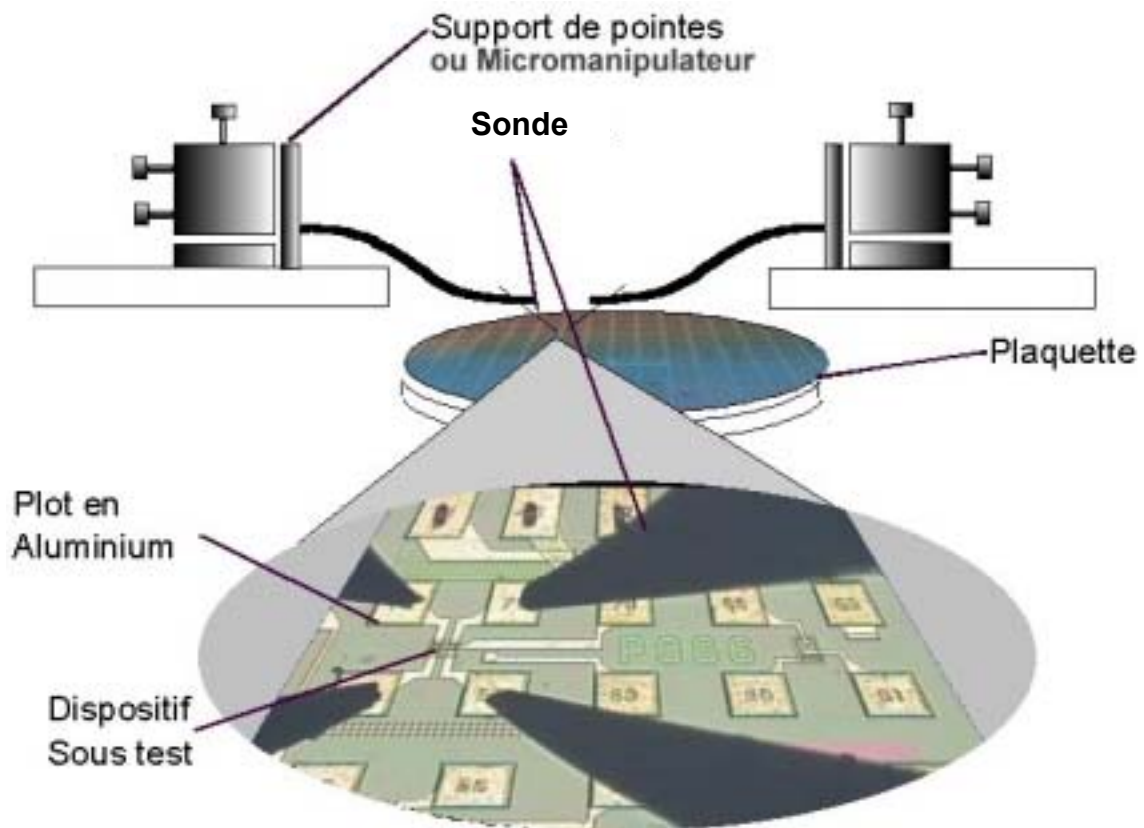


figure II-2 : Principe des mesures sous pointes

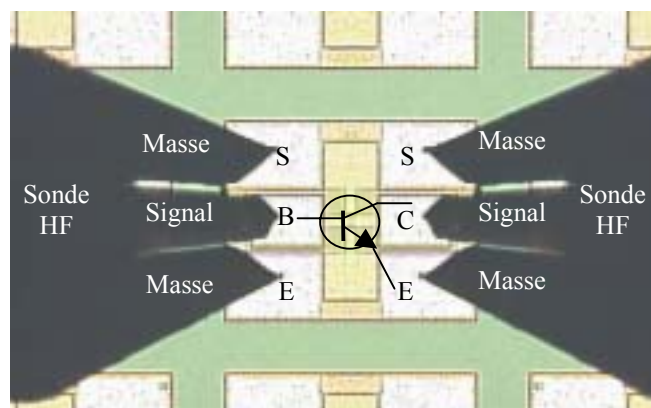


figure II-3 : Configuration GSG utilisée pour les sondes hautes fréquences

III.1 Mesures statiques

Nous appellerons mesure statique, toute mesure électrique réalisée dans le domaine continu. Le principe est l'application d'une tension ou l'injection d'un courant continu sur

certains terminaux du dispositif sous test, et la mesure simultanée d'un courant ou d'une tension sur ces terminaux. Comme toute mesure électrique, les mesures statiques sont entachées d'erreurs que l'on tentera de minimiser. Parmi celles-ci, on notera particulièrement celles dues aux problèmes de résistance de contact et aux problèmes d'oscillation du dispositif sous test.

III.1.1 Problèmes liés aux résistances de contact

Lors de mesures sous pointes, le contact électrique est obtenu par pression de la sonde (ou pointe) sur les métallisations (ou plots de mesure) prévues à cet effet sur le substrat semi-conducteur. Les sondes, du fait de leur inclinaison par rapport au substrat, subissent alors une translation de quelques microns, qui les amène à racler la surface des plots, améliorant ainsi le contact. Les plots de mesure sont le plus souvent composés d'alliages d'aluminium, métal naturellement oxydé. Ainsi, la sonde doit briser la fine couche d'oxyde (quelques centaines d'Angström) qui recouvre le plot de mesure pour permettre le contact électrique. La surface réelle qui constitue le contact entre les métaux de la sonde et du plot est très inférieure à la surface apparente de contact [Holm67] du fait de la non-planité des deux surfaces en regard et de la couche d'oxyde restante. Du point de vue de la mesure électrique ce phénomène peut être modélisé par une résistance de contact sonde/plot.

Nous pouvons considérer généralement qu'un bon contact électrique est établi si la résistance associée est de l'ordre de 0.5 à 1 Ω . Toutefois, des résistances de contact très supérieures, de l'ordre de quelques centaines d'Ohms ont pu être observées dans certains cas limites lors de nos travaux. De telles résistances de contact qui sont alors incompatibles avec une bonne précision des mesures, peuvent avoir diverses origines. Les principales hypothèses que nous avons formulées pour les divers cas que nous avons rencontrés sont les suivantes :

- Une pression insuffisante sur les sondes entraîne parfois une mauvaise résistance de contact. Dans ce cas, après modification de ce facteur, une résistance de contact correcte peut être obtenue.
- Un vieillissement important de certaines plaquettes peut occasionner une épaisseur anormale de la couche d'oxyde qui devient alors résistante et ne peut être percée.
- Lors du percement de la couche d'oxyde qui recouvre les métallisations, des fragments de celle-ci peuvent rester accrochés aux sondes, perturbant ainsi les contacts suivants. Il est alors nécessaire de nettoyer les sondes dans un bain à ultrasons.
- Dans le cas où les sondes elles-mêmes sont oxydées ou usées, il convient alors de les changer, car le nettoyage à l'aide d'ultrasons est inefficace.

- La sonde peut parfois traverser le plot de mesure dans le cas de métallisations de mauvaise qualité (c'est-à-dire trop fine) et le contact électrique n'est alors plus possible. Cette hypothèse a été formulée après avoir observé lors de la mesure d'une série de dispositifs, qu'un contact électrique correct ne pouvait être obtenu qu'avec de faibles pressions de la sonde, et que celui-ci se détériorait au fur et à mesure de l'augmentation de la pression, ce qui est l'inverse de ce que l'on observe généralement.

Les problèmes de résistance de contact sont de même nature pour les mesures hautes fréquences, nous y attacherons donc une importance particulière pour tous types de mesures.

III.1.2 Problèmes liés aux oscillations

Lors de nos travaux, nous nous sommes essentiellement attachés à la mesure de dispositifs actifs, et plus particulièrement aux transistors bipolaires à hétérojonction. Ces transistors sous certaines conditions de polarisation sont fortement susceptibles d'être instables et d'osciller spontanément lors de mesures statiques. Cet effet indésirable est particulièrement difficile à supprimer lorsqu'il survient, et rend impossible les mesures. La figure II-4 présente la caractéristique mesurée du courant de collecteur et de base (I_C et I_B) en fonction de la tension base-émetteur (V_{BE}) à tension base-collecteur nulle, ou courbe de Gummel d'un TBH présentant une telle oscillation. On observe clairement une discontinuité sur les courbes due à l'oscillation qui modifie la valeur moyenne du signal.

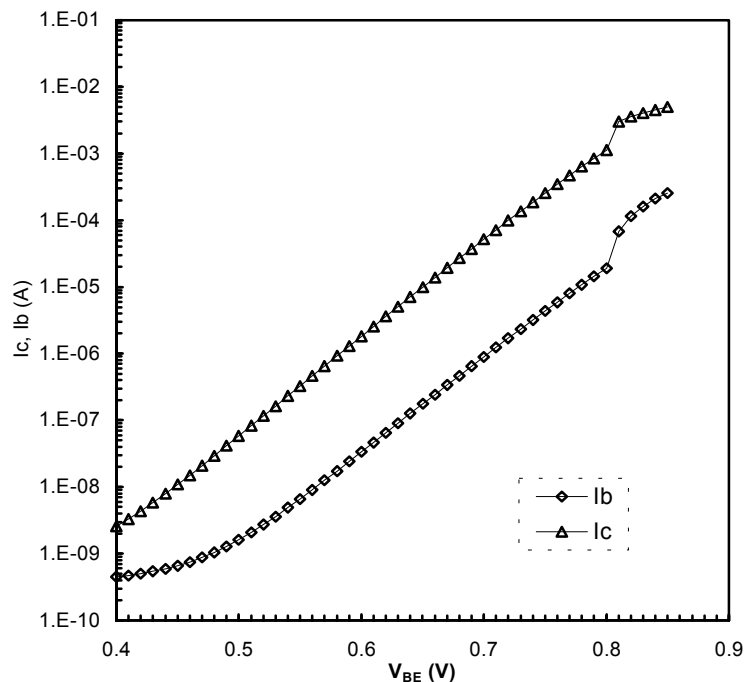


figure II-4 : Courbe de Gummel, I_C et $I_B = f(V_{BE})$ à $V_{BC} = 0$, présentant une erreur de mesure due l'oscillation du dispositif

Nous pouvons attribuer les oscillations des TBH a la présence d'un système bouclé, constitué du transistor amplificateur associé à un réseau de réaction positive très sélectif. Les sondes DC introduisent des éléments parasites inductifs non négligeables, qui associés aux éléments capacitifs parasites constituent le réseau de réaction. La fréquence de résonance de ce réseau est généralement très élevée. Toutefois, si le TBH dispose d'un gain suffisamment élevé à cette fréquence, le système bouclé est susceptible de satisfaire les conditions d'oscillation de Barkhausen.

Plusieurs stratégies sont alors envisageables afin de supprimer les oscillations.

1. La première solution consiste à ajouter une capacité entre le collecteur du transistor et la masse, ceci dans le but de supprimer le gain en hautes fréquences et donc d'empêcher le démarrage des oscillations. Cette méthode, bien que satisfaisante d'un point de vue théorique ne convient pas d'un point de vue pratique. Tout d'abord, aux fréquences d'oscillations considérées, les capacités utilisées n'ont plus un comportement idéal : les inductances parasites limitent l'effet capacitif, alors que les résistances de fuite introduisent une erreur importante lors de la mesure de faibles courants. Ainsi, l'effet indésirable des oscillations ne peut être totalement supprimé et la précision aux faibles courants est réduite.
2. La deuxième méthode consiste à disposer des noyaux de ferrite autour des sondes, et permet de réduire considérablement les oscillations. Toutefois, cette méthode peut s'avérer inefficace pour des systèmes particulièrement sensibles vis à vis du phénomène des oscillations.
3. La dernière méthode consiste à utiliser les sondes hautes fréquences GSG pour effectuer les mesures statiques. Cette méthode est de loin la plus efficace, car les sondes hautes fréquences sont fabriquées pour réaliser une liaison de type coaxiale jusqu'au dispositif sous-test et possèdent une impédance caractéristique de 50Ω . Le dispositif chargé par des impédances de 50Ω en entrée et en sortie est alors peu susceptible d'entrer en oscillation. Cette méthode a pour deuxième avantage de limiter les manutentions sur le testeur sous pointes, puisque dans ce cas, les mesures statiques et hautes fréquences sont réalisées avec les mêmes sondes. Toutefois, du fait de la configuration particulière des structures de test nécessaires, on notera que les mesures du transistor en inverse et les mesures du courant de substrat ne sont pas possibles.

IV Méthodes d'analyse petit signal et mesures hautes fréquences

IV.1 Analyse « petit signal »

La plupart des dispositifs actifs utilisés en microélectronique (transistors, diodes, etc.) ont un comportement non linéaire. Toutefois, afin de caractériser efficacement et simplement leur comportement en hautes fréquences, il est possible de se ramener à une étude linéaire (nous parlerons de linéarisation d'un circuit), en considérant une variation infiniment faible des signaux électriques, autour d'un point de polarisation donné. Ce type d'étude, appelée analyse « petit signal » est particulièrement utile pour les concepteurs de circuits, c'est pourquoi elle est généralement implantée dans les simulateurs électriques. En pratique, nous considérerons que la prédiction du comportement d'un circuit ou dispositif non linéaire par l'analyse petit signal est pleinement justifiée si les valeurs des courants et tensions mis en jeu sont suffisamment faibles pour que l'erreur commise soit négligeable. Ce point sera détaillé au paragraphe IV.4.2. Dans le cas de signaux d'amplitude faible, nous considérerons que le résultat des mesures hautes fréquences peut être prédit par une analyse petit signal. Un dispositif électronique quelconque est alors modélisé par un multipôle, pour lequel les grandeurs d'entrée et de sortie (courants et tensions) présentes à chacun de ses ports, sont reliées par une relation linéaire à celles des autres ports.

Dans la suite de nos travaux, nous nous attacherons essentiellement à l'étude de quadripôles, qui sont un type particulier de multipôles, puisqu'ils ne possèdent que deux ports (un en entrée et un en sortie). En effet, la majorité des dispositifs microélectroniques que nous étudierons peuvent être décrits à l'aide de quadripôles, et notamment les transistors bipolaires à hétérojonction SiGe.

IV.2 Paramètres des quadripôles

La figure II-5 montre la représentation d'un quadripôle, ainsi que les conventions de signe pour les tensions et courants d'entrée et de sortie. Plusieurs types de paramètres permettent de relier les quatre grandeurs présentes sur les ports d'un quadripôle entre elles. Deux d'entre elles représentent l'excitation du circuit (variables indépendantes) et les deux autres correspondent à la réponse du circuit à cette excitation (variables dépendantes). Nous présentons ici les paramètres les plus couramment utilisés.

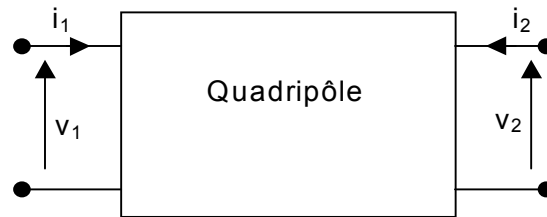


figure II-5 : Représentation d'un quadripôle

IV.2.1 Paramètres Y ou admittances

Dans le cas des paramètres Y, les courants i_1 et i_2 sont les variables dépendantes et sont reliés aux tensions v_1 et v_2 qui sont les variables indépendantes, par les relations suivantes :

$$i_1 = Y_{11} v_1 + Y_{12} v_2 \quad (2.1)$$

$$i_2 = Y_{21} v_1 + Y_{22} v_2$$

Ou encore, sous forme matricielle :

$$\begin{pmatrix} i_1 \\ i_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Y_{11} & Y_{12} \\ Y_{21} & Y_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} v_1 \\ v_2 \end{pmatrix} \quad (2.2)$$

IV.2.2 Paramètres Z ou impédances

Les tensions v_1 et v_2 sont les variables dépendantes et sont reliés aux courants i_1 et i_2 qui sont les variables indépendantes, par les relations suivantes :

$$\begin{pmatrix} v_1 \\ v_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Z_{11} & Z_{12} \\ Z_{21} & Z_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} i_1 \\ i_2 \end{pmatrix} \quad (2.3)$$

IV.2.3 Paramètres H ou hybrides

Les variables dépendantes sont cette fois v_1 et i_2 , alors que les variables indépendantes sont v_2 et i_1 . Les paramètres H (la notation h est également employée) sont définis par :

$$\begin{pmatrix} v_1 \\ i_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} H_{11} & H_{12} \\ H_{21} & H_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} i_1 \\ v_2 \end{pmatrix} \quad (2.4)$$

IV.2.4 Paramètres S ou paramètres de dispersion

Les paramètres S ont été introduits en 1965 par K. Kurokawa [Kuro65]. Les variables utilisées, et donc les grandeurs physiques mises en jeu ne sont plus comme pour les

paramètres Y, Z et H, les courants et tensions, mais les ondes incidentes et réfléchies à chaque accès du quadripôle. Celles-ci sont définies comme étant la racine carrée de la puissance incidente et réfléchiée. La figure II-6 indique la représentation de ces grandeurs.

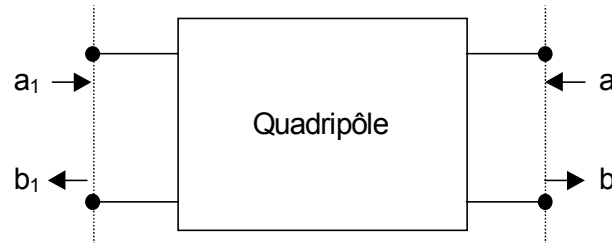


figure II-6 : présentation des ondes incidentes (a_1, a_2) et des ondes réfléchies (b_1, b_2) aux accès d'un quadripôle.

Les nouvelles variables dépendantes (b_1, b_2) et indépendantes (a_1, a_2) sont définies par les relations (2.5) et (2.6), par rapport à une impédance de référence arbitraire Z_j , appelée impédance caractéristique. Dans la très grande majorité des applications des paramètres S, ainsi que dans la suite de nos travaux, nous considérerons que la valeur de l'impédance caractéristique Z_j est réelle, positive et égale à $Z_0 = 50 \Omega$, ce qui correspond généralement à l'impédance caractéristique du système de mesure utilisé. Nous pouvons remarquer que la définition de la matrice répartition n'est unique que dans le cas d'une définition explicite de Z_0 .

$$a_i = \frac{V_i + I_i Z_0}{2\sqrt{Z_0}} \quad (2.5)$$

$$b_i = \frac{V_i - I_i Z_0}{2\sqrt{Z_0}} \quad (2.6)$$

Les paramètres S sont alors définis par :

$$b_1 = S_{11} a_1 + S_{12} a_2 \quad (2.7)$$

$$b_2 = S_{21} a_1 + S_{22} a_2$$

Ou encore, sous forme matricielle :

$$\begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix} \quad (2.8)$$

Les paramètres S pallient à plusieurs inconvénients majeurs qui apparaissent en hautes fréquences [Yip 90] [Hewl95] :

- lorsque les longueurs d'ondes des signaux mis en jeu deviennent équivalentes aux longueurs des lignes d'accès au circuit considéré, les phénomènes de propagation doivent être pris en compte. Dès lors, la présence d'une onde incidente et d'une onde réfléchie à chaque accès du circuit doit être considérée, ce qui peut être réalisé simplement à l'aide des paramètres S.
- La mesure des paramètres Y, Z et H nécessite la réalisation de circuits ouverts ($i=0$) ou de courts-circuits ($v=0$) parfaits à toutes les fréquences pour lesquelles on désire obtenir ces paramètres, ce qui est particulièrement difficile à réaliser dans le domaine des hautes fréquences. Contrairement à cela, la mesure des paramètres S est aisée à mettre en œuvre, car elle nécessite seulement l'utilisation d'impédances caractéristiques.
- Lors de la mesure des paramètres Y, Z et H, l'utilisation de courts-circuits et circuits ouverts peut rendre le dispositif sous test instable, et celui-ci se met alors à osciller spontanément. Le risque d'oscillation est considérablement réduit lors de la mesure des paramètres S, du fait de l'insertion du dispositif entre des impédances caractéristiques.
- Enfin, contrairement aux tensions et courants, les ondes incidentes et réfléchies qui sont les grandeurs associées aux paramètres S, ne varient pas le long d'une ligne sans pertes. Les mesures des paramètres S pourront donc être réalisées à une distance quelconque du dispositif sous test, à la condition que l'analyseur vectoriel de réseaux soit connecté à l'aide de lignes à faibles pertes.

IV.3 Principe de fonctionnement des analyseurs vectoriels de réseaux

Les analyseurs vectoriels de réseaux qui ont été essentiellement développés à l'origine par Hewlett Packard [Adam68] [Hack68] permettent la mesure des paramètres S de manière précise et rapide. Ce type d'appareil est devenu aujourd'hui indispensable pour la caractérisation de dispositifs dans le domaine des hautes fréquences, c'est pourquoi nous allons présenter leur mode de fonctionnement. Le schéma bloc décrivant le fonctionnement du HP 8510B [Hewl88] qui est l'analyseur vectoriel de réseaux dont nous disposons est présenté figure II-7. De plus, le support de test associé qui est un élément critique de l'analyseur vectoriel de réseaux est détaillé figure II-8.

Le HP 8510B est constitué de divers éléments. L'onde incidente est réalisée grâce à un synthétiseur de fréquences, qui fournit un signal ayant la puissance désirée et dont la fréquence varie dans une gamme choisie, soit de manière continue, soit par paliers. Ce signal

est envoyé alternativement en entrée sur le port 1 (le port 2 est la sortie) puis sur le port 2 (le port 1 est la sortie) du dispositif sous test par l'intermédiaire d'un commutateur. Une partie du signal d'entrée est alors prélevée par un pont diviseur pour être dirigée vers la voie de référence. L'utilisateur peut ajuster le niveau de puissance en entrée du dispositif à l'aide de deux atténuateurs programmables. Deux coupleurs directifs permettent d'envoyer les signaux transmis et réfléchis vers les voies de test. Le premier changement de fréquence est réalisé à l'aide de mélangeurs, et d'un oscillateur local réglé en tension (VTO), dont la fréquence varie entre 65 et 300 MHz. L'une des harmoniques de ce signal permet d'obtenir une première fréquence intermédiaire proche de 20 MHz. Un réglage plus précis de cette fréquence intermédiaire est obtenu par comparaison de ce signal avec le signal de référence de l'oscillateur à quartz. Le second changement de fréquence permet d'obtenir une fréquence intermédiaire de 100 KHz. Tous les changements de fréquence étant cohérents entre eux, les relations d'amplitude et de phase entre les signaux sur les voies de test et les voies de référence sont maintenues. Ainsi, les informations sur les amplitudes et phases des signaux, permettent la détermination des paramètres S complexes du dispositif sous test.

Après conversion numérique des signaux obtenus, le traitement peut être réalisé par le calculateur interne. Finalement, les erreurs systématiques dues au système de mesure sont corrigées à partir des termes d'erreur qui ont été déterminés lors du calibrage de l'analyseur (ce point sera abordé plus en détail dans le paragraphe IV.4.3). Notons de plus que le HP 8510B dispose d'une interface GPIB (standard IEEE) qui permet à la fois de le piloter à partir d'un calculateur externe, mais aussi de transmettre les données de mesure à celui-ci, pour une exploitation plus approfondie.

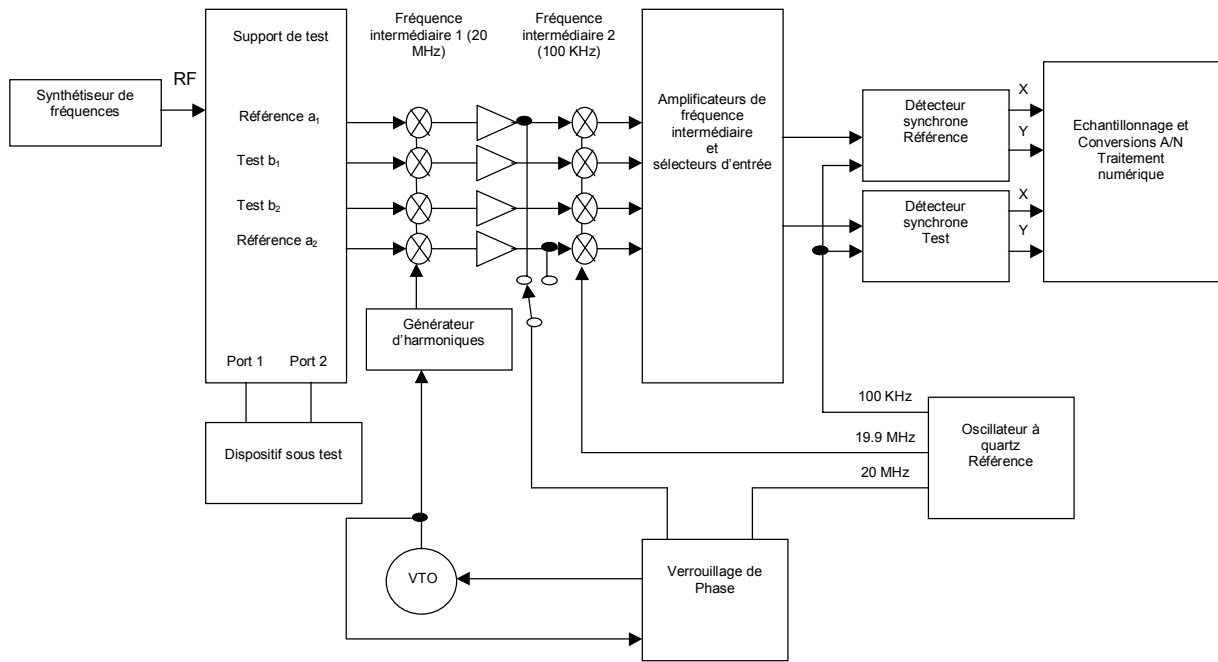


figure II-7 : Synoptique de l'analyseur vectoriel de réseaux HP8510B

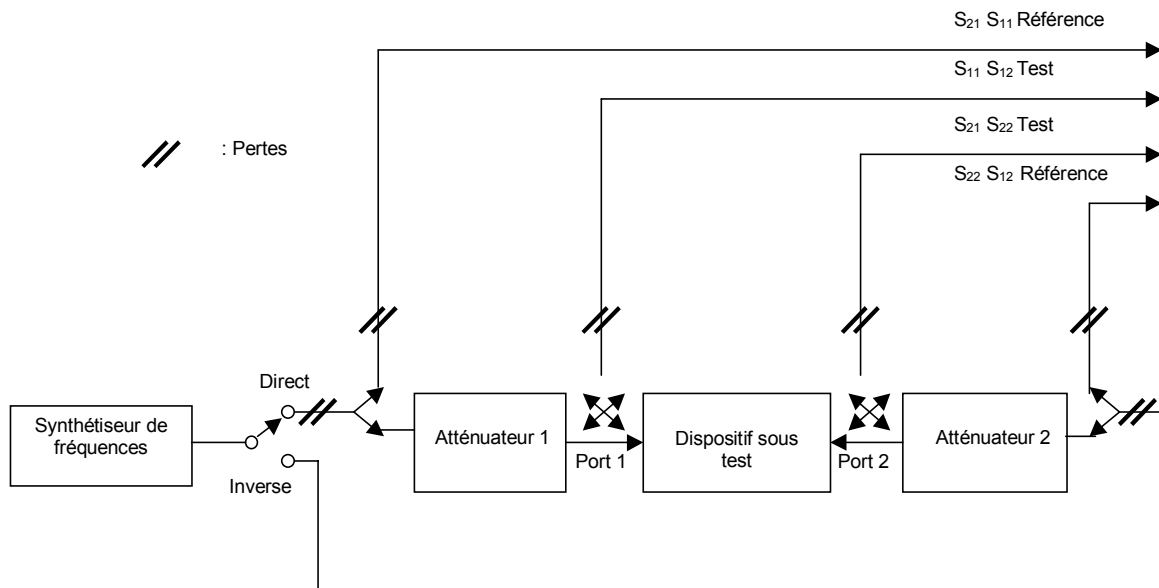


figure II-8 : schéma du support de test de l'analyseur vectoriel de réseaux HP 8510B

IV.4 Principe de correction des erreurs de mesure

IV.4.1 Classification des erreurs de mesure

Tout système de mesure induit une incertitude sur le résultat, due à différents types d'erreurs. Malgré la très grande qualité des divers éléments qui les composent, il en va de même pour les analyseurs vectoriels de réseaux. Ainsi, il demeure indispensable pour obtenir des mesures précises en hautes fréquences, de corriger les valeurs obtenues des erreurs liées

aux imperfections du système de mesure. La détermination de ces termes d'erreur est appelée le calibrage. Cette démarche permet de fixer un nouveau plan de référence pour les mesures, situé au plus près du dispositif sous test.

Les différents types d'erreurs qui peuvent affecter une mesure sont essentiellement de trois sortes : elles peuvent être reproductibles (on parlera alors d'erreurs systématiques) ou non reproductibles (on parlera d'erreurs aléatoires). En outre, il est nécessaire de considérer les erreurs liées aux non-linéarités du dispositif sous test, qui bien reproductibles, doivent faire l'objet d'un traitement particulier puisqu'elles dépendent du dispositif mesuré.

a) Erreurs systématiques

Les erreurs systématiques sont liées à la configuration du système de mesure. Elles sont dues par exemple, aux pertes le long des câbles ou des interconnexions, aux imperfections des coupleurs directifs, des atténuateurs, ou des mélangeurs. Toutes ces erreurs sont constantes au cours du temps, (les erreurs de dérive au cours du temps sont classées parmi les erreurs aléatoires) et peuvent être évaluées par des méthodes appropriées. Elles pourront donc être corrigées, c'est le rôle des procédures de calibrage.

b) Erreurs aléatoires

Les erreurs aléatoires peuvent être dues à divers phénomènes. Le plus important est le bruit électronique parasite qui modifie aléatoirement la valeur du signal mesuré. Ce type d'erreur peut être important dans le cas d'un faible rapport signal sur bruit. D'autres phénomènes interviennent, tels que des variations de résistance de contact sonde plot, une non-reproductibilité de certaines caractéristiques d'un composant de l'analyseur (torsion de câble, vieillissement de connecteurs, etc.), ou encore des dérives en fonction de la température, ou du temps. Les erreurs aléatoires étant par définition imprévisibles, il est impossible de les corriger, et nous devons porter une attention particulière à minimiser leurs effets.

c) Erreurs dues aux non-linéarités

La mesure des dispositifs non linéaires (qui sont les dispositifs les plus fréquemment rencontrés au cours de nos travaux) est entachée d'une erreur due à l'apparition d'harmoniques non prises en compte. En effet, lors de la mesure des paramètres S d'un dispositif, on se place dans le cadre d'une analyse petit signal, et donc d'un fonctionnement linéaire du dispositif sous test. Les niveaux des signaux mis en jeu devront donc être ajustés

en conséquence. Un compromis devra être trouvé, entre la minimisation de l'erreur due aux non-linéarités et la prise en compte de la dynamique d'entrée de l'analyseur de réseaux.

IV.4.2 Niveaux de puissance de l'analyseur vectoriel de réseaux

L'utilisation de l'analyseur vectoriel de réseaux implique que l'hypothèse de linéarité doit s'appliquer au dispositif étudié. Dans le cas des TBH SiGe (ainsi que pour tous les types de transistors bipolaires), ce point est critique, car la réponse de ces dispositifs est particulièrement non linéaire. Il convient donc de déterminer quel niveau maximal de puissance nous pouvons imposer lors de nos mesures, afin de réduire les erreurs dues aux non-linéarités à un niveau négligeable.

En première approximation, la description du courant de collecteur d'un TBH SiGe étant identique à celle d'un transistor bipolaire homojonction, nous pouvons généraliser notre étude à un transistor bipolaire au sens large. Nous considérons une utilisation en configuration émetteur commun. Une excitation en tension de type sinusoïdale sur la base, introduit des harmoniques dans l'expression du courant de collecteur. Lors de la mesure d'un tel signal à l'aide de l'analyseur vectoriel de réseaux, seule la fréquence fondamentale est détectée. Une étude menée par J. L. Carbonero [Carb96], estime l'erreur entre une réponse supposée linéaire du transistor et le signal détecté par l'analyseur de réseaux. Il nous a semblé plus judicieux d'étudier l'erreur entre le signal réel et le signal détecté par l'analyseur de réseaux.

Le courant de collecteur I_C d'un transistor bipolaire en régime direct et en faible injection peut être décrit en première approximation par une relation du type :

$$I_C = I_S \exp\left(\frac{V_{BE}}{U_T}\right) \quad (2.9)$$

Si nous considérons une excitation sinusoïdale d'amplitude V_0 autour d'un point de polarisation V_{BE0} , soit :

$$V_{BE} = V_{BE0} + V_0 \sin(\omega t) \quad (2.10)$$

Nous obtenons alors :

$$I_C = I_S \exp\left(\frac{V_{BE0}}{U_T}\right) \exp\left(\frac{V_0}{U_T} \sin(\omega t)\right) = I_{C0} \exp\left(\frac{V_0}{U_T} \sin(\omega t)\right) \quad (2.11)$$

Pour une amplitude d'excitation V_0 suffisamment faible (lorsque V_0 tend vers 0), l'approximation de linéarisation est pleinement justifiée, et l'erreur commise est théoriquement nulle. Toutefois, pour des valeurs physiques non-nulles de V_0 , les harmoniques

qui apparaissent dans la réponse du transistor, imposent d'étudier la décomposition en série de Fourier du courant de collecteur (équation (2.11)). Nous obtenons :

$$I_C = a_0 + \sum_{n=1}^{\infty} [a_n \cos(n \omega t) + b_n \sin(n \omega t)] \quad (2.12)$$

avec :

$$a_0 = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} I_{C0} \exp\left(\frac{V_0 \sin(\omega t)}{U_T}\right) d\omega t \quad (2.13)$$

$$a_n = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} I_{C0} \exp\left(\frac{V_0 \sin(\omega t)}{U_T}\right) \cos(n \omega t) d\omega t \quad (2.14)$$

$$b_n = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} I_{C0} \exp\left(\frac{V_0 \sin(\omega t)}{U_T}\right) \sin(n \omega t) d\omega t \quad (2.15)$$

Les coefficients de la décomposition en série de Fourier des équations (2.13), (2.14) et (2.15) ont été déterminés numériquement jusqu'au rang $n = 4$. Les résultats sont présentés dans le tableau II-1 pour différentes valeurs de V_0 et $I_{C0} = 10$ mA, par l'intermédiaire du coefficient a_0 valeur moyenne du signal, du coefficient b_1 qui représente l'amplitude du signal détecté, ainsi que le calcul approché du taux de distorsion (au rang $n = 4$). En outre, il est possible de démontrer que $a_n=0$ pour n impair et $b_n=0$ pour n pair, ce qui minimise le nombre de coefficients à déterminer.

La figure II-9 présente I_C , la variation du courant de collecteur autour du point de repos ainsi que les quatre premiers termes de sa décomposition en série de Fourier, pour le cas $V_0 = 30$ mV. Nous pouvons remarquer que même pour cette amplitude d'excitation relativement faible, le courant de collecteur présente une distorsion importante.

tableau II-1 : Coefficients du développement en Série de Fourier de I_c

V_0 (mV)	a_0 (A)	b_1 (A)	Taux de distorsion (%)
0.1	$10 \cdot 10^{-3}$	$38.5 \cdot 10^{-6}$	0.095
1	$10.0004 \cdot 10^{-3}$	$384.6 \cdot 10^{-6}$	0.96
2.5	$10.0023 \cdot 10^{-3}$	$963 \cdot 10^{-6}$	2.4
5	$10.0092 \cdot 10^{-3}$	$1.93 \cdot 10^{-3}$	4.8
7.5	$10.02 \cdot 10^{-3}$	$2.91 \cdot 10^{-3}$	7.2
10	$10.37 \cdot 10^{-3}$	$3.92 \cdot 10^{-3}$	9.5
30	$13.6 \cdot 10^{-3}$	$13.5 \cdot 10^{-3}$	27.96
50	$214.6 \cdot 10^{-3}$	$29.6 \cdot 10^{-3}$	42

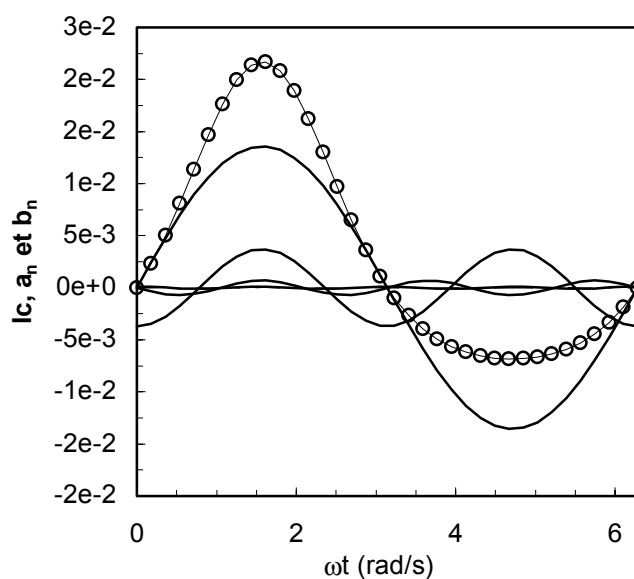


figure II-9 : Partie alternative du courant de collecteur et les 5 premiers termes de sa décomposition en séries de Fourier.

○-○-○ équation (2.11), — b_1 , a_2 , b_3 , a_4 . ($I_{C0}=10$ mA et $V_0=30$ mV).

La figure II-9 illustre la différence entre le signal réel déduit de l'équation (2.11) et le signal détecté par l'analyseur de réseaux, qui ne mesure que le premier harmonique (b_1).

La partie variable de I_C autour du point de polarisation I_{C0} est :

$$I_C - I_{C0} = I_{C0} \left[\exp\left(\frac{V_0}{U_T} \sin(\omega t)\right) - 1 \right] \quad (2.16)$$

Le courant de collecteur détecté par l'analyseur de réseaux s'écrit :

$$I_{C_{\text{mesuré}}} = b_1 \sin(\omega t) \quad (2.17)$$

Nous pouvons alors déterminer l'erreur RMS relative (Root Mean Square) entre i_C et $i_{C_{\text{mesuré}}}$ en évaluant numériquement :

$$\text{erreur}_{\text{RMS}} = f(V_0) = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\int_0^{2\pi} \frac{(I_C - I_{C_{\text{mesuré}}})^2}{I_C} d\omega t} \quad (2.18)$$

Le résultat est présenté figure II-10.

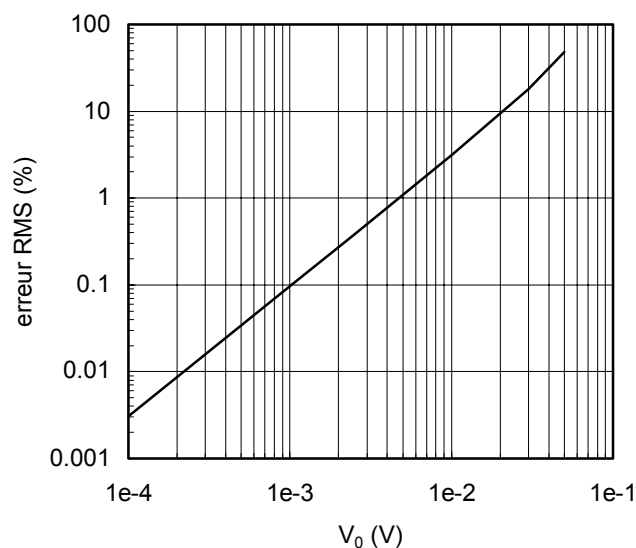


figure II-10 : Erreur RMS sur I_C due aux non-linéarités du transistor bipolaire en fonction de l'amplitude d'excitation V_0 .

Nous pouvons fixer arbitrairement l'erreur maximale commise sur la mesure de I_C à 0.1 %, ce qui correspond ainsi que l'indique la figure II-10, à une amplitude V_0 inférieure à 1m V. Toutefois, nous ne disposons que d'une information incomplète puisque seule la puissance de la source hautes fréquences de l'analyseur de réseaux est connue. L'amplitude V_0 de la tension sinusoïdale associée à la puissance P_S aux bornes d'une charge dépend de son impédance Z_L . Pour une charge purement résistive et adaptée $Z_L=Z_0=50 \Omega$, la puissance disponible de la source P_S est égale à P_L , la puissance délivrée à la charge.

V_0 est alors égale à $V_0 (Z_L=Z_0)$:

$$V_0 (Z_L=Z_0) = \sqrt{2 Z_0 P_L} = \sqrt{2 Z_0 P_S} \quad (2.19)$$

Nous pouvons en déduire la tension aux bornes de la source $V_G = 2 V_0 (Z_L=Z_0)$. Dans le cas le plus défavorable où l'impédance de charge est infinie, nous obtenons la valeur maximale de V_0 :

$$V_{0MAX} = V_G = 2\sqrt{2 Z_0 P_S} \quad (2.20)$$

La figure II-11 présente graphiquement le résultat de l'équation (2.20). Toutefois il convient encore de prendre en compte l'atténuation que subit la puissance incidente avant d'atteindre le dispositif sous test. La figure II-12 présente l'atténuation en sortie de l'analyseur de réseaux par rapport à la puissance de consigne de la source en fonction de la fréquence. L'atténuation minimale étant d'environ 25 dB nous pouvons désormais déterminer le niveau maximal de puissance réelle et de consigne qui assure une erreur de non-linéarité inférieure à 0.1 %, soit respectivement P_{RMAX} et P_{CMAX} :

$$P_{RMAX} \approx -55 \text{ dBm} \quad (2.21)$$

$$P_{CMAX} \approx P_{RMAX} + 25 \approx -30 \text{ dBm} \quad (2.22)$$

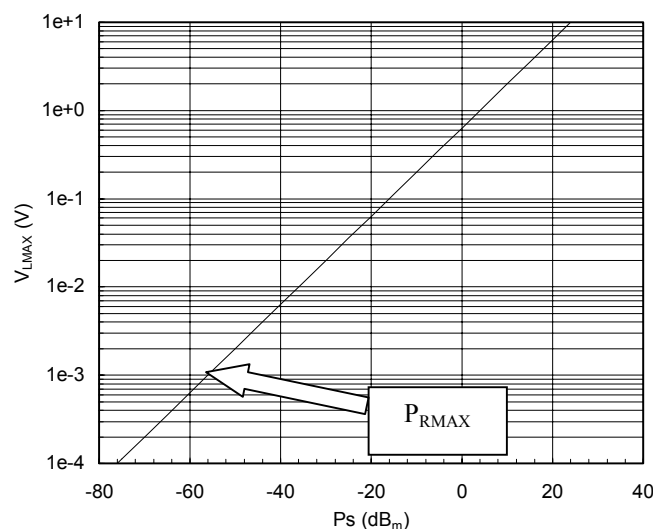


figure II-11 : Amplitude maximale de la tension présente aux bornes d'une charge quelconque en fonction de la puissance de sortie de l'analyseur de réseaux.

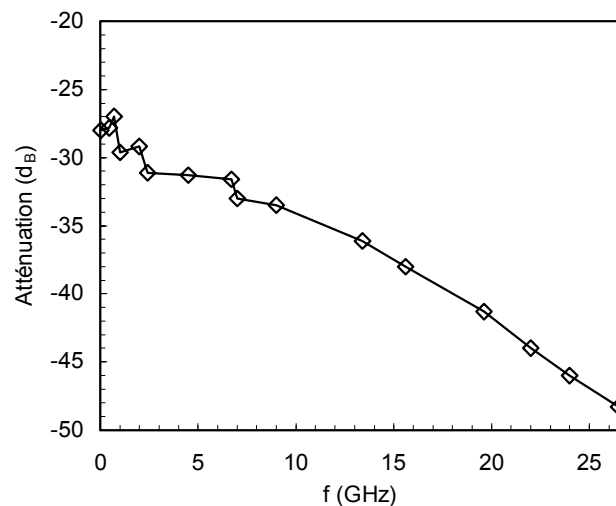


figure II-12 : Atténuation de la puissance en sortie de l'analyseur de réseaux en fonction de la fréquence

D'autre part, nous devons imposer un niveau de puissance le plus élevé possible afin de préserver la gamme dynamique de mesure de l'analyseur vectoriel de réseaux. $P_{C\ MAX}$ sera donc la valeur optimale de la puissance de source que nous imposerons pour les mesures hautes fréquences de transistors bipolaires. Cette puissance sera obtenue en programmant la valeur de la source hautes fréquences à $-10\ \text{dBm}$ et les atténuateurs à $20\ \text{dB}$. L'utilisation des atténuateurs permet d'ajuster le niveau de puissance incident au dispositif sous test, tout en gardant le signal de référence à un niveau supérieur à $-45\ \text{dBm}$. En effet, au dessous de ce niveau de puissance, le verrouillage de phase du signal de référence n'est plus possible.

IV.4.3 Calibrage des analyseurs vectoriels de réseaux

a) Modèles d'erreurs

En présence d'un système de mesure stable, ce qui est le cas pour l'analyseur vectoriel de réseaux, les erreurs systématiques sont considérées comme étant parfaitement reproductibles et peuvent donc être mesurées. Ce processus est appelé calibrage de l'analyseur vectoriel de réseaux. Lors de l'étape de calibrage, une série de standards connus sont connectés. Les erreurs systématiques sont alors déterminées par la différence entre la mesure et la réponse connue du standard mesuré. Une fois caractérisées, les erreurs systématiques sont utilisées conjointement à un modèle d'erreur, afin de déterminer les différents éléments (ou termes d'erreur) qui le constituent. Les mesures peuvent alors être corrigées, mathématiquement à partir des termes du modèle d'erreur.

Le modèle à 12 termes d'erreurs [Hewb88-b] [Hewb87] utilisé pour le calibrage de notre analyseur vectoriel de réseaux est présenté figure II-13

Ce modèle caractérise de manière indépendante les erreurs introduites par le système de mesure en direct et en inverse. Ainsi, E_{DF} et E_{DR} prennent en compte la non-idéalité du coupleur directif, et modélisent le passage direct d'une partie de l'onde incidente vers la voie de test. En effet, les coupleurs directifs ne doivent transmettre aux voies de test que les ondes provenant du dispositif sous test, réfléchies ou transmises. L'atténuation des signaux incidents et réfléchis est d'une part modélisée par E_{RF} et E_{RR} , et d'autre part l'atténuation du signal transmis est modélisée par E_{TF} et E_{TR} . Les erreurs d'adaptation de l'analyseur de réseaux par rapport à l'impédance caractéristique (50Ω) sont notées E_{SF} et E_{SR} à l'entrée du quadripôle, de même en sortie du quadripôle elles seront notées E_{LF} et E_{LR} . Finalement, deux termes d'isolation prennent en compte un éventuel couplage entre les deux voies de l'analyseur : ils seront notés E_{XF} et E_{XR} .

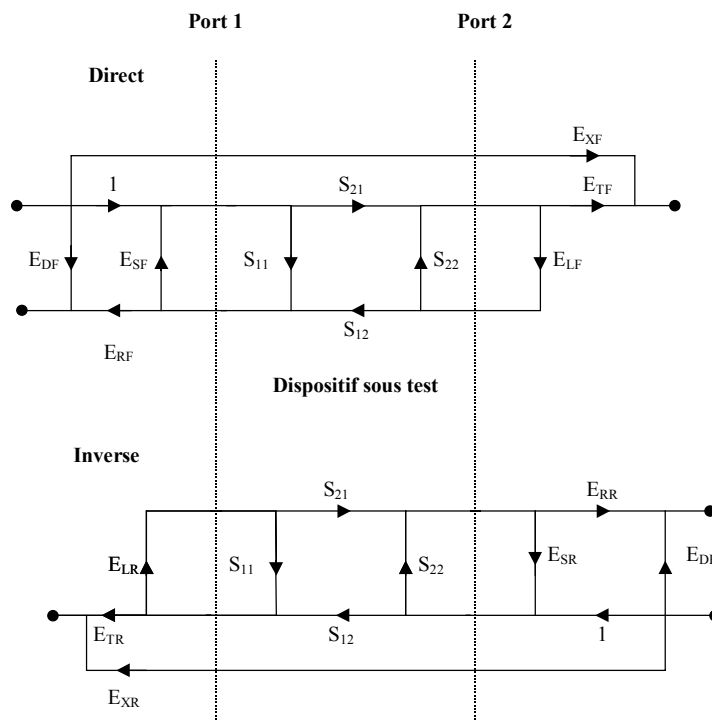


figure II-13 : modèle à 12 termes d'erreur utilisé pour le calibrage de l'analyseur vectoriel de réseaux HP 8510C.

b) Méthodes de calibrage

Parmi les nombreuses méthodes de calibrage des analyseurs vectoriels de réseaux [Wijn87] [Fras88] [Mark91] [Penc93], nous présenterons ici les deux principales : la méthode SOLT (« Short, Open, Load, Thru ») et la méthode TRL (Thru, Reflect, Line). Toutefois, en

raison de leurs longueurs, les développements mathématiques qui permettent le calcul des termes du modèle d'erreur ne seront pas présentés dans nos travaux.

La méthode SOLT permet la détermination des termes d'erreur à partir de la mesure de quatre standards (« Short, Open, Load, Thru » ou court-circuit, circuit ouvert, impédance et ligne courte). Les caractéristiques (impédances, capacité et délai associé) de ces standards doivent être parfaitement connues, car la précision du calibrage en dépend directement. Ce point est particulièrement critique dans le cas de mesures sous pointes, car la réalisation de standards de type non-coaxiaux (c'est à dire coplanaires et accessibles sous pointes) aux caractéristiques reproductibles et précises sur une large gamme de fréquence est particulièrement difficile.

La méthode de calibrage TRL a été introduite pour pallier à cet inconvénient. Celle-ci permet la détermination des termes d'erreur à partir de la mesure de 3 standards (Thru, Reflect, Line ou Ligne courte, impédance quelconque et Ligne). Plusieurs avantages majeurs sont à porter au crédit de cette méthode :

- Les lignes de transmission sont aisées à réaliser sur des supports de type non-coaxial, sur substrat d'alumine par exemple.
- Les impédances caractéristiques de lignes peuvent être précisément déterminées à partir de leurs dimensions géométriques et des matériaux utilisés.
- Le système d'équations permettant la résolution des termes d'erreurs étant surdimensionné, certaines caractéristiques des standards n'ont pas besoin d'être connues (notamment pour l'impédance ou « Reflect »).

Ce dernier point est donc particulièrement intéressant, puisque la précision du calibrage est en partie décorrélée de la connaissance de certaines caractéristiques des standards.

Toutefois, la comparaison entre les calibrages de type SOLT et TRL reste difficile car elle nécessite l'utilisation de standards spécifiques, appelés standards de vérification, qui doivent être eux-mêmes parfaitement caractérisés. Néanmoins, on pourra considérer que la méthode SOLT permet d'obtenir une bonne précision pour les mesures inférieures à 10 GHz, alors que les méthodes de type TRL sont plus efficaces en très hautes fréquences, jusqu'à 110 GHz [Agil00].

Dans le cadre de la caractérisation hautes fréquences des TBH SiGe, la figure de mérite la plus importante que nous aurons à déterminer est la fréquence de transition f_T . En effet, celle-ci sera le point de départ de la détermination des paramètres AC du modèle compact utilisé. Cette valeur sera déterminée à partir d'une mesure du gain dynamique en

courant h_{21} à une fréquence égale à $f_T/10$ environ (ce point sera développé au paragraphe IV.5.2). En conséquence nous utiliserons la méthode de calibrage de type SOLT, pour des transistors ayant des fréquences de transition allant jusqu'à 100 GHz. Au-delà de cette limite, il sera préférable d'utiliser une méthode de type TRL.

IV.4.4 Méthodes d'épluchage ou « de-embedding »

Lors de mesures hautes fréquences sur plaquettes de silicium, le calibrage de l'analyseur vectoriel de réseaux permet de ramener le plan de référence au niveau des sondes hautes fréquences. Ainsi, les erreurs systématiques dues au système de mesure, aux tés de polarisation, aux câbles et interconnexions ainsi qu'aux sondes elles-mêmes sont corrigées. Toutefois, les plots de mesure et les lignes d'accès métalliques au dispositif sous test qui se trouvent sur le silicium, introduisent des erreurs significatives dont il convient de tenir compte. De plus, les dimensions des sondes hautes fréquences, et donc également celle des plots de mesures restent quasiment constantes, alors que les dimensions des transistors sont constamment réduites. Ceci a pour résultat d'augmenter proportionnellement les effets parasites. Ainsi, l'étape consistant à éliminer les effets de ces éléments parasites, appelée épluchage (ou « de-embedding ») devient donc de plus en plus critique.

Le mode opératoire utilisé pour l'épluchage des mesures hautes fréquences est identique à celui du calibrage des analyseurs vectoriels de réseaux. La méthode consiste à élaborer un modèle physique d'erreur associé à la structure de test utilisée, afin de déterminer un schéma équivalent des éléments parasites. La détermination des paramètres du schéma équivalent à partir de structures spécifiques permet ensuite de corriger les mesures. Nous nous contenterons de présenter dans nos travaux les méthodes les plus couramment utilisées : la méthode des paramètres Y et la méthode généralisée en 3 étapes également appelée « three-step de-embedding ».

a) Méthode des paramètres Y

Cette approche consiste à ne considérer que les capacités et conductances parallèles des plots et du substrat [Céli88]. La figure II-14 présente une structure de test hautes fréquences typique et le dispositif sous test associé, ainsi que le schéma équivalent des éléments parasites considérés.

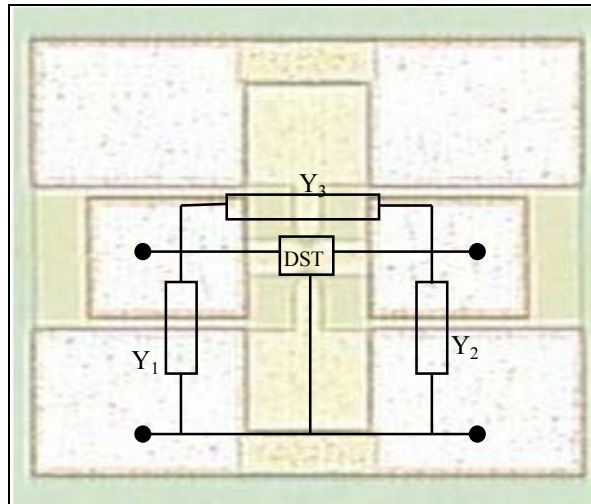


figure II-14 : Structure de test hautes fréquences et schéma équivalent pour la méthode d'épluchage des paramètres Y

Les éléments parasites associés aux métallisations (dus aux plots, lignes d'accès et substrat) peuvent être modélisés par un quadripôle en parallèle avec le dispositif sous test, comme indiqué figure II-15. L'utilisation des paramètres Y permet d'éliminer simplement les effets parasites des plots de mesure.

- Le quadripôle B modélise le dispositif sous test seul, nous noterons $[Y_{DST}]$ sa matrice Y.
- Le quadripôle C modélise les effets des conductances parallèles, et sa matrice Y sera notée $[Y_{OPEN}]$. Nous pourrions déterminer $[Y_{OPEN}]$ à partir de la mesure des paramètres S d'une structure de test spécifique (« OPEN »), identique à celle de la figure figure II-14 ou le dispositif sous test aura été remplacé par un circuit ouvert.
- Le quadripôle A modélise la structure de test complète : plots de mesure plus dispositif sous test. On notera $[Y_{mesuré}]$ sa matrice Y qui sera obtenue par conversion des paramètres S mesurés de la structure de test.

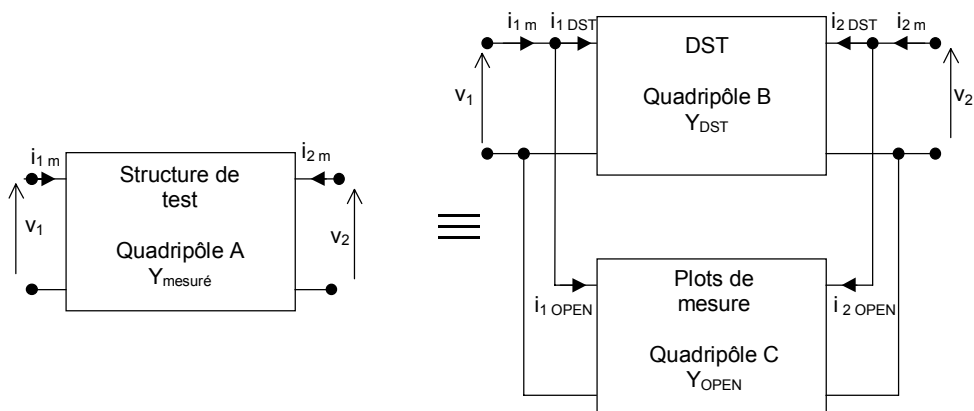


figure II-15 : quadripôles équivalents aux structures de test hautes fréquences

L'expression de $[Y_{\text{mesuré}}]$ en fonction $[Y_{\text{DST}}]$ et $[Y_{\text{OPEN}}]$ est immédiate :

$$[Y_{\text{mesuré}}] = [Y_{\text{DST}}] + [Y_{\text{OPEN}}] \quad (2.23)$$

On en déduit la matrice $[Y_{\text{DST}}]$ du dispositif sous test corrigée des effets parasites :

$$[Y_{\text{DST}}] = [Y_{\text{mesuré}}] - [Y_{\text{OPEN}}] \quad (2.24)$$

Nous pouvons remarquer de plus, que les conductances parasites Y_1 , Y_2 et Y_3 de la figure II-14 peuvent être reliées simplement à $[Y_{\text{OPEN}}]$ par la relation :

$$[Y_{\text{OPEN}}] = \begin{pmatrix} Y_1 + Y_3 & -Y_3 \\ -Y_3 & Y_2 + Y_3 \end{pmatrix} \quad (2.25)$$

b) Méthode d'épluchage généralisée

Cette approche considère cette fois, les conductances parallèles des plots de mesure et du substrat, mais aussi les impédances séries dues aux lignes d'accès métalliques [Cho 91]. Le schéma équivalent utilisé pour la méthode d'épluchage généralisée est présenté figure II-16.

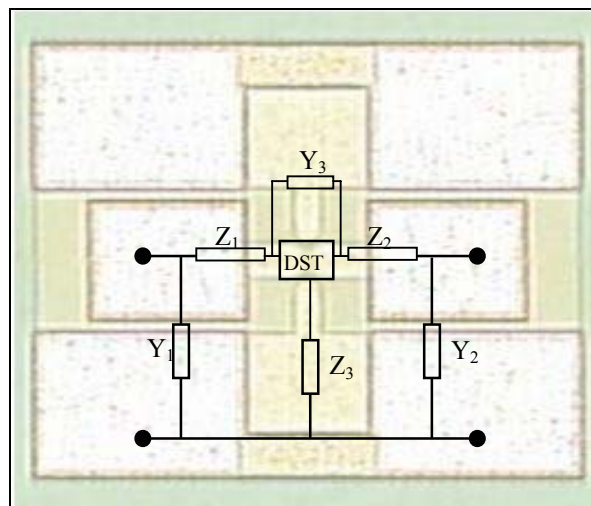


figure II-16 : Structure de test hautes fréquences et schéma équivalent pour la méthode d'épluchage généralisée

La détermination des conductances et impédances parasites nécessitera cette fois la mesure de quatre structures de test spécifiques présentées figure II-17 : « Open », « Thru », « Short1 » et « Short2 ». L'épluchage proprement dit sera réalisé en trois étapes :

- Soustraction des effets dus aux conductances parallèles Y_1 et Y_2 .
- Soustraction des effets dus aux impédances séries Z_1 , Z_2 et Z_3 .
- Soustraction des effets dus à la conductance Y_3 .

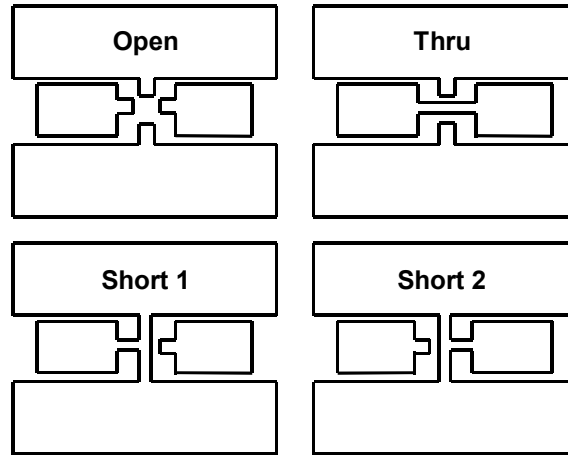


figure II-17 : Structures spécifiques pour l'épluchage généralisé

La résolution de (2.25) donne :

$$\begin{aligned}
 Y_1 &= Y_{11 \text{ OPEN}} + Y_{12 \text{ OPEN}} \\
 Y_2 &= Y_{22 \text{ OPEN}} + Y_{12 \text{ OPEN}} \\
 Y_3 &= -Y_{12 \text{ OPEN}}
 \end{aligned}
 \tag{2.26}$$

D'où les paramètres Y du dispositif sous test après la première étape $[Y_{\text{DST}}]_{(1)}$:

$$[Y_{\text{DST}}]_{(1)} = \begin{pmatrix} Y_{11 \text{ mesuré}} - Y_1 & Y_{12} \\ Y_{21} & Y_{22 \text{ mesuré}} - Y_2 \end{pmatrix}
 \tag{2.27}$$

La seconde étape nécessite la détermination des impédances Z_1 , Z_2 et Z_3 . Pour ce faire, les paramètres Y des structures « Thru », « Short1 » et « Short2 » sont utilisés après avoir été corrigés des effets des conductances parallèles Y_1 et Y_2 (nous les noterons respectivement $[Y_{\text{Thru}}]_{(1)}$, $[Y_{\text{Short1}}]_{(1)}$ et $[Y_{\text{Short2}}]_{(1)}$). On obtient alors, en considérant les simplifications apportées par les structures considérées [Cho 91] :

$$\begin{aligned}
 Z_1 &= \frac{1/Y_{12 \text{ Thru}(1)} + 1/Y_{11 \text{ Short1}(1)} - 1/Y_{22 \text{ Short2}(1)}}{2} \\
 Z_2 &= \frac{1/Y_{12 \text{ Thru}(1)} - 1/Y_{11 \text{ Short1}(1)} + 1/Y_{22 \text{ Short2}(1)}}{2} \\
 Z_3 &= -\frac{1/Y_{12 \text{ Thru}(1)} + 1/Y_{11 \text{ Short1}(1)} + 1/Y_{22 \text{ Short2}(1)}}{2}
 \end{aligned}
 \tag{2.28}$$

Nous obtenons la matrice Z du DST après la deuxième étape $[Z_{\text{DST}}]_{(2)}$ à partir $[Z_{\text{DST}}]_{(1)}$ qui est la matrice obtenue à partir de la transformation des paramètres Y en paramètres Z de $[Y_{\text{DST}}]_{(1)}$:

$$[Z_{\text{DST}}]_{(2)} = \begin{pmatrix} Z_{11 \text{ DST } (1)} - Z_1 - Z_3 & Z_{12 \text{ DST } (1)} - Z_3 \\ Z_{21 \text{ DST } (1)} - Z_3 & Z_{22 \text{ DST } (1)} - Z_2 - Z_3 \end{pmatrix} \quad (2.29)$$

La transformation de la matrice $[Z_{\text{DST}}]_{(2)}$ en paramètres Y est appelée $[Y_{\text{DST}}]_{(2)}$. La troisième étape consiste alors à corriger $[Y_{\text{DST}}]_{(2)}$ de la conductance Y_3 , et permet d'obtenir $[Y_{\text{DST}}]_{(3)}$:

$$[Y_{\text{DST}}]_{(3)} = \begin{pmatrix} Y_{11 \text{ DST } (2)} - Y_3 & Y_{12 \text{ DST } (2)} + Z_3 \\ Y_{21 \text{ DST } (2)} + Y_3 & Y_{22 \text{ DST } (2)} - Y_3 \end{pmatrix} \quad (2.30)$$

c) Influence de l'épluchage sur la mesure de la fréquence de transition

Pour des fréquences inférieures à 10 GHz, la méthode des paramètres Y et la méthode généralisée sont équivalentes. Au-delà de cette limite la méthode généralisée apporte une plus grande précision. La différence entre les deux méthodes reste toutefois limitée lorsque les structures de test sont bien adaptées aux hautes fréquences. Cependant, l'utilisation d'une méthode d'élimination des parasites a pour condition sine qua non la présence des structures de test nécessaires à sa mise en œuvre sur la plaquette à mesurer. En règle générale, les plaquettes dont nous disposons possèdent les structures de test adaptées à la méthode des paramètres Y , cette méthode est donc utilisée comme méthode standard de « de-embedding »

A titre d'exemple, la figure II-18 présente la fréquence de transition d'un TBH SiGe de $0.8 \times 6.4 \mu\text{m}^2$ de surface d'émetteur, déterminée à partir de paramètres S avant et après épluchage à l'aide de la méthode des paramètres Y . Nous pouvons noter, une différence de la valeur maximale de la fréquence de transition de l'ordre de 30% avant et après épluchage des effets parasites, ce qui souligne l'importance de cette étape.

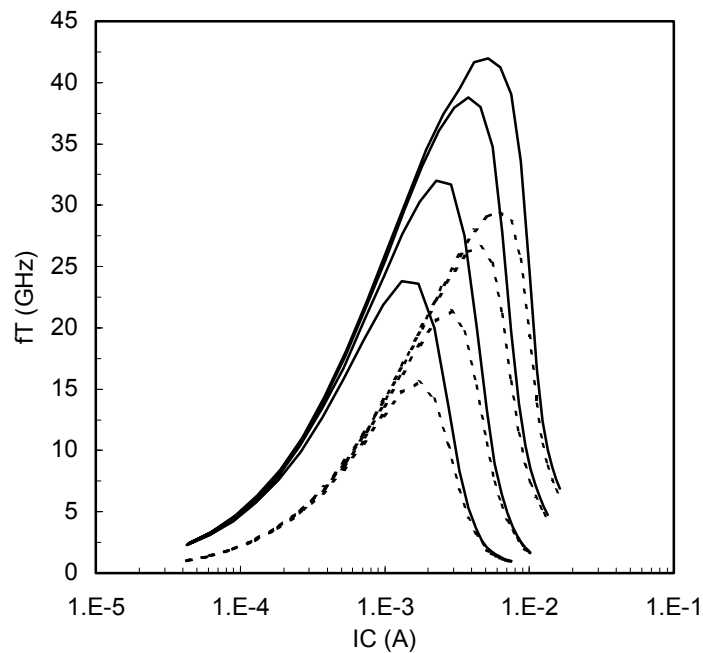


figure II-18 : Fréquence de transition d'un TBH SiGe. _____ après épluchage, ----- avant épluchage

IV.5 Détermination de la fréquence de transition des TBH SiGe

La caractérisation des transistors bipolaires hautes fréquences nécessite la détermination de figures de mérite communément utilisées lors de la conception de circuits intégrés. Ainsi, la fréquence de transition f_T et la fréquence maximale d'oscillation f_{max} apportent des indications précises sur les performances d'un dispositif donné. Toutefois, la fréquence de transition nécessite un traitement particulier, car la détermination des principaux paramètres AC des modèles compacts en découle.

IV.5.1 Définition de la fréquence de transition

La fréquence de transition d'un transistor bipolaire est définie comme la fréquence à laquelle le module du gain en courant h_{21} du dispositif devient unitaire. La figure II-19 présente l'allure typique du module et de la phase de h_{21} en fonction de la fréquence. Malgré la définition précise de la fréquence de transition, il est plus judicieux d'utiliser une définition plus cohérente avec les modèles compacts. En négligeant l'influence du deuxième pôle en hautes fréquences, nous pouvons considérer que h_{21} a une réponse du premier ordre et que son module suit une loi de décroissance à -20 dB par décade. La fréquence de transition est alors la fréquence pour laquelle l'asymptote à -20 dB par décade coupe l'axe des abscisses (0 dB). L'influence du deuxième pôle est prise en compte dans le modèle électrique uniquement pour

la phase, par l'intermédiaire d'un modèle d'excès de phase. L'influence du deuxième pôle sur le module de h_{21} est considérée comme négligeable aux fréquences d'utilisation du dispositif. L'intérêt de cette démarche est d'extraire la fréquence de transition en considérant un comportement du premier ordre pour le transistor comme c'est le cas pour les modèles compact, ceci nous permet d'utiliser une définition cohérente le modèle.

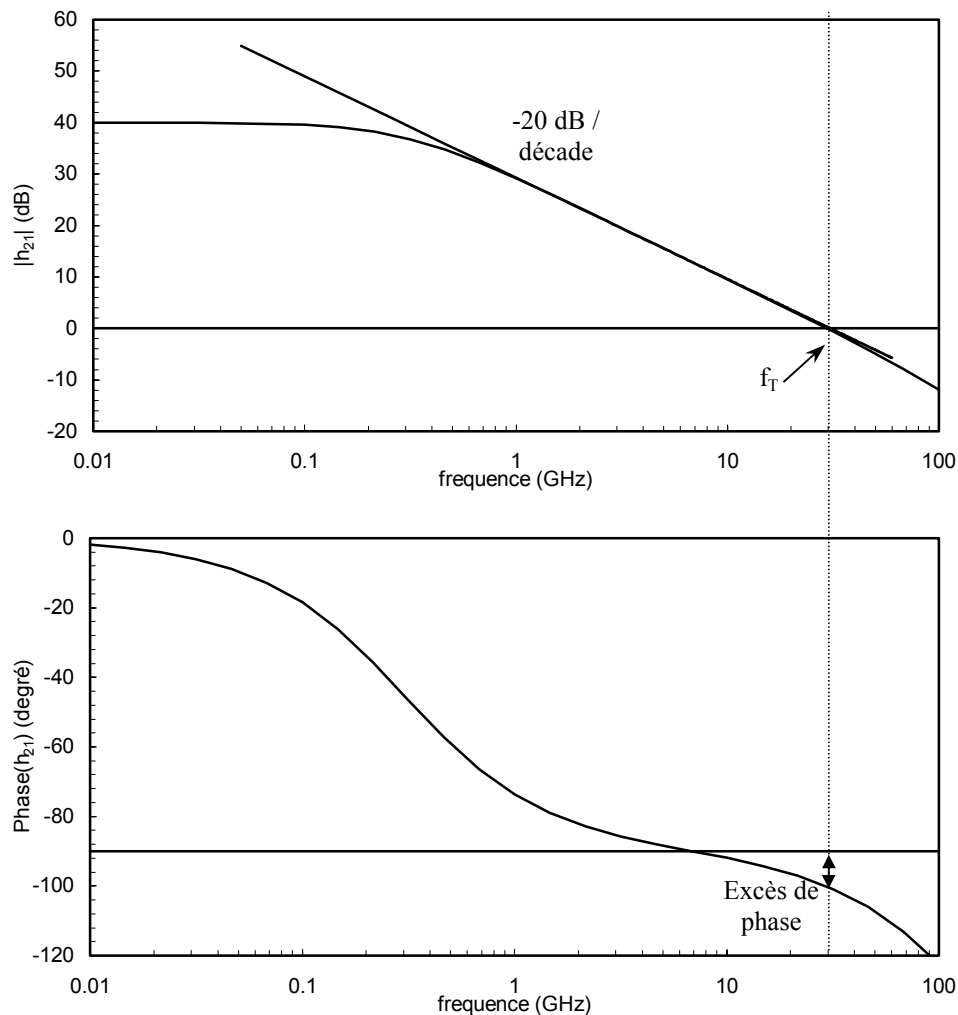


figure II-19 : Module et phase du gain en courant h_{21} d'un transistor bipolaire en fonction de la fréquence

IV.5.2 Comparaison des méthodes de détermination de la fréquence de transition

Diverses méthodes existent pour la détermination de la fréquence de transition. Nous avons étudié en premier lieu des méthodes pour lesquelles les fréquences de mesures du gain h_{21} sont restreintes à un domaine pour lequel, le module de h_{21} est très proche de son asymptote à -20 dB par décade. Il est alors possible de déterminer la fréquence de transition soit par détermination de l'asymptote, soit en utilisant le produit gain bande passante.

Afin d'affiner les critères de sélection pour ces deux méthodes, nous devons comparer l'erreur théorique maximale relative commise lors de la détermination de la fréquence de transition, pour la méthode du produit gain bande passante et pour la méthode par détermination de l'asymptote.

a) Incertitude pour la méthode du produit gain bande passante

Soit g_1 une mesure de G_1 , module de h_{21} à la fréquence f_1 , f_T est alors déterminée par la relation :

$$f_T = g_1 f_1 \quad (2.31)$$

$$\text{avec } g_1 = G_1 \pm \Delta g_1$$

Le principe de fonctionnement de l'analyseur vectoriel de réseaux assure une très grande précision sur la fréquence synthétisée, du fait des verrouillages de phase effectués à chaque point de mesure et des comparaisons aux fréquences de référence d'oscillateurs à quartz. Il est donc légitime de considérer une incertitude négligeable sur la détermination de la fréquence de mesure. L'équation (2.31) nous permet alors d'obtenir l'incertitude relative sur f_T :

$$\frac{\Delta f_T}{f_T} = \frac{\Delta g_1}{g_1} \quad (2.32)$$

b) Incertitude pour la méthode par détermination de l'asymptote

En considérant le diagramme de Bode du gain, l'équation de l'asymptote du module de h_{21} à -20 dB par décade peut être explicitée en fonction de deux mesures du gain g_1 et g_2 :

$$y = 20 \log(g_1) + \frac{20 \log(g_2) - 20 \log(g_1)}{\log(f_2) - \log(f_1)} (\log(f) - \log(f_1)) \quad (2.33)$$

$$\text{avec } g_1 = G_1 \pm \Delta g_1 \text{ et } g_2 = G_2 \pm \Delta g_2$$

Dans ce cas, la résolution de $y(f_T) = 0$ permet de déterminer l'expression de f_T :

$$\log(f_T) = -\log(g_1) \frac{\log(f_2) - \log(f_1)}{\log(g_2) - \log(g_1)} + \log(f_1) \quad (2.34)$$

Le changement de variable $f' = f - f_1$ nous permet de simplifier les calculs. On définit alors :

$$\begin{aligned} f'_T &= f_T - f_1 \\ f'_2 &= f_2 - f_1 \\ f'_1 &= 0 \end{aligned} \quad (2.35)$$

L'incertitude relative sur f'_T , en considérant une incertitude négligeable sur f'_1 et f'_2 , est alors donnée par :

$$\frac{\Delta f'_T}{f'_T} = \left(\frac{\Delta g_1}{g_1 \ln g_1} + \frac{\Delta g_1}{g_1} \frac{1}{\ln g_2 - \ln g_1} + \frac{\Delta g_2}{g_2} \frac{1}{\ln g_2 - \ln g_1} \right) \ln(f'_T) \quad (2.36)$$

Finalement l'incertitude sur f_T est donnée par :

$$\frac{\Delta f_T}{f_T} = \left(\frac{\Delta g_1}{g_1 \ln g_1} + \frac{\Delta g_1}{g_1} \frac{1}{\ln g_2 - \ln g_1} + \frac{\Delta g_2}{g_2} \frac{1}{\ln g_2 - \ln g_1} \right) (\ln(f_T) - \ln(f_1)) \quad (2.37)$$

Le domaine de fréquence pour lequel le module de h_{21} est effectivement assimilable à son asymptote étant relativement réduit (moins d'une décade en général), l'incertitude relative pour cette méthode déterminée par la relation (2.37) est supérieure à celle obtenue par la méthode du produit gain bande passante, relation (2.32).

Afin d'illustrer ce résultat nous pouvons calculer l'incertitude des deux méthodes pour un cas typique :

Soit $\Delta g/g = 0.01$, $f_T = 30$ GHz, $g_1 = 10$ (20 dB), $g_2 = 3.16$ (10 dB) et $f_1 = 3$ GHz. D'après (2.32) et (2.36), l'incertitude pour la méthode du produit gain bande passante est de 0.01 et celle pour la méthode par détermination de l'asymptote est de 0.05 soit une erreur 5 fois supérieure. Une explication simple de ce phénomène est que l'erreur commise sur la pente de l'asymptote est reportée exponentiellement sur la fréquence de transition.

Le principe de ces deux méthodes peut être étendu par l'utilisation d'une régression linéaire ou logarithmique. Toutefois, dans le but de conserver la plus grande cohérence possible avec les modèles compacts, lors de la comparaison entre f_T mesurée et f_T simulée, la même méthode d'extraction de la fréquence de transition doit être utilisée dans les deux cas. Ceci implique, pour extraire la fréquence de transition simulée, si les méthodes par régression sont choisies, l'utilisation d'un grand nombre de points de fréquence pour chaque polarisation, et par conséquent un grand nombre de simulation des paramètres S. Cette démarche peut entraîner des temps de simulation inadmissibles dans le cadre d'un travail de

modélisation quotidien. Dans cette perspective, nous n'appliquerons pas de régression linéaire ou logarithmique à ces deux méthodes.

c) Choix de la fréquence d'extraction

La méthode d'extraction de la fréquence de transition basée sur le produit gain bande passante est donc plus efficace du point de vue des incertitudes de mesures. Toutefois, il convient de s'assurer que le module du gain dynamique h_{21} est suffisamment proche de son asymptote à -20 à dB par décade à la fréquence de mesure f_1 considérée. La fréquence de transition d'un transistor donné pouvant varier dans des proportions très importantes selon le point de polarisation, et la fréquence f_1 étant fixe, cette condition sera plus ou moins respectée. Néanmoins, la fréquence de transition simulée étant extraite selon la même procédure et dans les mêmes conditions, la comparaison sera cohérente. Nous pouvons dès lors fixer f_1 à une valeur proche de $f_{T\max}/10$, qui présente plusieurs intérêts pratiques :

- A cette fréquence relativement faible l'influence du second pôle hautes fréquences peut être négligée.
- $f_{T\max}/10$ peut être mesurée pour une technologie donnée, ce qui permet d'utiliser la même fréquence de mesure f_1 pour tous les transistors de cette technologie.
- A cette fréquence l'écart entre $|h_{21}|$ et son asymptote est faible, en effet nous pouvons étudier l'erreur commise due à cet écart :

En considérant une réponse du premier ordre pour h_{21} nous obtenons :

$$h_{21} = \frac{\beta_0}{1 + j \frac{\beta_0 f}{f_T}} \quad (2.38)$$

Pour un gain statique typique de 100, une mesure g_1 de $|h_{21}|$ à $f_T/10$ nous donne $g_1=9.9503$ et donc une fréquence de transition mesurée $f_{Tm}=0.995 f_T$ par la méthode du produit gain bande passante. L'erreur commise sur f_T est donc de 0.5%, ce qui est parfaitement acceptable.

- Pour des fréquences de transition inférieures à 100 GHz, la fréquence $f_{T\max}/10$ nous permet d'utiliser dans le domaine de fréquences où le calibrage de l'analyseur vectoriel de réseaux de type SOLT et le « de-embedding » par la méthode des paramètres Y est suffisamment précis.

d) Autres méthodes

Nous citerons également parmi les techniques existantes, trois méthodes pour lesquelles aucune restriction sur les fréquences de mesures ne sont formulées : la méthode de linéarisation du gain dynamique en courant [Carb96], la méthode par régression circulaire [Vand87] et la méthode par optimisation d'un modèle à deux pôles [Carb96]. La précision des deux premières méthodes est particulièrement affectée par les points de mesures en basses fréquences, qui comportent généralement une grande marge d'erreur. La méthode d'optimisation d'un modèle à deux pôles est quant à elle incohérente avec la définition de la fréquence de transition exposée au paragraphe précédent. Ces méthodes, bien qu'attractives au premier abord ne sont donc pas utilisables pour la détermination de la fréquence de transition.

V Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre les équipements de mesure sous pointes dont nous disposons au laboratoire IXL ainsi que les divers appareils de mesures que nous utilisons. Le principe des mesures sous pointes, statiques et dynamiques a été abordé, et nous avons présenté les problèmes de mesures les plus fréquemment rencontrés, résistances de contact non idéales et oscillations, ainsi que les solutions apportées.

Les principes de l'étude des quadripôles ont alors été rappelés, et les matrices Y , H , Z et S ont été définies. Le principe de fonctionnement des analyseurs vectoriels de réseaux a été détaillé, et ceci afin de permettre une meilleure compréhension des principes de correction des erreurs de mesure utilisés sur ces appareils. Nous avons ensuite présenté les méthodes de calibrage des analyseurs de réseaux et les méthodes d'épluchage des éléments parasites des mesures hautes fréquences, et déterminé les méthodes optimales à utiliser pour la suite de nos travaux. De plus, une étude a été menée dans le but de déterminer le niveau de puissance maximal de la source hautes fréquences que nous devons imposer afin de limiter les erreurs dues aux non-linéarités des dispositifs bipolaires. Enfin nous avons étudié une méthode d'extraction de la fréquence de transition à partir d'un seul point de mesure. Cette méthode permet de réduire les temps de simulation de la fréquence de transition lors de la comparaison entre valeur simulée et valeur mesurée. Celle-ci réalise de plus un excellent compromis entre simplicité de mise en œuvre, précision et diminution des temps de mesure et de calcul.

CHAPITRE III : Etude des modèles compacts de transistors bipolaires

I Introduction

Le but principal d'un modèle compact est de permettre la 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. La grande difficulté associée à la modélisation électrique des transistors bipolaires réside dans leur fonctionnement tridimensionnel (contrairement aux transistors MOS qui peuvent être considérés comme des composants de surface), ce qui rend difficile la prise en compte des effets physiques associés. Jusqu'à une période récente, le modèle de transistor bipolaire de Gummel et Poon a parfaitement rempli cette fonction. Cependant, aujourd'hui, de sérieuses déficiences rendent l'utilisation de ce modèle impossible pour les technologies bipolaires les plus avancées, et notamment pour les transistors bipolaires à hétérojonction SiGe. Ainsi, de nouveaux modèles tels que VBIC[McAn95], MEXTRAM [Kloo96] et HICUM [Schr01] ont fait leur apparition. Ceux-ci, au prix d'une complexité accrue, apportent un degré de précision supérieur qu'il convient de quantifier. Nous nous sommes appliqués dans ces travaux à déterminer quel modèle est le plus apte à assurer la modélisation des TBH SiGe, c'est à dire d'assurer le degré de précision nécessaire et de modéliser les phénomènes physiques qui doivent être pris en compte sans toutefois sacrifier ni la robustesse, ni la rapidité.

Il convient donc avant de commencer cette étude, de fixer clairement les objectifs qu'un modèle compact doit atteindre. Comment définir la liste des effets physiques que le modèle doit décrire ? Il convient pour cela de garder à l'esprit ce qu'est avant tout un modèle compact : c'est l'élément principal auquel peut se fier le concepteur de circuit. Ainsi le

modèle doit apporter une description précise des phénomènes physiques susceptibles d'affecter le comportement d'un circuit dans les zones de fonctionnement « utiles » du transistor et une description succincte au minimum des effets physiques qui marquent l'entrée du composant dans une zone de fonctionnement marginale.

Un autre aspect de la définition des objectifs d'un modèle compact concerne la précision. Il peut paraître à priori contradictoire de développer un modèle plus complexe que le modèle Gummel-Poon pour ne gagner qu'un faible pourcentage de précision, alors que certaines caractéristiques d'un transistor peuvent varier typiquement avec les fluctuations du procédé de fabrication. Cette recherche de précision est toutefois justifiée par la nécessité de confirmer la validité des expressions analytiques utilisées dans un modèle et de valider dans un premier temps son aptitude à décrire les phénomènes physiques mis en jeu. Les variations de ces caractéristiques dues aux fluctuations des procédés de fabrication peuvent être prises en compte dans un deuxième temps, par l'intermédiaire de jeux de paramètres statistiques.

Dans ce chapitre, nous allons présenter brièvement les principaux modèles compacts de transistors bipolaires. Nous tenterons ensuite de déterminer à priori quel modèle est susceptible d'être utilisé pour la modélisation des transistors bipolaires à hétérojonction SiGe. Le modèle Gummel-Poon, en tant que modèle standard dans l'industrie servira de référence pour l'étude des performances des autres modèles. En particulier, nous montrerons les avantages du modèle Hicum (qui est le modèle que nous avons retenu pour nos travaux), tant sur le plan de la précision, que sur celui de la méthodologie de modélisation ou de l'extraction des paramètres.

II Les modèles compacts

II.1 Le modèle Gummel-Poon

Le modèle Gummel-Poon [Gumm70] [Gumm70-b] [Getr78] [Meta92] est encore aujourd'hui le standard dans les simulateurs commerciaux pour les transistors bipolaires. Bien que son nom face référence à une version unique de ce modèle telle qu'elle a été implémentée dans le simulateur SPICE2G6 de l'université de Berkeley, de nombreuses versions existent dans les simulateurs commerciaux. La figure III-1 présente le circuit équivalent grand signal de la version du modèle Gummel-Poon implémentée dans le simulateur HSPICE.

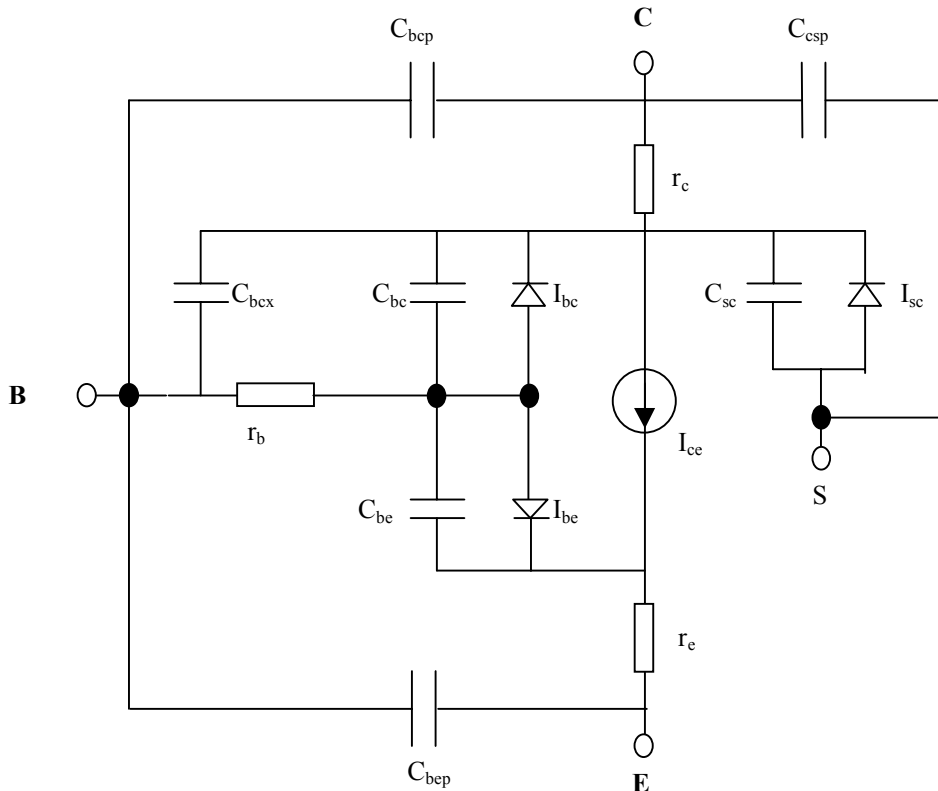


figure III-1 : Schéma électrique équivalent grand signal du modèle Gummel-Poon

Le modèle Gummel-Poon est basé sur une implémentation simplifiée de l'intégrale de contrôle de charge. Cette implémentation ainsi que le modèle empirique du temps de transit sont à l'origine de la plupart des imprécisions du modèle Gummel-Poon. Ses principaux inconvénients sont les suivants [Gamb92] :

- L'effet Early est mal décrit du fait des équations simplifiées de la charge dans la base Q_B . La conductance de sortie est donc mal modélisée.
- Les effets de forts courants (Effet Kirk) ne sont pas correctement décrits.
- La quasi-saturation n'est pas prise en compte.
- Le schéma équivalent est simplifié de sorte que les effets bidimensionnels ne sont pas pris en compte correctement.
- Aucun modèle de claquage des jonctions n'est présent.
- La description du transistor pnp parasite est inexistante.
- Le modèle empirique du temps de transit ne permet pas de tenir compte de l'effet Kirk sur la fréquence de transition et la dépendance en fonction du courant et des tensions est mal modélisée.
- Aucun modèle d'auto-échauffement n'est implanté.

Malgré ces déficiences nombreuses, il faut mettre au crédit du modèle Gummel-Poon plusieurs avantages. C'est un modèle simple et robuste du point de vue de la convergence des simulations, il est de plus disponible dans de très nombreux simulateurs. Les méthodologies d'extraction des paramètres sont bien définies et connues, ce qui rend l'étape d'extraction des paramètres relativement simple. Ceci est un point particulièrement important dans la mesure où l'extraction des paramètres d'un modèle demande un travail souvent sous estimé.

II.2 Le modèle MEXTRAM

Le modèle MEXTRAM [Kloo96] [Kloo96-b] [Graa95] est un modèle de transistor bipolaire développé par la société Philips, qui est dans le domaine public depuis 1994. La figure III-2 présente le schéma équivalent grand signal du modèle. Nous pouvons remarquer que ce schéma équivalent est beaucoup plus complexe que celui du modèle Gummel-Poon.

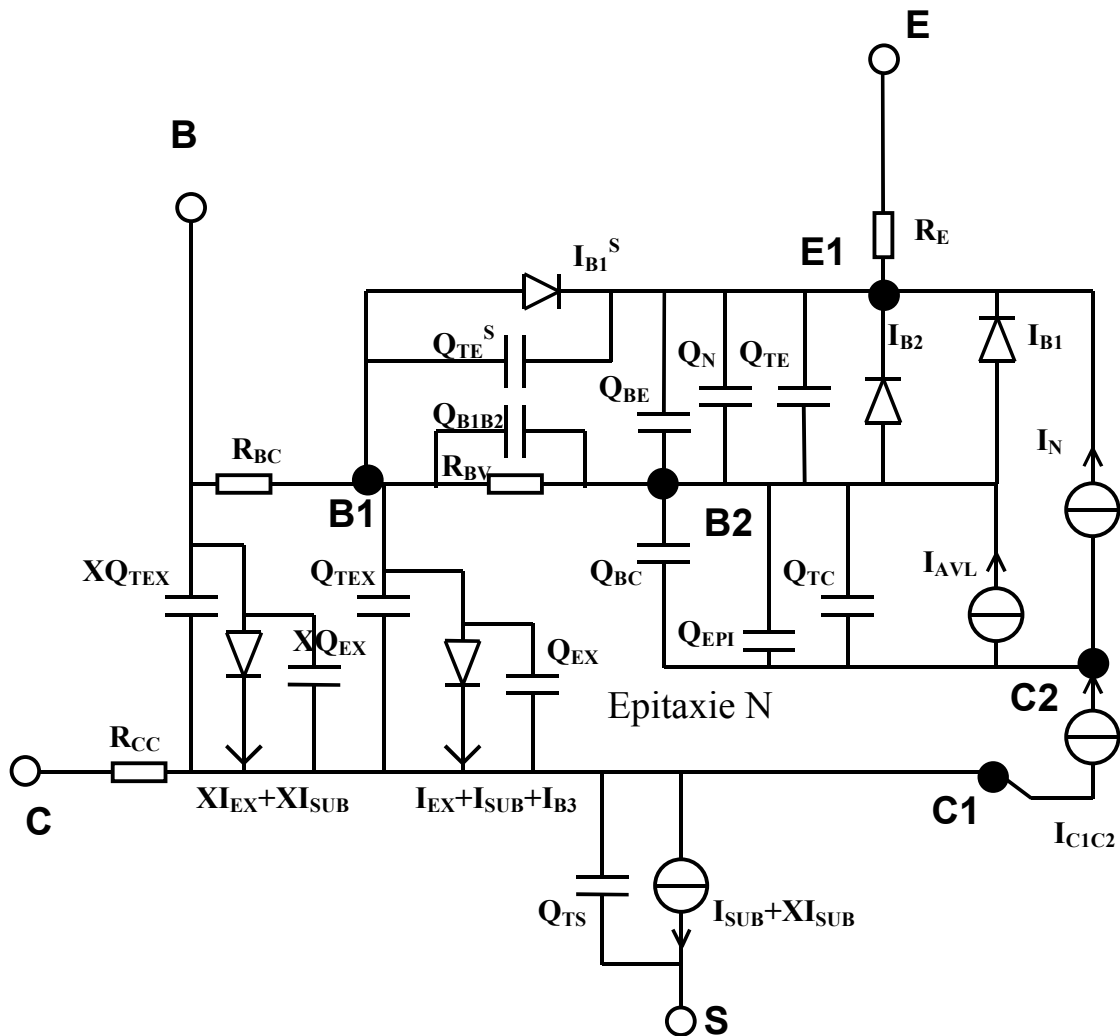


figure III-2 : Schéma équivalent grand signal du modèle MEXTRAM

Le modèle MEXTRAM comporte un certain nombre d'améliorations par rapport au modèle Gummel-Poon :

- La modélisation de l'effet Early est correcte et est basée sur le calcul des charges de déplétion à partir des capacités.
- Le schéma équivalent distribué permet de prendre en compte les effets bidimensionnels.
- Un modèle d'avalanche permet de prendre en compte le claquage de la jonction base-collecteur.
- Un modèle dérivé de celui de Kull [Kull85] est utilisé pour le collecteur épitaxial. Celui-ci permet la modélisation de la quasi-saturation.
- Le modèle est basé sur la physique des composants, et modélise les charges dans le transistor.

Ce modèle souffre néanmoins de plusieurs inconvénients majeurs.

Tout d'abord, sa complexité rend difficile la compréhension de la philosophie globale du modèle, de sorte qu'à ce jour les procédures d'extraction des paramètres existantes (définies par le concepteur du modèle) sont essentiellement basées sur l'optimisation de groupes de paramètres [Kloo96-b], alors que des procédures d'extraction directes seraient préférables.

De plus, ce modèle est basé sur la formulation de l'intégrale de contrôle de charge telle qu'elle a été définie par Gummel [Gumm70-b], ce qui signifie dans ce cas, que l'intégration n'est réalisée que sur la base neutre. Suite à la discussion du paragraphe III.4.1, cela signifie que la tension au niveau de la zone de transition base-collecteur du côté du collecteur doit être connue ; un modèle pour la résistance de collecteur épitaxial est donc nécessaire. Ce type de stratégie est complexe et donne généralement de mauvais résultats en présence de l'effet Kirk.

Finalement, au moment où nous avons commencé ces travaux, seule la version 503 du modèle MEXTRAM était disponible dans les simulateurs commerciaux, celle-ci n'étant pas basée sur l'intégrale de contrôle de charge généralisée, elle était par conséquent peu apte à priori, à modéliser les TBH SiGe. Le modèle MEXTRAM n'a donc pas fait l'objet d'une étude approfondie dans nos travaux.

II.3 Le modèle VBIC

Le modèle VBIC [McAn95] [McAn96] [Najm96] est le résultat de la volonté de créer un nouveau standard pour les modèles de transistors bipolaires. Le schéma équivalent grand signal du modèle est présenté figure III-3. L'idée directrice pour la réalisation de ce modèle

était la compatibilité avec le modèle Gummel-Poon, de sorte que VBIC est la somme de toutes les améliorations apportées au modèle Gummel-Poon depuis sa création. Les principales avancées du modèle VBIC sont les suivantes :

- Le modèle est basé sur la formulation de l'intégrale de contrôle de charge de Gummel [Gumm70-b].
- L'effet Early est correctement modélisé par l'intermédiaire de tensions d'Early et des capacités normalisées.
- Le schéma équivalent permet la prise en compte des effets bidimensionnels.
- Un modèle d'avalanche est inclus.
- La quasi-saturation est décrite à l'aide d'un modèle dérivé de celui de Kull [Kull85].
- L'auto-échauffement et l'excès de phase sont traités par l'intermédiaire de réseaux de composants fictifs.
- Le transistor pnp parasite est pris en compte par l'intermédiaire d'un modèle complexe.

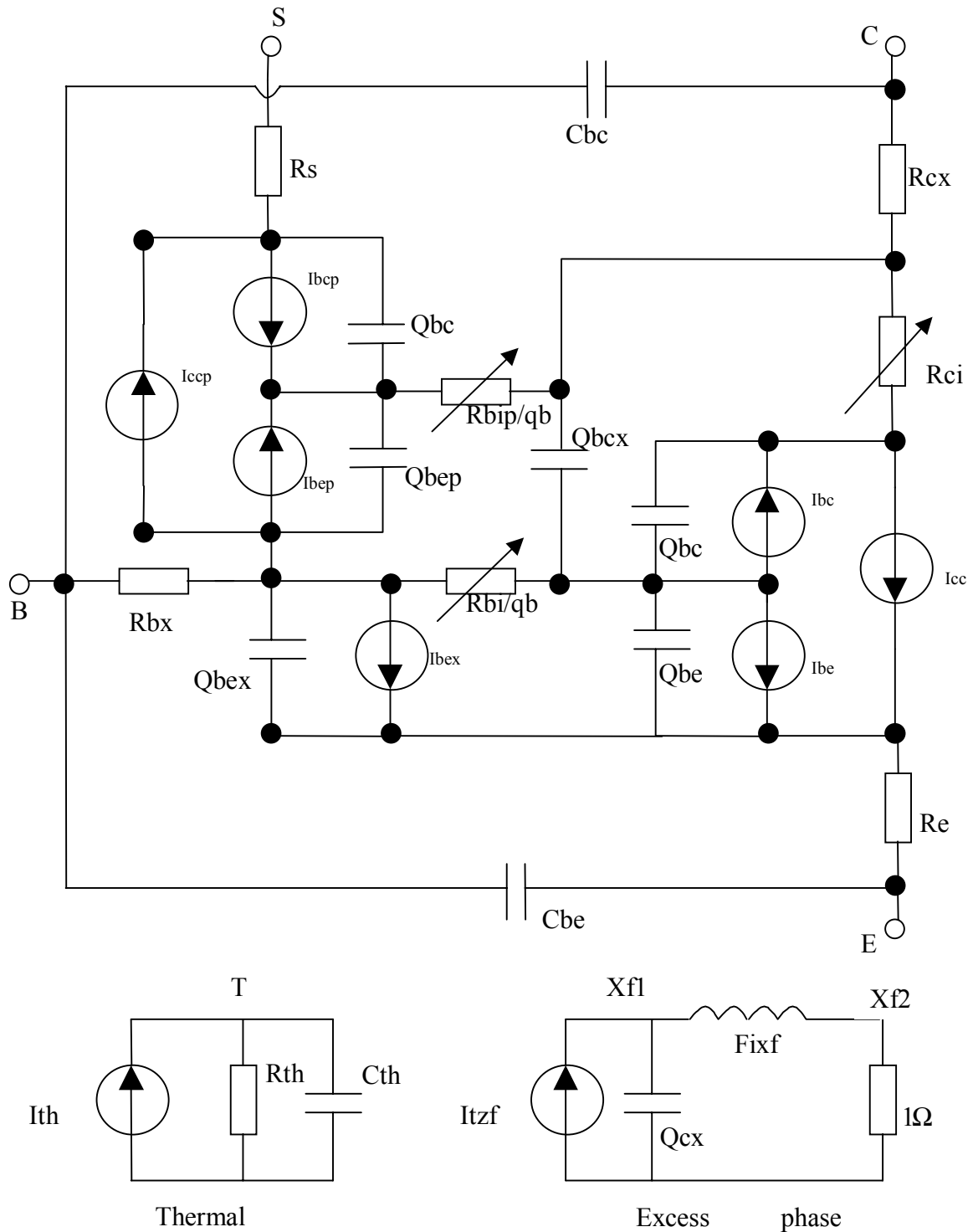


figure III-3 : Schéma équivalent grand signal du modèle VBIC

Très soutenu par le monde industriel au moment de sa création, l'engouement pour le modèle VBIC s'est très vite essoufflé. En effet, si le modèle VBIC a séduit par la facilité avec laquelle il était possible d'extraire ses paramètres et la possibilité de réutiliser les méthodologies du modèle Gummel-Poon, il s'est très vite avéré qu'il n'apportait aucune avancée significative dans la modélisation du comportement en hautes fréquences des

transistors. Le modèle du temps de transit dans VBIC est quasi-identique à celui utilisé pour le modèle Gummel-Poon, ce qui est particulièrement pénalisant.

Il faut ajouter à cela que le modèle utilisé pour le collecteur épitaxial (dérivé du modèle de Kull) n'est plus valide lorsque le transistor est sujet à l'effet Kirk, puisque celui-ci suppose une épitaxie électriquement neutre. Nous avons de plus constaté, au cours de nos travaux, un manque de robustesse du modèle VBIC sur le plan de la convergence.

L'ensemble de ces critères fait que le modèle VBIC n'est pas un très bon candidat pour la modélisation des TBH SiGe.

II.4 Le modèle Hicum

Le schéma équivalent du modèle est présenté figure III-4. Le modèle Hicum [Schr01] est le résultat d'un concept différent de celui utilisé pour les autres modèles. Il est basé sur l'intégrale de contrôle de charge généralisée telle qu'elle est énoncée par l'équation (1.167), ce qui signifie que les charges sont intégrées sur tout le transistor (et non pas sur la base neutre). Les tensions des terminaux sont alors correctement définies, et en particulier la tension du collecteur intrinsèque est définie comme la tension à la limite de la zone épitaxiale et de la couche enterrée. La résistance de collecteur épitaxiale n'a donc pas besoin d'un modèle spécifique, et les mécanismes qui ont lieu dans l'épitaxie sont pris en compte naturellement dans l'intégrale de contrôle de charge, pourvu que les charges dans le collecteur soient correctement modélisées. Ceci se fait par l'intermédiaire du temps de transit qui est une quantité indirectement mesurable via la fréquence de transition. Un modèle spécifique du temps de transit est alors utilisé, qui permet de prendre en compte ses variations en fonction des tensions appliquées et du courant. Le modèle Hicum réunit donc l'avantage d'être consistant du point de vue de la modélisation des charges (via l'intégrale de contrôle de charge généralisée) et de présenter une formulation qui se prête à une méthodologie d'extraction directe de ses paramètres.

Les principales améliorations du modèle Hicum par rapport au modèle Gummel sont les suivantes :

- L'effet Early est correctement modélisé.
- Les effets de forts courants, y compris l'effet Kirk, sont pris en compte dans le comportement en statique et en dynamique.
- La dépendance du temps de transit en fonction du courant et des tensions est décrite par un modèle semi-physique

- Le claquage des jonctions base-émetteur et base-collecteur est pris en compte à l'aide d'un modèle d'effet tunnel et d'avalanche respectivement.
- La pondération des charges nécessaire dans le cas des TBH est pris en compte via l'intégrale de contrôle de charge généralisée.
- Un modèle d'auto-échauffement est inclus.
- L'excès de phase est modélisé.
- Le modèle est conçu pour permettre le calcul de la variation des paramètres en fonction de la géométrie du transistor (« scaling »).
- Les effets bidimensionnels et tridimensionnels sont inclus, y compris pour la résistance de base.
- Les effets parasites dus au substrat sont pris en compte.

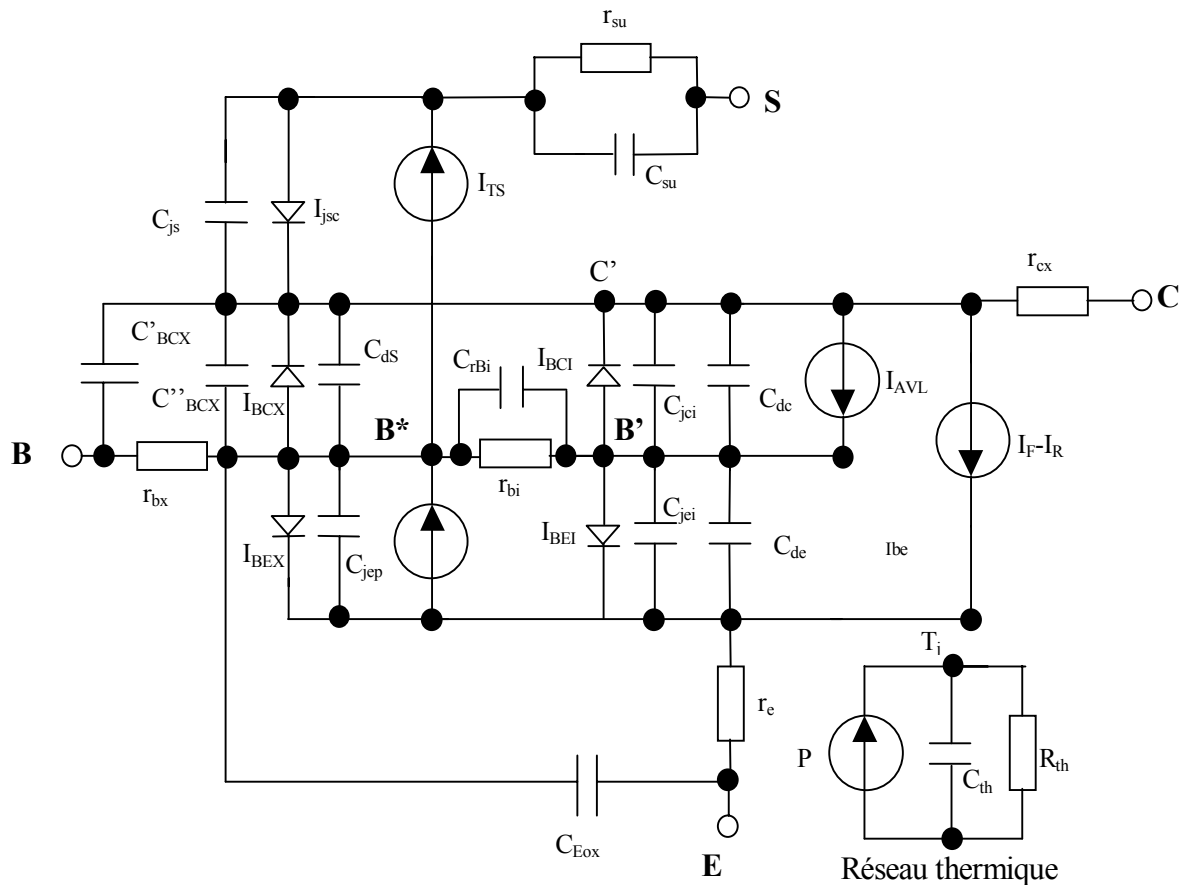


figure III-4 : Schéma équivalent grand signal du modèle Hicum

Le principal inconvénient du modèle Hicum est une certaine complexité (moindre toutefois que pour le modèle MEXTRAM), mais le résultat est un gain important en précision. Ce modèle possède donc a priori la plupart des qualités requises pour la modélisation des TBH SiGe.

III Comparaison des modèles compacts de transistors bipolaires

Comme nous l'avons évoqué au paragraphe précédent, le modèle Gummel-Poon a servi de référence pour l'évaluation des modèles compacts VBIC et Hicum. Nous allons présenter dans ce paragraphe des comparaisons théoriques des modèles, mais aussi des comparaisons entre simulations et mesures de technologies bipolaires SiGe avancées (BiCMOS SiGe 0.35 μm et 0.25 μm de ST Microelectronics, ayant une fréquence de transition maximale de 45 GHz et 70 GHz respectivement). Les techniques d'extraction des paramètres seront détaillées dans le quatrième chapitre.

Le modèle MEXTRAM, n'a pas été étudié de manière approfondie, car lorsque nous avons commencé ces travaux, seule la version 503 était disponible. Des études préliminaires ainsi que les discussions avec les équipes de la société Philips, lors des réunions du projet européen MEDEA ASGRA T555, nous ont confirmé l'inaptitude de la version 503 de MEXTRAM à modéliser les TBH SiGe. La version 504, qui doit pallier aux principales lacunes de la version 503, n'étant pas disponible dans le domaine public à ce moment, nous n'avons pas poussé plus avant nos investigations pour le modèle MEXTRAM.

III.1 Capacités de transition

Les capacités de transition, lorsque la jonction est polarisée en inverse ou en faible polarisation directe, suivent la loi semi-empirique bien connue, qui découle de l'étude de la jonction abrupte [Roul90] :

$$C_j = \frac{C_{j0}}{\left(1 - \frac{V}{V_j}\right)^{\gamma_j}} \quad (3.1)$$

Où C_j est la capacité de transition et V est la tension aux bornes de la jonction. C_{j0} est la valeur de la capacité à polarisation nulle et V_j est la tension de diffusion de la jonction. γ_j est un paramètre compris entre 1/3 et 1/2 permettant de décrire empiriquement tous les cas de figure, depuis la jonction abrupte à la jonction graduelle linéaire. Cependant, les approximations utilisées pour établir cette formulation deviennent fausses en régime direct, et celle-ci prévoit une capacité de transition infinie pour $V = V_j$. En réalité, la capacité de transition atteint un palier en régime direct, puis diminue jusqu'à devenir nulle. Bien que ce point ne puisse être vérifié par la mesure (la capacité de transition est alors masquée par la capacité de diffusion), ceci peut être vérifié à l'aide de simulations physiques.

Toutefois afin d'éviter les problèmes d'instabilité numérique, les modèles se doivent d'utiliser une formulation continument dérivable. Dans le modèle Gummel-Poon la relation (3.1) est linéarisée au delà d'une certaine valeur positive de la tension. Dans ce cas la valeur de la capacité de transition est faussée, mais celle-ci est masquée par la capacité de diffusion. Pour les modèles Hicup et VBIC cette solution ne peut être utilisée, car la capacité sert au calcul des charges dans la base, de sorte qu'une valeur raisonnable doit être utilisée en direct. La relation (3.1) est donc utilisée conjointement à une fonction lissage, dont le rôle est de supprimer les singularités. A titre d'exemple, la figure III-5 présente les fonctions utilisées pour le calcul de la capacité de transition base-collecteur pour les modèles Gummel-Poon, VBIC et Hicup. Nous pouvons remarquer que le modèle Hicup inclut également un modèle spécifique pour les fortes polarisations inverses. Dans ce cas, la capacité ne varie plus avec la tension car la couche épitaxiée est totalement déplétée.

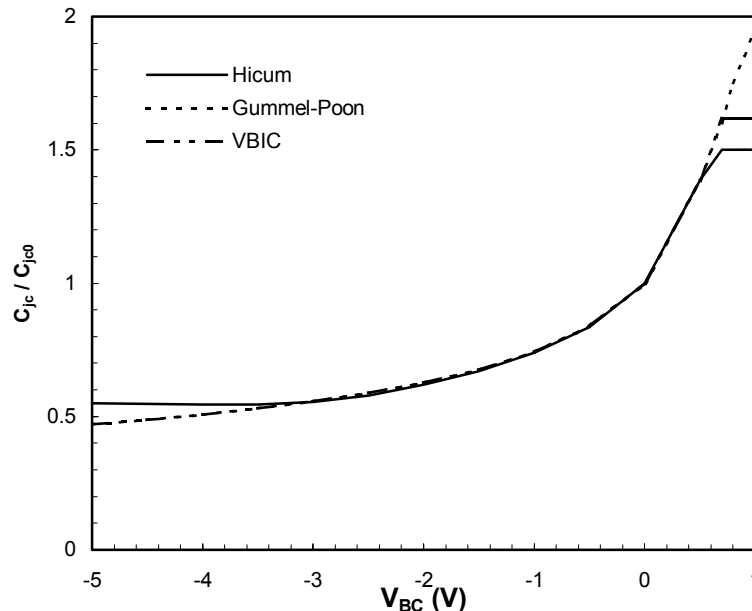


figure III-5 : Capacité base-collecteur normalisée. Modèles implantés dans Hicup, Gummel-Poon et VBIC.

III.2 Gain en courant

A titre d'exemple, la figure III-6 présente les mesures du gain en courant β d'un TBH SiGe (Surface d'émetteur $A=1.6 \times 6.4 \mu\text{m}^2$), ainsi que les simulations à l'aide des trois modèles Gummel-Poon, VBIC et Hicup. Alors que le gain est correctement modélisé par les trois modèles, aux faibles et moyennes densités de courant, seul le modèle Hicup est précis aux fortes densités de courant. Cela vient de l'implémentation simplifiée de l'intégrale contrôle de charge dans les modèles Gummel-Poon et VBIC. Dans ce cas, le temps de transit est

considéré comme étant indépendant du courant, ce qui n'est pas le cas (voir paragraphe III.4.2).

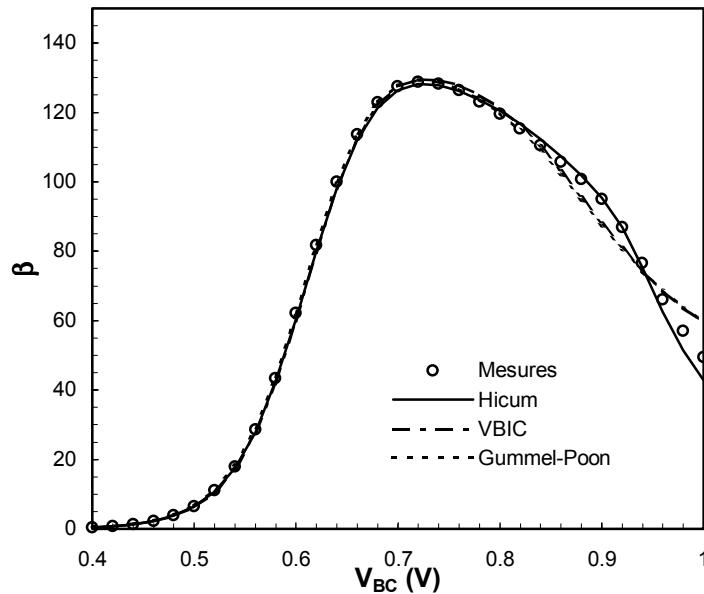


figure III-6 : Gain en courant β en fonction de la tension base-émetteur. Mesures et simulations Gummel-Poon, VBIC et Hicup.

III.3 Conductance de sortie

La conductance de sortie g_0 d'un transistor est une figure de mérite qui a une influence importante pour la conception des circuits intégrés, c'est pourquoi il est nécessaire de la modéliser avec précision. La conductance g_0 peut être déduite simplement de la caractéristique de sortie du transistor $I_C(V_{CE})$ par la relation :

$$g_0 = \frac{dI_C}{dV_{CE}} \quad (3.2)$$

La modélisation précise de g_0 dépend essentiellement de la manière dont l'effet Early et l'avalanche sont décrits dans le modèle. VBIC et Hicup disposent d'un modèle de claquage par avalanche pour les faibles densités de courant, alors que le modèle Gummel-Poon ignore cet effet. L'effet Early est pris en compte dans les trois modèles par l'intermédiaire de la charge dans la base Q_p (ou la charge normalisée q_p) aux faibles densités de courant, mais les implémentations diffèrent. Le modèle Gummel-Poon utilise la formulation suivante :

$$q_b = \frac{Q_B}{Q_{B0}} = 1 + \frac{V_{BC}}{V_{AF}} + \frac{V_{BE}}{V_{AR}} \quad (3.3)$$

Où V_{AF} et V_{AR} sont les tensions d'Early directes et inverses respectivement. Cette formulation est peu précise, aussi comme le montre la figure III-7, la conductance de sortie

n'est pas correctement modélisée par le modèle Gummel-Poon, et ceci d'autant plus que la densité de courant est élevée.

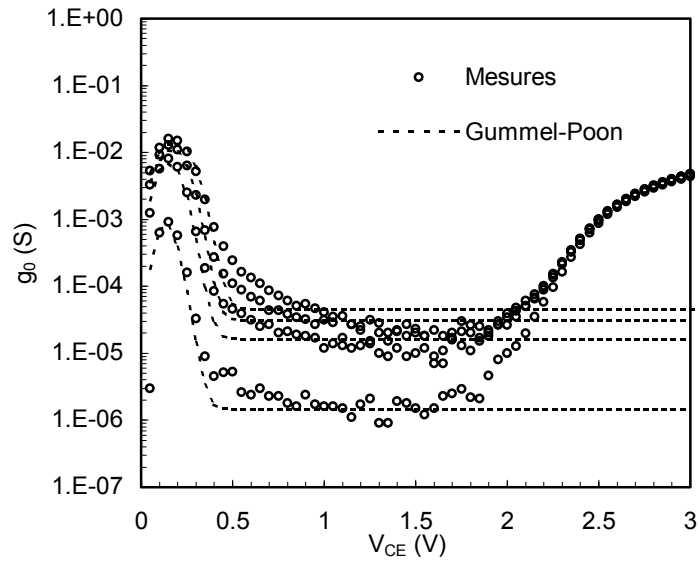


figure III-7 : Conductance de sortie g_0 , mesures et simulation avec le modèle Gummel-Poon

Les modèles VBIC et Hicup utilisent tous les deux une formulation proche basée sur le calcul des charges de déplétion à partir des capacités, qui est pour Hicup :

$$Q_p = Q_{p0} + Q_{jc} + Q_{je} = Q_{p0} + \int_0^{V_{BC}} C_{jc} dV + \int_0^{V_{BE}} C_{je} dV \quad (3.4)$$

La charge normalisée pour VBIC est :

$$q_b = \frac{Q_p}{Q_{p0}} = 1 + \frac{\int_0^{V_{BC}} C_{jc} dV}{V_{AF}} + \frac{\int_0^{V_{BE}} C_{je} dV}{V_{AR}} \quad (3.5)$$

Les figure III-8 et figure III-9 présentent la comparaison entre mesures et simulations pour les modèles VBIC et Hicup respectivement. Nous pouvons remarquer que le modèle Hicup est plus précis, notamment en ce qui concerne la quasi-saturation qui est modélisée par l'intermédiaire des charges alors que le modèle VBIC, via son modèle de la résistance épitaxiée introduit une certaine discontinuité dans la conductance de sortie. Nous avons de plus constaté pour VBIC une certaine instabilité numérique dans les zones de quasi-saturation et de claquage.

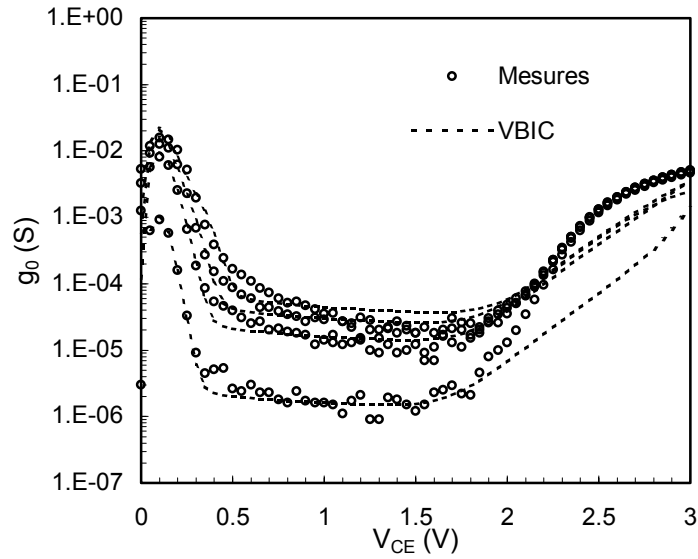


figure III-8 : Conductance de sortie g_0 , mesures et simulation avec le modèle VBIC

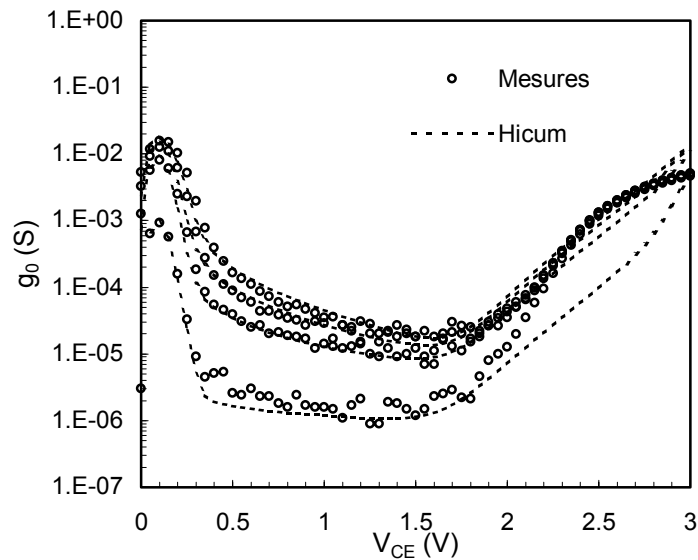


figure III-9 : Conductance de sortie g_0 , mesures et simulation avec le modèle Hicup

III.4 Temps de transit

Le modèle VBIC et Gummel-Poon ayant le même modèle de temps de transit, seule une comparaison entre le modèle Hicup et le modèle Gummel-Poon sera présentée.

Le temps de transit peut être séparé artificiellement en une partie indépendante du courant et dépendante de la tension ($\tau_{F0}(V_{BC})$) et en une partie dépendante du courant et dépendante de la tension ($\Delta\tau_F(I_C, V_{CE})$).

Le temps de transit total (τ_F) est alors la somme de ces deux contributions :

$$\tau_F(V_{BC}, I_C) = \tau_{F0}(V_{BC}) + \Delta\tau_F(I_C, V_{CE}) \quad (3.6)$$

Nous allons donc étudier chaque terme de l'équation (3.6) indépendamment, et la manière dont ils sont pris en compte.

III.4.1 Temps de transit aux faibles densités de courant.

Dans le modèle Hicum, τ_{F0} est décrit par la relation suivante [Schr99] :

$$\tau_{F0} = \tau_0 + \Delta\tau_{0h}(c-1) + \tau_{bvl} \left(\frac{1}{c} - 1 \right) \quad (3.7)$$

Où $c = C_{jci0}/C_{jci}$ représente la capacité de transition base collecteur intrinsèque, normalisée par rapport à sa valeur à $V_{BC}=0$. Cette équation permet de prendre en compte l'effet Early, le temps de transit à travers la zone de transition base-collecteur et la saturation de la vitesse des porteurs. Pour le modèle Gummel-Poon, seul l'effet Early est pris en compte de manière simplifiée par l'intermédiaire de la charge normalisée q_b , dont la modélisation est imprécise, comme nous l'avons vu au paragraphe précédent. Aux faibles densités de courant, le temps de transit est exprimé par :

$$\tau_{F0} = \frac{\tau_0}{q_b} \quad (3.8)$$

La figure III-10 présente la variation mesurée de τ_{F0} en fonction de V_{CB} ainsi que les modèles implantés dans Hicum et Gummel-Poon, équations (3.7) et (3.8), respectivement.

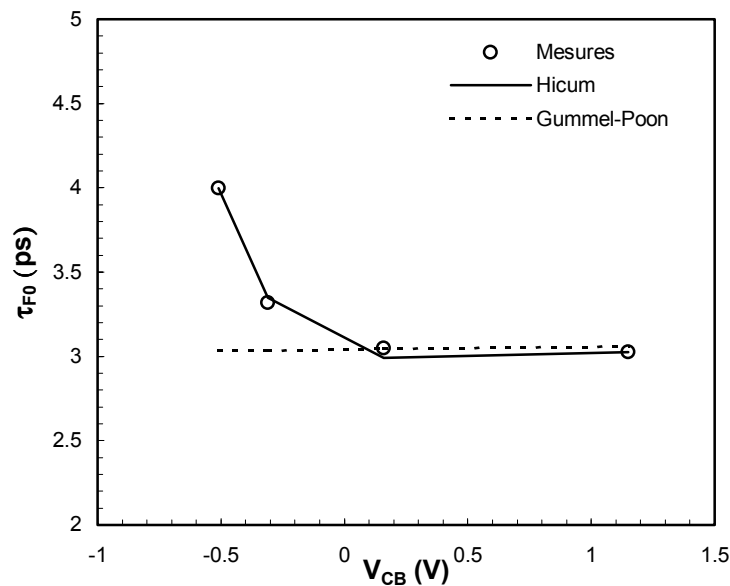


figure III-10 : τ_{F0} en fonction de V_{CB} , mesures et simulations Hicum et Gummel-Poon

Nous pouvons constater que le modèle Gummel-Poon est particulièrement imprécis dans ce cas. Toutefois, cette lacune est en partie compensée à l'aide du paramètre empirique VTF, qui permet d'introduire une dépendance en fonction de V_{BC} du temps de transit aux forts courants. Cette formulation reste néanmoins imprécise et mal adaptée, ce qui rend difficile la modélisation correcte de la fréquence de transition aux faibles et moyennes densités de courant où le paramètre VTF a peu d'influence.

III.4.2 Temps de transit aux fortes densités de courant

Lorsque le transistor fonctionne au-delà d'un certain courant critique (nommé I_{CK} pour Hicum et ITF pour Gummel-Poon), l'effet Kirk apparaît et le temps de transit augmente fortement, ce qui correspond à une diminution importante de la fréquence de transition. Le modèle Hicum décrit la variation du courant critique en fonction de la tension collecteur-émetteur par la relation [Schr99] :

$$I_{CK} = \frac{V_{CE\text{ eff}}}{r_{Ci0}} \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{V_{CE\text{ eff}}}{V_{lim}}\right)^2}} \left(1 + \frac{x + \sqrt{x^2 + 0.001}}{2}\right) \quad (3.9)$$

Où $x = (v_{ceff} - V_{lim})/V_{PT}$, $V_{CE\text{ eff}}$ est la tension effective collecteur-émetteur, V_{lim} est la tension limite entre forts et faibles champs électriques, V_{PT} est la tension pour laquelle l'épitaxie est complètement déplétée et r_{Ci0} est la résistance du collecteur épitaxial.

Dans le modèle Gummel-Poon, le courant critique ITF est constant, et l'effet de la variation de la tension est pris en compte de manière empirique par la relation :

$$\Delta\tau_F = \tau_{F0} \text{ XTF} \left(\frac{I_C}{I_C + ITF}\right)^2 \exp \frac{V_{bc}}{1.44 \text{ VTF}} \quad (3.10)$$

Où XTF, ITF et VTF sont des paramètres empiriques.

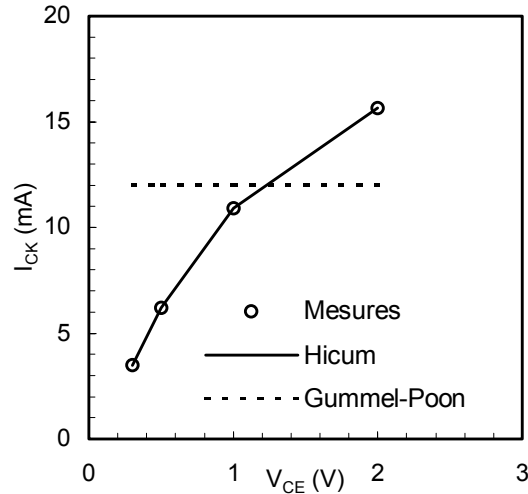


figure III-11 : Courant critique pour les effets de forts courants. Mesures, modèle Hicum et Gummel-Poon

La figure III-11 présente la variation mesurée du courant critique ainsi que sa modélisation pour les modèles Hicum et Gummel-Poon. La valeur constante de ITF pour le modèle Gummel-Poon, forcément très imprécise est cependant légèrement compensée par l'effet du paramètre empirique VTF.

Le temps de transit $\Delta\tau_F$ augmente fortement au-delà de la valeur du courant critique (I_{CK} ou ITF), cette variation est décrite différemment par le modèle Gummel-Poon et Hicum. Du fait de la nature des équations mises en jeu, nous devons nous placer à $V_{BC} = 0$ pour pouvoir comparer ces deux formulations. Ainsi pour le modèle Gummel-Poon, la formulation empirique (équation (3.10)) de $\Delta\tau_F$ devient à $V_{BC} = 0$:

$$\Delta\tau_F = \tau_{F0} \text{XTF} \left(\frac{I_C}{I_C + \text{ITF}} \right)^2 \quad (3.11)$$

Pour le modèle Hicum, la formulation est basée sur l'étude physique du paragraphe III.6.4, équation (1.158). Une fonction de « lissage » permet de relier la théorie de Kirk aux forts niveaux de courant à l'expression utilisée aux faibles niveaux de courant. $\Delta\tau_F$ devient alors :

$$\Delta\tau_{fh} = \tau_{hcs} w^2 \left(1 + 2 / \left(\frac{I_C}{I_{CK}} \sqrt{i^2 + ahc} \right) \right) \quad (3.12)$$

$$\text{avec } w = \frac{i + \sqrt{i^2 + ahc}}{1 + \sqrt{1 + ahc}} \text{ et } i = \left(1 - \frac{I_{CK}}{I_C} \right) \quad (3.13)$$

Où τ_{hcs} est un paramètre et w est la distance normalisée dans laquelle il y a injection des porteurs majoritaires dans le collecteur épitaxial. ahc est un paramètre empirique qui

permet d'ajuster la fonction de lissage. Nous avons utilisé I_C dans (3.11) et (3.12), puisqu'en régime normal direct, $I_C = I_F$. Nous pouvons remarquer de plus l'équivalence entre les paramètres suivants du modèle Hicum et Gummel-Poon :

$$\tau_{hcs} = \tau_{F0} XTF \quad (3.14)$$

La figure III-12 présente la comparaison des deux modèles : l'axe des ordonnées indique $\Delta\tau_F$, et l'axe des abscisses indique la valeur normalisée du courant par rapport au courant critique. Pour le modèle Hicum, plusieurs courbes sont représentées, une par valeur du paramètre ahc . Nous pouvons remarquer l'influence de ce paramètre qui permet d'ajuster la pente du temps de transit en fonction du courant.

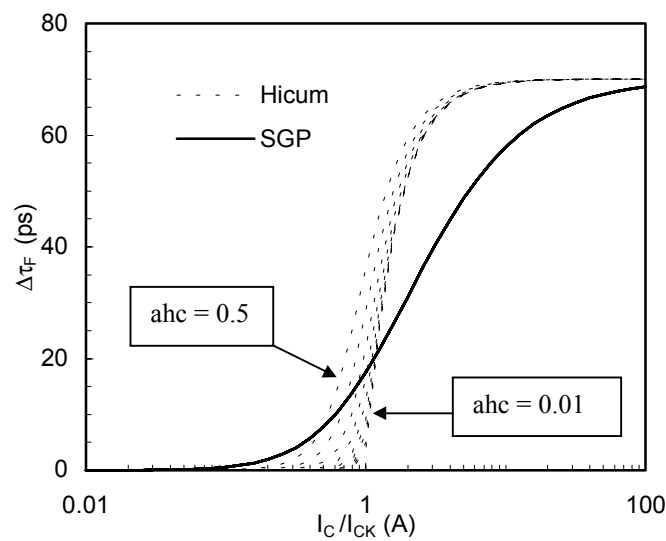


figure III-12 : Modèles pour l'augmentation du temps de transit à forts courants. Modèle Gummel-Poon et Hicum pour différentes valeurs du paramètre ahc

Le paramètre ahc introduit par conséquent un degré de liberté supplémentaire pour ajuster le modèle aux mesures, ce qui est un avantage important. En effet, la chute de la fréquence de transition qui est directement liée à l'augmentation du temps de transit est généralement beaucoup plus abrupte pour les TBH SiGe à base graduelle que pour les transistors bipolaires homojonction. Cet effet peut être expliqué qualitativement comme suit :

Dans la base neutre, les électrons sont accélérés par le champ électrique dû au profil graduel positif de Germanium. Au niveau de la jonction base-collecteur, le retour à la concentration nulle en Germanium introduit cette fois un profil graduel négatif qui produit un champ retardant pour les électrons. Toutefois, lors du fonctionnement normal du transistor, ce champ électrique qui retarde les électrons est masqué par le champ électrique dû à la zone de transition. Lors de l'apparition de l'effet Kirk, la zone de transition disparaît, et les électrons

subissent alors le champ électrique retardant, ce qui entraîne une forte augmentation du temps de transit et par conséquent une chute abrupte de la fréquence de transition.

Comme le montre la figure III-13, qui présente la dérivée $\Delta\tau_F$ par rapport au courant normalisé, le modèle Hicum permet d'ajuster la pente selon laquelle le temps de transit augmente alors que cela est impossible avec le modèle Gummel-Poon.

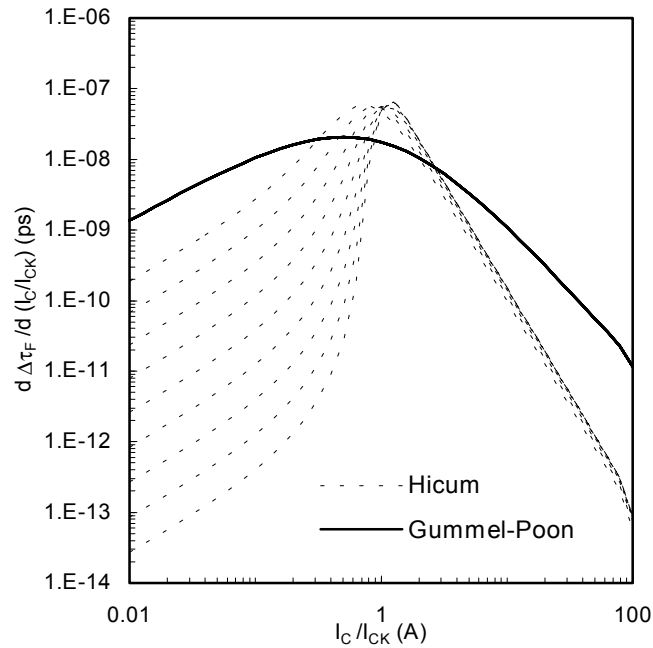


figure III-13 : dérivée de $\Delta\tau_F$ par rapport au courant normalisé : Hicum et Gummel-Poon

Cette étude théorique est confirmée par l'application du modèle Hicum et du modèle Gummel-Poon aux mesures d'un TBH SiGe à base graduelle. La figure III-14 présente l'augmentation du temps de transit mesuré $\Delta\tau_F$ en fonction du courant de collecteur, ainsi que les simulations à l'aide du modèle Hicum et Gummel Poon. Les figure III-15 et figure III-16 présentent la fréquence de transition mesurée et simulée respectivement avec le modèle Gummel-Poon et le modèle Hicum. Il apparaît clairement que le modèle Hicum donne d'excellents résultats, alors que le modèle Gummel-Poon ne peut ni représenter correctement les effets physiques mis en jeu, ni même interpoler les courbes mesurées.

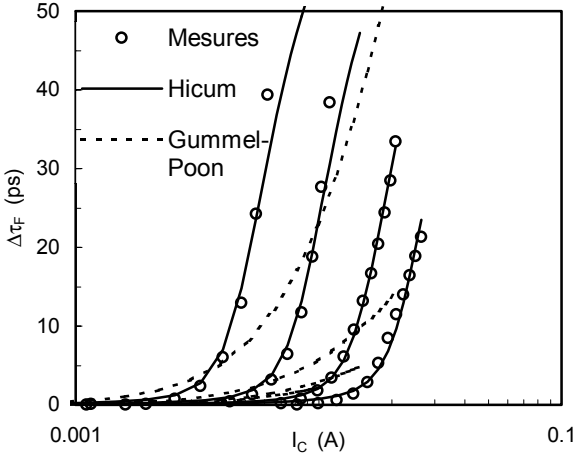


figure III-14 : $\Delta\tau_F$ en fonction I_C . $V_{CE} = 0.3, 0.5, 1$ et $2 V$

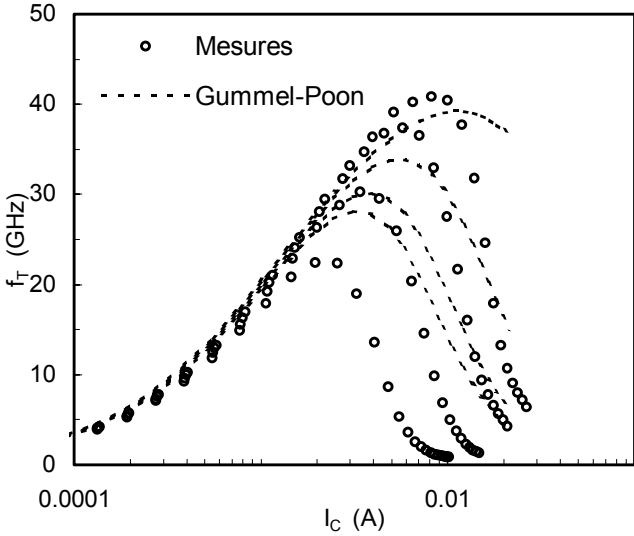


figure III-15 : f_T en fonction I_C . $V_{CE} = 0.3, 0.5, 1$ et $2 V$. Mesures et simulation Gummel-Poon

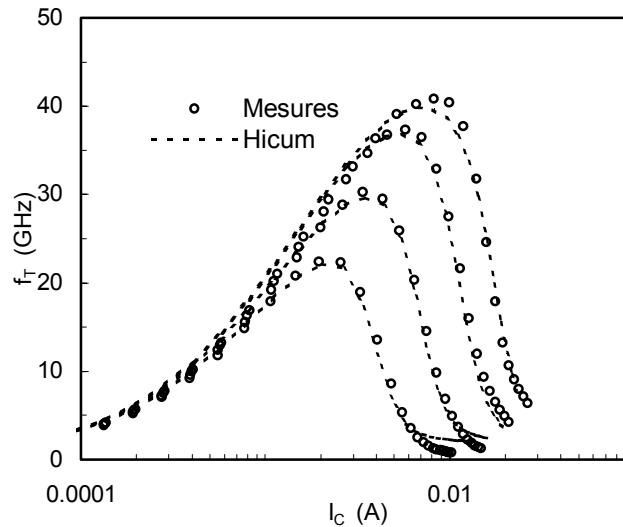


figure III-16 : f_T en fonction I_C . $V_{CE} = 0.3, 0.5, 1$ et 2 V. Mesures et simulation Hicum

III.5 Implémentation du modèle Hicum en langage comportemental

La comparaison des modèles Gummel-Poon, VBIC et Hicum nous a permis de constater que seul ce dernier était apte à modéliser correctement les technologies bipolaires les plus avancées, ainsi que les TBH SiGe. C'est pourquoi dans la suite de ce mémoire, nous avons concentré nos efforts sur l'étude de ce modèle. Dans ce but, il est fortement souhaitable d'avoir directement accès aux équations du modèle, afin de mieux comprendre son fonctionnement, de permettre l'accès aux paramètres calculés de manière interne au modèle, mais aussi de pouvoir proposer des modifications et des améliorations des équations. Cependant, il n'est pas possible d'avoir accès au code du modèle Hicum implanté dans les simulateurs commerciaux, car les sociétés concernées ne divulguent généralement pas les sources des simulateurs et des modèles. C'est pourquoi, nous avons réalisé une implémentation des équations du modèle Hicum (que nous avons appelée Hicum FrogPie) dans le simulateur Eldo, à l'aide d'un langage comportemental, nommé HDL-A [Ment94]. Nous allons présenter brièvement le langage comportemental HDL-A, et les principes utilisés lors de l'implémentation du modèle à l'aide de ce langage. Nous réaliserons ensuite une comparaison entre la version commerciale de Hicum implantée dans le simulateur Eldo et la version Hicum FrogPie (également utilisable avec le simulateur Eldo). Enfin, nous exposerons une modification des équations du temps de transit du modèle Hicum, qui permet à la fois une meilleure précision du modèle et une simplification des procédures d'extraction des paramètres.

III.5.1 Présentation de HDL-A

Le langage HDL-A (Hardware Description Language – Analog) [Ment94] est un langage de description comportemental pour les circuits analogiques et mixtes. Inspiré de son équivalent pour les circuits logiques, le VHDL, HDL-A est une extension de celui-ci, sans toutefois en proposer toutes les fonctionnalités pour les circuits logiques. HDL-A est un langage comportemental de haut niveau, pour modéliser le comportement de systèmes physiques, électriques, mécaniques ou autres. HDL-A permet de créer des modules, appelés « entités ». Ceux-ci sont définis par leurs ports externes (qui sont une interface avec les autres architectures ou entités) et par des équations mathématiques qui fixent leur comportement. La possibilité d'utiliser directement des relations mathématiques lors de la description du modèle permet une grande souplesse d'utilisation.

Comme tous les langages de description comportementale analogique, HDL-A est initialement dédié à la modélisation de type « haut niveau », tel que la modélisation d'un système électronique complet. L'utilisation d'un langage comportemental pour réaliser un modèle de transistor complexe constitue donc un usage détourné de celui-ci. Cependant, le langage HDL-A répond parfaitement aux critères de sélection que nous nous sommes fixés, et présente les avantages suivants :

- HDL-A permet d'implémenter simplement et efficacement notre modèle dans un simulateur (Le code source du simulateur n'a pas besoin d'être connu).
- Le simulateur associé à HDL-A est Eldo, qui est le simulateur utilisé par la version commerciale de Hicium dont nous disposons. Ceci permet en outre de mettre en œuvre les deux modèles au sein du logiciel ICCAP [Hewl88] que nous utilisons au laboratoire IXL, pour l'extraction des paramètres.
- La maintenance, l'évolution et la modification du modèle sont particulièrement aisées à réaliser.

III.5.2 Particularités de l'implémentation du modèle Hicium en HDL-A

Le principe de fonctionnement du langage HDL-A autorise l'écriture directe des équations dans le fichier de description du modèle (y compris pour les équations implicites). Ce point est particulièrement intéressant du point de vue de la souplesse d'utilisation, car il permet une modification rapide des équations du modèle. Dans le cas d'un modèle implanté classiquement dans un simulateur, toute modification des équations implique des changements lourds au niveau des matrices décrivant les relations entre tensions et courants des nœuds du circuit.

Le langage HDL-A permet de formuler le modèle à l'aide de jeux d'équations différentes pour chaque type de simulation envisagée, DC, AC ou transitoire. Dans notre cas, il est particulièrement intéressant de n'utiliser qu'un seul jeu d'équations différentielles pour les trois types de simulations. Ainsi, pour les simulations de type AC, le simulateur linéarise lui-même numériquement les équations, ce qui simplifie fortement le travail d'implémentation et permet de gagner en souplesse d'utilisation.

Toutefois, il convient de noter que la souplesse d'utilisation apportée, par l'utilisation d'un langage de description comportemental tel que HDL-A se fait en partie au détriment des performances des simulations, en terme de temps de calcul, mais aussi en terme de stabilité numérique. C'est pourquoi, la réalisation d'une version du modèle Hicum en HDL-A incluant toutes les possibilités du modèle commercial, n'est pas envisageable. Ceci, n'est de plus pas nécessaire, le but essentiel de cette version étant de servir de démonstrateur pour l'étude des équations du temps de transit.

Nous nous sommes donc attachés à réaliser une version du modèle Hicum fonctionnelle, mais toutefois simplifiée. Le modèle Hicum FrogPie présente donc les caractéristiques suivantes :

- Le réseau d'entrée est simplifié, et n'inclut pas la répartition des capacités et du courant de base.
- Le modèle ne reproduit pas le comportement en température, et notamment l'auto-échauffement.
- Les effets non quasi-statiques ne sont pas pris en compte.
- Le transistor parasite pnp n'est pas implanté.

III.5.3 Evaluation du modèle Hicum FrogPie HDL-A

Le modèle Hicum FrogPie (straight FoRward implementatiOn for General Purpose and Investigation of Equations) n'est pas destiné à une utilisation intensive pour la modélisation des TBH SiGe. Celui-ci a été développé dans le but d'être un outil pratique pour l'investigation des équations du modèle Hicum. Avant de procéder à toute modification des équations, il convient toutefois de disposer d'une version identique à la version commerciale. C'est le rôle de la version 0 de Hicum FrogPie. Nous avons donc procédé à l'évaluation de cette version en la comparant à la version commerciale du modèle Hicum telle qu'elle est implantée dans le simulateur Eldo, qui est la version dont nous disposons, et que nous appellerons Hicum Eldo afin d'éviter les confusions.

La figure III-17 présente le gain statique d'un transistor simulé à l'aide de Hicium FrogPie et de Hicium Eldo, pour un même jeu de paramètres. Nous pouvons constater la très bonne concordance entre les deux versions, ce qui confirme la validité de l'implémentation de Hicium FrogPie en HDL-A. L'erreur relative ne dépasse pas 3%, et est inférieure à 0,1% pour V_{BE} compris entre 0.6 et 0.8 V, ce qui est tout à fait équivalent à l'erreur existant entre le modèle Hicium Eldo et la version implantée dans le simulateur DEVICE [Schr91] par exemple. La conformité du gain valide non seulement les équations statiques du modèle, mais également le calcul du temps de transit, puisque dans le modèle Hicium le calcul du courant de transfert (statique) dépend du temps de transit.

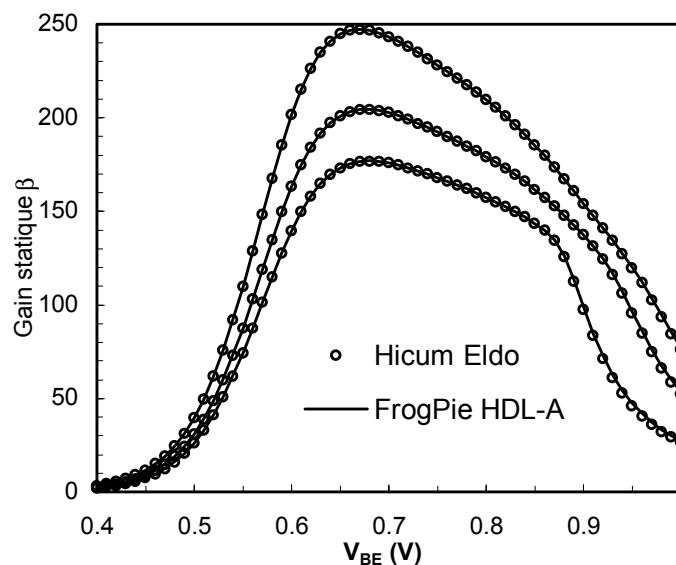


figure III-17 : Gain statique $\beta(V_{BE})$, pour $V_{CE} = 0.3, 1$ et $2V$. Simulations Hicium Eldo et FrogPie HDL-A

Ainsi que le montre la figure III-18, la comparaison des deux modèles dans le domaine AC présente cette fois une différence plus marquée. Celle-ci présente la fréquence de transition f_T en fonction de V_{BE} pour différent V_{CE} , qui a été déterminée par la méthode du produit gain bande passante à partir du gain dynamique en courant h_{21} . L'erreur relative entre les deux modèles qui reste toutefois inférieure à 5% dans les domaines de polarisation utiles, est acceptable pour l'objectif que nous nous sommes fixés. Le modèle du temps de transit étant validé par l'étude DC, il convient toutefois de préciser les causes de la différence observée. N'ayant pas accès aux équations implantées dans la version Hicium Eldo, nous avons formulé l'hypothèse suivante qui semble la plus probable. Pour la version Hicium Eldo, la modélisation du comportement AC est le résultat de la résolution des équations du modèle grand signal linéarisées analytiquement ; c'est à dire que les équations du comportement AC

sont explicitement implantées dans le simulateur. La grande complexité de cette formulation nécessite un certain nombre de simplifications qui peuvent occasionner les différences observées, en outre les erreurs minimales de formulation ne sont pas exclues. En effet, des différences de comportement non négligeables ont été observées entre les versions commerciales du modèle Hicum [Burd00]. En ce qui concerne la version Hicum FrogPie, la linéarisation des équations est réalisée numériquement par le simulateur, ce qui est peu efficace d'un point de vue numérique, mais réduit les risques d'erreurs et assure une solution précise.

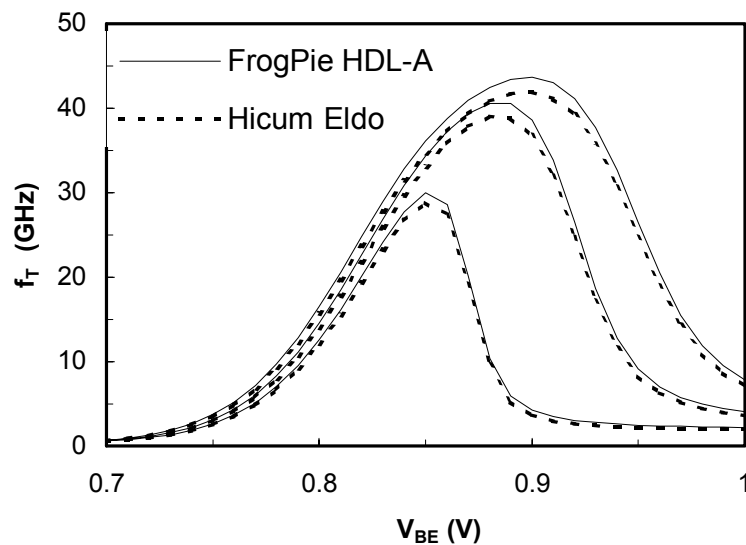


figure III-18 : Fréquence de transition $f_T(V_{BE})$ pour $V_{CE}=0.3, 1$ et $2V$. Simulations Hicum Eldo et FrogPie HDL-A.

III.5.4 Modifications apportées au modèle Hicum FrogPie

La version 0.0 de Hicum FrogPie en HDL-A étant validée, il est possible d'y apporter des modifications avec une grande souplesse d'utilisation. A titre d'exemple, nous nous sommes focalisés sur la formulation du temps de transit, et nous avons élaboré une nouvelle formulation que nous avons implémentée dans la version 1.0 de Hicum FrogPie [Ardo01-d].

L'évolution du temps de transit en fonction de la densité de courant dans la base et dans le collecteur neutre pour le modèle Hicum est basée sur la formulation de Kirk [Kirk62] telle que nous l'avons présentée au paragraphe III.6.4, équation (1.158). Toutefois, cette formulation n'est valable que pour des densités de courant élevées ($I_C > I_{CK}$). Pour une densité de courant tendant vers 0, elle prévoit une variation du temps de transit négative tendant vers l'infini. Ceci est non seulement incorrect du point de vue physique mais également

inutilisable d'un point de vue numérique. Ainsi le modèle Hicum utilise une formulation empirique dite de « lissage » qui permet de relier la théorie de Kirk aux forts niveaux de courant avec la théorie des faibles niveaux de courant. Cette fonction de lissage permet en outre un degré de liberté supplémentaire à l'aide d'un paramètre (ahc) qui permet d'ajuster la pente selon laquelle le temps de transit augmente pour les densités de courant intermédiaires. Cette formulation qui est décrite par l'équation (3.12) a prouvé son efficacité pour la modélisation de nombreuses technologies bipolaires avancées.

Toutefois, nous avons pu constater qu'aux très fortes densités de courant, le modèle de temps de transit de Hicum qui tend alors vers la formulation de Kirk, est insuffisant pour la modélisation des TBH SiGe. Dans ce domaine, le modèle nécessite d'être modifié afin de mieux prendre en compte le comportement des TBH SiGe. C'est le but de la version 1.0 de Hicum FrogPie.

De plus, la formulation utilisée dans le modèle Hicum présente un inconvénient du point de vue de l'extraction des paramètres. La figure III-19 présente l'augmentation du temps de transit $\Delta\tau_{th}$ (telle qu'elle est modélisée dans Hicum, équation (3.12)) en fonction du courant de collecteur normalisé par rapport au courant critique I_{CK} , pour différentes valeurs du paramètre ahc. Nous pouvons remarquer, que la valeur de $\Delta\tau_{th}$ au point $I_C = I_{CK}$ varie en fonction du paramètre ahc. Ceci complique particulièrement la détermination du paramètre I_{CK} qui n'est donc pas défini de manière explicite. La détermination du courant critique I_{CK} et du paramètre ahc nécessite donc d'être menée conjointement à l'aide de méthodes complexes. Ce point sera explicité au chapitre IV, il nous suffit néanmoins pour l'instant de constater que toute modification du paramètre de lissage ahc nécessite une redéfinition systématique du courant I_{CK} , pour constater la nécessité d'une formulation plus favorable d'un point de vue de l'extraction. C'est pourquoi nous présentons la formulation suivante, qui présente un certain nombre d'avantages par rapport à celle utilisée dans le modèle Hicum.

Nous rappelons la formulation basée sur la théorie de Kirk équation (1.158) qui sert de point de départ à notre étude :

$$\Delta\tau_F = \tau_{hes} \left[1 - \left(\frac{I_{CK}}{I_C} \right)^2 \right] \quad (3.15)$$

Où $\Delta\tau_F$ représente l'augmentation du temps de transit dans la base et le collecteur en fonction du courant, ce qui peut encore s'écrire :

$$\Delta\tau_F = \tau_{hcs} \left[1 - \left(\frac{1}{I_{norm}} \right)^2 \right] \quad (3.16)$$

Où $I_{norm} = I_C / I_{CK}$.

Cette équation étant valable pour $I_{norm} > 1$ uniquement nous forçons artificiellement cette condition en remplaçant I_{norm} par I'_{norm} :

$$I'_{norm} = \left(1 + I_{norm}^\alpha \right)^{1/\alpha} \quad (3.17)$$

Où α est un paramètre > 1 . Lorsque I_{norm} tend vers 0, I'_{norm} tend vers 1, et pour $I_{norm} \gg 1$, I'_{norm} tend vers I_{norm} . Ainsi en utilisant I'_{norm} à la place de I_{norm} nous obtenons une expression de $\Delta\tau_{fh}$ identique à celle de l'équation (3.15) pour $I_C > I_{CK}$, et une fonction continue et dérivable tendant vers 0 pour $I_C < I_{CK}$. Cependant une autre modification de l'équation (3.15) s'avère nécessaire afin d'obtenir les caractéristiques souhaitées, c'est à dire l'indépendance entre le paramètre de lissage α et la définition du courant critique I_{CK} . Nous remplaçons l'exposant 2 dans l'équation (3.15) par l'exposant α . L'expression de $\Delta\tau_{fh}$ devient alors :

$$\Delta\tau_{fh} = \tau_{hcs} \left(1 - \frac{1}{1 + I_{norm}^\alpha} \right) \quad (3.18)$$

La figure III-19 présente également le modèle FrogPie de $\Delta\tau_{fh}$ en fonction du courant normalisé I_{norm} pour différentes valeurs du paramètre de lissage α . Nous pouvons constater cette fois que quelle que soit la valeur du paramètre de lissage la valeur de $\Delta\tau_{fh}$ au point $I_C = I_{CK}$ est constante et égale à $\tau_{hcs}/2$. La définition du courant critique est donc cette fois unique et immédiate, I_{CK} est le point pour lequel $\Delta\tau_{fh}$ atteint la moitié de sa valeur maximale. Le paramètre α est déterminé analytiquement par :

$$\alpha = \frac{\ln \left(\frac{\tau_{hcs}}{\tau_{hcs} - \Delta\tau_{fh}} - 1 \right)}{\ln (I_{norm})} \quad (3.19)$$

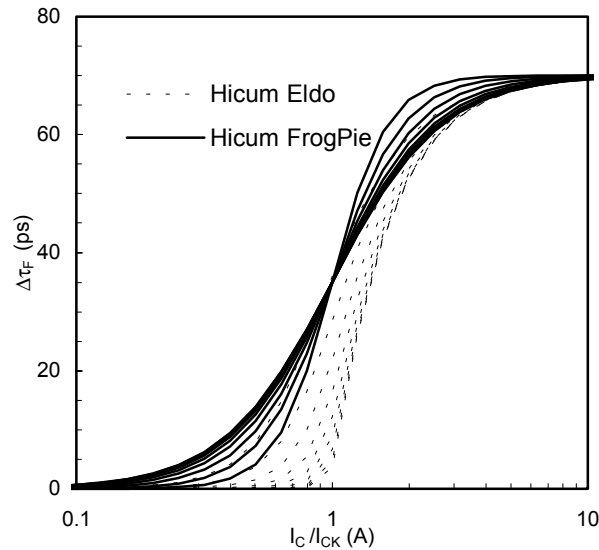
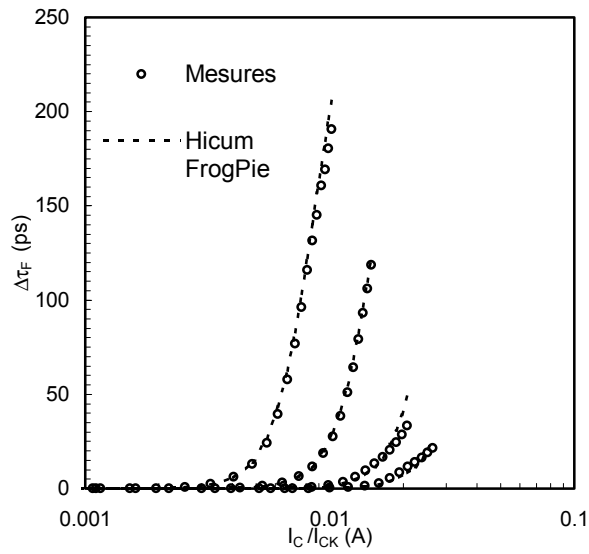


figure III-19 : $\Delta\tau_{th}$ en fonction du courant normalisé I_C/I_{CK} , modèle Hicum et modèle FrogPie, pour diverses valeurs des paramètres ahc et α . ($\tau_{hcs} = 70$ ps)

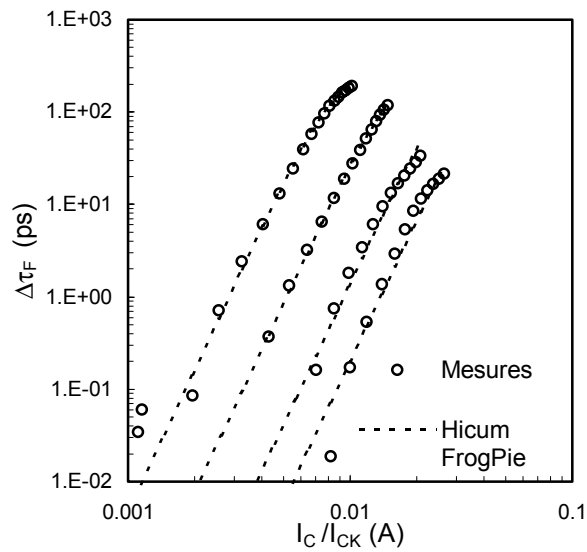
Il peut sembler gênant à priori, de modifier l'équation (3.15) tel que nous l'avons fait (remplacer le terme au carré par un terme à la puissance α). En effet, nous modifions ainsi le modèle du temps de transit de manière empirique non seulement pour les densités de courant moyennes (pour lesquelles aucune théorie satisfaisante n'existe), mais aussi pour les fortes densités de courant pour lesquelles la théorie de Kirk devrait être utilisée telle quelle. La figure III-20 montre la comparaison entre les mesures de l'augmentation du temps de transit pour un TBH SiGe (émetteur de dimension $0.8 \times 6.4 \mu\text{m}^2$), et l'équation (3.18). Comme nous pouvons le constater, le modèle du temps de transit de Hicum FrogPie décrit de manière plus fine les courbes du temps de transit en fonction du courant, et cela sur une plus grande gamme de densité de courant. Ceci tient à deux raisons essentielles :

- La théorie de Kirk est basée sur l'étude d'un profil de jonction abrupte, ce qui n'est pas le cas dans la réalité.
- La théorie de Kirk ne prend pas en compte l'effet du Germanium sur le temps de transit pour les TBH SiGe. En effet, au-delà du maximum de la concentration de Germanium dans la base, un profil rétrograde est utilisé pour ramener la concentration de Germanium à zéro, afin d'obtenir un collecteur en Silicium pur. Ce profil rétrograde induit normalement, un champ électrique qui s'oppose au passage des électrons. Toutefois, en régime normal de fonctionnement, ce champ électrique est masqué par celui de la zone de transition, beaucoup plus élevé. Avec l'effet Kirk, la zone de transition disparaît, et le champ électrique dû au profil rétrograde augmente fortement le temps de transit. Tout se passe comme si la dérivée de $\Delta\tau_{th}$ par rapport à

I_{norm} était fortement augmentée. Or, la formulation empirique du temps de transit dans FrogPie est particulièrement bien adaptée à la modélisation de ce phénomène.



(a)



(b)

figure III-20 : $\Delta\tau_{th}$ en fonction du courant normalisé I_C/I_{CK} , pour $V_{ce} = 0.3, 0.5, 1$ et $2V$, modèle FrogPie et mesures (a) représentation linéaire (b) représentation logarithmique

Du point de vue de l'implémentation du modèle, l'équation (3.18) présente néanmoins un inconvénient. Il n'existe pas de formulation analytique simple d'une primitive de celle-ci. Q_{th} la charge de minoritaires responsable de l'augmentation du temps de transit $\Delta\tau_{th}$, doit donc être calculée par intégration numérique. Le calcul de cette charge est nécessaire du point de vue de l'implémentation en langage HDL-A, puisque nous entrons directement les équations de type grand signal qui seront dérivées numériquement de manière automatique par le

simulateur. L'intégration numérique de $\Delta\tau_{th}$, toutefois ne peut être réalisée simplement en langage HDL-A, il a donc été nécessaire de faire appel à un sous-programme en langage C. La figure III-21 présente la comparaison entre mesures et simulations avec Hicum FrogPie de la fréquence de transition d'un TBH SiGe (émetteur de dimension $0.8 \times 6.4 \mu\text{m}^2$). Nous pouvons constater un très bon accord entre mesures et simulations. L'extraction des paramètres est de plus particulièrement aisée.

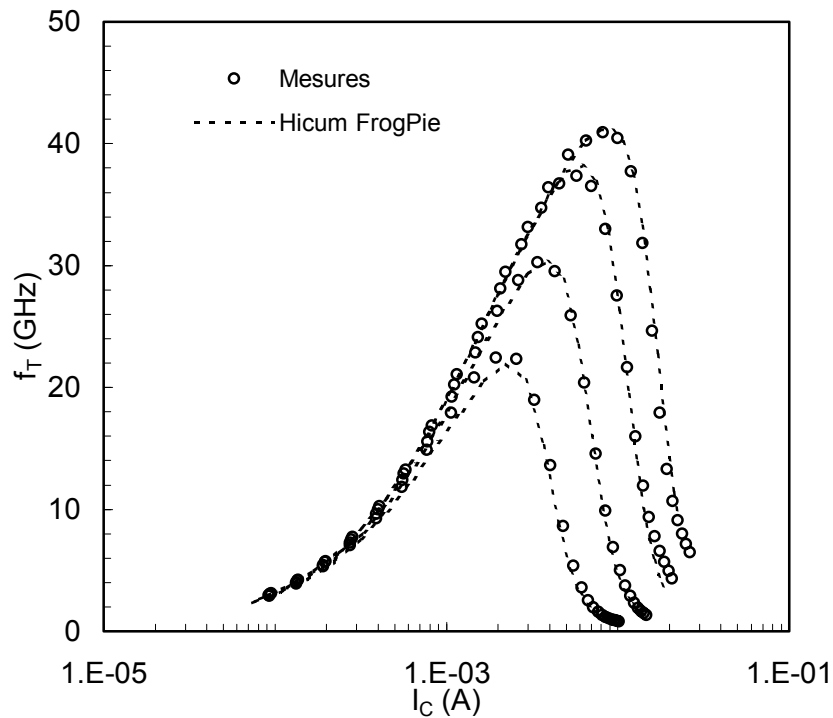


figure III-21 : Fréquence de transition f_T en fonction de I_C pour $V_{ce}=0.3, 0.5, 1$ et $2V$. Mesures et simulation avec Hicum FrogPie v.1.0.

IV Conclusion

Nous avons défini dans ce chapitre, les principaux objectifs que devait permettre d'atteindre un modèle compact, tant sur le plan de la précision, de la robustesse de convergence que de la simplicité d'extraction des paramètres. Les principaux modèles compacts de transistors bipolaires existant à ce jour ont alors été présentés. Des critères objectifs, tels que ceux définis précédemment ainsi que des critères de version et disponibilité dans les simulateurs commerciaux, nous ont amenés à écarter à priori le modèle MEXTRAM des candidats à une étude approfondie pour la modélisation des TBH SiGe. Dès lors, une étude comparative des modèles Hicum, VBIC et Gummel-Poon a été menée, et des comparaisons entre mesures et simulations nous ont permis de déterminer un net avantage pour le modèle Hicum. Celui-ci s'est révélé non seulement plus précis que les modèles

Gummel-Poon et VBIC (qui ont été étudiés essentiellement afin de servir de référence), mais également parfaitement apte à modéliser les TBH SiGe.

Nous avons ensuite présenté l'intérêt de disposer d'un outil fiable et souple d'utilisation pour une étude plus détaillée du modèle Hicum, tant sur le plan de la compréhension du fonctionnement interne du modèle que pour l'étude de son amélioration, c'est à dire de la modification de ses équations. Nous avons réalisé cet outil, sous la forme d'une implémentation simplifiée du modèle Hicum dans un langage comportemental, et que nous avons appelé Hicum FrogPie. Nous avons choisi et utilisé le langage HDL-A qui nous a permis de réaliser le modèle Hicum FrogPie et de l'utiliser dans le simulateur Eldo, conjointement avec le logiciel ICCAP que nous utilisons pour la mesure des composants, et l'extraction des paramètres.

Nous avons réalisé et testé la version 0.0 de Hicum FrogPie qui reprend les principales équations du modèle Hicum. La comparaison entre Hicum FrogPie v0.0 et la version commerciale de Hicum implémentée dans le simulateur Eldo, nous a permis de constater la bonne concordance entre les deux modèles, et de valider ainsi notre approche.

Afin de démontrer l'intérêt de cet outil dans le domaine de l'étude de nouveaux modèles compacts, nous avons mené une étude concernant la modification des équations du temps de transit. Une formulation différente de celle utilisée dans le modèle Hicum original pour le temps de transit a été présentée. Celle-ci provient d'une modification empirique de la théorie de Kirk afin de l'appliquer aux TBH SiGe, et permet en outre une extraction des paramètres du temps de transit à forts courants plus aisée. Nous avons ensuite réalisé la version 1.0 de Hicum FrogPie, qui intègre cette nouvelle formulation. Une comparaison entre simulation et mesures a alors été présentée, ce qui a permis de valider le nouveau modèle du temps de transit, mais aussi de présenter l'efficacité et la souplesse du modèle Hicum FrogPie.

Chapitre IV : Méthodologies d'extraction des paramètres

I Introduction

La modélisation électrique des composants microélectroniques repose sur deux points essentiels : l'aptitude du modèle compact utilisé à décrire les phénomènes physiques mis en jeu d'une part, et la précision et la cohérence physique des paramètres du modèle associés au dispositif à modéliser d'autre part. Nous avons détaillé le premier point au cours du chapitre précédent, et le deuxième point fait l'objet de ce chapitre. En effet, l'étape qui consiste à déterminer les paramètres d'un modèle pour un dispositif donné, et que nous appellerons « extraction des paramètres du modèle », est une opération dont la complexité est souvent sous estimée. Celle-ci est cependant cruciale, car sans un jeu de paramètres cohérents, un modèle compact ne peut décrire le comportement d'un transistor. Dans le domaine des technologies bipolaires, l'extraction de paramètres tend à devenir particulièrement critique. En effet, des procédures d'extraction efficaces, stables et relativement standardisées existent pour le modèle SPICE Gummel-Poon qui est encore très largement utilisé aujourd'hui. Toutefois, comme nous l'avons montré au cours du chapitre précédent, son manque de précision pour les technologies bipolaires avancées, et en particulier pour les TBH SiGe, impose clairement à court ou moyen terme le passage à de nouveaux modèles compacts, tel que le modèle Hicum, par exemple. Cependant, la mise en œuvre de ces modèles compacts récents, nécessite l'utilisation de nouvelles procédures d'extraction qu'il convient de développer pour la plupart, celles-ci étant soit inexistantes, peu efficaces ou mal adaptées à une utilisation simple. Le développement et la présentation de nouvelles méthodes d'extraction des paramètres, en particulier pour le modèle Hicum, font l'objet de ce chapitre.

Il est possible de séparer les méthodes d'extraction de paramètres en deux familles distinctes : les méthodes basées sur l'extraction directe, et les méthodes basées sur l'optimisation. L'extraction directe consiste à déterminer les paramètres directement à partir de mesures électriques, par l'intermédiaire de calculs analytiques. L'exemple le plus simple

consiste à déterminer le coefficient directeur d'une droite à l'aide d'une régression linéaire. Les méthodes basées sur l'optimisation permettent d'obtenir des paramètres à l'aide d'itérations successives, au cours desquelles les mesures sont comparées à l'expression analytique censée les représenter (à l'aide d'une simulation électrique le plus souvent). Les paramètres sont modifiés selon un algorithme donné jusqu'à l'obtention d'une bonne adéquation entre simulation et mesure. Pour cela, de nombreux algorithmes existent, qui permettent une convergence plus au moins aisée vers la solution souhaitée.

Ainsi, ces deux grandes familles de méthodes d'extraction sont utilisées conjointement ou successivement afin de déterminer un ou plusieurs paramètres du modèle, en diverses étapes dont l'ensemble constitue une procédure d'extraction des paramètres pour un modèle donné. Selon le mode d'association de ces méthodes, l'utilisation exclusive de l'une ou de l'autre, la composition des diverses étapes de l'extraction, il est possible de distinguer plusieurs méthodologies d'extraction d'un jeu de paramètres complet. Nous considérerons dans nos travaux la classification suivante : les méthodologies dites classiques, les méthodologies basées sur l'optimisation non conventionnelle, et les méthodologies basées sur l'étude de la géométrie des transistors.

Les méthodologies classiques sont basées essentiellement sur l'extraction directe ; toutefois une partie des paramètres peut être extraite par optimisation, lorsqu'il n'existe pas de solution analytique simple permettant de les déterminer. En outre, une fois l'extraction terminée, les paramètres peuvent être affinés à l'aide de diverses séquences d'optimisation globale. L'utilisation des méthodes d'extraction directe permet d'obtenir une plus grande certitude sur la cohérence physique des paramètres extraits, ce qui peut être remis en cause si une place trop importante est faite à l'optimisation.

Les méthodologies basées entièrement sur l'optimisation sont plus rarement utilisées [Zimm00]. En effet, lorsqu'un grand nombre de paramètres est déterminé uniquement par optimisation, l'algorithme risque de converger vers une solution erronée, voir non physique ou encore de ne pas converger du tout. Il est cependant possible d'appliquer cette méthodologie à condition d'utiliser des algorithmes complexes, dits non-conventionnels, et de définir consciencieusement les étapes d'extraction ainsi que les valeurs limites des paramètres que l'on désire déterminer.

Les méthodologies d'extraction basées sur l'analyse de la géométrie et des données technologiques des composants sont également peu utilisées en ce qui concerne les technologies bipolaires (contrairement aux technologies MOS). Le logiciel TRADICA [Schr91-c] qui permet de calculer les paramètres du modèle Hicup à priori, en est un

exemple. Dans ce cas, une partie des paramètres est prédéterminée à partir de données technologiques, des dimensions des composants et d'équations analytiques reliant les deux. Cette stratégie présente l'énorme avantage de fournir des paramètres cohérents pour toutes les dimensions de transistors disponibles, et de permettre par exemple l'optimisation d'un circuit en fonction de la largeur d'un transistor. Toutefois, cette démarche requiert la possibilité d'accéder aux données technologiques des transistors, ce qui peut être difficile, voir impossible dans certains cas (notamment lorsque l'extraction des paramètres et la fabrication des transistors ne se fait pas au sein du même établissement (les données technologiques étant souvent confidentielles). De plus, les paramètres des transistors bipolaires (qui sont des composants de volume et non de surface comme les transistors MOS), ne peuvent être liés à la géométrie que par des relations extrêmement complexes, qu'il n'est pas toujours possible de déterminer.

Nous allons présenter dans la première partie de ce chapitre, les méthodes d'extraction des paramètres basées sur l'optimisation. Nous montrerons dans un premier temps l'utilité et la simplicité d'algorithmes d'optimisation conventionnels, tel que l'algorithme de Levenberg-Marquardt. Nous présenterons ensuite des méthodes basées sur des algorithmes différents, appelés non-conventionnels, au travers d'exemples d'application des algorithmes génétiques.

Nous présenterons ensuite, les procédures d'extraction développées pour le modèle Hicup, basées sur l'extraction directe et l'étude d'un transistor unique. Certaines méthodes existantes qui ont été utilisées seront évaluées. De plus, les nouvelles méthodes concernant en particulier la répartition des capacités et l'extraction des paramètres du temps de transit seront détaillées.

De plus, une partie des résultats obtenus sera présentée et analysée en fonction de la géométrie des transistors, ceci dans le but de vérifier la cohérence des méthodes utilisées et des procédures mises au point.

II Méthodologies basées sur l'optimisation

II.1 Algorithmes d'optimisation classiques

II.1.1 Principe

Le principe de fonctionnement des algorithmes d'optimisation classiques est présenté figure IV-1. Après l'initialisation des paramètres à une valeur de départ arbitraire, les itérations se succèdent jusqu'à la satisfaction d'un certain nombre de conditions, également

appelées critères d'arrêt. Chaque itération est constituée de l'évaluation des données simulées (à partir des paramètres obtenus lors de l'itération précédente), du calcul de la fonction de coût ou fonction d'erreur (qui est en général l'erreur RMS entre mesures et simulations) puis de la détermination des paramètres pour l'itération suivante. L'évolution des paramètres dépend de l'algorithme utilisé.

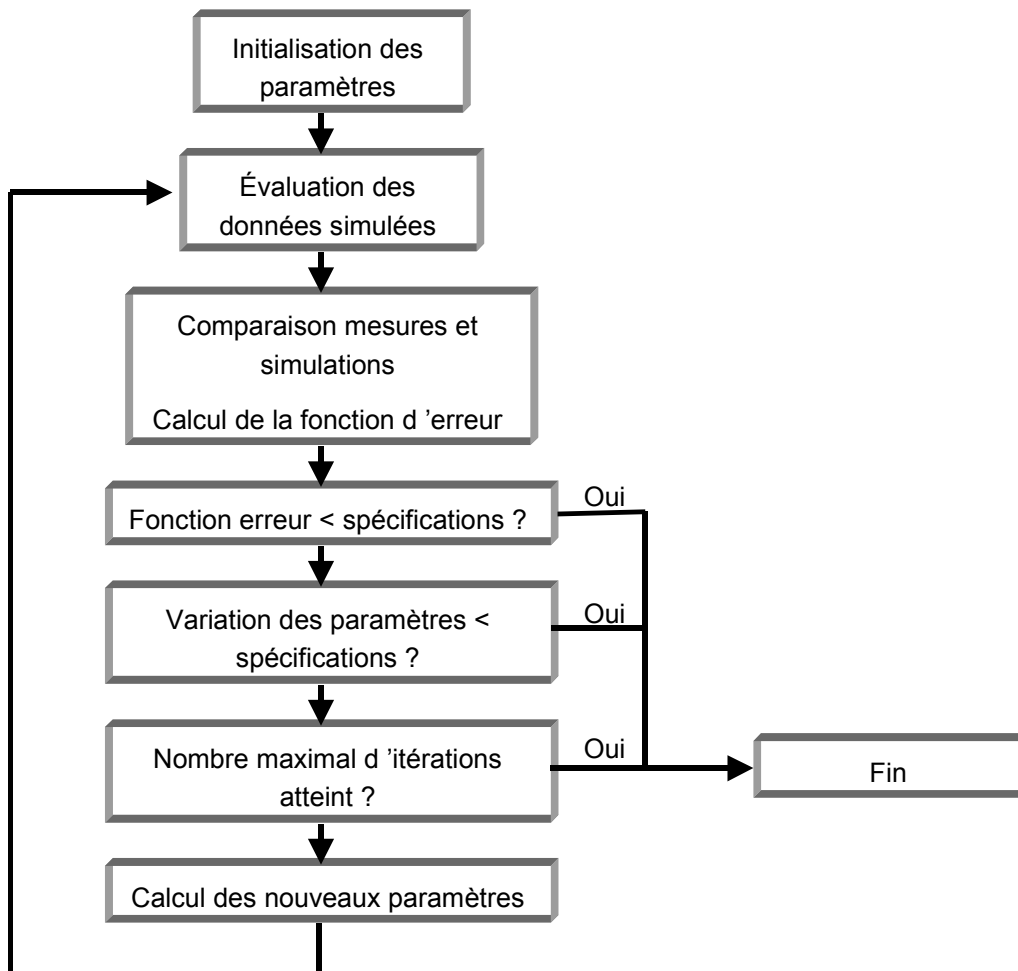


figure IV-1 : Représentation schématique du mode opératoire des algorithmes d'optimisation classiques

II.1.2 Méthode de la plus grande pente (« steepest descent method »)

Supposons que le vecteur des paramètres à déterminer X , est défini par :

$$X = (x_1, x_2, \dots, x_n) \quad (4.1)$$

La fonction d'erreur que l'on cherche à minimiser est appelée F , l'algorithme a pour but de déterminer X_{sol} tel que $F(X_{sol})$ soit minimal. La méthode de la plus grande pente consiste en un procédé itératif tel que :

$$X_{k+1} = X_k - \alpha G_k \quad (4.2)$$

Où G_k est le gradient de F au point X_k , et α est un réel positif qui minimise $F(X_k - \alpha G_k)$.

Ce principe peut être explicité plus simplement dans un espace bidimensionnel où la fonction F peut être représentée par une surface. Dans ce cas, une demi droite tangente à la surface ayant pour direction la plus grande pente est utilisée. Le point X_{k+1} est recherché suivant cette droite et doit minimiser $F(X_{k+1})$. La figure IV-2 illustre ce principe. Les propriétés de l'algorithme font qu'à l'itération suivante la recherche s'effectuera dans une direction orthogonale à la précédente. Cette propriété peut fortement ralentir l'algorithme dans la recherche de solution puisque la progression d'un point à un autre se fait en « zigzag ».

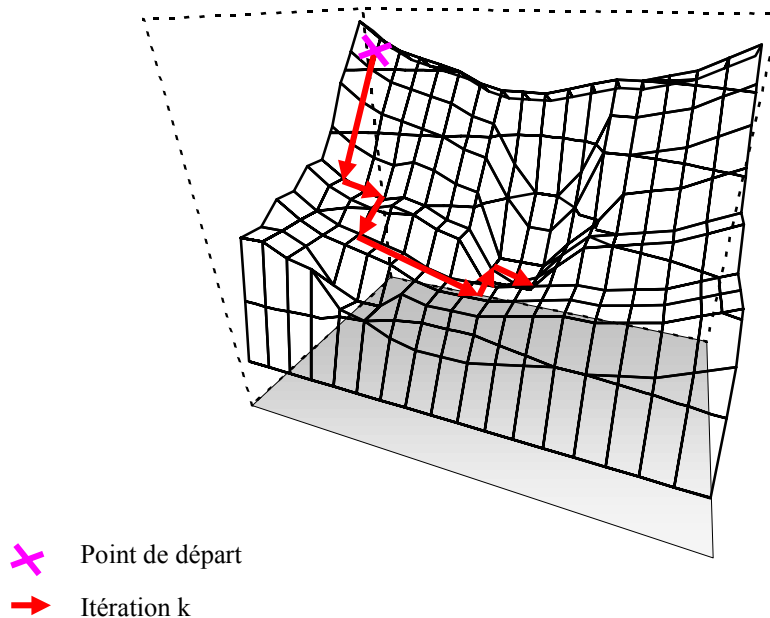


figure IV-2 : Principe de fonctionnement de l'algorithme de la plus grande pente

II.1.3 Méthode de Gauss-Newton

La méthode de Newton est basée sur le principe que la fonction d'erreur F peut être approximée au voisinage de la solution par une fonction quadratique. Dans ce cas, en considérant ΔX un vecteur déplacement dans l'espace des paramètres, nous obtenons :

$$F(X + \Delta X) = F(X) + \Delta X G + \frac{\Delta X^2 H}{2} \quad (4.3)$$

Où G est le gradient de F , et H est le Hessian où gradient d'ordre 2 de F . L'expression (4.3) est minimisée pour :

$$\Delta X = -\frac{G}{H} \quad (4.4)$$

De sorte que, par analogie avec l'algorithme de la plus grande pente, $X_{k+1} = X_k - G/H$. La méthode de Gauss-Newton est une version modifiée de la méthode de Newton, dans ce cas le Hessian est approximé par $2 J_t J$. J est le Jacobien de F , et J_t est la matrice transposée de J .

II.1.4 Algorithme de Levenberg-Marquardt

Cette méthode est définie de façon à utiliser les avantages des deux méthodes précédentes. Le paramètre λ , appelé paramètre de Levenberg-Marquardt permet selon sa valeur, de faire tendre la formulation de l'algorithme soit vers la méthode de la plus grande pente, soit vers la méthode de Gauss-Newton ; il est modifié par l'algorithme au cours des itérations successives. Dans ce cas, X_{k+1} est défini comme suit :

$$X_{k+1} = X_k + P_k \quad (4.5)$$

Où P_k est défini par :

$$P_k = -\frac{J_t F(X)}{J_t J + \lambda I} \quad (4.6)$$

Ainsi lorsque λ est très supérieur à $J_t J$, P_k tend vers la formulation de la méthode de la plus grande pente. Lorsque λ est très inférieur à $J_t J$, P_k tend vers la méthode de Gauss-Newton. Au début du processus d'optimisation λ est grand, et le comportement proche de la méthode de la plus grande pente permet une convergence rapide. λ peut également être augmenté au sein d'une même itération afin d'obtenir une réduction suffisante de la fonction d'erreur $F(X)$. Entre deux itérations, λ est réduit de sorte que lorsque l'algorithme approche de la solution, le comportement proche de la méthode de Gauss-Newton qui assure une convergence quadratique, permet l'obtention d'une solution plus rapide que la méthode de la plus grande pente.

L'algorithme de Levenberg-Marquardt présente donc l'avantage d'une grande robustesse vis à vis de l'allure de la fonction d'erreur à minimiser, c'est pourquoi il est couramment utilisé pour l'extraction de paramètres. Toutefois, celui-ci présente également l'inconvénient de déterminer un minimum local de la fonction et non le minimum global.

II.2 Algorithmes d'optimisation non-conventionnels

II.2.1 Algorithmes génétiques

Parmi les algorithmes d'optimisation non-conventionnels, tel que le recuit simulé [Kirk83] ou le Tabu Search [Glov93] utilisé pour les problèmes discrets, nous avons étudié l'application des algorithmes génétiques à l'extraction de paramètres.

a) Principe de fonctionnement des algorithmes génétiques

Les algorithmes génétiques [Foge93] sont des algorithmes probabilistes d'optimisation qui utilisent le concept d'évolution, bien connu en biologie. Selon ce principe, une population d'individus vivants évolue au cours des générations successives afin de s'adapter au milieu dans lequel elle vit. Après un certain nombre de générations, les individus ayant survécu constituent une population dont les gènes sont proches d'une solution optimale à la contrainte du milieu considéré. Cette amélioration des capacités globales de la population provient de la convergence des gènes des individus vers une des solutions optimales dans l'espace des gènes possibles, par croisements successifs, par mutation et par sélection des individus.

Un processus identique peut être virtuellement appliqué aux problèmes d'optimisation. L'algorithme génétique ainsi réalisé permet alors de travailler sur une population « d'individus » dont chacun représente une solution possible au problème posé. Les algorithmes génétiques permettent de remplacer avantageusement l'optimisation de type Levenberg-Marquardt, inefficace si la fonction d'optimisation présente des minima locaux. En effet, ceux-ci constituent une méthode d'optimisation capable d'explorer un large espace de recherche (constitué d'un grand nombre de paramètres) et de déterminer un minimum global. Malgré l'absence de démonstration rigoureuse de l'efficacité des algorithmes génétiques, de nombreuses expériences ont prouvé leur aptitude à trouver une solution réaliste à un problème donné.

Des règles simples permettent de décrire le mode opératoire d'un algorithme génétique, qui est décrit schématiquement figure IV-3. Pour chaque individu une fonction d'aptitude qui représente l'adéquation avec son milieu (et donc l'aptitude à survivre) peut être définie : cette fonction représente la qualité de la solution trouvée. L'algorithme proprement dit consiste en une répétition de deux opérations : la sélection des individus présentant la meilleure aptitude (et élimination des autres) et la reproduction des individus survivants. Ces deux opérations sont partiellement probabilistes afin d'explorer un important « volume » de l'espace de recherche. La répétition de ces opérations augmente l'aptitude moyenne de la

population. De plus, l'utilisation d'un grand nombre d'individus ainsi que l'aspect probabiliste de l'algorithme permet une exploration parallèle de l'espace de recherche et diminue le risque de converger vers un minimum local. L'algorithme utilise deux opérateurs de reproduction : la mutation qui consiste en une faible modification du génotype d'un individu, et la recombinaison (reproduction sexuée) qui consiste en un croisement des génotypes de deux individus.

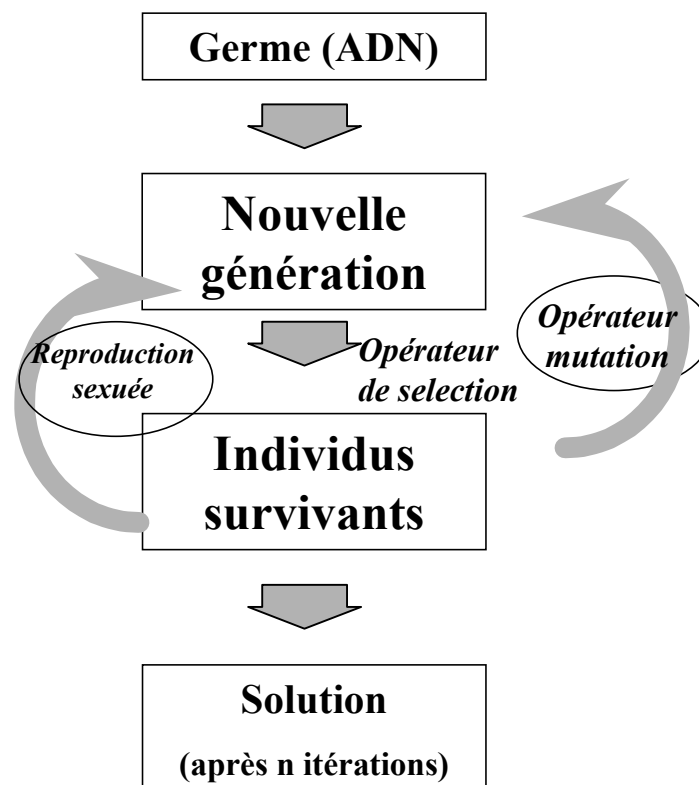


figure IV-3 : Représentation schématique du mode opératoire des algorithmes génétiques

b) Application à l'extraction de paramètres

Dans le cas particulier de l'extraction des paramètres des modèles compacts, nous avons utilisé les configurations suivantes pour l'algorithme génétique que nous avons utilisé dans nos travaux [Ardo99] :

- L'individu est une instance de transistor représentée par son jeu de paramètres.
- Le génotype est un jeu de paramètres du modèle compact utilisé.
- La mutation est une modification probabiliste d'un paramètre du modèle.

-La recombinaison est la création d'un nouvel individu avec la moitié du génotype de chacun de ses parents.

-L'aptitude est une fonction inversement proportionnelle à la fonction d'erreur qui est l'erreur RMS entre la mesure électrique (du transistor cible que l'on veut modéliser) et la simulation électrique de l'individu.

-La sélection est un choix probabiliste des individus qui doivent survivre, pondéré par la fonction d'aptitude.

En outre, la première génération d'individus est construite à partir d'un individu unique appelé germe. Chaque individu de la nouvelle génération se voit attribuer les gènes du germe, modifiés à l'aide d'une fonction aléatoire, de sorte que la distribution finale des paramètres est apparentée à une Gaussienne. L'aptitude du germe qui joue le rôle de condition initiale influe de manière importante sur la vitesse de convergence de l'algorithme.

Divers paramètres, qu'il convient de définir permettent d'ajuster les propriétés de convergence de l'algorithme génétique que nous avons utilisé : le nombre d'individus dans la population étudiée, le nombre de générations à calculer, les probabilités de survie, etc .

Nous avons appliqué cet algorithme génétique à l'extraction de 12 paramètres du modèle VBIC [Ardo00] correspondant au fonctionnement du transistor en mode direct en continu (configuration de Gummel). Nous avons ensuite étudié l'influence du paramètre « nombre d'individus » sur l'évolution de l'aptitude d'une population au cours des générations. Ceci est réalisé à l'aide d'un outil d'étude statistique, les courbes des déciles qui permettent de partager une population triée en dix parts égales. Les figure IV-4 a et b présentent les courbes des déciles des populations étudiées, triées selon la valeur de leur fonction d'erreur au cours des générations, et ceci pour deux valeurs différentes du nombre d'individus dans la population. Ainsi, la première courbe des déciles présente l'évolution de la fonction d'erreur de l'individu optimal au cours des générations. La deuxième courbe présente l'évolution d'un individu pour lequel 10% de la population possède un mérite supérieur, et 90% possède un mérite inférieur. Et ainsi de suite jusqu'à la onzième courbe qui représente l'évolution de l'individu dont le mérite est le plus faible. Cette dernière courbe est généralement très bruitée (sa valeur change brutalement quasiment à chaque génération) car les individus dont le mérite est faible ont une mortalité élevée.

L'étude de ces figures ne permet pas de dégager de lois de convergences déterministes, étant donné le caractère probabiliste de l'algorithme, toutefois il est possible de formuler plusieurs constatations :

-Dans les deux cas (ainsi que dans toutes les études que nous avons menées), une période de convergence rapide est suivie d'une période de convergence lente vers la solution.

-Un nombre d'individus élevé permet une convergence plus rapide du fait d'une plus grande diversité génétique, mais nécessite des temps de calculs plus longs. Un compromis doit donc être trouvé dans le choix du nombre d'individus afin de réduire à la fois le temps nécessaire au calcul d'une itération (ou génération) et le nombre d'itérations.

La convergence de l'algorithme génétique étant lente lorsque celui-ci approche de la solution, il peut être efficacement complété par un algorithme d'optimisation classique à la fin du processus.

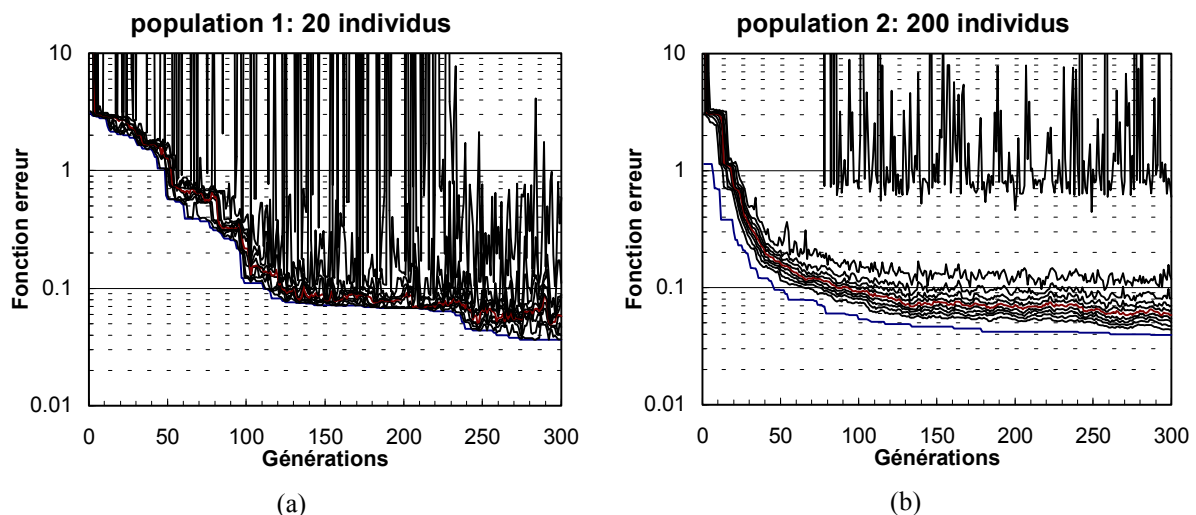


figure IV-4 : Courbes des déciles de la fonction d'erreur. a) population de 20 individus b) population de 200 individus

Afin de mesurer l'efficacité de cette démarche, nous avons comparé les paramètres obtenus après extraction à l'aide des algorithmes génétiques, et extraction à l'aide de procédures classiques. 12 paramètres du modèle Gummel-Poon correspondant au fonctionnement du transistor en mode direct et en continu (Configuration de Gummel) ont été extraits [Zimm99] à l'aide des deux méthodes précitées sur un total de 200 transistors bipolaires. Les figure IV-5 a et b présentent les distributions du paramètre BF (gain statique en courant) obtenues pour les deux méthodes.

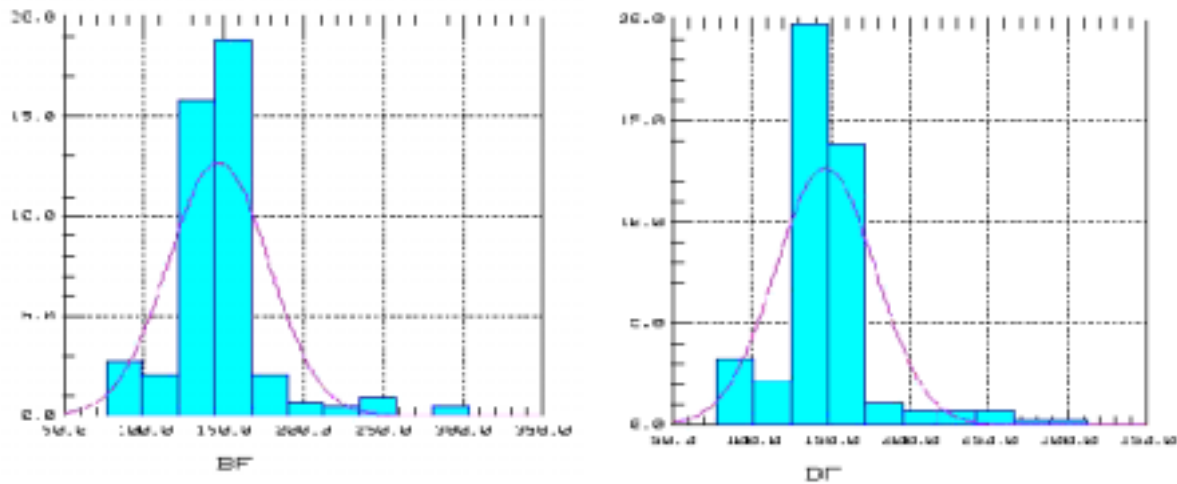


figure IV-5 : Distribution du paramètre BF. (a) Méthode classique (b) Algorithmes génétiques

Ces deux distributions étant très similaires, nous pouvons considérer que les paramètres extraits à l'aide des deux méthodes sont très proches. En outre, l'erreur RMS moyenne entre simulations et mesures pour les 200 transistors est de 2.4% pour la méthode classique et 1.8% pour l'algorithme génétique. Ceci démontre que l'utilisation d'algorithmes génétiques pour l'extraction de paramètres est une alternative viable aux méthodes classiques.

II.3 Considérations générales concernant les méthodes d'optimisation

L'utilisation des méthodes d'optimisation pour l'extraction des paramètres de modèles compacts, nécessite la prise en compte de certaines considérations. Les algorithmes d'optimisation classiques déterminent un minimum local d'une fonction de coût. Toutefois le choix des valeurs initiales des paramètres peuvent permettre de déterminer le minimum global de cette fonction et les algorithmes non-conventionnels convergent également dans la plupart des cas vers ce minimum global. Il convient néanmoins de remarquer que la détermination du minimum global de la fonction de coût ne certifie en aucun cas que les paramètres trouvés sont ceux qui correspondent physiquement au composant que l'on désire modéliser. En effet, la fonction de coût utilisée correspond généralement à l'erreur RMS entre les simulations et les mesures, et celle-ci peut avoir à priori une allure quelconque qui complique l'extraction des paramètres.

Les figure IV-6 a et b présentent schématiquement les cas pouvant survenir pour un problème unidimensionnel, c'est à dire pour la détermination d'un paramètre unique.

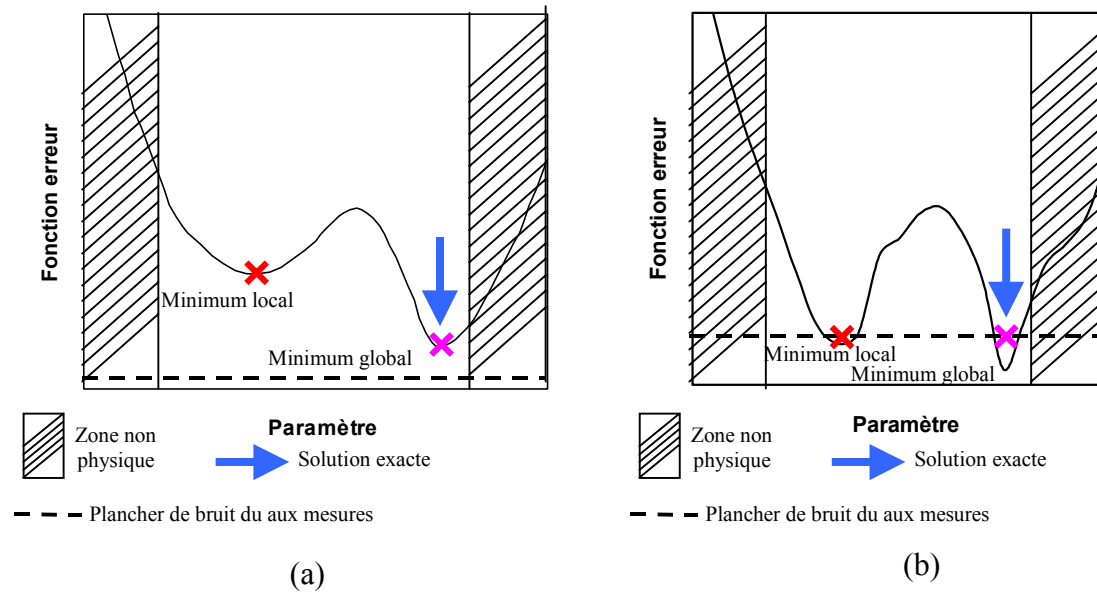


figure IV-6 : Allures de la fonction d'erreur lors d'optimisation.

Dans le cas représenté par la figure IV-6 a, la solution exacte correspond effectivement à un minimum global. Si l'algorithme utilisé permet de déterminer le minimum global (soit parce que celui-ci est apte à le faire, soit parce que la valeur initiale est correctement choisie), le paramètre est déterminé correctement et aucun problème ne se pose.

En ce qui concerne le cas présenté figure IV-6 b, cette fois, le minimum local et le minimum global sont masqués par le plancher de bruit dû aux mesures. Ce plancher de bruit provient de l'incertitude existant pour toute mesure électrique. En effet, l'incertitude et le bruit associés aux mesures électriques font qu'une minimisation de l'erreur entre celles-ci et une simulation électrique (par définition idéale) n'a plus de sens au-delà d'une certaine limite. De la sorte, il devient impossible de déterminer si une solution est meilleure qu'une autre, la fonction d'erreur perdant toute validité au-delà de cette limite. Ce phénomène a d'autant plus de chances d'apparaître que le modèle est complexe, et que l'on tente d'extraire un grand nombre de paramètres en même temps. Lorsque celui-ci est susceptible d'autoriser plusieurs solutions, il est difficile de discerner a priori si elles ont un sens physique ou non. Il est donc généralement impossible de certifier qu'un paramètre extrait par optimisation est correct. Ce point est une des raisons fondamentales qui rendent souhaitable l'utilisation des méthodes directes d'extraction, lorsque celle-ci peuvent être mises en œuvre.

III Méthodes d'extraction directe

Les méthodes d'extraction directe des paramètres d'un modèle compact sont basées sur l'étude analytique des équations de ce modèle. L'extraction proprement dite résulte de l'application de ces équations aux mesures. Lorsqu'un modèle compact prévoit par exemple une dépendance linéaire d'une grandeur électrique vis à vis d'une autre, les paramètres relatifs à cette dépendance peuvent être simplement extraits à l'aide d'une régression linéaire, ou encore plus simplement en utilisant deux points de mesure pour résoudre une équation polynomiale de degré un. Il va de soit dès lors, que les méthodes d'extraction sont dépendantes de la formulation du modèle. Nous nous sommes essentiellement attachés dans nos travaux à la réalisation d'une procédure d'extraction des paramètres du modèle Hicum. Celui-ci étant formulé très différemment du modèle Gummel-Poon (et des autres modèles compacts de transistors bipolaires), nous avons dû développer la plupart des méthodes d'extraction directe de ses paramètres, qui sont présentées dans ce paragraphe. Nous avons en outre utilisé des méthodes existantes lorsque cela était possible, et nous en présentons également l'évaluation.

III.1 Extraction des paramètres des capacités de transition

III.1.1 Principe de répartition des capacités

L'étude analytique unidimensionnelle d'un transistor bipolaire permet de déterminer la dépendance de la capacité de transition en fonction de la tension appliquée à la jonction dans le cas où celle-ci est polarisée en inverse ou faiblement polarisée en direct. Cette étude qui peut être menée dans le cas d'une jonction abrupte ou d'une jonction graduelle linéaire conduit à la formulation bien connue :

$$C_j = C_{j0} / \left(1 - \frac{V}{V_j} \right)^{\gamma_j} \quad (4.7)$$

Où C_j est la capacité de transition, C_{j0} la valeur de la capacité de transition à polarisation nulle et V_j est le potentiel de diffusion de la jonction. γ_j qui est le coefficient de gradualité de la jonction, vaut 1/2 dans le cas d'une jonction abrupte, et 1/3 dans le cas d'une jonction graduelle linéaire. De manière empirique, il est admis que tout type de jonction intermédiaire entre la jonction abrupte et la jonction linéaire peut être décrit par l'équation (4.7) en utilisant une valeur adéquate pour γ_j comprise entre 1/2 et 1/3.

Ainsi, le modèle Gummel-Poon décrit les capacités de jonctions base-émetteur, base-collecteur et collecteur-substrat chacune par l'intermédiaire d'une équation du type de l'équation (4.7) et d'un jeu de paramètres (C_{j0} , γ_j et V_j) différent. En outre, les effets bidimensionnels sont pris en compte de manière simplifiée en considérant que la capacité base-collecteur est distribuée le long de la résistance de base. Ce qui se traduit dans le modèle au premier ordre par une capacité séparée en deux et connectée de part et d'autre de la résistance de base. Ceci permet d'obtenir le schéma équivalent de la figure IV-7.

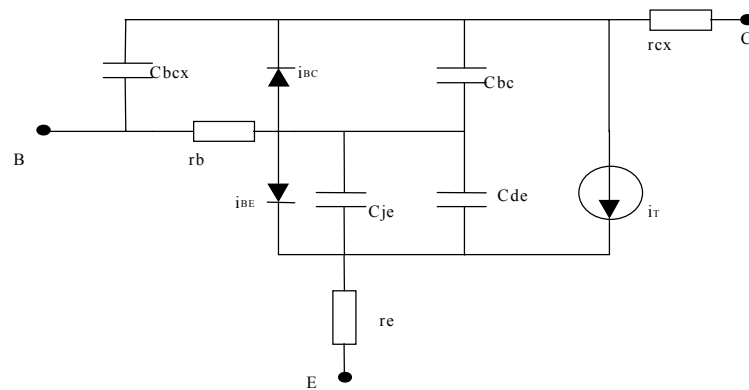


figure IV-7 : Schéma équivalent grand signal du modèle Gummel-Poon

Toutefois, cette prise en compte des effets bidimensionnels est imprécise. En effet, seule la capacité base-collecteur est divisée en deux contributions, l'une intrinsèque (C_{bc}) et l'autre extrinsèque (C_{bcx}), alors que la capacité base-émetteur devrait l'être également. De plus, la répartition des capacités en deux parties distinctes, intrinsèques et extrinsèques, correspond respectivement à la partie du transistor placée sous l'émetteur (appelée transistor intrinsèque) et à la partie du transistor qui se trouve en dehors de cette zone (appelée transistor extrinsèque). Ces deux zones possédant des profils de dopage très différents, il convient de modéliser les capacités qui leur sont associées à l'aide de paramètres différents, ce qui n'est pas le cas pour le modèle Gummel-Poon. Dans le cas du modèle Hicum, dont le schéma équivalent a été présenté figure III-4, les capacités base-émetteur et base-collecteur sont prises en compte par une partie intrinsèque et une partie extrinsèque. Ainsi, chacune de ces quatre composantes est modélisée par une équation équivalente à l'équation (4.7) et un jeu de paramètre (C_{j0} , γ_j , V_j) différent. Le modèle Hicum permet en outre de prendre en compte les capacités d'oxyde constantes. Cette formulation, qui reste une approximation, est mieux adaptée à la nature distribuée des capacités de transition le long des jonctions du transistor.

Malgré l'amélioration considérable du modèle lui-même, l'utilisation de toutes ses potentialités se heurte dans la pratique à la difficulté de l'extraction des paramètres

spécifiques associés à chaque composante des capacités. En effet, si l'extraction des paramètres elle-même à partir d'une caractéristique $C(V)$, ne pose pas de difficultés, la détermination des courbes $C(V)$ de chaque composante est particulièrement difficile. Globalement, trois méthodes sont envisageables pour cela :

- 1) La première consiste à utiliser un simulateur physique pour évaluer les capacités. Cette méthode présente de nombreux avantages mais requiert la connaissance de la technologie utilisée. De plus, dans le cadre de l'extraction des paramètres de modèles compacts, il est préférable d'utiliser une méthode basée sur des mesures électriques.
- 2) La deuxième méthode, proposée par D. Berger [Berg00], permet une répartition de la capacité base-collecteur conformément à celui utilisé dans le modèle Gummel-Poon. Par conséquent, la capacité intrinsèque et la capacité extrinsèque sont décrites par les mêmes paramètres, ce qui est incorrect. De plus, cette méthode est sensible aux erreurs d'extraction des paramètres précédant cette étape.
- 3) T. Z. Lee propose une troisième méthode [Lee 00] basée sur la mesure de transistors de différentes géométries ainsi que de structures de test spécifiques. Les capacités base-émetteur et base-collecteur intrinsèques sont considérées comme étant proportionnelles à une surface de jonction effective, et les capacités extrinsèques proportionnelles à un périmètre effectif. Toutefois, cette méthode nécessite la connaissance précise des dimensions effectives des transistors, ce qui n'est pas toujours possible. De plus, comme nous l'évoquerons plus loin, cette méthode peut donner des résultats non cohérents avec le schéma équivalent du modèle ou des valeurs non physiques dans le cas d'un collecteur sélectivement implanté (SIC).

III.1.2 Méthode directe de répartition des capacités

Les méthodes existantes présentant chacune des inconvénients, nous avons développé une méthode [Ardo01] permettant de séparer les différentes composantes intrinsèques et extrinsèques des capacités de transition des transistors bipolaires, basée sur la mesure en hautes fréquences des paramètres S . Cette méthode permet de déterminer les caractéristiques $C(V)$ de chaque composante des capacités, et par conséquent de déterminer un jeu de paramètres associé. Outre un gain en précision concernant le comportement en hautes fréquences, la modélisation de la conductance de sortie des transistors est améliorée, car celle-ci est basée sur la capacité base-collecteur intrinsèque dans le modèle Hicup.

Le point de départ de cette méthode consiste en la mesure des paramètres S du transistor dans une configuration connue sous l'appellation de « Cold-S parameter

measurements ». Dans cette configuration, chaque jonction est polarisée de telle sorte que le courant qui la traverse soit négligeable, c'est à dire en inverse ou en faible polarisation directe. Dans ces conditions, les approximations suivantes peuvent être légitimement formulées :

- Le transistor a un gain en courant nul et possède un courant de transfert négligeable, ce qui implique que les résistances r_π et r_u ont des valeurs très élevées, ce qui permet de les négliger, et que les capacités de diffusion peuvent être négligées également.
- Le transistor n'ayant aucun gain en courant, la résistance série R_E a une influence négligeable. De plus, nous pourrions soit ignorer les résistances série R_C et R_{BX} , soit les prendre en compte en soustrayant de manière appropriée leurs valeurs à la matrice Z ; ce point nécessite la conversion des paramètres S mesurés en Z , d'effectuer la soustraction, puis de convertir les paramètres Z en Y .

Dans ces conditions, le schéma équivalent du modèle Hicum peut être simplifié et réduit au schéma équivalent présenté figure IV-8, qui ne contient que des éléments passifs.

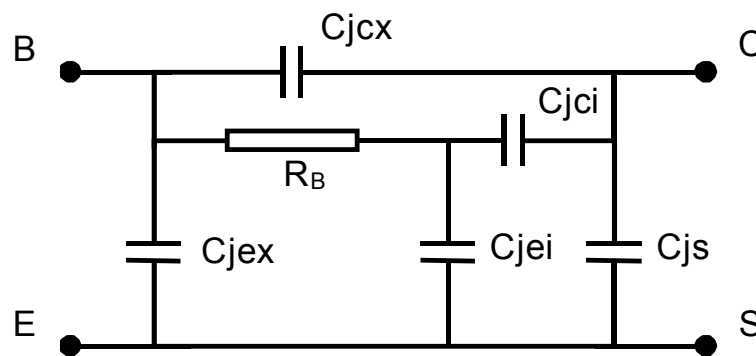


figure IV-8 : Schéma équivalent simplifié du transistor polarisé en mode non passant.

L'étude de ce schéma équivalent nous permet de déterminer une expression analytique des paramètres Y du quadripôle associé, en fonction des éléments passifs du circuit. Les relations (4.8), (4.9), (4.10) et (4.11) présentent la partie réelle et/ou imaginaire des paramètres nécessaires à l'application de notre méthode.

$$\frac{\text{Im}(-Y_{12})}{\omega} = C_{jeT} \frac{1 + \left(\frac{\omega}{\omega_C}\right)^2}{1 + \left(\frac{\omega}{\omega_T}\right)^2} \quad (4.8)$$

$$\frac{\text{Im}(Y_{11} + Y_{12})}{\omega} = C_{jeT} \frac{1 + \left(\frac{\omega}{\omega_E}\right)^2}{1 + \left(\frac{\omega}{\omega_T}\right)^2} \quad (4.9)$$

$$\text{Re}(Y_{11}) = \frac{1}{R_B} \frac{\left(\frac{\omega^2}{\omega_T}\right)^2}{1 + \left(\frac{\omega}{\omega_T}\right)^2} \quad (4.10)$$

$$\text{Re}(Y_{11} + Y_{12}) = C_{jei} \frac{\frac{\omega^2}{\omega_T}}{1 + \left(\frac{\omega}{\omega_T}\right)^2} \quad (4.11)$$

Où les définitions suivantes sont utilisées :

$$\begin{aligned} \omega_T &= \frac{1}{R_B (C_{jei} + C_{jci})} & C_{jcT} &= C_{jcx} + C_{jci} & C_{jeT} &= C_{jex} + C_{jei} \\ \omega_C &= \frac{1}{R_B (C_{jei} + C_{jci})} \sqrt{\frac{C_{jcT}}{C_{jcx}}} & \omega_E &= \frac{1}{R_B (C_{jei} + C_{jci})} \sqrt{\frac{C_{jeT}}{C_{jex}}} \end{aligned} \quad (4.12)$$

C_{jcT} et C_{jeT} sont respectivement les capacités de transition totales base-collecteur et base-émetteur, et ω_T , ω_C , et ω_E sont des pulsations définies dans le but de clarifier la présentation des calculs.

La première étape de la méthode est la détermination des capacités totales. Supposons que la fréquence de mesure des paramètres S satisfasse la condition suivante appelée condition (1) : $\omega=2\pi f$ est très inférieur à ω_T , ω_C , et ω_E . Dans ce cas, les relations (4.8) et (4.9) se simplifient et deviennent :

$$C_{jcT} = \frac{\text{Im}(-Y_{12})}{\omega} \quad (4.13)$$

$$C_{jeT} = \frac{\text{Im}(Y_{11} + Y_{12})}{\omega} \quad (4.14)$$

Les relations (4.13) et (4.14) sont les relations bien connues qui permettent la détermination des capacités de jonction totales à partir de la mesure des paramètres S convertis en paramètres Y d'un transistor. Ces relations peuvent être retrouvées de manière évidente à l'aide d'un schéma équivalent plus simple que celui que nous avons utilisé. Toutefois, nous avons pu établir clairement dans ce cas la limite de validité [Ardo00-b] des relations (4.13) et (4.14) qui est la condition (1) et qui impose une limite supérieure à la fréquence de mesure utilisée. Une limite inférieure à la fréquence de mesure est en outre imposée par les limitations de l'analyseur de réseaux, nous appellerons celle-ci condition (2).

En effet, pour des capacités de faible valeur (quelques femto Farads) et des fréquences faibles (de l'ordre de la centaine de MHz), l'impédance associée à la capacité ($1/C\omega$) devient trop importante pour être mesurable par l'analyseur de réseaux qui utilise une impédance caractéristique de 50Ω comme référence. Il convient donc de choisir la gamme de fréquence avec précaution pour permettre la mesure, les conditions (1) et (2) étant fortement dépendantes du transistor mesuré.

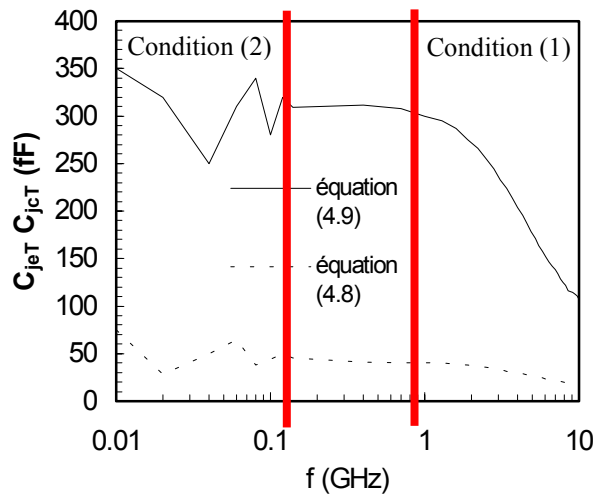


figure IV-9 : Résultat de mesure typique des capacités de jonction totales à partir des paramètres S

La deuxième étape consiste à utiliser les mesures de paramètres S dans une gamme de fréquence pour laquelle la condition (1) n'est plus satisfaite, les relations (4.13) et (4.14) ne sont donc plus applicables dans ce cas. Les relations (4.10) et (4.11) sont reformulées comme suit :

$$\frac{\omega^2}{\text{Re}(Y_{11})} = r_b \omega_T^2 \left[1 + \left(\frac{\omega}{\omega_T} \right)^2 \right] \quad (4.15)$$

$$\frac{\omega^2}{\text{Re}(Y_{11} + Y_{12})} = \frac{1}{C_{jei}} \omega_T \left[1 + \left(\frac{\omega}{\omega_T} \right)^2 \right] \quad (4.16)$$

En posant simplement $X = \omega^2$ et Y_1 égal au terme de gauche de l'équation (4.15) puis Y_2 égal au terme de gauche de l'équation (4.16), nous obtenons deux droites d'équation $Y_1 = a_1 X + b_1$ et $Y_2 = a_2 X + b_2$. Ainsi en appliquant deux régressions linéaires, nous pouvons déterminer ω_T , R_B et C_{jei} (et par conséquent C_{jci}). La valeur de la résistance de base est également obtenue. La figure IV-10 présente un exemple d'application de ce principe. La très bonne adéquation entre les mesures et la droite de régression linéaire confirme la validité de

cette approche ainsi que le schéma équivalent utilisé pour la détermination des relations (4.8), (4.9), (4.10) et (4.11).

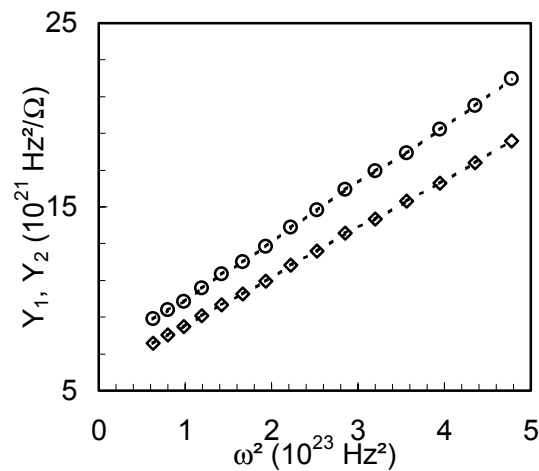


figure IV-10 : Equation (4.10) et (4.11) en fonction de ω^2 et droites de régression linéaire

Cette procédure est appliquée pour différents points de polarisation, de sorte que les courbes capacité/tension $C_{jei}(V_{BE})$ et $C_{jci}(V_{BC})$ peuvent être déterminées. Les jeux de paramètres (C_{jei0} , γ_{jei} et V_{jei}) et (C_{jci0} , γ_{jci} et V_{jci}), associés respectivement aux capacités intrinsèques base-émetteur et base-collecteur, sont alors déterminés simplement (par optimisation à l'aide de l'algorithme de Levenberg-Marquardt, par exemple). La figure IV-11 présente les résultats obtenus à l'aide de cette méthode pour un TBH SiGe de surface d'émetteur égale à $1.6 \times 25.6 \mu\text{m}^2$. Les courbes $C_{jei}(V_{BE})$ et $C_{jci}(V_{BC})$ sont présentées, ainsi que la simulation des capacités réalisées à l'aide des paramètres extraits.

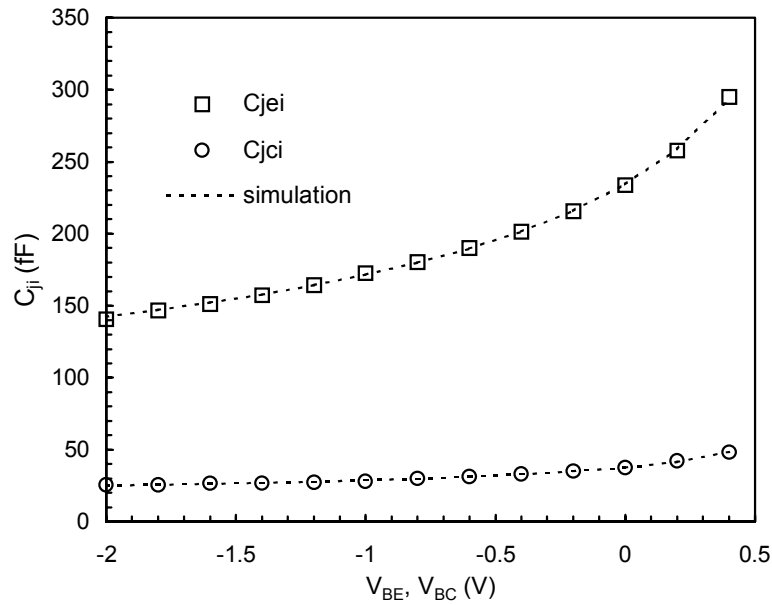


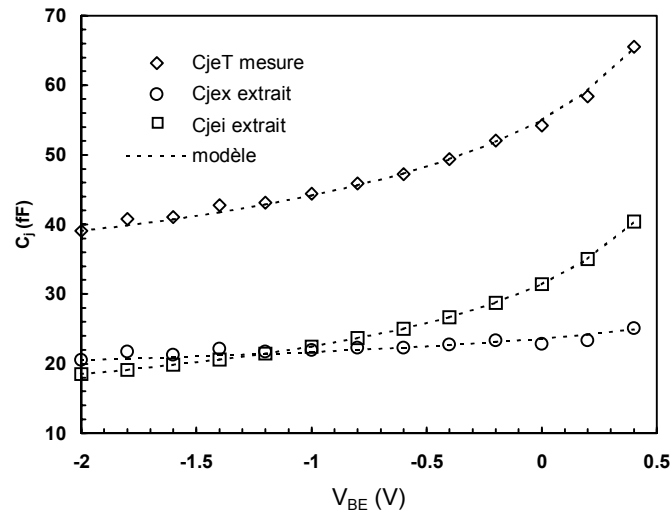
figure IV-11 : Capacités intrinsèques B-E et B-C en fonction des tensions V_{BE} et V_{BC}

Finalement, les capacités extrinsèques base-émetteur et base-collecteur peuvent être déduites de la différence entre les capacités totales et les capacités intrinsèques :

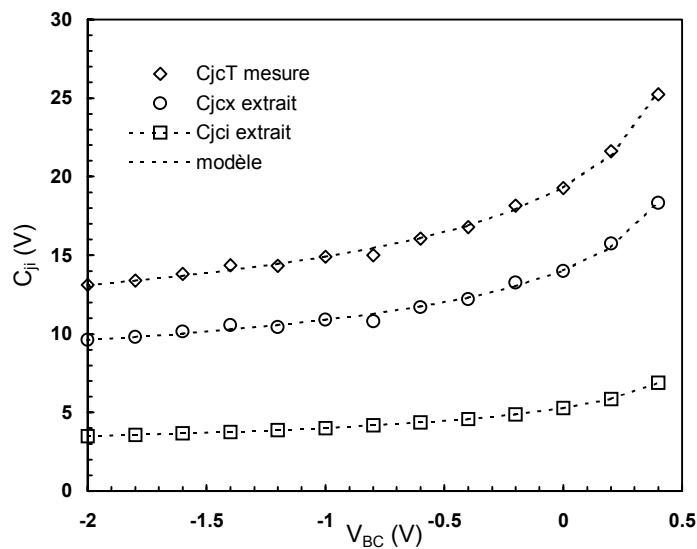
$$C_{jex} = C_{jeT} - C_{jei} \quad (4.17)$$

$$C_{jcx} = C_{jcT} - C_{jci} \quad (4.18)$$

Ceci permet alors de déterminer les jeux de paramètres (C_{jex0} , γ_{jex} et V_{jex}) et (C_{jcx0} , γ_{jcx} et V_{jcx}) associés respectivement aux capacités extrinsèques base-émetteur et base-collecteur, de manière classique (optimisation de type Levenberg-Marquardt). Les figure IV-12, a et b présentent les résultats obtenus pour un TBH SiGe de surface d'émetteur égale à $1.6 \times 25.6 \mu\text{m}^2$. Nous avons représenté sur ces figures, les capacités totales mesurées, les capacités intrinsèques déterminées à l'aide de notre méthode ainsi que les capacités extrinsèques obtenues à partir de (4.17) et (4.18).



(a)



(b)

figure IV-12 : Capacités totales, intrinsèques et extrinsèques, extraites et simulées pour :
 (a) jonction base-émetteur
 (b) jonction base-collecteur

Une technique simple peut être appliquée afin de vérifier la précision de notre méthode de répartition des capacités. Celle-ci consiste à appliquer la méthode non pas à des paramètres S mesurés d'un transistor, mais simulés à l'aide du modèle Hicum. Il est alors possible de comparer le jeu de paramètres de départ avec les paramètres extraits pour juger de la qualité de la méthode de répartition. Ceci permet en outre de s'affranchir des problèmes éventuels liés à la qualité des mesures. Le tableau IV-1 présente le résultat de cette vérification. La comparaison entre les paramètres utilisés pour la simulation et les paramètres

extraits permet de constater la très bonne précision fournie par cette méthode, ainsi que son utilité.

tableau IV-1 : Comparaison entre les paramètres utilisés pour la simulation et les paramètres extraits

Nom du paramètre	Paramètres utilisés pour la simulation	Paramètres extraits
C_{jei0} (fF)	73.6	74.11
C_{jep0} (fF)	20.8	21.25
C_{jci0} (fF)	28	26.7
C_{jcx0} (fF)	22.4	24.2
V_{dei} (V)	0.75	0.827
γ_{ci} (-)	0.366	0.407
V_{dep} (V)	0.75	0.586
γ_{ep} (-)	0.25	0.172
V_{dci} (V)	0.673	0.665
γ_{ci} (-)	0.362	0.352
V_{dcx} (V)	0.638	0.642
γ_{cx} (-)	0.293	0.288

III.1.3 Extension de la méthode de répartition des capacités

L'obtention de mesures précises pour les transistors de très petite taille est particulièrement délicate, car les capacités de jonction de ces transistors sont aux limites des valeurs mesurables et le tracé des équations (4.10) et (4.11) est de plus trop bruité pour être correctement interprété. Il convient donc d'utiliser une procédure permettant de mettre en œuvre la répartition des capacités pour toutes les géométries [Ardo01-e]. Les capacités de jonction intrinsèques sont exprimées à l'aide de l'équation générique (4.7) et d'un jeu de paramètres associé :

$$C_{jei} = \frac{C_{jei0}}{\left(1 - \frac{V_{BE}}{V_{jei}}\right)^{\gamma_{jei}}} \quad (4.19)$$

$$C_{jci} = \frac{C_{jci0}}{\left(1 - \frac{V_{BC}}{V_{jci}}\right)^{\gamma_{jci}}} \quad (4.20)$$

Où les paramètres $C_{j_{ei0}}$, $C_{j_{ci0}}$, $V_{j_{ei}}$, $V_{j_{ci}}$, $\gamma_{j_{ei}}$, $\gamma_{j_{ci}}$ ont la même signification que celle donnée pour l'équation (4.7). Nous considérons alors des relations simples qui permettent d'exprimer les capacités de transition intrinsèques en fonction des surfaces effectives des jonctions et de paramètres unitaires :

$$C_{j_{ei0}} = C_{j_{eiU}} A_E = C_{j_{eiU}} (b + 2\Delta_E)(l + 2\Delta_E) \quad (4.21)$$

$$C_{j_{ci0}} = C_{j_{ciU}} A_C = C_{j_{ciU}} (b + 2\Delta_C)(l + 2\Delta_C) \quad (4.22)$$

Où $C_{j_{eiU}}$ et $C_{j_{ciU}}$ sont les capacités à polarisation nulle par unité de surface effective, A_E et A_C sont les surfaces effectives des jonctions base-émetteur et base-collecteur respectivement. Ces surfaces peuvent alors être exprimées en fonction de b et l , respectivement la largeur et la longueur dessinée du transistor, et de Δ_E et Δ_C qui sont les distances à ajouter pour obtenir les dimensions effectives. La figure IV-13 présente schématiquement les relations entre dimensions effectives et dimensions dessinées d'un transistor.

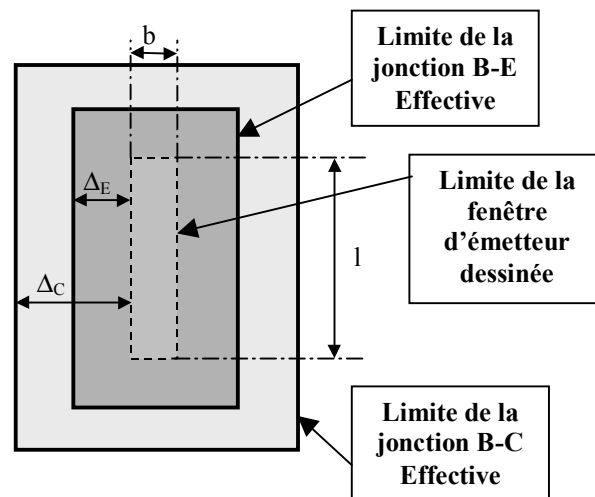


figure IV-13 : Schéma présentant les relations entre dimensions mesurées et dessinées d'un transistor

Ainsi en appliquant la méthode de répartition des capacités à plusieurs transistors de dimension suffisamment grande pour obtenir des mesures précises, les résultats obtenus pour $C_{j_{ei0}}$ et $C_{j_{ci0}}$ tracés en fonction des surfaces effectives des jonctions doivent se présenter sous la forme de droites coupant l'axe des ordonnées en 0. Une méthode d'optimisation peut donc être utilisée pour déterminer Δ_E et Δ_C (qui permettent d'obtenir les surfaces effectives). La figure IV-14 présente les valeurs des paramètres $C_{j_{ei0}}$ et $C_{j_{ci0}}$ résultant de l'étude de 5 TBH SiGe de la société ST Microelectronics de dimensions 1.6x25.6, 1.6x12.8, 1.6x6.4, 1.6x3.2 et

$1.6 \times 1.6 \mu\text{m}^2$. En outre, le tableau IV-2 présente les valeurs moyennes des paramètres V_{jei} , γ_{jei} , V_{jci} et γ_{jci} .

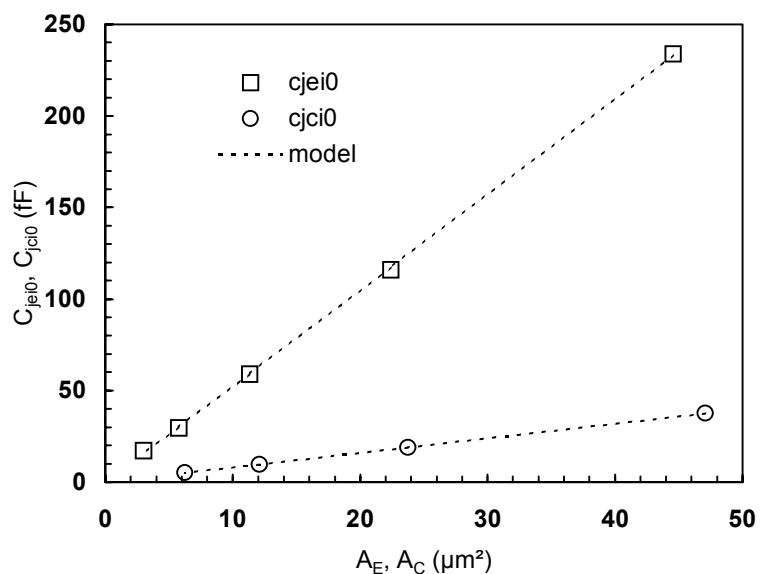


figure IV-14 : Capacités de transition à polarisation nulle, en fonction de l'aire effective des jonctions

tableau IV-2 : Valeur moyenne des paramètres des capacités de jonction

	V_{jei}	γ_{jei}	V_{jci}	γ_{jci}
Valeur moyenne	0.966	0.472	0.686	0.303
Déviatiion standard en pourcentage de la valeur moyenne	7%	3.7%	5.5%	1.1%

tableau IV-3 : Paramètres unitaires des capacités de jonction

	C_{jeiU} (fF/ μm^2)	Δ_E (μm)	C_{jciU} (fF/ μm^2)	Δ_C (μm)
Valeurs Extraites	5.24	0.066	0.8	0.112

A l'aide de cette étude, les paramètres unitaires C_{jeiU} et C_{jciU} sont déterminés par régression linéaire. Le tableau IV-3 présente le résultat de l'extraction de C_{jeiU} et C_{jciU} .

Suivant les lois décrites par les équations (4.21) et (4.22), les capacités intrinsèques de n'importe quel transistor peuvent être déterminées, à partir des paramètres C_{jeiU} et C_{jciU} d'une part, et des paramètres Δ_E et Δ_C d'autre part, pourvu que les dimensions dessinées du transistor b et l , soient connues.

Les capacités intrinsèques base-émetteur et base-collecteur étant supposées uniformes quel que soit la dimension du transistor, nous pouvons modéliser celles-ci respectivement à

l'aide des valeurs moyennes pour les paramètres (V_{jei}, γ_{jei}) et (V_{jci}, γ_{jci}) que nous avons déterminées par extraction directe. Les capacités base-émetteur et base-collecteur totales étant mesurées, les capacités extrinsèques sont déterminées par les relations :

$$C_{jEx}(V_{BE}) = C_{jET}(V_{BE}) - C_{jEi}(V_{BE}) = C_{jET}(V_{BE}) - \frac{C_{jEiU}(b + \Delta_E)(1 + \Delta_E)}{\left(1 - \frac{V_{BE}}{V_{jei}}\right)^{\gamma_{jei}}} \quad (4.23)$$

$$C_{jCx}(V_{BC}) = C_{jCT}(V_{BC}) - C_{jCi}(V_{BC}) = C_{jCT}(V_{BC}) - \frac{C_{jCiU}(b + \Delta_C)(1 + \Delta_C)}{\left(1 - \frac{V_{BC}}{V_{jci}}\right)^{\gamma_{jci}}} \quad (4.24)$$

La figure IV-15 présente les résultats de l'application de la méthode de répartition des capacités étendue aux TBH SiGe issus de la technologie de ST Microelectronics de longueurs $L = 0.8, 1.6, 3.2, 6.4$ et $12.8 \mu\text{m}$, pour trois largeurs différentes $b = 0.4, 0.8$ et $1.6 \mu\text{m}$. Nous présentons sur cette figure les valeurs de la variable X_{cjc} (en fonction de la longueur l), qui représente le rapport de la capacité base-collecteur intrinsèque sur la valeur totale de la capacité base-collecteur :

$$X_{cjc} = \frac{C_{jci0}}{C_{jci0} + C_{jcx0}} = \frac{C_{jci0}}{C_{jct}} \quad (4.25)$$

Nous pouvons constater une bonne cohérence dans les résultats obtenus :

- Pour une largeur donnée, la proportion de la capacité extrinsèque augmente lorsque la longueur se réduit
- Pour une longueur donnée, la proportion de la capacité extrinsèque augmente lorsque la largeur se réduit.

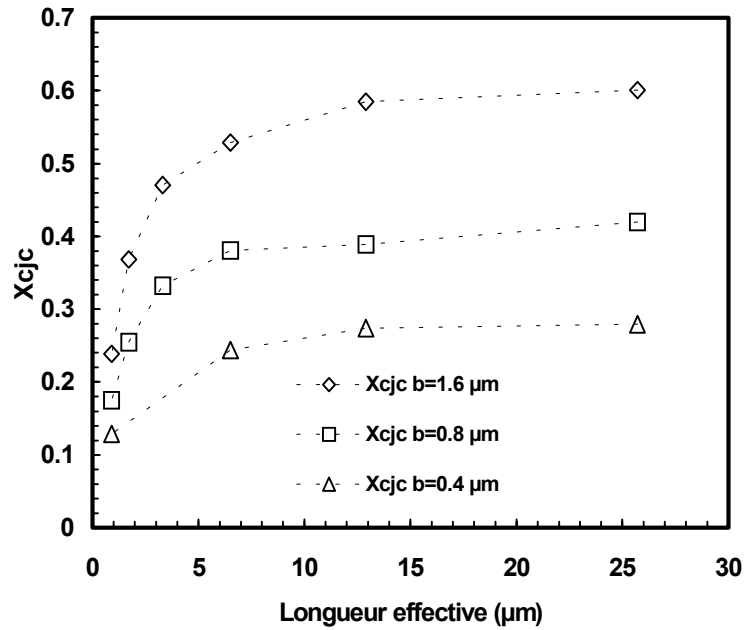


figure IV-15 : Paramètre X_{cjc} et modèle géométrique associé

III.2 Extraction des paramètres des courants de transfert et de base

III.2.1 Courant de transfert

a) Méthode directe

L'expression du courant de transfert dans le modèle Hicum qui est basée sur l'intégrale de contrôle de charge généralisée (équation (1.167)), est rappelée ci-dessous :

$$I_T = \frac{C_1}{Q_p} \left[\exp\left(\frac{V_{BE}}{U_T}\right) - \exp\left(\frac{V_{BC}}{U_T}\right) \right] \quad (4.26)$$

Où C_1 peut être approximé par le paramètre C_{10} aux faibles densités de courant. Q_p qui n'est pas un paramètre, représente la charge totale de trous dans le transistor. Lorsque le transistor fonctionne en mode normal direct nous pouvons considérer que le courant de collecteur I_C est quasiment égal au courant de transfert I_T . En considérant de plus que le transistor fonctionne en faible injection et qu'il n'est pas saturé, nous pouvons reformuler l'expression (4.26) en explicitant Q_p :

$$I_C = \frac{C_{10}}{Q_{p0} + h_{jei} Q_{jEi} + h_{jei} Q_{jCi}} \left[\exp\left(\frac{V_{BE}}{U_T}\right) - \exp\left(\frac{V_{BC}}{U_T}\right) \right] \quad (4.27)$$

Où Q_{p0} est la charge associée aux trous dans le transistor à polarisation nulle, Q_{jEi} et Q_{jCi} sont les charges de déplétion dans la zone intrinsèque associées respectivement à la

jonction base-émetteur et base-collecteur. h_{jEi} et h_{jCi} sont des paramètres du modèle qui représentent les coefficients de pondération des charges existant pour les TBH SiGe que nous avons introduits dans le paragraphe III.4.4. Nous pouvons remarquer que le rapport C_{10}/Q_{p0} est égal à I_S , le courant de saturation bien connu utilisé dans le modèle Gummel-Poon. Cette remarque nous amène à considérer le problème suivant : pour le modèle Gummel-Poon, I_S est simplement déterminé en extrapolant la caractéristique $\log(I_C) = f(V_{BE})$. I_S est alors l'intersection de la droite extrapolée avec l'axe des ordonnées. Comme le montre la figure IV-16, ceci ne pose aucun problème, puisque la caractéristique $I_C(V_{BE})$ est quasiment linéaire aux faibles densités de courant. Dans le cas du modèle Hicum, cette méthode ne peut être utilisée, puisque nous n'obtenons dans ce cas que la valeur du rapport C_{10}/Q_{p0} et non la valeur de chaque paramètre.

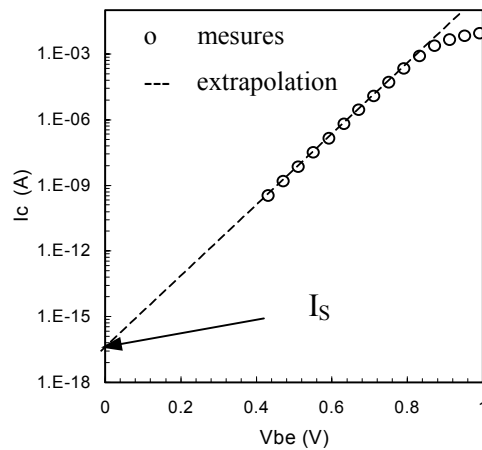


figure IV-16 : Principe d'extraction du paramètre I_S du modèle Gummel-Poon.

Nous devons alors utiliser une méthode alternative [Ard01-b] pour déterminer C_{10} et Q_{p0} . Ceci peut se faire en remarquant que l'effet de la variation des charges de transition Q_{jEi} et Q_{jCi} sur le courant de transfert est pondéré par la valeur de Q_{p0} . En d'autres termes, l'effet Early direct et inverse, pour une valeur donnée de Q_{jEi} et Q_{jCi} , sera plus ou moins prononcé selon la valeur de Q_{p0} . Nous pouvons par exemple utiliser la caractéristique mesurée de Gummel en direct ($I_C(V_{BE})$ et $I_B(V_{BE})$ pour $V_{BC}=0$), afin de déterminer les paramètres C_{10} et Q_{p0} . Puisque $V_{BC}=0$, le deuxième terme entre crochets dans l'équation (4.27) est nul et la charge Q_{jCi} est nulle également. Dans ce cas, l'équation (4.27) peut être réécrite sous la forme :

$$\frac{I_C}{\exp\left(\frac{V_{BE}}{U_T}\right)} = \frac{C_{10}}{Q_{p0} + h_{jEi} Q_{jEi}} \quad (4.28)$$

Nous considérons dans un premier temps que le facteur de pondération h_{jei} est égal à 1 (cas d'un transistor homojonction). Ceci n'est plus valable dans le cas d'un TBH SiGe et nous monterons par la suite comment remédier à ce problème. Le terme de gauche de l'équation (4.28) est calculé simplement à partir de la mesure d'un transistor, et peut être tracé en fonction de V_{BE} , comme indiqué figure IV-17.

Le terme Q_{jEi} est calculé simplement à partir des paramètres des capacités [Schr01] que nous avons extraits lors de l'étape précédente. Ainsi le terme de droite de l'équation (4.28) peut être calculé et tracé en fonction de V_{BE} , comme indiqué figure IV-17, pour des valeurs quelconques de C_{10} et Q_{p0} . Nous pouvons alors déterminer ces deux paramètres par optimisation.

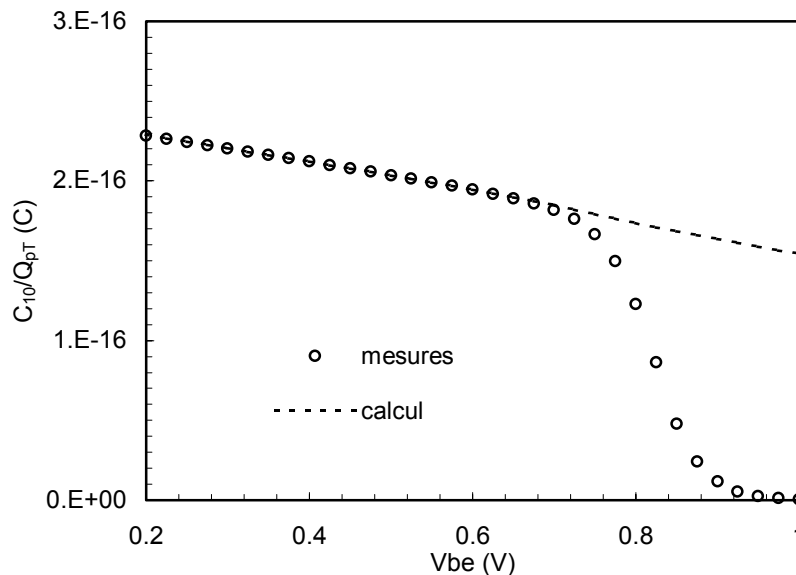


figure IV-17 : Tracé des deux termes de l'équation (4.28) en fonction de V_{BE} pour $V_{BC}=0$. Valeurs mesurées (terme de gauche) et calculées (terme de droite).

Dans le cas d'un TBH SiGe, il n'est plus possible de considérer que h_{jei} est égal à 1. Pour un transistor à base graduelle ayant les paramètres suivants $\Delta E_g(\text{grade})$ de l'ordre de 100 meV, et $\Delta E_g(0) = 0$, h_{jei} est de l'ordre de 4. La figure IV-18 présente un exemple de comparaison des caractéristiques $I_C(V_{CE})$ d'un TBH SiGe mesurée et simulée, pour laquelle le paramètre h_{jei} a été fixé a priori à 1. Nous pouvons remarquer l'erreur très importante que cette approximation introduit aux fortes densités de courant. Il est donc très important de disposer d'une bonne estimation de ce paramètre. Pour ce faire nous pouvons évaluer h_{jei} à l'aide de la relation (1.96) et des valeurs de $\Delta E_g(0)$ et de $\Delta E_g(\text{grade})$, qui sont des données constantes pour tous les transistors d'une technologie donnée.

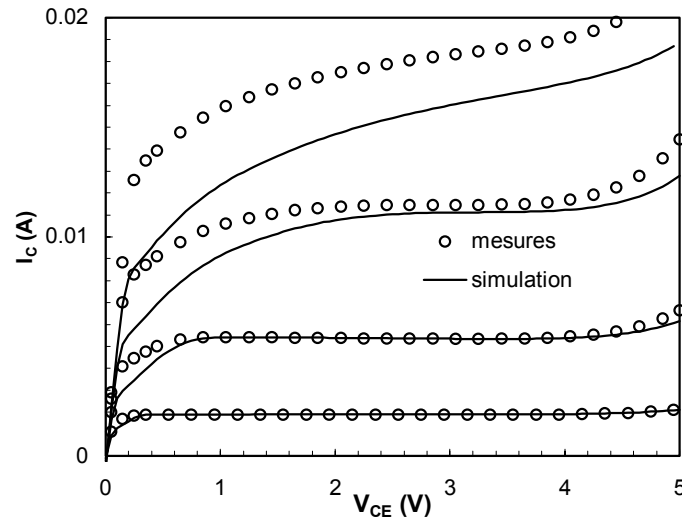


figure IV-18 : Caractéristique $IC(V_{CE})$ lorsque le paramètre h_{jei} est mal estimé

b) Etude en fonction de la géométrie

Selon la même approche que celle utilisée pour les capacités, les résultats obtenus peuvent être étudiés en fonction de la dimension des transistors. Ainsi, l'aire effective A_E et le périmètre effectif P_E de l'émetteur peuvent être déterminés en fonction d'une variable technologique γ , qui représente la différence entre les dimensions dessinées et effectives :

$$A_E = (b + \gamma)(l + \gamma) \quad (4.29)$$

$$P_E = 2(b + \gamma) + 2(l + \gamma) \quad (4.30)$$

La figure IV-19 présente schématiquement ce principe. Nous pouvons alors tracer les paramètres C_{10} et Q_{p0} pour différentes valeurs de A_E , le paramètre technologique γ qui est l'unique inconnue dans ce cas est déterminé par optimisation. La fonction objectif est conçue de sorte que les caractéristiques $Q_{p0}(A_E)$ et $C_{10}(A_E^2)$ coupent l'axe des ordonnées en 0. En effet, un transistor de surface effective nulle doit satisfaire $Q_{p0}=0$ et $C_{10}=0$. Nous rappelons que selon la définition du modèle le paramètre Q_{p0} est proportionnel à A_E , et C_{10} est proportionnel à A_E^2 .

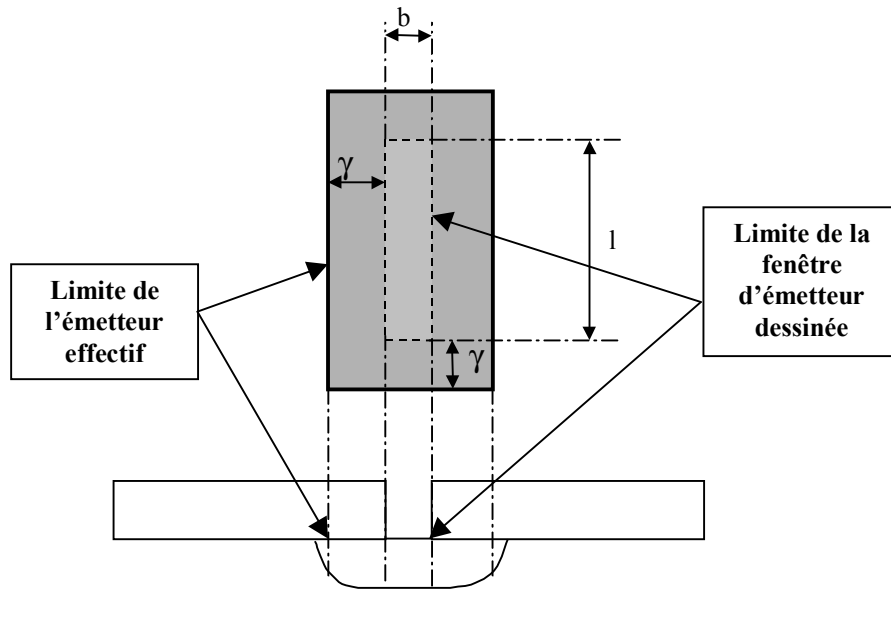


figure IV-19 : Représentation schématique de l'émetteur dessiné et de l'émetteur effectif

Les figure IV-20 a et b présentent le tracé de $Q_{p0}(A_E)$ et $C_{10}(A_E^2)$ pour une technologie de TBH SiGe de ST Microelectronics, de largeur minimale d'émetteur $0.35 \mu\text{m}$. Les dimensions d'émetteur (dessinées) des transistors étudiés sont présentées dans le tableau IV-4. La droite de régression linéaire représentée sur ces figures atteste la validité des lois de dimensionnement des paramètres : $Q_{p0} = K_1 A_E$ et $C_{10} = K_2 A_E^2$ où K_1 et K_2 sont des constantes. Cette bonne corrélation entre les paramètres que nous avons extraits et les lois de dimensionnement des paramètres nous permet de valider notre méthode d'extraction.

tableau IV-4 : Dimensions des transistors étudiés

Longueur \ Largeur	0.8 μm	1.6 μm	3.2 μm	6.4 μm	12.8 μm	25.6 μm
0.4 μm	X	X	X	X	Etudié	Etudié
0.8 μm	Etudié	Etudié	Etudié	Etudié	Etudié	Etudié
1.6 μm	Etudié	Etudié	Etudié	Etudié	Etudié	Etudié

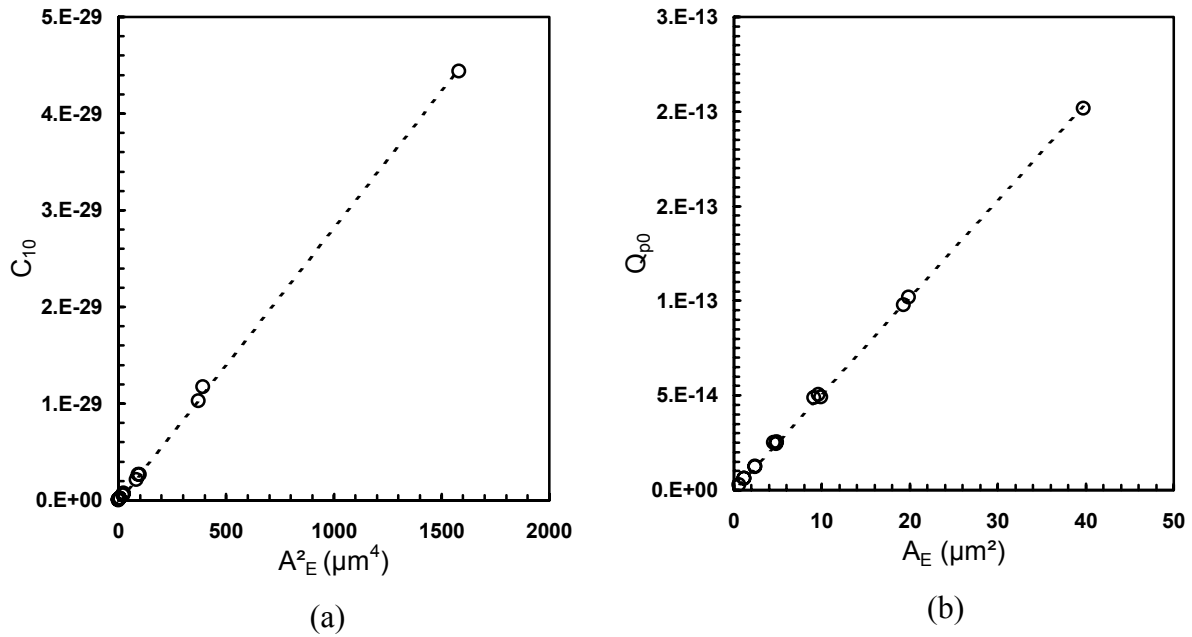


figure IV-20 : tracé de $Q_{p0}(A_E)$ et $C_{10} (A_E^2)$

III.2.2 Courants de base

Deux composantes différentes du courant de base coexistent au sein d'un transistor bipolaire. L'une (I_{BE}) est associée à la jonction base-émetteur, l'autre (I_{BC}) est associée à la jonction base-collecteur. Chacune de ces deux composantes peut être séparée en une partie intrinsèque et une partie extrinsèque. Le modèle Hicum permet également de modéliser le courant de génération-recombinaison pour la jonction base-émetteur par l'intermédiaire d'un terme supplémentaire (ce n'est pas le cas pour la jonction base-collecteur, bien qu'en réalité celle-ci soit sujette à un courant de génération-recombinaison). Chacune de ces composantes est modélisée en pratique par une équation du type suivant :

$$I_D = I_{SD} \left[\exp \left(\frac{V_D}{m_D U_T} \right) - 1 \right] \quad (4.31)$$

Où I_{SD} est le courant de saturation et V_D est la tension interne aux bornes de la jonction. m_D est un coefficient d'idéalité proche de 1 pour la composante idéale du courant (densité de courant moyenne) et proche de 2 pour la composante non idéale liée aux courants de génération-recombinaison (densité de courant faible).

Le courant de base est donc constitué des quatre composantes suivantes, décrites à l'aide d'une ou deux instances de l'équation (4.31), et des paramètres associés:

1) Partie intrinsèque base-émetteur.

$$I_{BEi} = I_{BEiS} \left[\exp \left(\frac{V_{B'E'}}{m_{BEi} U_T} \right) - 1 \right] + I_{REiS} \left[\exp \left(\frac{V_{B'E'}}{m_{REi} U_T} \right) - 1 \right] \quad (4.32)$$

Où I_{BEi} est la partie intrinsèque du courant de base lié à la jonction base-émetteur, le premier terme de l'équation (4.32) est la partie idéale de ce courant et le deuxième terme est la partie non idéale. $V_{B'E'}$ est la tension interne associée à la jonction intrinsèque.

2) Partie extrinsèque (périmétrique) base-émetteur.

$$I_{BEp} = I_{BEpS} \left[\exp \left(\frac{V_{B^*E'}}{m_{BEp} U_T} \right) - 1 \right] + I_{REpS} \left[\exp \left(\frac{V_{B^*E'}}{m_{REp} U_T} \right) - 1 \right] \quad (4.33)$$

Où I_{BEp} est la partie extrinsèque (périmétrique) du courant de base lié à la jonction base-émetteur, comprenant comme précédemment un terme idéal et un terme non idéal. $V_{B^*E'}$ est la tension interne associée à la jonction extrinsèque.

3) Partie intrinsèque base-collecteur.

$$I_{BCi} = I_{BCiS} \left[\exp \left(\frac{V_{B'C'}}{m_{BCi} U_T} \right) - 1 \right] \quad (4.34)$$

I_{BCi} est la partie intrinsèque du courant de base lié à la jonction base-collecteur intrinsèque, et $V_{B'C'}$ est la tension interne associée.

4) Partie extrinsèque base-collecteur.

$$I_{BCx} = I_{BCxS} \left[\exp \left(\frac{V_{B^*C'}}{m_{BCx} U_T} \right) - 1 \right] \quad (4.35)$$

I_{BCx} est la partie extrinsèque du courant de base lié à la jonction base-collecteur extrinsèque, et $V_{B^*C'}$ est la tension interne associée à celle-ci. Toutefois, il n'est pas possible de séparer simplement les composantes intrinsèques et extrinsèques des courants de base à partir des mesures d'un seul transistor. C'est pourquoi nous réalisons dans un premier temps l'extraction des paramètres sur le courant de base total en direct puis en inverse. Nous utilisons ici comme convention de notation de rajouter l'indice T aux noms des courants et paramètres qui indique alors qu'il s'agit de la somme des composantes intrinsèques et extrinsèques. Une analyse ultérieure de différentes géométries peut être appliquée pour réaliser la répartition des courants de base, mais celle-ci peut être omise sans que cela ne nuise fortement à la précision du modèle.

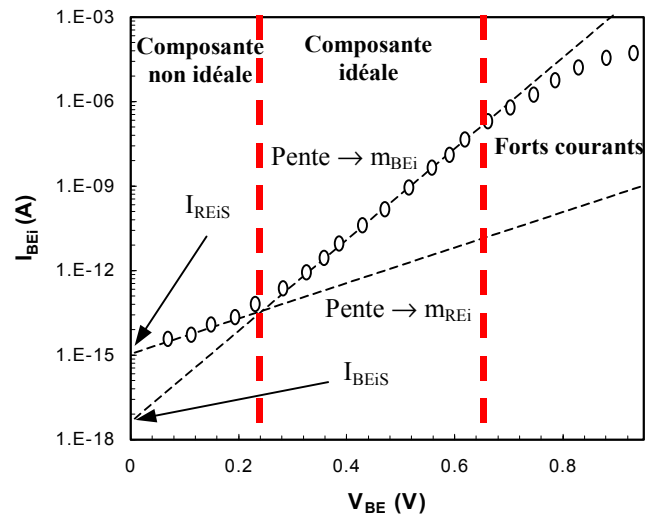


figure IV-21 : Principe de l'extraction des paramètres des courants de base

Ainsi chaque jeu de paramètres (du type I_{SD} , m_D) peut être déterminé par régression linéaire appliquée à la caractéristique $\log(I_D) = f(V_D)$ dans la zone de polarisation où la composante du courant concerné est prépondérante. L'intersection de la droite de régression linéaire avec l'axe des ordonnées donne alors I_{SD} et sa pente permet de déterminer m_D . Ce principe est présenté à titre d'exemple figure IV-21, pour la composante I_{BET} (courant de base total en direct).

Toutefois, cette démarche simple dans son principe se heurte en pratique à un manque de précision dû à la définition de la gamme de polarisation pour laquelle les paramètres doivent être extraits. A titre d'exemple, la gamme de polarisation pour laquelle la composante idéale du courant suit un comportement exponentiel pur est relativement réduite. Aux faibles tensions base-émetteur, ce comportement est masqué par le courant de génération recombinaison, et aux fortes tensions base-émetteur, il est masqué par les chutes ohmiques dans les résistances parasites et les effets de forts courants. Ainsi, le choix d'une gamme de polarisation trop réduite ou trop importante induit une erreur liée respectivement à l'imperfection de l'extrapolation ou à la supposition erronée que la caractéristique est exponentielle. En outre, une erreur infime lors de l'extraction du coefficient d'idéalité m_D , induit une erreur très importante sur le paramètre I_{SD} qui n'est pas visible lors de la comparaison entre mesures et simulations, puisque les deux erreurs se compensent sur la caractéristique simulée.

Pour remédier à ces deux inconvénients, nous avons mis au point une méthodologie simple et consistante d'un point de vue physique, que nous avons appliquée pour la détermination des paramètres associés à la composante idéale du courant.

La première étape consiste à fixer le coefficient m_D à la valeur 1. Trois raisons principales justifient ce point :

- D'un point de vue physique le coefficient d'idéalité m_D doit être égal à 1, c'est un paramètre empirique introduit pour ajuster le courant simulé aux mesures.
- Nous éliminons ainsi l'incertitude sur le paramètre empirique m_D . Nous réduisons de la sorte l'erreur sur I_{SD} qui a une signification physique réelle.
- En outre avec un paramètre m_D différent de 1, (c'est à dire ayant une valeur différente pour chaque géométrie), il serait impossible de dégager des règles de dimensionnement réalistes.

Finalement, le paramètre m_D n'est requis que dans les cas suivants :

- Si l'émetteur est assez faiblement dopé pour donner lieu à une variation importante de la zone de transition du côté de l'émetteur, qui se traduit par l'équivalent de l'effet Early sur le courant de base. Ce phénomène n'est généralement pas visible pour les TBH SiGe à base graduelle.
- S'il existe un taux de recombinaisons important dans la base neutre, ce qui est rarement le cas pour les TBH SiGe à base graduelle.

Une précision moindre étant parfaitement acceptable pour les composantes non idéales et pour les composantes inverses (puisque le transistor est rarement utilisé dans une gamme de polarisation où ces composantes sont prépondérantes), nous utilisons pour celles-ci la méthode classique présentée précédemment.

La deuxième étape consiste à déterminer I_{BEST} qui est la somme des paramètres I_{BEiS} et I_{BEsS} en travaillant sur le courant de base total en direct $I_{BEi} + I_{BEs}$. Nous utilisons pour cela un procédé qui nous permet de nous affranchir de l'effet des résistances série parasites. Une fois les paramètres du courant de collecteur déterminés, le paramètre I_{BEST} est déterminé par optimisation avec pour fonction objectif l'erreur sur le gain. En effet, le courant de collecteur et de base peuvent être exprimés comme suit, en tenant compte des chutes ohmiques dans les résistances, pour $V_{BC}=0$ et V_{BE} suffisamment faible pour être en deçà des effets de forts courants:

$$I_C \approx \frac{C_{10}}{Q_{p0} + h_{jei} Q_{jei}} \exp\left(\frac{V_{BE} - R_B I_B - R_E (I_C + I_B)}{U_T}\right) \quad (4.36)$$

$$I_B \approx I_{BEST} \exp\left(\frac{V_{BE} - R_B I_B - R_E (I_C + I_B)}{U_T}\right) \quad (4.37)$$

Où nous avons exprimé la tension base émetteur interne en fonction de la tension base-émetteur appliquée sur les terminaux et des chutes ohmiques dans les résistances.

I_B est le courant de base total en direct ($I_{BEi} + I_{BEex}$). Le gain en courant statique β qui est le rapport du courant de collecteur sur le courant de base, peut être déduit simplement des relations (4.36) et (4.37) :

$$\beta = \frac{I_C}{I_B} = \frac{C_{10}}{I_{BEST}} \frac{1}{Q_{p0} + h_{jei} Q_{jei}} \exp\left(\frac{V_{BE}}{U_T}\right) \quad (4.38)$$

Nous pouvons remarquer que l'expression du gain est indépendante des chutes de tension dues aux résistances parasites. Cette relation est valable d'après les conditions précédentes, uniquement lorsque les effets de forts courants (effet Kirk) sont négligeables. Toutefois, les effets des résistances parasites sont généralement non négligeables à partir d'un niveau de densité de courant inférieur à celui auquel apparaît l'effet Kirk, c'est pourquoi une gamme de polarisation plus étendue peut être utilisée pour déterminer les paramètres du courant de base grâce à cette méthode. La figure IV-22 présente les caractéristiques $I_C(V_{BE})$ et $I_B(V_{BE})$ d'un TBH SiGe pour $V_{BC}=0$ et le gain en courant statique β . La gamme de polarisation pour laquelle la relation (4.38) décrit correctement le gain est plus importante que celle pour laquelle l'équation du type (4.37) décrit correctement le courant de base. Ces gammes de polarisation sont indiquées sur les graphes car il est difficile de constater cet effet visuellement, du fait de l'échelle logarithmique pour la caractéristique de Gummel. Cette gamme de polarisation est en outre aisée à déterminer car la chute du gain est alors fortement marquée en dehors de cette limite.

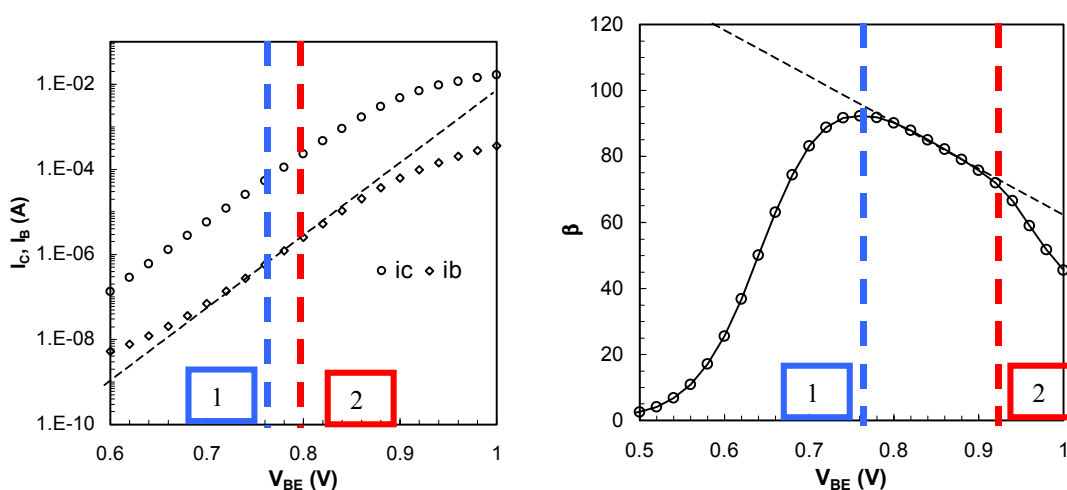


figure IV-22 : Tracé de Gummel et du gain en courant en fonction de V_{BE} pour $V_{BC}=0V$

Ligne 1 : Limite inférieure, I_B non idéal > 1% I_B total

Ligne 2 : Limite supérieure, écart entre mesure et tracé idéal > 1%.

Tous les éléments de la relation (4.38) étant connus ou pouvant être calculés, excepté le pseudo paramètre I_{BETS} , celui-ci peut être déterminé simplement par optimisation ou par calcul direct. Dans le cas du calcul direct, il suffit d'appliquer l'expression suivante pour la gamme de polarisation où l'expression (4.38) est valide, et de réaliser une moyenne :

$$I_{BETS} = \frac{I_B}{I_C} \frac{C_{10}}{Q_{p0} + h_{jei} Q_{jei}} \exp\left(\frac{V_{BE}}{U_T}\right) \quad (4.39)$$

Dans le cadre de l'extraction des paramètres selon la méthodologie du transistor unique, la répartition du courant de base entre une composante intrinsèque et extrinsèque est difficile, voire impossible. En général nous considérerons que l'ensemble du courant de base est de type intrinsèque (soit $I_{BEiS} = I_{BETS}$), et que la composante extrinsèque est nulle ($I_{BEXS} = 0$). Il est également possible d'appliquer un facteur de répartition approximatif, déduit de l'étude de la répartition des capacités. Toutefois, une étude simple de plusieurs transistors de géométries différentes permet une répartition plus précise. Nous utilisons pour cela la formulation suivante :

$$I_{BETS} = I_{BEiS} + I_{BEXS} = I_{BEiSU} A_E + I_{BEXSU} P_E \quad (4.40)$$

Où I_{BEiSU} et I_{BEXSU} sont respectivement les courants de saturation par unité de surface du courant de base intrinsèque et par unité de périmètre pour le courant de base extrinsèque. Cette formulation suppose implicitement que le courant de base intrinsèque est proportionnel à la surface effective de l'émetteur, que le courant de base extrinsèque est proportionnel au périmètre effectif, et que les coefficients d'idéalité de la diode intrinsèque et extrinsèque sont fixés à 1. La relation (4.40) peut être reformulée de façon à faire apparaître l'équation d'une droite :

$$\frac{I_{BETS}}{P_E} = I_{BEiSU} \frac{A_E}{P_E} + I_{BEXSU} \quad (4.41)$$

Dans ce cas, I_{BEiSU} est le coefficient directeur de la droite, et I_{BEXSU} est l'intersection avec l'axe des ordonnées. Ces deux paramètres peuvent donc être extraits par application d'une régression linéaire au tracé de $I_{BETS}/P_E = f(A_E/P_E)$, où A_E et P_E sont calculés à partir des dimensions du transistor et du paramètre technologique γ qui a été déterminé précédemment. La figure IV-23 présente les résultats de cette étude appliquée aux TBH SiGe mentionnés au paragraphe III.2.1.

Ces résultats sont présentés à l'aide d'une variable notée X_{IB} , qui permet d'appréhender simplement leur signification. X_{IB} est le rapport du courant de saturation associé au courant de base intrinsèque sur le courant de saturation de base total, il est défini comme suit :

$$X_{IB} = \frac{I_{BEiS}}{I_{BETS}} \quad (4.42)$$

Nous pouvons vérifier simplement au vu de la figure IV-23 que plus la taille du composant diminue, plus la composante intrinsèque du courant de base diminue par rapport au courant de base total ; l'injection périmétrique devient donc de plus en plus importante.

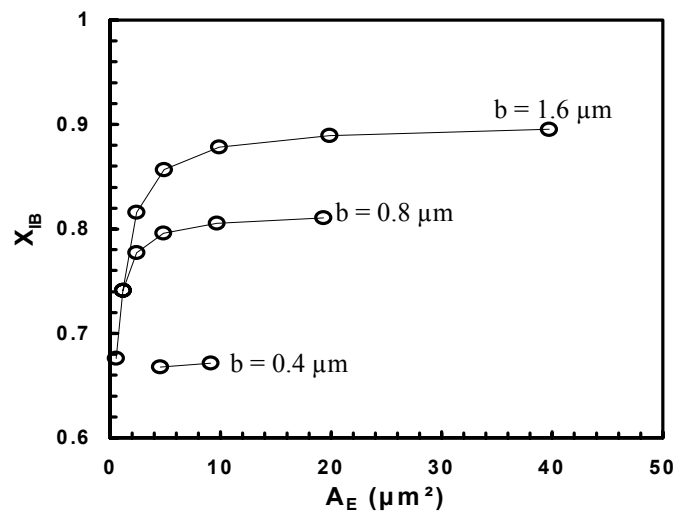


figure IV-23 : Variable X_{IB} en fonction de A_E , l'aire effective de l'émetteur pour différentes largeurs d'émetteur

III.3 Extraction des résistances parasites

L'extraction des résistances parasites des transistors bipolaires a fait l'objet de nombreux travaux publiés dans la littérature. Nous présentons ici les méthodes qui se distinguent soit par leur simplicité de mise en œuvre, soit par une bonne précision. Il est néanmoins difficile de juger de la précision d'une méthode dans ce domaine, les moyens de vérification étant indirects lorsqu'on applique celle-ci à des mesures réelles. Les possibilités existantes sont principalement les suivantes:

- Comparer les valeurs des résistances extraites aux simulations physiques du transistor. Cette méthode exige que les paramètres technologiques soient parfaitement connus.
- Comparer les résultats de simulation électrique avec les mesures. Dans ce cas, rien ne prouve qu'une faible erreur entre mesure et simulation valide la procédure d'extraction, car plusieurs erreurs d'extraction successives peuvent se compenser.

L'excellente cohérence physique du modèle Hicum permet de l'utiliser pour synthétiser des mesures ayant un comportement proche de mesures réelles. De ce fait, nous présentons l'application de ces méthodes à des données simulées à l'aide du modèle Hicum au lieu de mesures électriques d'un composant, ce qui permet de comparer le jeu de paramètres utilisé pour la simulation aux paramètres extraits. Cette approche pallie au manque de moyens de vérification des méthodes d'extraction. Nous utiliserons un jeu de mesures virtuelles que nous appellerons MVT_1 (mesures virtuelles du transistor 1), pour lesquelles les paramètres des résistances sont : $R_E = 2.35 \Omega$, $R_{CX} = 10.2 \Omega$, $R_{BX} = 24.0 \Omega$ et $R_{BI0} = 152 \Omega$. Ce sont les valeurs que nous devons retrouver après extraction.

Les différentes méthodes seront en outre comparées entre elles afin de compléter leur évaluation.

III.3.1 Résistance d'émetteur

a) Méthode de Kulke et Miller

Une des méthodes les plus simples à mettre en œuvre pour la mesure de la résistance d'émetteur, est la méthode de Kulke et Miller [Kulk57]. Le principe de cette méthode est la mesure de la tension collecteur-émetteur pour différentes valeurs du courant de base, pour un courant de collecteur nul. La figure IV-24 présente le schéma du transistor ainsi que sa polarisation.

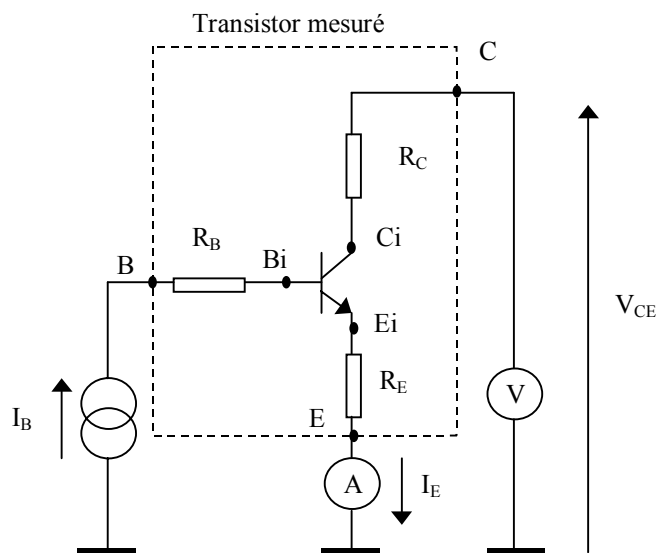


figure IV-24 : Polarisation du transistor pour la méthode de Kulke et Miller.

La tension mesurée collecteur-émetteur V_{CE} est décrite par la relation :

$$V_{CE} = V_{CEi} + R_E I_E \quad (4.43)$$

La figure IV-25 présente un exemple de tracé de V_{CE} en fonction de I_E . La tension interne de saturation V_{CEi} étant quasi constante, R_E est extrait simplement en utilisant la relation :

$$R_E = \frac{\Delta V_{CE}}{\Delta I_E} \quad (4.44)$$

Nous obtenons alors différentes valeurs de R_E en fonction de I_E , de sorte qu'une moyenne peut être réalisée sur une gamme de polarisation pertinente, le résultat pour les mesures MVT_1 est présenté figure IV-26.

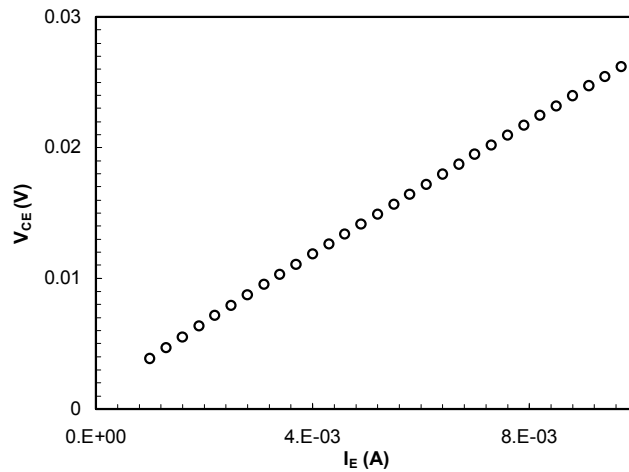


figure IV-25 : Tension V_{CE} en fonction de I_E pour la méthode de Kulke

b) Méthode des transconductances

La méthode des transconductances est basée sur l'étude de la définition de la transconductance à partir du schéma équivalent du transistor [Kloo99]. La résistance R_E est alors calculée par la relation :

$$R_E = \frac{g_m - g_m^m (1 + g_0 R_B)}{g_m^m (g_m + g_0)} \quad (4.45)$$

Où g_m est la transconductance intrinsèque, g_m^m est la transconductance externe mesurée du transistor et g_0 est la conductance associée au courant de base. Nous noterons que la résistance de base totale R_B doit avoir été déterminée avant de pouvoir utiliser cette méthode. C'est pourquoi celle-ci est généralement utilisée conjointement à la méthode des cercles d'impédances qui permet d'extraire R_B . Le résultat pour les mesures virtuelles MVT_1 est présenté figure IV-26.

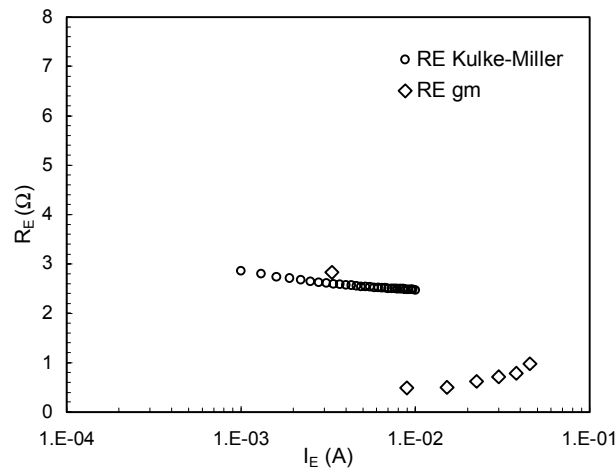


figure IV-26 : Extraction de R_E , méthode de Kulke et Miller et méthode des transconductances

Nous pouvons constater que la méthode de Kulke et Miller est relativement précise : la valeur extraite moyenne pour R_E est de 2.5Ω , pour une valeur de départ (exacte) de 2.35Ω . La méthode des transconductances quant à elle, devient très imprécise aux fortes densités de courant (R_E de l'ordre de 0.8Ω), car dans ce cas des effets complexes de forts courants interviennent. Elle ne peut néanmoins pas être utilisée pour des niveaux de courant très faibles, car dans ce cas, c'est la détermination de R_B par la méthode des cercles d'impédance qui devient imprécise (ces deux méthodes sont utilisées conjointement).

III.3.2 Résistance de base

a) Méthode des transistors tétrade

La méthode des transistors tétrade [Rein91] [Berk01] est basée sur l'utilisation de structures de test spécifiques, comprenant un émetteur en couronne et deux contacts de base. Ce type de structure de test est présenté schématiquement figure IV-27. Le principe de la méthode est de forcer le courant de base à passer depuis les deux contacts de la base 1 vers le contact de la base 2 en imposant une différence de potentiel entre celles-ci. La mesure du courant circulant d'une base à l'autre permet de calculer une résistance équivalente.

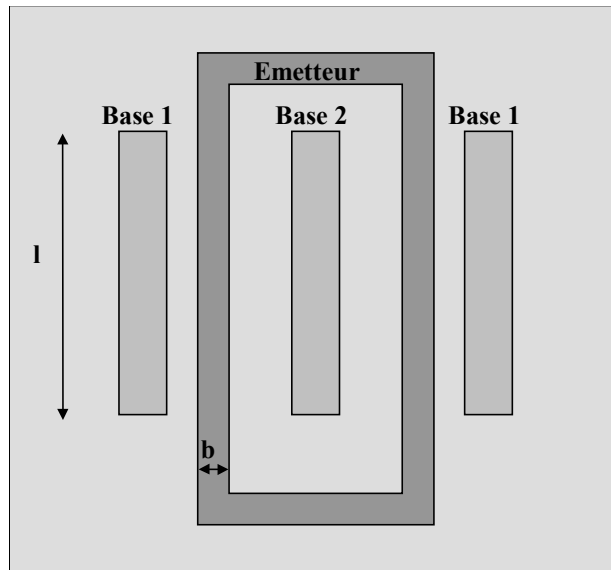


figure IV-27 : Représentation schématique du transistor tétrade

La figure IV-28, indique la polarisation à appliquer à la structure de test. Afin d'éviter une dissymétrie des zones de transition d'une base à l'autre, il convient de limiter la tension entre les deux bases ΔV (une valeur de l'ordre de 20mV est généralement utilisée), ce qui ne permet pas de mesurer la résistance de base aux forts courants. La tension V_{BE} peut être quelconque tant qu'elle n'induit pas un courant trop important ($V_{BE} < 0.5 \text{ V}$ par exemple). Dans ces conditions, la résistance équivalente R est exprimée par :

$$R = \frac{\Delta V}{\frac{(I_{B1} + I_{B2})}{2}} \tag{4.46}$$

L'émetteur en couronne permet de s'assurer que le courant de base ne passe pas autour de l'émetteur, mais au-dessous de celui-ci, à travers la couche de la résistance de base intrinsèque fortement résistive.

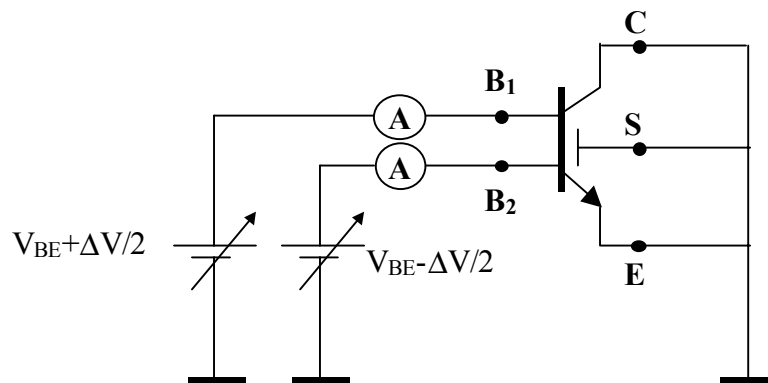


figure IV-28 : Polarisation pour la méthode des transistors tétrades

En outre, plusieurs structures de largeurs d'émetteur b différentes sont étudiées afin de réaliser une étude en fonction de la géométrie. Cette étude permet de différencier la résistance de base intrinsèque et la résistance de base extrinsèque. Pour chaque largeur b , deux longueurs l_1 et l_2 différentes sont mesurées, ce qui permet de corriger les effets bi-dimensionnels (les résultats obtenus sont donc liés à une longueur effective $l_{\text{eff}} = l_2 - l_1$). En effet, une part non négligeable du courant est susceptible de passer par les extrémités de la structure. La figure IV-29, présente les résultats obtenus à l'aide de cette méthode pour une technologie BiCMOS SiGe de ST Microelectronics pour les largeurs $b=0.3\mu\text{m}$, $0.6\mu\text{m}$, $0.8\mu\text{m}$ et $1.2\mu\text{m}$. Les différentes courbes correspondent aux différentes valeurs de V_{BE} utilisées qui modulent légèrement la résistance de base intrinsèque (effet Early).

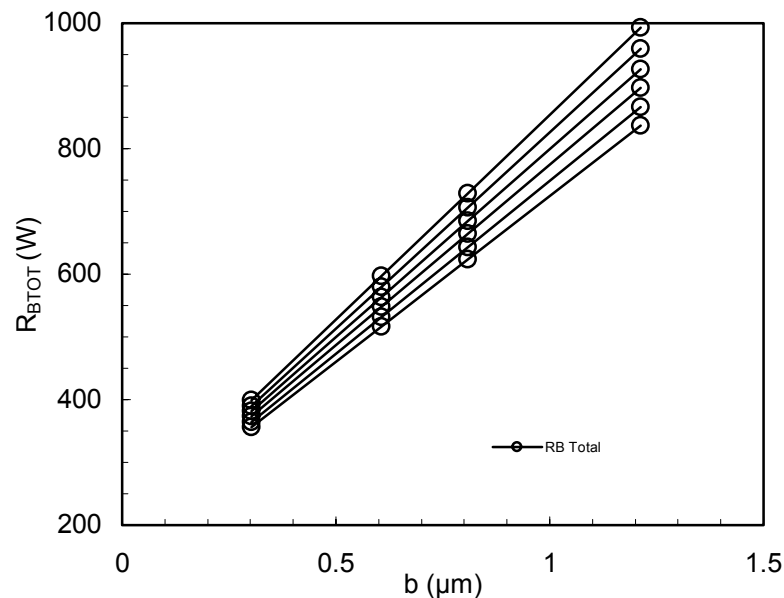


figure IV-29 : Résultats de la méthode des transistors tétrodes de longueur effective l_{eff}

La résistance R_{BTOT} mesurée est décrite par la relation suivante :

$$R_{\text{BTOT}} = 2 R_{\text{BX}} + R_{\text{Bi}} = 2 R_{\text{BX}} + R_{\text{Si}} \frac{b}{l_{\text{eff}}} \quad (4.47)$$

D'après la relation (4.47), nous pouvons déterminer R_{Si} et R_{BX} (ici R_{BX} est la résistance de base extrinsèque correspondant à la longueur l_{eff} du transistor tétrode). La pente de ces courbes permet d'obtenir la résistance par carré de la base intrinsèque ($R_{\text{Si}} / l_{\text{eff}} = \text{pente}$) et l'intersection avec l'axe des ordonnées donne la valeur de la résistance de base extrinsèque correspondant à la longueur l utilisée ($R_{\text{BX}}(l_{\text{eff}}) = \text{inter section} / 2$).

La figure IV-30 présente les résultats obtenus.

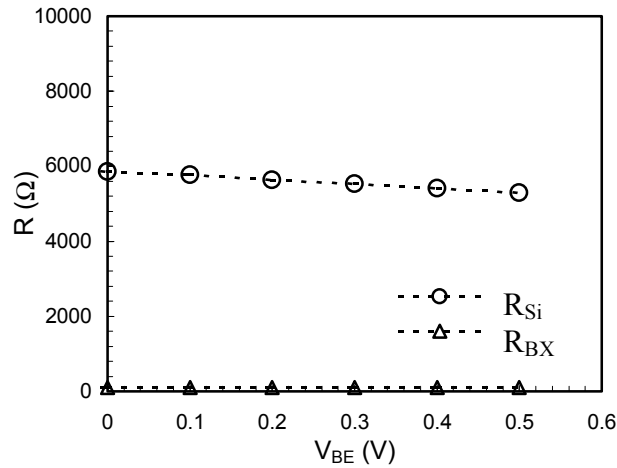


figure IV-30 : Valeurs de R_{Si} et R_{BX} obtenues à l'aide de la méthode des transistors térodes

Remarquons que cette méthode ne permet pas d'obtenir la variation de la résistance de base aux forts courants. De plus, celle-ci ne permet pas d'obtenir la valeur directe des résistances, mais la valeur par carré pour la base intrinsèque et la valeur par unité de longueur pour la base extrinsèque. Il est donc nécessaire de recalculer celles-ci, ce qui peut s'avérer difficile, en particulier pour les transistors de petite dimension n'ayant qu'une seule base. En effet, dans ce cas les règles de dimensionnement sont complexes. Il convient encore pour conclure de préciser que cette méthode, bien que donnant des résultats précis (mais incomplets) est assez lourde à mettre en œuvre, en particulier si les structures térodes ne sont pas déjà disponibles parmi les motifs de test. Le cycle consistant à implanter les structures de transistors térodes dans une technologie donnée peut être très long, car celui-ci nécessite la réalisation du dessin des structures, la fabrication des masques et l'envoi en fonderie.

b) Méthode de Ning et Tang

La méthode Ning-Tang est basée sur la mesure en direct de la caractéristique $I_C(V_{BE})$ et $I_B(V_{BE})$ pour $V_{BC}=0$. Dans ce cas, le courant de base peut être exprimé en fonction du courant de base idéal par la relation :

$$\frac{I_{BEi}}{I_B} = \exp \left[\frac{I_C \left(R_E + \frac{R_E}{\beta} + \frac{R_{Bi}}{\beta} + \frac{R_{BX}}{\beta} \right)}{U_T} \right] \quad (4.48)$$

Où β est le gain statique du transistor. La relation (4.48) est reformulée comme suit :

$$\frac{U_T}{I_C} \ln \left(\frac{I_{BEi}}{I_B} \right) = (R_E + R_{BX}) \frac{1}{\beta} + \frac{R_{Bi}}{\beta} + R_E \quad (4.49)$$

Il convient de remarquer que R_{Bi} décroît proportionnellement à β , de sorte que le terme R_{Bi}/β est constant. Le tracé de $\frac{U_T}{I_C} \ln\left(\frac{I_{BEi}}{I_B}\right)$ en fonction de $1/\beta$ (qui est présenté figure IV-31) est alors une droite dont la pente donne $R_{BX} + R_E$ et dont l'intersection avec l'axe des ordonnées donne $R_{Bi}/\beta + R_E$. Si la valeur de R_E est connue, alors R_{Bi} et R_{BX} peuvent être déterminés. La figure IV-32 présente les résultats obtenus lors de l'application de cette méthode aux mesures virtuelles MVT_1 concernant l'extraction de la somme $R_{BX} + R_E$. La valeur extraite pour la somme $R_{BX} + R_E$ est de 27Ω au lieu de 26.35Ω , ce qui est très satisfaisant. Les résultats pour R_{Bi} sont présentés figure IV-34, et seront commentés au paragraphe suivant afin d'être comparés aux autres méthodes.

Nous pouvons remarquer que la méthode de Ning et Tang, qui est très simple à mettre en œuvre donne des résultats satisfaisants.

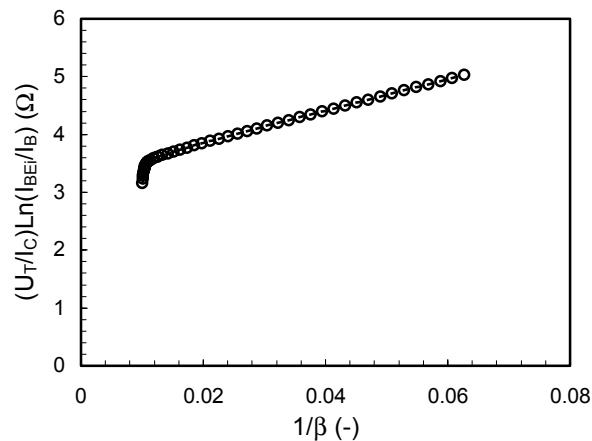


figure IV-31 : Tracé obtenu à l'aide de la méthode de Ning et Tang

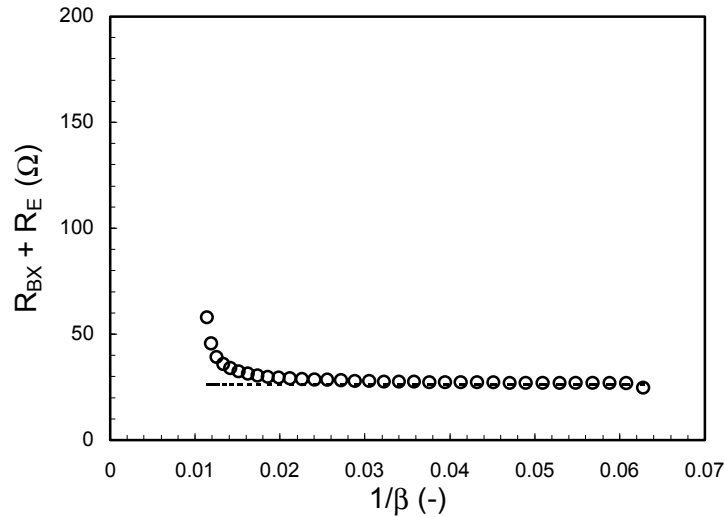


figure IV-32 : Somme de R_{BX} et R_E obtenue avec la méthode Ning-Tang
 Pour comparaison la valeur exacte est indiquée en pointillés

c) Méthode des cercles d'impédance

La méthode des cercles d'impédance [Sans72] est basée sur l'étude du schéma équivalent petit signal simplifié présenté figure IV-33. En accord avec ce schéma équivalent, le paramètre hybride $H_{11}=1/Y_{11}$ est exprimé par :

$$H_{11} = R_B + \frac{1}{\frac{1}{r_\pi} + j \omega (c_\pi + c_\mu)} \tag{4.50}$$

Où R_B est la résistance totale de base (partie intrinsèque et partie extrinsèque). C_π et C_μ sont respectivement les capacités totales base-émetteur et base-collecteur (capacité de jonction et de diffusion). La relation (4.50) tracée en coordonnées polaires décrit un demi-cercle dont le centre se trouve sur l'axe des réels. Les intersections de ce demi-cercle avec l'axe des réels donnent R_B et R_B+r_π . Il est donc possible de déterminer R_B par interpolation circulaire des mesures du paramètre H_{11} en fonction de la fréquence. Concrètement, H_{11} est obtenu à partir des paramètres S du transistor mesurés à l'aide d'un analyseur de réseaux. En répétant l'opération pour divers points de polarisation, nous pouvons obtenir la caractéristique $R_B(V_{BE})$. Le résultat de cette méthode est présenté figure IV-34.

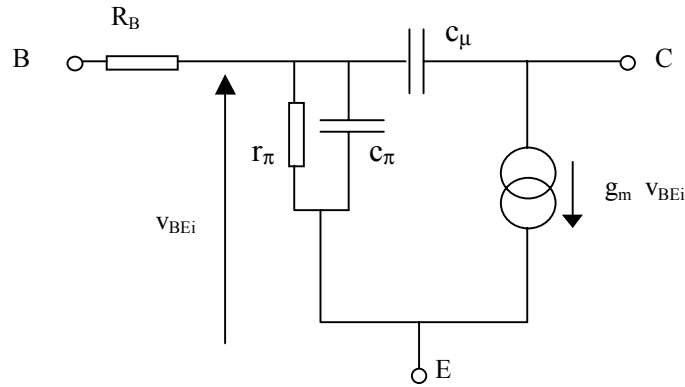


figure IV-33 : Schéma équivalent petit signal simplifié

Cette méthode présente également une variante appelée méthode des cercles d'impédance corrigée [Kloo99]. Celle-ci permet de prendre en compte l'effet de la capacité base-collector extrinsèque qui introduit une erreur lors de l'estimation de R_B à l'aide de la méthode classique. Le principe est d'appliquer la méthode du cercle d'impédance au paramètre $H_{11\text{cor}}$ défini comme suit :

$$H_{11\text{cor}} = \frac{1}{Y_{11} + Y_{12}} \quad (4.51)$$

Les résultats obtenus lors de l'application de cette méthode aux mesures virtuelles MVT1 sont présentés figure IV-34.

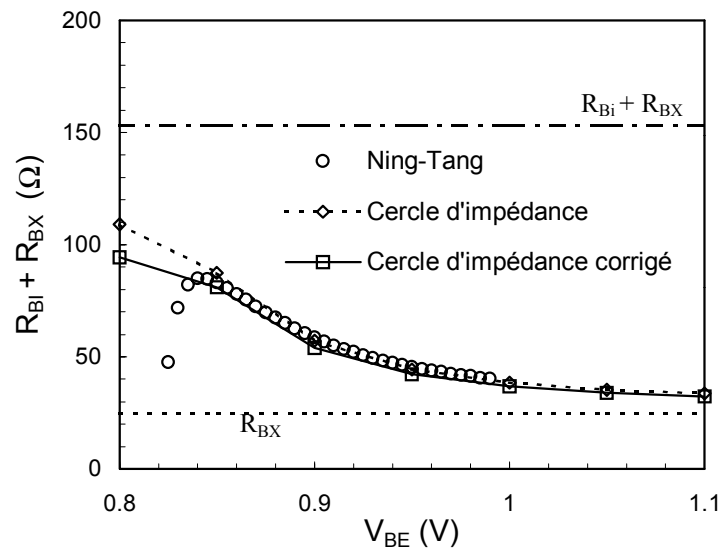


figure IV-34 : Résistance de base totale $R_B = R_{Bi} + R_{BX}$ pour différentes méthodes d'extraction

d) Comparaison et extraction des paramètres

La comparaison des résultats pour ces trois méthodes, présentés figure IV-34, nous permet de formuler plusieurs remarques :

- La méthode de Ning et Tang, bien que très simple à mettre en œuvre, fournit des résultats satisfaisants pourvu que la résistance d'émetteur soit correctement déterminée.
- La méthode de Ning et Tang perd toute justification aux faibles densités de courant, l'écart entre le courant réel et le courant idéal étant alors impossible à mesurer.
- La méthode des cercles d'impédance corrigée est mieux adaptée aux faibles densités de courant pour lesquelles l'influence de la capacité base-collecteur extrinsèque est plus marquée.
- Aucune de ces méthodes ne permet d'obtenir R_B en fonction de V_{BE} sur toute la gamme de polarisation utile, en particulier aux faibles densités de courant.
- L'utilisation de la méthode des transistors tétrodes permet d'obtenir un point de repère fiable pour évaluer les résultats obtenus aux faibles densités de courant.

Finalement, une fois la caractéristique de la résistance de base obtenue, les paramètres liés à la résistance de base intrinsèque doivent être extraits. Ceux-ci ne peuvent être calculés directement, du fait de l'action conjuguée de la modulation de conductivité et de la défocalisation du courant d'émetteur. Nous avons utilisé dans nos travaux, une méthode d'optimisation en deux étapes pour déterminer ces paramètres :

- 1) Les paramètres de la base intrinsèque sont optimisés à l'aide d'une fonction analytique approchée qui ignore la modulation de conductivité. Celle-ci est définie comme suit [Schr91] :

$$R_B = R_{Bi0} \frac{\text{Ln}(1+\eta)}{\eta} + R_{BX} \quad (4.52)$$

Avec :

$$\eta = \frac{f_{ge0} R_{Bi0} I_{BEi}}{U_T} \quad (4.53)$$

Cette démarche permet de disposer d'une valeur approchée de la résistance de base utile pour certaines étapes d'extraction ultérieure.

- 2) Les paramètres de la base intrinsèque sont optimisés une seconde fois à la fin du processus d'extraction (une fois les paramètres du temps de transit déterminés). Le modèle lui-même est alors utilisé dans une configuration identique à celle des mesures (simulation des

paramètres S pour la méthode des cercles d'impédance, par exemple). Ceci permet de tenir compte à la fois des effets de défocalisation du courant d'émetteur et de la modulation de conductivité, puisque les paramètres du temps de transit sont connus et que les charges peuvent donc être calculées correctement au sein du modèle.

e) Résistance de collecteur extrinsèque

Dans le modèle Hicum il n'existe pas de résistance de collecteur intrinsèque, ainsi seule la résistance de collecteur extrinsèque doit être extraite. Une des méthodes les plus simples pour cela est la méthode du gain forcé [Berk01]. La polarisation à appliquer au transistor est décrite figure IV-35. Le principe est d'appliquer un courant de base et de collecteur de façon à obtenir un fonctionnement du transistor à une valeur de gain forcée relativement faible, notée β_F .

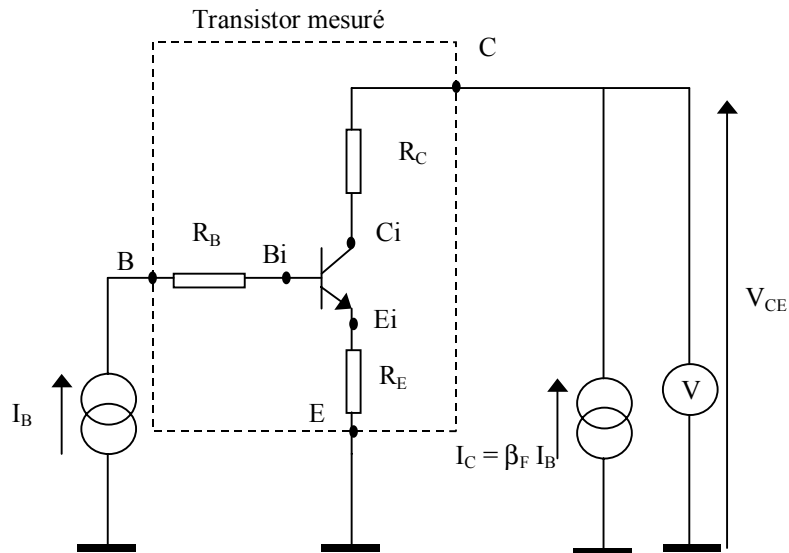


figure IV-35 : Polarisation du transistor pour la méthode du gain forcé.

La tension V_{CE} peut être exprimée par la relation suivante puisque le transistor est saturé :

$$V_{CE} = I_C \left[R_{CX} + \left(1 + \frac{1}{\beta_F} \right) R_E \right] + V_{CEi} \quad (4.54)$$

Où V_{CEi} est la tension interne de saturation du transistor. Le tracé de la relation (4.54) est présenté figure IV-36 pour diverses valeurs de β_F . La relation (4.54) est reformulée pour obtenir R_{CX} :

$$R_{CX} = \frac{\Delta V_{CE}}{\Delta I_C} - \left(1 + \frac{1}{\beta_F} \right) R_E \quad (4.55)$$

Comme le montre la figure IV-37, où sont présentés les résultats de l'application de cette méthode aux mesures virtuelles MVT_1 , le résultat obtenu dépend de la gamme de polarisation et de la valeur de gain forcé. En effet, plus la valeur du gain forcé est faible, plus le transistor est saturé, plus la densité de courant élevée réduit la résistance de collecteur intrinsèque. La résistance de collecteur mesurée se rapproche alors fortement de la valeur de la résistance de collecteur extrinsèque. Cette méthode permet d'obtenir une précision raisonnable lorsque la valeur du gain forcé est suffisamment faible. Dans ce cas, la valeur extraite de R_{CX} est de 10.8Ω pour une valeur exacte de 10.2Ω , en choisissant $\beta_F = 1$ et en réalisant une moyenne sur les valeurs obtenues à forts courants.

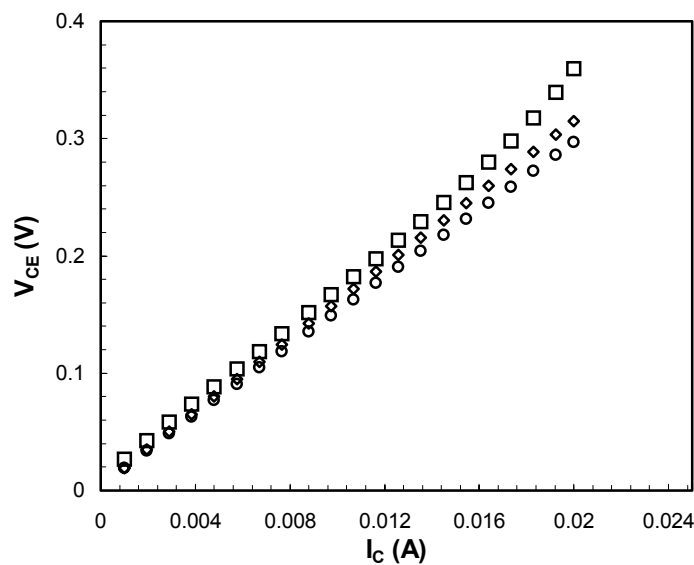


figure IV-36 : V_{CE} en fonction de I_C pour $\beta_F = 1, 5$ et 10 .

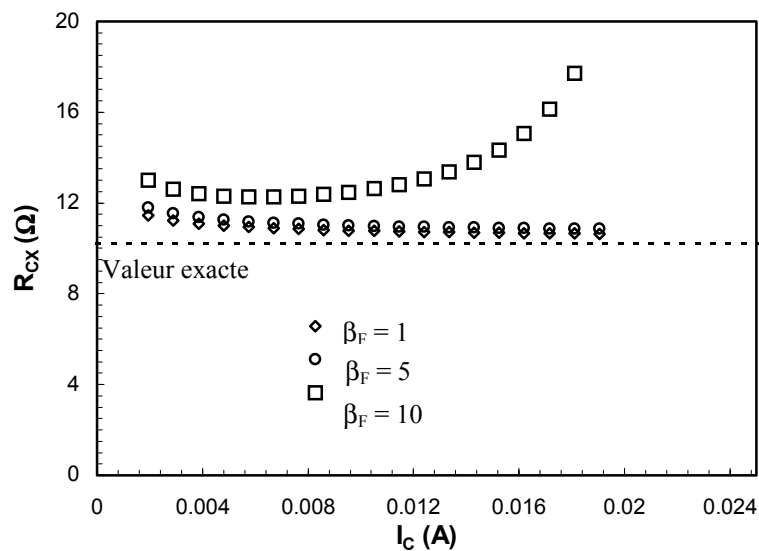


figure IV-37 : Résistance de collecteur extrinsèque pour $\beta_F = 1, 5$ et 10 .

III.4 Extraction des paramètres du temps de transit

III.4.1 Remarques préliminaires

L'extraction des paramètres du temps de transit est le point crucial pour la modélisation précise des transistors bipolaires à l'aide du modèle Hicum. Le modèle du temps de transit utilisé dans Hicum est beaucoup plus complexe et plus précis que celui utilisé au sein du modèle Gummel-Poon, ce qui nécessite que l'extraction des paramètres soit précise et rigoureuse. En effet, dans le cas du modèle Gummel-Poon, celui-ci étant peu apte à modéliser précisément la fréquence de transition des technologies récentes, une grande précision dans la détermination des paramètres du temps de transit n'a que peu d'intérêt, alors qu'elle est capitale pour le modèle Hicum. D'une part la fréquence de transition et donc le comportement en hautes fréquences sont liés aux paramètres du temps de transit, mais ceux-ci influencent également le comportement statique du transistor par l'intermédiaire de l'intégrale de contrôle de charge généralisée qui est l'ossature du modèle Hicum.

C'est pourquoi nous avons développé des routines d'extraction directe des paramètres du temps de transit du modèle Hicum [Ardo01-c], basées sur les mesures hautes fréquences et l'analyse des équations du modèle.

III.4.2 Définition du temps de transit et implémentation

a) Définition cohérente du 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 :

$$\tau_F = \frac{1}{2\pi f_T} - (C_{je} + C_{jc}) \frac{V_T}{I_c} - (R_{CX} + R_E) C_{je} \quad (4.56)$$

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 trouvons parfois dans la littérature une définition moins pertinente du temps de transit :

$$\tau_F = \frac{1}{2\pi f_T} \quad (4.57)$$

En effet, il est préférable d'utiliser la relation (4.56) qui permet de définir le temps de transit de manière cohérente et physique. En supprimant les termes liés aux capacités et

résistances parasites tel que cela est réalisé dans la relation (4.56), le temps de transit obtenu par l'intermédiaire de la fréquence de transition, c'est à dire à partir des mesures hautes fréquences, est le même que celui que nous définissons à partir de la physique du semi-conducteur :

$$\tau_F = \frac{d Q_F}{d I_F} \quad (4.58)$$

Où Q_F est la somme des charges associées aux minoritaires en fonctionnement direct, et I_F le courant de transfert en direct (peu différent de I_C en direct). Nous pouvons reformuler l'expression du temps de transit en distinguant les composantes associées aux charges présentes dans chaque région du transistor :

$$\tau_F = \tau_{ec} = \tau_E + \tau_{ZCE-BE} + \tau_{BF} + \tau_{ZCE-BC} + \tau_C \quad (4.59)$$

Où τ_{ec} réfère au temps de transit des électrons depuis l'émetteur jusqu'au collecteur. τ_E est la contribution de l'émetteur, τ_{ZCE-BE} et τ_{ZCE-BC} sont respectivement les contributions associées aux zones de transition base-émetteur et base-collecteur, τ_{BF} est le temps de transit dans la base et τ_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. Dans le modèle Hicum, le temps de transit τ_F 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 τ_{F0} . Celle-ci ne dépend que de la tension base-collecteur et est la somme des valeurs aux faibles courants de chaque terme de l'équation (4.59).
- une partie dépendante à la fois du courant de collecteur et de la tension collecteur-émetteur. Celle-ci apparaît aux fortes densités de courant, et comprend des contributions de diverses régions du transistor.

b) Faibles densités de courant

Aux faibles densités de courant, avant l'apparition de l'effet Kirk, le temps de transit ne dépend que de la tension V_{BC} et est décrit dans le modèle Hicum par [Schr99] :

$$\tau_{F0} = \tau_0 + \Delta\tau_{0h} (c - 1) + \tau_{bvl} \left(\frac{1}{c} - 1 \right) \quad (4.60)$$

Où $c = C_{jci0} / C_{jci}$ est l'inverse de la capacité base-collecteur intrinsèque en fonction de la tension V_{BC} normalisée par rapport à sa valeur à polarisation nulle. Le premier terme de

l'équation (4.60) est la somme des composantes de τ_{F0} indépendantes de la tension V_{BC} . Le second terme prend en compte l'effet Early et le temps de transit à travers la zone de charge d'espace base-collecteur. Le dernier terme tient compte de la saturation de la vitesse des porteurs au niveau de la zone de transition base-collecteur.

c) Fortes densités de courant

Comme nous l'avons déjà décrit au paragraphe III.6.4, lorsque le courant de transfert excède une valeur critique I_{CK} le transistor est sujet à l'effet Kirk, le temps de transit dans la base est alors fortement augmenté et un temps de transit associé au collecteur épitaxié fortement dépendant du courant apparaît. Ces deux temps de transit étant couplés par la concentration en électrons au niveau de la jonction base-collecteur, comme cela a été montré par M. Schröter [Schr99], leur dépendance en fonction du courant de transfert est très proche. C'est pourquoi dans le modèle Hicum ces deux composantes sont regroupées en une seule, appelée $\Delta\tau_{th}$. Nous rappelons ici les relations décrivant $\Delta\tau_{th}$:

$$\Delta\tau_{th} = \frac{d \Delta Q_{th}}{d I_F} = \tau_{hcs} w^2 \left(1 + 2 \sqrt{\left(\frac{I_F}{I_{CK}} \sqrt{i^2 + ahc} \right)} \right) \quad (4.61)$$

Où τ_{hcs} et ahc sont des paramètres du modèle et w est la largeur normalisée d'injection pour laquelle une formulation différente de celle de Kirk est utilisée :

$$w = \frac{i + \sqrt{i^2 + ahc}}{1 + \sqrt{1 + ahc}} \quad (4.62)$$

où i est défini par :

$$i = \left(1 - \frac{I_{CK}}{I_F} \right) \quad (4.63)$$

Le courant critique I_{CK} à partir duquel apparaît l'effet Kirk est dépendant de la tension collecteur-émetteur :

$$I_{CK} = \frac{v_{ceff}}{r_{ci0}} \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{v_{ceff}}{V_{lim}} \right)^2}} \left(1 + \frac{x + \sqrt{x^2 + 0.001}}{2} \right) \quad (4.64)$$

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 :

$$x = \frac{(v_{ceff} - V_{lim})}{V_{PT}} \quad (4.65)$$

Finalement le temps supplémentaire dû aux charges associées à l'émetteur est exprimé par :

$$\Delta\tau_{\text{Ef}0} = \tau_{\text{Ef}0} \left(\frac{I_F}{I_{\text{CK}}} \right)^{g\tau_E} \quad (4.66)$$

III.4.3 Méthode d'extraction directe

a) Détermination du temps de transit à partir des mesures de la fréquence de transition

La première étape consiste à déterminer la fréquence de transition f_T des transistors étudiés en fonction du courant de collecteur, pour différentes valeurs (au minimum 3) de la tension collecteur-émetteur et/ou de la tension base-collecteur. Celle-ci nécessite la mesure précise des paramètres S du transistor, incluant les étapes de calibrage de l'analyseur vectoriel de réseau et correction des erreurs par « de-embedding ». La fréquence de transition est alors déterminée par la méthode du produit gain/bande passante, telle que nous l'avons présentée au paragraphe IV.5.2. Il est alors possible de déduire le temps de transit en fonction de la polarisation $\tau_F(I_C, V_{CE})$ et $\tau_F(I_C, V_{BC})$, à partir de la relation (4.56). Pour cela, le tracé de $1/2\pi f_T$ en fonction de $1/I_C$ est utilisé. En première approximation, aux faibles densités de courant le deuxième terme de l'équation (4.56), $(C_{jci} + C_{jci})/I_C$ est prépondérant, est celui-ci est une fonction linéaire des capacités et de la variable $1/I_C$. Il peut donc être déterminé par régression linéaire, puis soustrait à la valeur $1/2\pi f_T$. Le troisième terme de l'équation (4.56), $C_{jci}(R_E + R_{CX})$ qui est relativement faible, peut être calculé à partir des valeurs extraites de R_E , R_{CX} et des paramètres de C_{jci} . Nous obtenons alors le temps de transit τ_F tel que nous l'avons défini en (4.58). La valeur du temps de transit aux faibles densités de courant τ_{F0} est déterminée à partir de l'intersection entre la droite de régression linéaire et l'axe des ordonnées. La figure IV-38, illustre la détermination de $\Delta\tau_F$ et τ_{F0} .

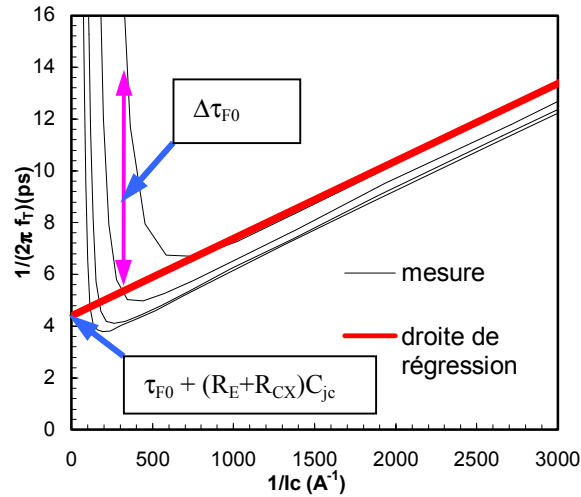


figure IV-38 : $1/2\pi f_T$ en fonction de $1/I_C$ pour différents V_{BC} .
La droite de régression linéaire est indiquée pour une des valeurs de V_{BC} .

Il convient de remarquer que du fait de la dépendance de C_{jci} et C_{jci} en fonction des tensions V_{BE} et V_{BC} , l'utilisation d'une droite de régression linéaire constitue une approximation plus ou moins grossière. C'est pourquoi une méthode de détermination plus rigoureuse de $(C_{jci} + C_{jci})/I_C$, telle que la prise en compte d'une variation des capacités au premier ordre permet un gain en précision, en particulier pour la détermination de τ_{F0} .

La caractéristique $\tau_{F0}(V_{BC})$ ayant été déterminée, l'augmentation du temps de transit à forts courants $\Delta\tau_F$ est alors calculée suivant la relation :

$$\tau_F(I_C, V_{CE}) = \Delta\tau_F(I_C, V_{CE}) + \tau_{F0}(V_{BC}) \quad (4.67)$$

b) Extraction des paramètres du temps de transit aux faibles densités de courant

La caractéristique $\tau_{F0}(V_{BC})$ est décrite au sein du modèle par l'équation (4.60). Trois paramètres τ_0 , $\Delta\tau_{0h}$ et τ_{bvl} , doivent alors être déterminés. Bien que ceux-ci puissent être ajustés par optimisation, nous préférons utiliser une méthode directe. τ_0 est la valeur τ_{F0} pour V_{BC} nul, soit :

$$\tau_0 = \tau_{F0}(0) \quad (4.68)$$

$\Delta\tau_{0h}$ et τ_{bvl} sont calculés à partir de deux points de mesures, $\tau_{F01}(V_{bc1})$ $\tau_{F02}(V_{bc2})$ choisis proches des deux extrêmes de la caractéristique comme indiqué figure IV-39.

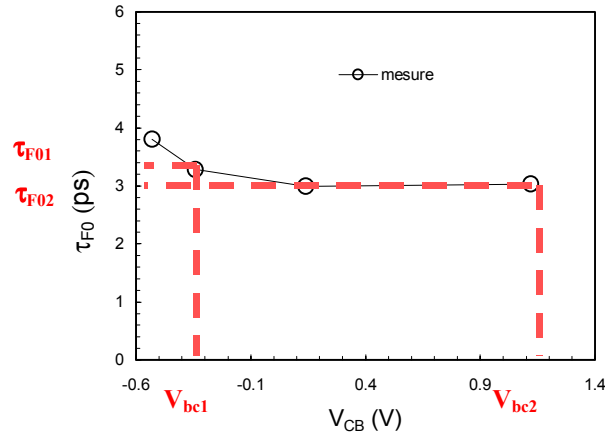


figure IV-39 : Choix de deux points de mesures sur la caractéristique $\tau_{F0}(V_{CB})$

En introduisant ces deux valeurs dans l'équation (4.60), nous obtenons un système de deux équations à deux inconnues dont la solution donne :

$$\tau_{bvl} = \frac{c(V_{bc1}) c(V_{bc2})}{c(V_{bc2}) - c(V_{bc1})} \left(\frac{\tau_{F02} - \tau_0}{c(V_{bc2}) - 1} - \frac{\tau_{F01} - \tau_0}{c(V_{bc1}) - 1} \right) \quad (4.69)$$

$$\Delta\tau_{0h} = \frac{\tau_{F01} - \tau_0}{c(V_{bc1}) - 1} + \frac{\tau_{bvl}}{c(V_{bc1})} \quad (4.70)$$

c) Extraction des paramètres du temps de transit aux fortes densités de courant

Les paramètres du temps de transit aux fortes densités de courant sont déterminés à partir de la caractéristique $\Delta\tau_F(I_C, V_{ce})$. Le modèle Hicum décrit l'augmentation du temps de transit par la somme des deux composantes :

$$\Delta\tau_F = \Delta\tau_{th} + \Delta\tau_{Ef0} \quad (4.71)$$

Qui sont respectivement la somme des composantes de la base et du collecteur, et la composante de l'émetteur. D'un point de vue strictement physique il est très délicat de séparer formellement ces deux composantes du temps de transit. Toutefois nous pouvons considérer que la composante de l'émetteur est faible comparée au temps de transit total, et que son influence n'est visible sur la caractéristique qu'aux densités de courant relativement faibles. Cette considération est d'autant plus justifiée pour un transistor doté d'un émetteur en polysilicium, comme le sont la majorité des transistors issus d'une technologie avancée. Ainsi nous pouvons séparer l'extraction des paramètres du temps de transit en deux étapes. Les paramètres liés à la composante $\Delta\tau_{th}$ sont extraits dans un premier temps aux densités de courant moyennes et fortes en négligeant $\Delta\tau_{Ef0}$. Dans un deuxième temps, les paramètres liés

à la composante $\Delta\tau_{\text{Ef } 0}$ sont extraits aux densités de courant plus faibles en considérant $\Delta\tau_{\text{fh}}$ comme étant correctement déterminé.

Le courant critique I_{CK} (qui n'est qu'une fonction intermédiaire dépendante de V_{CE} , et non un paramètre du modèle) n'a pas de définition explicite dans le modèle Hicum. Il est toutefois possible de déduire une définition implicite de I_{CK} à partir des remarques suivantes :

- 1) Au vu des équations (4.61) et (4.66), $\Delta\tau_{\text{F}}$ dépend uniquement de la variable réduite $I_{\text{C}}/I_{\text{CK}}$.
- 2) La valeur de $\Delta\tau_{\text{F}}$ ($I_{\text{C}}/I_{\text{CK}}$) pour $I_{\text{C}} = I_{\text{CK}}$ est constante, quelle que soit la tension V_{CE} .

Ainsi, alors que la caractéristique $\Delta\tau_{\text{F}}$ ($I_{\text{C}}, V_{\text{CE}}$) présente une courbe distincte pour chaque valeur de V_{CE} , la caractéristique $\Delta\tau_{\text{F}}$ ($I_{\text{C}}/I_{\text{CK}}$) apparaît comme un ensemble de courbes confondues. Nous définissons alors la fonction intermédiaire $I_{\text{CK}}(V_{\text{CE}})$ comme l'ensemble des valeurs pour chaque tension V_{CE} utilisée qui permet de tracer $\Delta\tau_{\text{F}}$ ($I_{\text{C}}/I_{\text{CK}}$) comme un ensemble de courbes confondues.

Nous déterminons alors la fonction intermédiaire $I_{\text{CK}}(V_{\text{CE}})$ à l'aide d'un processus itératif, utilisant les remarques 1 et 2). Lorsque $I_{\text{C}} = I_{\text{CK}}$, quelle que soit V_{CE} , alors $\Delta\tau_{\text{F}} = \Delta\tau_{\text{OPT}}$. En traçant une droite horizontale $y = \Delta\tau_{\text{OPT}}$ sur la caractéristique $\Delta\tau_{\text{F}}$ ($I_{\text{C}}, V_{\text{CE}}$), l'abscisse de l'intersection de cette droite avec chaque courbe donne la valeur de $I_{\text{CK}}(V_{\text{CE}})$. Ce principe est illustré figure IV-40 a, b, c et d. Un processus d'optimisation est mis en œuvre pour déterminer $\Delta\tau_{\text{OPT}}$, dont l'objectif est l'obtention de courbes confondues pour la caractéristique $\Delta\tau_{\text{F}}$ ($I_{\text{C}}/I_{\text{CK}}$). Ce processus est composé des étapes suivantes :

- Une droite d'équation $y = \Delta\tau_1$ est tracée sur la caractéristique $\Delta\tau_{\text{F}}$ ($I_{\text{C}}, V_{\text{CE}}$) (figure a), où $\Delta\tau_1$ est une valeur initiale. L'intersection de cette droite avec le tracé de $\Delta\tau_{\text{F}}$ donne les valeurs des points I_{CK} initiaux.
- La caractéristique $\Delta\tau_{\text{F}}$ ($I_{\text{C}}/I_{\text{CK}}$) est tracée (figure b) en utilisant les valeurs de I_{CK} déterminées précédemment. L'erreur entre chaque courbe est estimée.
- Les étapes précédentes sont reprises de manière itérative en déplaçant la droite $y = \Delta\tau_i$, jusqu'à ce que la valeur optimale $\Delta\tau_{\text{OPT}}$ soit déterminée (figure c).
- La caractéristique $\Delta\tau_{\text{F}}$ ($I_{\text{C}}/I_{\text{CK}}$) est tracée pour les valeurs optimales de I_{CK} (figure d). L'erreur est minimale et les courbes sont confondues.

Cette démarche permet d'obtenir une caractéristique $I_{\text{CK}}(V_{\text{CE}})$ contenant autant de points que nous avons utilisé de valeurs pour V_{CE} . Un exemple de ce type de caractéristique est présenté figure IV-41.

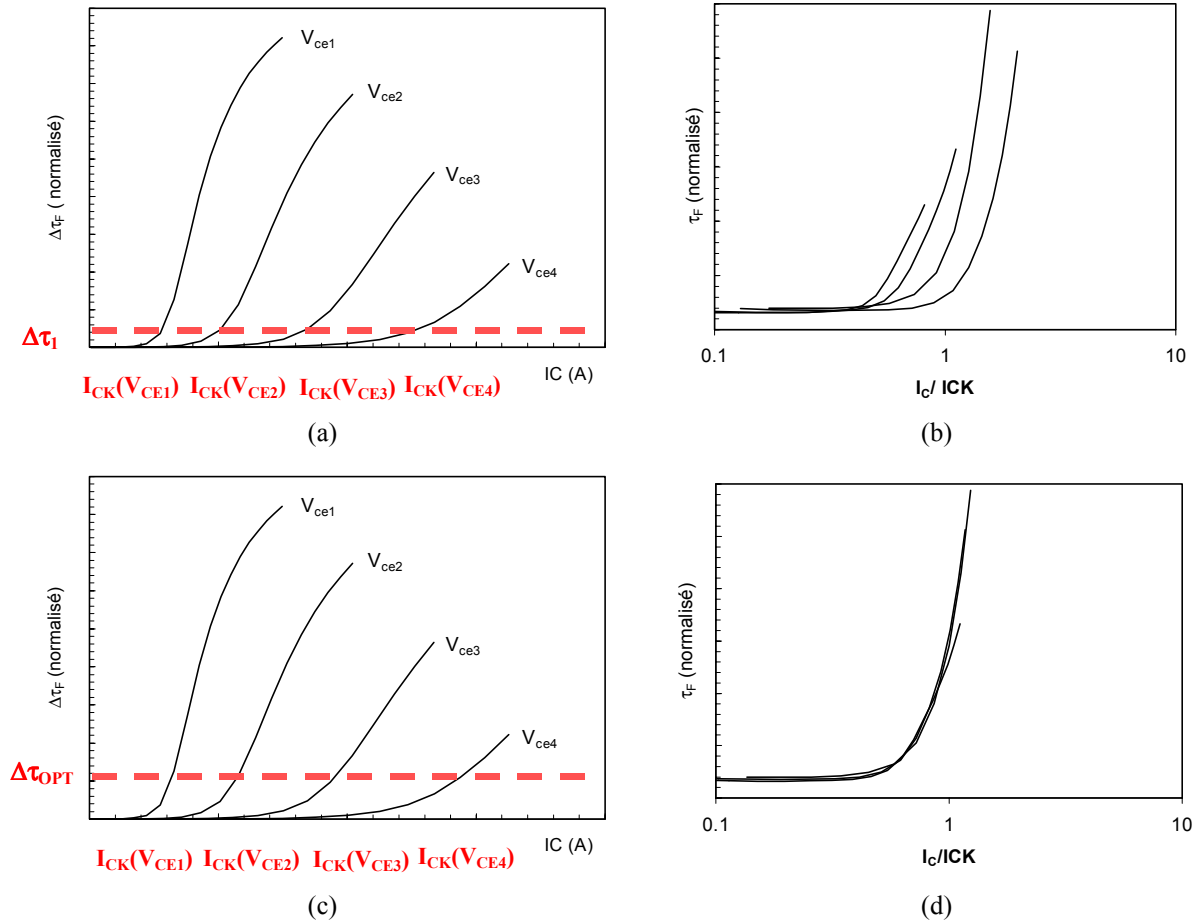


figure IV-40 : (a) $\Delta\tau_F(I_C, V_{CE})$ et droite $y=\Delta\tau_1$ valeur initiale avant optimisation
 (b) $\Delta\tau_F(I_C/I_{CK})$ pour $I_{CK}(V_{ce})$ provenant de (a) : plusieurs courbes sont visibles
 (c) $\Delta\tau_F(I_C, V_{CE})$ et droite $y=\Delta\tau_{OPT}$ valeur optimale
 (d) $\Delta\tau_F(I_C/I_{CK})$ pour $I_{CK}(V_{CE})$ provenant de (c) : les 4 courbes sont confondues

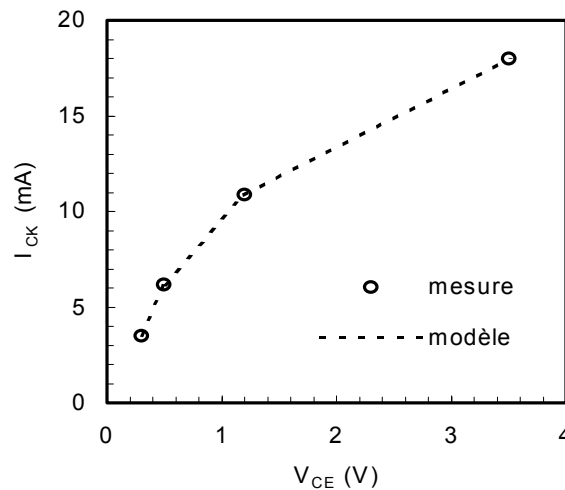


figure IV-41 : caractéristique $I_{CK}(V_{CE})$ et modèle équation (4.64)

La fonction intermédiaire $I_{CK}(V_{CE})$ est modélisée par l'équation (4.64), dans laquelle la tension collecteur-émetteur effective V_{ceff} dépend du paramètre V_{ces} . V_{ces} représente la

tension collecteur-émetteur interne de saturation, et peut être estimée simplement par $V_{DEi} - V_{Dci}$, ou V_{DEi} et V_{Dci} sont respectivement les tensions de diffusion des jonctions base-émetteur et base-collecteur. Finalement les trois paramètres suivants doivent être déterminés : V_{PT} , V_{lim} et r_{ci0} .

La détermination de V_{lim} et r_{ci0} est réalisée de manière directe à partir de la mesure de deux points de la caractéristique $I_{CK}(V_{CE})$, et que nous noterons (I_{CK1}, V_{CE1}) et (I_{CK2}, V_{CE2}) . Dans le cas où la tension V_{CE} est faible, l'équation (4.64) peut être simplifiée comme suit :

$$I_{CK} = \frac{V_{ceff}}{r_{ci0}} \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{V_{ceff}}{V_{lim}}\right)^2}} \quad (4.72)$$

L'introduction des deux points de mesure (I_{CK1}, V_{CE1}) et (I_{CK2}, V_{CE2}) dans (4.72) fournit un système de deux équations à deux inconnues, dont la résolution donne :

$$r_{ci0} = \sqrt{\frac{V_{CE1}^2 V_{CE2}^2 (I_{CK1}^2 - I_{CK2}^2)}{I_{CK1}^2 I_{CK2}^2 (V_{CE1}^2 - V_{CE2}^2)}} \quad (4.73)$$

$$V_{lim} = \sqrt{\frac{V_{CE1}^2 V_{CE2}^2 (I_{CK2}^2 - I_{CK1}^2)}{I_{CK1}^2 V_{CE2}^2 - I_{CK2}^2 V_{CE1}^2}} \quad (4.74)$$

Enfin, un troisième point de mesure noté (I_{CK3}, V_{CE3}) pour lequel V_{CE3} est relativement élevé, permet de déterminer V_{PT} à partir de l'équation (4.64) :

$$V_{PT} = \frac{(V_{CE3} - V_{lim}) V_{CE3}}{I_{CK3} r_{ci0} \sqrt{1 + (V_{CE3}/V_{lim})^2} - V_{CE3}} \quad (4.75)$$

Nous pourrions vérifier à posteriori que les valeurs V_{CE1} et V_{CE2} satisfont la condition $x \ll 1$, et que V_{CE3} satisfait la condition $x \gg 1$, où x est défini par la relation (4.65), afin de valider les approximations effectuées.

Les paramètres τ_{hcs} et ahc peuvent être extraits à partir de la caractéristique de la caractéristique $\Delta\tau_F (I_C/I_{CK})$. Nous utiliserons pour cela deux points de mesures notés $(\Delta\tau_{F1}, I_C/I_{CK}=1/2)$ et $(\Delta\tau_{F2}, I_C/I_{CK}=1)$, ce qui permet de réaliser l'extraction à des densités de courant suffisamment élevées. Ce point nous autorise, comme nous l'avons mentionné précédemment à considérer que $\Delta\tau_F (I_C/I_{CK}) \cong \Delta\tau_{hcs} (I_C/I_{CK})$. Le comportement de $\Delta\tau_{hcs} (I_C/I_{CK})$ est alors décrit par la relation (4.61), ce qui nous permet de formuler les relations suivantes :

$$\Delta\tau_1 = \tau_{hcs} \frac{ahc}{(1 + \sqrt{1 + ahc})^2} \left(1 + \frac{2}{\sqrt{ahc}}\right) \quad I_C = I_{CK} \quad (4.76)$$

$$\Delta\tau_2 = \tau_{hcs} \frac{(\sqrt{1+ahc} - 1)^2}{(\sqrt{1+ahc} + 1)^2} \left(1 + \frac{4}{\sqrt{1+ahc}} \right), \quad I_C = \frac{I_{CK}}{2} \quad (4.77)$$

En divisant (4.76) par (4.77), nous obtenons :

$$f(ahc) = ahc - \frac{\Delta\tau_1}{\Delta\tau_2} (\sqrt{1+ahc} - 1)^2 \frac{1 + 4/\sqrt{1+ahc}}{1 + 2/\sqrt{ahc}} = 0 \quad (4.78)$$

Cette équation ne disposant pas de solution analytique simple, elle est résolue numériquement, ce qui permet de déterminer le paramètre ahc . L'équation (4.76) est reformulée pour déterminer τ_{hcs} :

$$\tau_{hcs} = \frac{\Delta\tau_1}{ahc} \frac{(1 + \sqrt{1+ahc})^2}{1 + 2/\sqrt{ahc}} \quad (4.79)$$

Les paramètres τ_{ef0} et g_{fe} peuvent alors être extraits à partir de la caractéristique $\Delta\tau_F$ (I_C/I_{CK}) aux densités de courant plus faibles. La composante $\Delta\tau_{ef0}$ (I_C/I_{CK}) est déterminée par :

$$\Delta\tau_{ef0} (I_C / I_{CK}) = \Delta\tau_F (I_C / I_{CK}) - \Delta\tau_{hcs} (I_C / I_{CK}) \quad (4.80)$$

La figure IV- 42 présente le résultat de cette opération, l'axe des abscisses et l'axe des ordonnées sont en coordonnées logarithmiques.

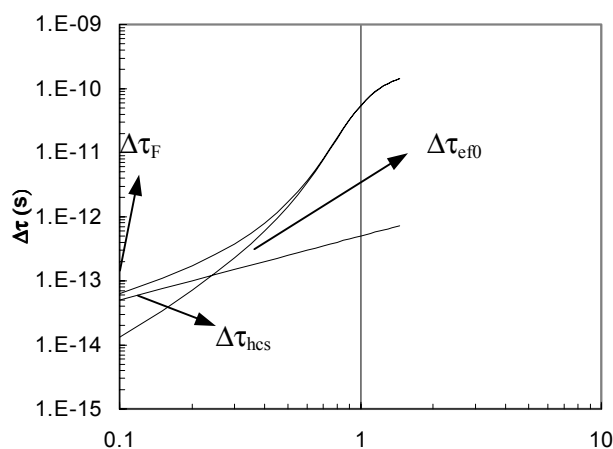


figure IV- 42 : Tracé des composantes du temps de transit en coordonnées logarithmiques

La composante $\Delta\tau_{ef0}$ (I_C/I_{CK}) est décrite au sein du modèle par l'équation (4.66), qui peut être reformulée comme suit :

$$\log(\Delta\tau_{ef0}) = \log(\tau_{ef0}) + g_{fe} \log(I_C / I_{CK}) \quad (4.81)$$

L'équation (4.81) peut être assimilée à l'équation d'une droite, une fois tracée en coordonnées logarithmiques. Le coefficient directeur de cette droite nous donne la valeur du paramètre g_{fe} , et la valeur en $I_C/I_{CK} = 1$ nous donne la valeur du paramètre τ_{ef0} .

Cette méthodologie essentiellement basée sur l'extraction directe permet l'extraction de tous les paramètres associés au temps de transit du modèle Hicum. Nous l'avons appliquée avec succès à deux technologies de BiCMOS SiGe issues de la société ST Microelectronics. La technologie A possède une largeur minimale d'émetteur de $0.35 \mu\text{m}$ et une fréquence de transition maximale de 45 GHz, et la technologie B possède une largeur minimale d'émetteur de $0.25 \mu\text{m}$ et une fréquence de transition de 70 GHz. A titre d'exemple, la figure IV-43, présente l'augmentation du temps de transit mesuré $\Delta\tau_F$ pour un TBH SiGe issu de la technologie A de dimension d'émetteur ($0.8 \times 6.4 \mu\text{m}^2$). Nous pouvons constater une très bonne adéquation entre le modèle et les mesures ce qui nous permet de valider notre méthodologie d'extraction. Toutefois, comme nous l'avons mentionné au paragraphe III.5.4, aux très fortes densités de courant les déficiences du modèle basé sur la théorie de Kirk se font sentir. Ceci indique une lacune du modèle sur le plan de la description des effets physiques dans le composant. Néanmoins, sur le plan de l'utilisation du modèle, ce manque de précision n'est pas critique, car aux très fortes densités de courant le transistor accumule une grande quantité de charges qui le rendent inutilisable dans un circuit. Le modèle fournit alors un bon indicateur de cet état de fait, ce qui est suffisant du point de vue des concepteurs de circuits.

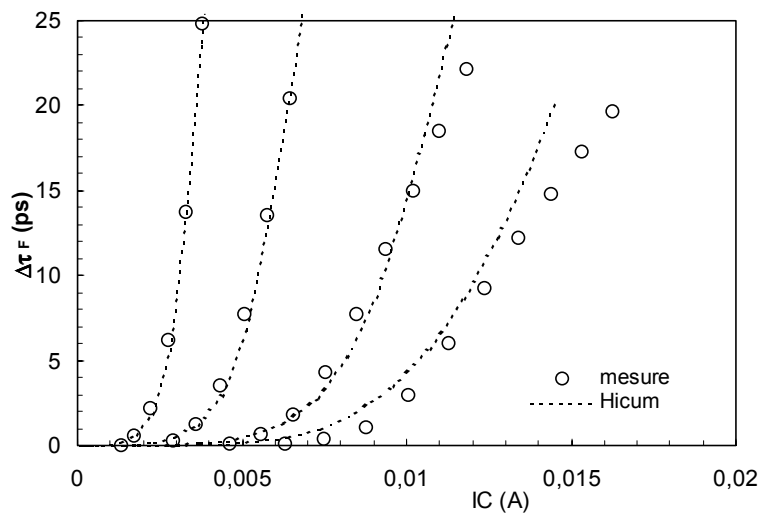


figure IV-43 : Augmentation du temps de transit $\Delta\tau_F$ d'un TBH SiGe ($A=0.8 \times 6.4 \mu\text{m}^2$) pour $V_{CE}= 0.3V, 0.5V, 1V$ et $2V$

Les figure IV-44 et figure IV-45 présentent respectivement la fréquence de transition mesurée et simulée pour un TBH de la technologie A et un TBH de la technologie B. Nous pouvons remarquer que la qualité de la modélisation de la fréquence de transition est très supérieure aux résultats que nous pourrions obtenir avec le modèle Gummel-Poon.

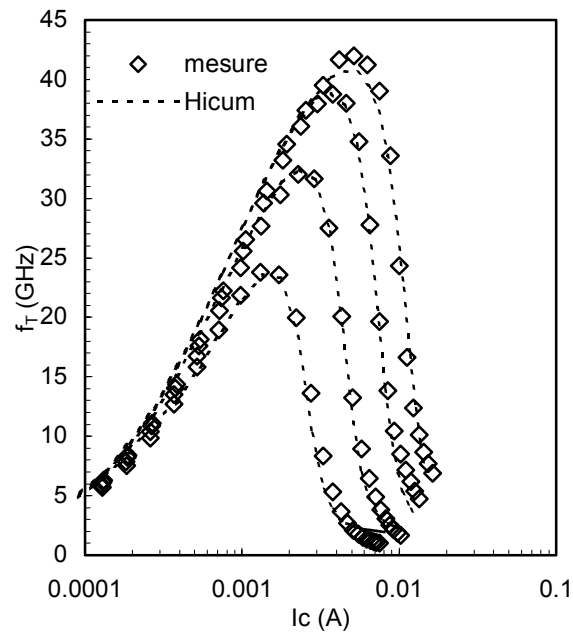


figure IV-44 : Fréquence de transition f_T en fonction de I_C pour $V_{CE}=0.3V, 0.5V, 1V$ et $2V$.
TBH SiGe technologie A, aire d'émetteur $0.8 \times 6.4 \mu\text{m}^2$

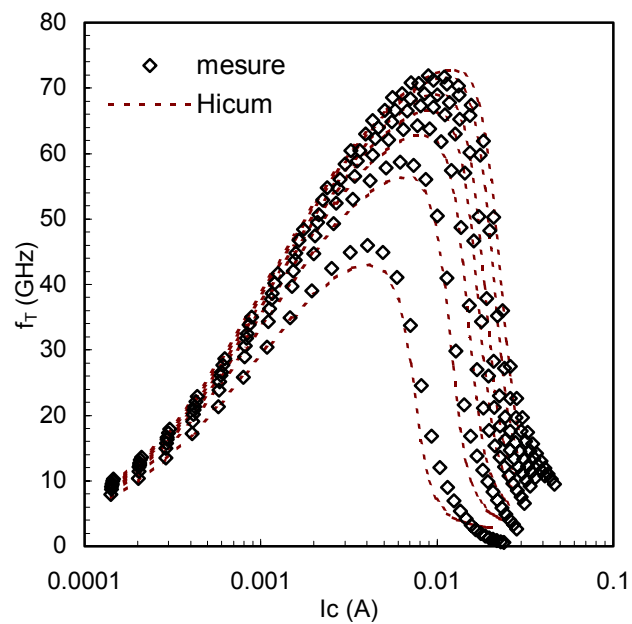


figure IV-45 : Fréquence de transition f_T en fonction de I_C pour $V_{BC}=-0.5V, -0.25V, 0V, 0.25V, 0.5V, 1V$ et $1.5V$.
TBH SiGe technologie B, aire d'émetteur $0.25 \times 12.8 \mu\text{m}^2$

III.5 Extraction des paramètres d'avalanche

L'équation décrivant le courant d'avalanche I_{AVL} dans le modèle Hicum est la suivante :

$$I_{AVL} = I_{TF} \text{ favl} (V_{DCi} - V_{B'C'}) \exp\left(\frac{-q_{avl}}{C_{jci} (V_{DCi} - V_{B'C'})}\right) \quad (4.82)$$

Deux paramètres favl et q_{avl} doivent être déterminés. L'extraction de ces deux paramètres ne présente pas de difficulté particulière. Deux méthodes principales sont envisageables :

- 1) La méthode proposée par D. Berger [Berg01] permet l'extraction directe des paramètres.
- 2) L'optimisation des paramètres à partir de la caractéristique logarithmique de la conductance de sortie $g_0 = dI_C/dV_{CE}$.

Ces deux méthodes donnent des résultats satisfaisants. Néanmoins, le modèle d'avalanche utilisé dans Hicum s'avère trop simpliste pour décrire correctement l'avalanche pour une gamme de courant importante. La figure IV-46 présente la caractéristique $g_0(V_{CE}, V_{BE})$ mesurée et simulée après extraction des paramètres d'avalanche par optimisation. Le transistor utilisé est un TBH SiGe de surface d'émetteur ($0.8 \times 6.4 \mu\text{m}^2$). La caractéristique $I_C(V_{CE}, V_{BE})$ est également présentée figure IV-47. Nous pouvons remarquer que la dépendance de la tension de claquage en fonction du courant n'est pas prise en compte par le modèle.

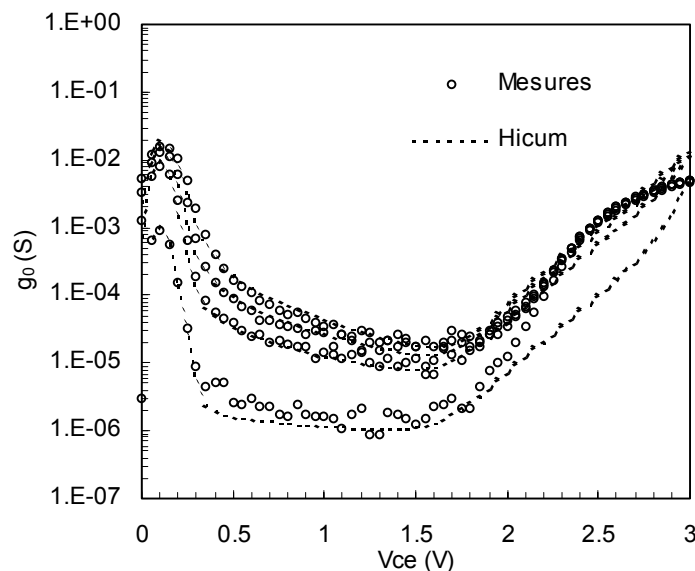


figure IV-46 : Conductance g_0 en fonction de V_{CE} pour diverses valeurs de I_B

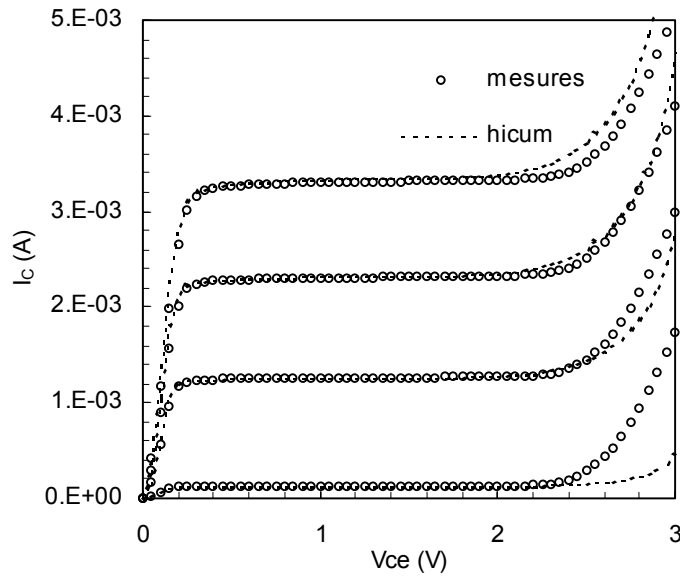


figure IV-47 : Caractéristique I_C en fonction de V_{CE} pour diverses valeurs de I_B

III.6 Extraction des paramètres liés à l'effet Webster

Aux fortes densités de courant, les lignes de courant dans le collecteur ne sont plus perpendiculaires à la surface. La surface équivalente du collecteur traversée par une densité de courant importante s'élargit depuis la jonction base-collecteur jusqu'à la couche enterrée. Le résultat est alors une charge effective de minoritaires associée au collecteur réduite, et donc par l'intermédiaire de l'intégrale de contrôle de charge, un courant de collecteur augmenté. Cet effet est simplement modélisé par le paramètre i_{ch} . L'équation (1.86) décrivant le courant de transfert en direct est remplacée par :

$$I_C \approx I_F = \frac{c_{10}}{Q_p} \left(1 + \frac{I_F}{i_{ch}} \right) \exp\left(\frac{V_{BE}}{U_T}\right) \quad (4.83)$$

Une fois tous les paramètres de modèle correctement déterminés, le courant de collecteur doit être parfaitement décrit dans les zones de polarisation courantes. A ce stade des procédures d'extraction seul le paramètre i_{ch} n'est pas encore déterminé, de sorte que celui-ci peut être simplement optimisé sur la caractéristique $I_C(V_{BE})$ pour $V_{BC}=0$. La figure IV-48 présente la caractéristique de Gummel en direct correspondante après optimisation, pour un TBH SiGe ($A=0.8 \times 6.4 \mu\text{m}^2$) de la technologie A de ST Microelectronics décrite au paragraphe III.4.3. L'amélioration de la modélisation du courant de collecteur n'étant pas visible sur le tracé en coordonnées semi-logarithmiques, l'erreur entre mesure et simulation avant extraction et après extraction du paramètre i_{ch} est présentée figure IV-49. Nous

pouvons constater l'amélioration évidente apportée par l'utilisation de l'équation (4.83) au lieu de (1.86) pour décrire le courant de collecteur.

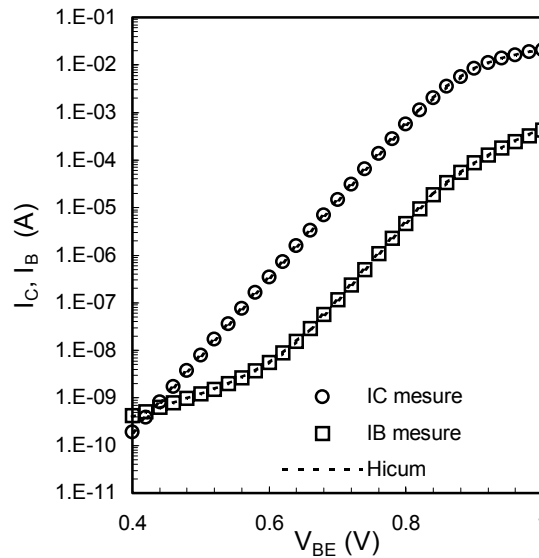


figure IV-48 : Tracé de Gummel pour $V_{BC}=0$

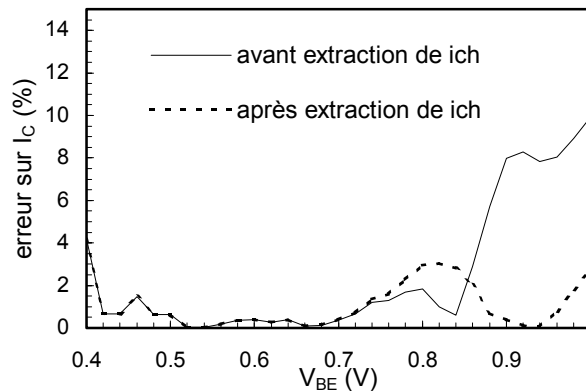


figure IV-49 : Erreur entre mesure et simulation sur le courant de collecteur, avant et après extraction de I_C

III.7 Récapitulatif de la procédure d'extraction

La figure IV-50 présente schématiquement l'organisation des procédures d'extraction en une méthodologie cohérente qui tient compte de l'ordre dans lequel les paramètres doivent être extraits. En effet, comme nous l'avons vu, la détermination de certains paramètres est dans certains cas basée sur l'extraction préalable d'autres paramètres. Cette méthodologie est essentiellement basée sur l'extraction directe et l'étude d'un seul transistor. La figure IV-50 présente en outre, les étapes facultatives de répartition des capacités et des courants qui nécessitent l'étude de plusieurs transistors de dimensions différentes.

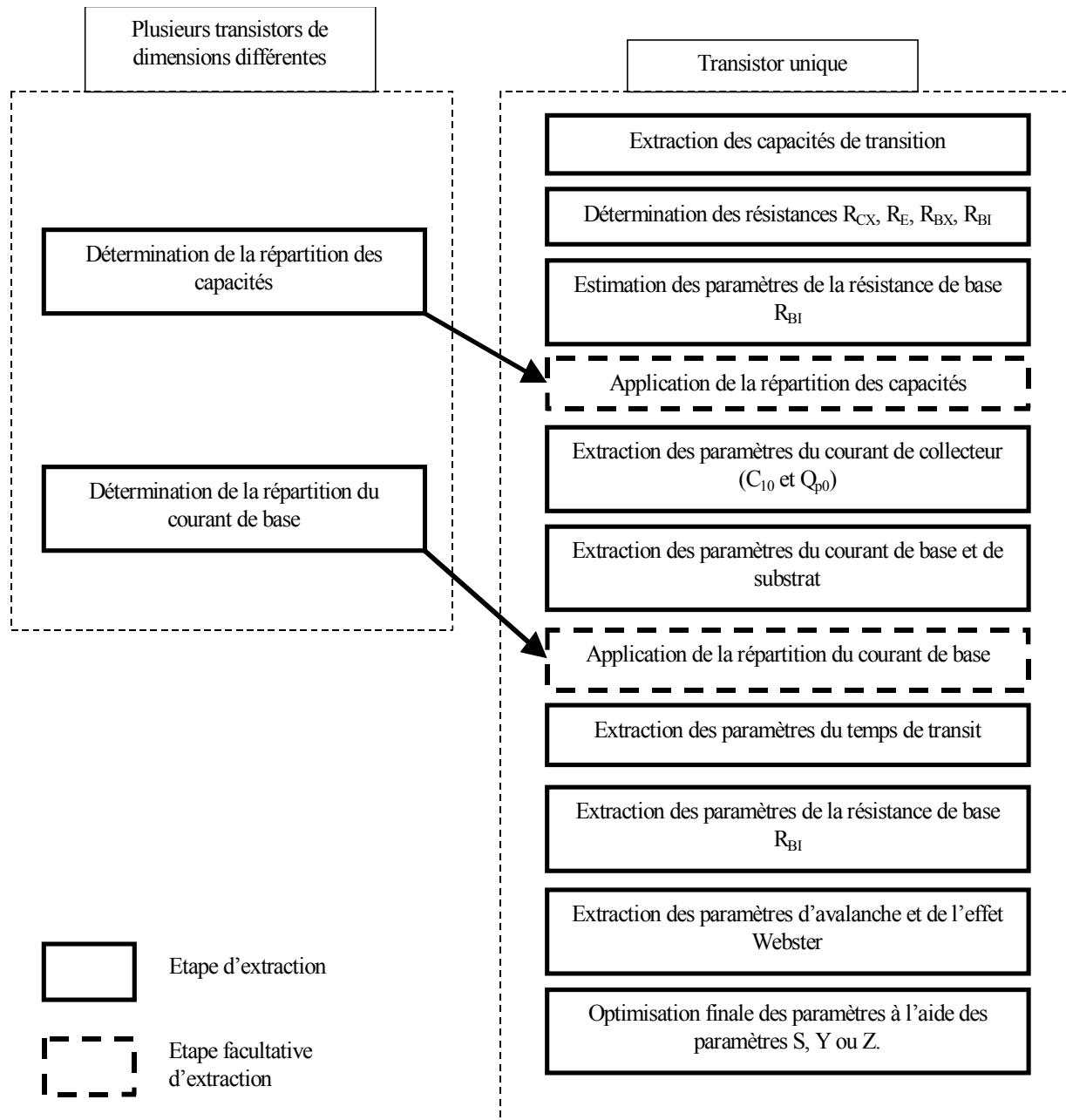


figure IV-50 : Présentation de la méthodologie d'extraction des paramètres du modèle Hicum

IV Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre l'importance de l'étape que constitue l'extraction des paramètres. En particulier, nous avons montré que la modélisation électrique précise des transistors bipolaires en général et des TBH SiGe en particulier repose sur deux conditions fondamentales : l'utilisation d'un modèle apte à décrire les effets physiques mis en jeu au sein du composant et l'obtention d'un jeu de paramètres du modèle qui quantifie correctement ces effets. L'extraction des paramètres des modèles compacts est donc une étape essentielle qui donne du sens au modèle pour une technologie donnée.

Nous avons présenté en premier lieu les méthodes d'optimisation classiques les plus couramment utilisées, et qui dans de nombreux cas sont un recours efficace et pertinent. Après avoir montré les limites de ces méthodes, notamment en ce qui concerne l'obtention d'un minimum global, nous avons présenté le principe des méthodes d'optimisation non-conventionnelles. La présentation des méthodes d'optimisation basées sur les algorithmes génétiques ainsi que les résultats obtenus nous ont permis de cerner les potentialités qu'elles permettent. Nous avons montré en particulier qu'une stratégie d'extraction pouvait être entièrement basée sur l'optimisation non-conventionnelle, constituant ainsi une alternative viable aux méthodes classiques. Toutefois, des remarques générales concernant l'éventuelle inadéquation entre les fonctions objectif utilisées pour l'optimisation (L'erreur entre mesure et simulation) et l'objectif réel (L'obtention de paramètres ayant un sens physique), nous ont permis de mettre en évidence le besoin de techniques d'extraction directe. Les méthodes d'extraction directes, basées sur l'étude analytique des équations du modèle, créent de facto un lien physique entre les paramètres extraits et les mesures. Dans ce cadre, nous avons développé et exposé des méthodes d'extraction des paramètres pour le modèle Hicum, essentiellement basée sur l'extraction directe. Les principaux paramètres du modèle Hicum ont été traités, les nouvelles méthodes d'extraction exposées, les méthodes existantes ont été comparées et les résultats d'extraction présentés pour des technologies avancées. Nous avons de plus appliqué certaines méthodes à des mesures synthétiques permettant ainsi une estimation directe des résultats.

Nous avons montré en outre, au cours de ce chapitre, que l'extraction des paramètres des modèles compacts ne peut se faire sans une bonne connaissance des effets physiques mis en jeu dans les transistors. En effet, dans de nombreux cas, seule une analyse à posteriori des paramètres extraits pour diverses géométries ou diverses technologies permet de conclure sur la pertinence des résultats obtenus.

CONCLUSION GENERALE



Le regain d'intérêt récent pour les technologies bipolaires, induit par les TBH SiGe a mis à jour les problèmes liés à la modélisation compacte de ces composants. En effet, le gain en performance qu'autorisent ces technologies avancées a accru les possibilités et le champ des applications, mais a dans le même temps rendu critiques les contraintes liées à leur modélisation précise.

La modélisation ne constitue pas seulement un moyen de prédiction du fonctionnement des circuits, elle contribue également à l'amélioration des performances. En effet, des modèles de transistors efficaces autorisent les concepteurs de circuits à réduire les marges de sécurité (en terme de densité de courant, de fréquence de fonctionnement, etc.) qui sont nécessaires lorsque les modèles ne sont pas fiables. Ceci autorise donc un gain en performance des circuits, potentiellement utilisable pour une technologie donnée, mais dont on se prive par mesure de prudence, lorsque les modèles électriques utilisés sont peu fiables.

La modélisation électrique des transistors bipolaires (basée sur le modèle de Gummel et Poon) a peu évolué durant les deux dernières décennies. Aussi, la nécessité d'utiliser de nouveaux modèles compacts tels que HICUM ou MEXTRAM, qui constituent un gain indéniable en termes de performance, mais également un palier en terme de complexité, ouvre un champ de recherche important. La démarche scientifique qui a guidé l'élaboration de nos travaux de recherche consiste en une étude approfondie de deux domaines distincts que sont l'étude physique des TBH SiGe et la mesure électrique de ceux-ci, avant l'étude de la modélisation compacte et de l'extraction des paramètres proprement dits. Cette démarche tend à permettre l'étude de la modélisation électrique dans un contexte concret. D'une part, la validation des résultats obtenus lors de l'extraction de paramètres ne peut être menée qu'au regard d'une investigation des phénomènes physiques mis en jeu, et d'autre part l'utilisation

de mesures réelles constitue un gage de cohérence dans les travaux réalisés. Ces deux points permettent un recul qu'il n'est pas possible d'obtenir à l'aide d'une étude abstraite des modèles électriques.

Au cours du premier chapitre, nous avons développé l'étude des TBH SiGe. Les limitations fondamentales des transistors bipolaires homojonction ont été présentées, ce qui nous a permis d'identifier de quelle manière les transistors bipolaires à hétérojonction SiGe permettaient de dépasser ces limitations. Le gain en performance apporté par les TBH SiGe a été exprimé et quantifié en fonction des divers profils de Germanium réalisables dans la base ; deux types prépondérants de TBH SiGe ont alors pu être distingués. Les contraintes technologiques liées à l'introduction de Germanium dans la base des TBH SiGe ont été décrites, ce qui nous a permis en outre d'expliquer que les TBH SiGe à base graduelle soient les types de transistors prépondérants au sein des technologies BiCMOS. L'état de l'art des technologies et les performances ont également été détaillés. Nous avons présenté une étude physique des TBH SiGe dont le point de départ est l'ensemble des équations des semi-conducteurs. Après la détermination du schéma de bande de ces composants, nous avons présenté la formulation de l'intégrale de contrôle de charge généralisée qui constitue l'ossature de la majorité des modèles compacts existant à ce jour. Nous avons montré que celle-ci était apte à décrire le comportement des TBH SiGe, notamment au travers de coefficients pondérateurs des charges présentes dans le transistor, liés aux effets de réduction de bande interdite dans la base. La détermination de ces coefficients en fonction des paramètres technologiques nous a permis d'accréditer le comportement des TBH SiGe tel qu'il était prédit par l'étude qualitative précédemment menée. L'influence des émetteurs en polysilicium (couramment utilisés pour les technologies bipolaires avancées) sur le courant de base et le temps de transit a été déterminée. Finalement, une étude des phénomènes physiques déterminant le temps de transit dans le transistor, le claquage des jonctions et les effets tri-dimensionnels a été développée. Cette base théorique, nous a permis de dégager une vision globale des phénomènes physiques mis en jeu au sein des TBH SiGe, indépendamment de l'étude d'un modèle compact quelconque.

Au cours du deuxième chapitre nous avons présenté les moyens et les méthodes de mesures sous-pointes, en statique et en hautes fréquences que nous avons utilisés au cours de nos travaux. Après une présentation du banc de mesure sous pointes, des principes et de l'intérêt de ce type de mesures, nous avons présenté les divers problèmes pouvant introduire des erreurs de mesure. Les fondements des mesures hautes fréquences et les outils nécessaires ont ensuite été détaillés. Une attention particulière a été apportée à l'étude des erreurs de

mesure et aux méthodes de correction utilisées dans le but d'obtenir des mesures précises et cohérentes.

Nous avons traité dans le troisième chapitre, les modèles compacts et leurs performances respectives. Nous avons en premier lieu présenté succinctement et comparé les modèles Gummel-Poon, VBIC, MEXTRAM et HICUM. Cette étude nous a permis de considérer le modèle HICUM comme candidat idéal pour la modélisation des TBH SiGe, notamment au vu des améliorations importantes qu'il permettait par rapport au modèle Gummel-Poon. Nous avons validé le choix de ce modèle au travers d'exemples de son utilisation pour une technologie avancée de TBH SiGe. Nous avons développé et réalisé une version en langage comportemental (HDL-A) du modèle HICUM que nous avons validée et comparée au modèle original. Cette version du modèle HICUM, que nous avons appelée HICUM FrogPie est un outil destiné à l'étude des équations du modèle. Dans ce but, nous avons proposé une modification des équations du modèle HICUM en vue d'une amélioration de la description du comportement spécifique des TBH SiGe et d'une simplification notable de l'extraction des paramètres. Cette modification des équations a été implantée dans la version 1.0 du modèle HICUM FrogPie, qui s'est avéré donner d'excellents résultats lors de son application à la modélisation d'une technologie avancée de TBH SiGe.

Le dernier chapitre a fait l'objet d'une investigation des méthodes d'extraction des paramètres. Les principales méthodes d'optimisation classiques ont été présentées. De plus, une méthode d'optimisation non-conventionnelle basée sur le principe des algorithmes génétiques, nous a permis de mettre en relief la possibilité de fonder une méthodologie d'extraction uniquement sur l'optimisation. Toutefois, des considérations générales liées à la possibilité d'obtenir une solution non unique, nous ont permis de considérer comme souhaitable le développement de méthodes d'extraction directes. Une méthodologie d'extraction des paramètres du modèle HICUM basée sur l'extraction directe, ainsi que les routines d'extraction associées ont alors été développées. Une attention particulière a été portée à la mise au point d'une méthode de répartition des capacités de jonction et d'une méthode d'extraction des paramètres du temps de transit. Finalement, il a été montré comment extraire les paramètres principaux du modèle, soit à partir de méthodes originales, soit à partir de méthodes existantes que nous avons alors évaluées. Les résultats obtenus et présentés au cours de ce chapitre nous ont permis de vérifier l'acuité des méthodes utilisées, en particulier à partir d'une comparaison des paramètres extraits pour diverses géométries de transistors.

L'ensemble des travaux que nous avons menés, nous ont permis de réaliser un ensemble de procédures d'extraction des paramètres du modèle HICUM, selon une

méthodologie différente de celle envisagée par le concepteur du modèle. En effet, à un ensemble de procédures d'extraction basées sur le rassemblement d'information d'ordre technologiques (souvent confidentielles), de règles de dimensionnement complexes et de mesures de structures de test spécifiques, nous avons substitué une méthodologie simple, basée sur l'extraction directe et sur un ensemble de mesures restreint et usuel.

L'ensemble de ces travaux nous ont permis de poser les bases permettant une étude future du comportement en température et du bruit des TBH SiGe, ainsi que leur modélisation électrique. En effet, les TBH SiGe ont un comportement en température très différent de celui des transistors bipolaires homojonction qui autorise des performances élevées dans des domaines spécifiques (fonctionnement en très basse température), ainsi que des caractéristiques de bruit particulièrement intéressantes.

Enfin, une étape supplémentaire dans l'utilisation du modèle Hicum est envisageable à court terme. Celle-ci consiste à déterminer un jeu de paramètres spécifiques indépendants de la géométrie du transistor. Ce jeu de paramètres permet alors de reconstruire les paramètres du modèle Hicum pour n'importe quelle dimension du composant. Cette étape autorise les concepteurs de circuits à optimiser les performances de leurs applications en fonction de la géométrie des composants ; celle-ci constitue donc à l'heure actuelle un axe de recherche important.

Glossaire

A

A	Surface d'émetteur
A_E	Surface effective d'émetteur
a_n	Coefficient d'ionisation
a_{Si}	Paramètre de maille du Silicium
a_{SiGe}	Paramètre de maille de l'alliage SiGe non contraint

B

b	Largeur de l'émetteur
b_E	Largeur effective de l'émetteur
b_n	Coefficient de champ électrique
β	Gain statique du transistor
β_{Si}	Gain statique du transistor homojonction
β_{SiGe}	Gain statique du TBH SiGe

C

C_{jC}	Capacité de transition de la jonction base-collecteur
C_{jE}	Capacité de transition de la jonction base-émetteur

D

D_n	Coefficient de diffusion des électrons
D_p	Coefficient de diffusion des trous
D_{nB}	Coefficient de diffusion des électrons dans la base
D_{pE}	Coefficient de diffusion des trous dans la l'émetteur
ΔE_{C0}	Discontinuité de la bande de conduction
ΔE_g	Réduction de la bande interdite
$\Delta E_g(0)$	Réduction de la bande interdite au niveau de la jonction base-émetteur
$\Delta E_g(\text{grade})$	Différence entre $\Delta E_g(W_B)$ et $\Delta E_g(0)$
$\Delta E_g(W_B)$	Réduction de la bande interdite au niveau de la jonction base-collecteur
ΔE_{V0}	Discontinuité de la bande de valence

E	
E	Energie
E_i	Energie du niveau intrinsèque
ϵ	Permittivité
ϵ_0	Permittivité du vide
F	
f	Fréquence
f_T	Fréquence de transition
f_{Tmax}	Valeur maximale de la fréquence de transition
f_{max}	Fréquence maximale d'oscillation
G	
g_i	facteur géométrique pour la résistance de base
g_m	Transconductance
g_o	Conductance de sortie du transistor
g_η	facteur de correction pour la résistance de base
γ	Paramètre technologique pour le calcul des dimensions effectives du transistor
$\tilde{\gamma}$	Réduction effective des densités d'état
H	
h_{jCi}	Coefficient de pondération des charges de transition base-collecteur
h_{jEi}	Coefficient de pondération des charges de transition base-émetteur
$\tilde{\eta}$	Rapport des mobilités des minoritaires dans l'alliage SiGe et dans le Silicium
η	Facteur de champ électrique
η'	Facteur de champ électrique effectif

I

I_{avl}	Courant d'avalanche
I_{CK}	Courant critique pour l'apparition de l'effet Kirk
I_F	Courant de transfert en direct
I_R	Courant de transfert en inverse
I_T	Courant de transfert total
I_{norm}	Courant de collecteur normalisé par rapport au courant critique
	I_{CK}
$\bar{\tau}$	Rapport des moyennes des densités d'état et des coefficients de diffusion de la base et de la ZCE BE

J

J_C	Densité de courant de collecteur
J_n	Densité de courant d'électrons
J_p	Densité de courant de trous
φ_C	potentiel de la bande de conduction
φ_i	potentiel du niveau intrinsèque
φ_n	Quasi potentiel de Fermi des électrons
φ_p	Quasi potentiel de Fermi des trous
φ_v	potentiel de la bande de valence

K

k	Constante de Boltzmann
$\bar{\kappa}$	Rapport des moyennes des densités d'état et des coefficients de diffusion de la base et de la ZCE BC

L

L_n	Longueur de diffusion des électrons
L_p	Longueur de diffusion des trous
l	Longueur de l'émetteur
l_E	Longueur effective de l'émetteur

M

μ_n	Mobilité des électrons
μ_p	Mobilité des trous

N	
N	Dopage net
N_A	Dopage accepteur
N_C	Densité d'états dans la bande de conduction
N_{C0}	Densité d'états dans la bande de conduction dans le Silicium
N_D	Dopage donneur
N_{AB}	Dopage accepteur dans la base
N_{DE}	Dopage donneur dans l'émetteur
$N_{DE\text{ eff}}$	Dopage effectif de l'émetteur tenant compte des effets de forts dopages
N_V	Densité d'états dans la bande de valence
N_{V0}	Densité d'états dans la bande de valence dans le silicium
n	Concentration en électrons
n_i	Concentration intrinsèque
n_{i0}	Concentration intrinsèque dans le Silicium (en l'absence de Germanium)
v_S	Vitesse de saturation des porteurs au niveau de la ZCE base-collecteur
P	
P_E	périmètre effectif du transistor
p	Concentration en trous
Q	
Q_{BF}	Charge de diffusion en direct dans la base
Q_{BR}	Charge de diffusion en inverse dans la base
Q_F	Charge de diffusion des minoritaires en direct
Q_{jC}	Charge de transition base-collecteur
Q_{jE}	Charge de transition base-émetteur
Q_{mC}	Charge associée aux porteurs minoritaires dans le collecteur
Q_{mE}	Charge associée aux porteurs minoritaires dans l'émetteur
Q_p	Charge pondérée totale dans le transistor
Q_{p0}	Charge associée aux trous dans la base à polarisation nulle
Q_R	Charge de diffusion des minoritaires en inverse
q	Charge de l'électron

R

R_B	Résistance série totale de la base
R_{Bi}	Résistance série de la base intrinsèque
R_{Bi0}	Résistance série de la base intrinsèque à polarisation nulle
R_{BX}	Résistance série de la base extrinsèque
R_{CX}	Résistance série de collecteur extrinsèque
R_E	Résistance série d'émetteur
R_n	Taux de recombinaison pour les électrons
R_p	Taux de recombinaison pour les trous
R_{Si}	Résistance par carré de la base intrinsèque
R_{Si0}	Résistance par carré de la base intrinsèque à polarisation nulle

S

S_p	Vitesse de recombinaison à l'interface polysilicium monosilicium
-------	--

T

T	Température absolue
TBH	Transistor bipolaire à hétérojonction
τ_B	Temps de transit dans la base
τ_{BF}	Temps de transit dans la base neutre
τ_C	Temps de transit dans le collecteur
τ_E	Temps de transit dans l'émetteur
τ_F	Temps de transit en direct
τ_n	Durée de vie des électrons
τ_p	Durée de vie des trous
τ_{pCS}	Valeur de saturation du temps de transit dans le collecteur
τ_R	Temps de transit en inverse
$\tau_{ZCE BC}$	Temps de transit dans la ZCE base-collecteur
$\tau_{ZCE BE}$	Temps de transit dans la ZCE base-émetteur

U	
U_T	Tension thermodynamique
V	
V	Potentiel électrostatique
V_{AF}	Tension d'Early en direct
V_{AR}	Tension d'Early en inverse
V_{BC}	Tension base-collecteur
V_{BE}	Tension base-émetteur
$V_{B'C'}$	Tension base-collecteur intrinsèque
$V_{B'E'}$	Tension base-émetteur intrinsèque
V_j	Tension de diffusion de la jonction
W	
W_B	Profondeur de la base suivant l'axe x
W_C	Profondeur du collecteur suivant l'axe x
W_E	Profondeur de l'émetteur suivant l'axe x
W_{E1}	Profondeur de l'émetteur en silicium cristallin suivant l'axe x
W_{E2}	Profondeur de l'émetteur en polysilicium suivant l'axe x
$W_{ZCE BC}$	Largeur de la ZCE base-collecteur suivant l'axe x
$W_{ZCE BE}$	Largeur de la ZCE base-émetteur suivant l'axe x
w	Largeur d'injection normalisée dans le collecteur
w_i	Largeur d'injection dans le collecteur

X

x	Distance suivant l'axe orthogonal à la surface du composant
x_C	Position du contact d'émetteur
x_E	Position du contact d'émetteur suivant l'axe x
x_{jC}	Position du de la jonction métallurgique base-collecteur suivant l'axe x
x_{jE}	Position du de la jonction métallurgique base-émetteur suivant l'axe x
x_{nC}	Position de la limite de la ZCE base-collecteur coté collecteur
x_{nE}	Position de la limite de la ZCE base-émetteur coté émetteur
x_{pC}	Position de la limite de la ZCE base-émetteur coté base
x_{pE}	Position de la limite de la ZCE base-collecteur coté base
ξ	Champ électrique
$\xi_{\text{eff } n}$	Champ électrique effectif pour les électrons
$\xi_{\text{eff } p}$	Champ électrique effectif pour les trous

Y

y	1- Distance suivant l'axe parallèle à la largeur de l'émetteur 2- Fraction molaire de Germanium
-----	--

Z

ZCE	Zone de charge d'espace (ou zone de transition)
-----	---

Tables des illustrations

Chapitre I

<i>figure I-1 : Profil de dopage typique d'un transistor bipolaire npn vertical homojonction</i>	25
<i>figure I-2 : Profils de Ge dans la base des TBH SiGe</i>	27
<i>figure I-3 : Rapport des figures de mérite d'un TBH SiGe et d'un transistor homojonction en fonction de $\Delta E_g(\text{grade})$ pour une concentration moyenne de Ge fixe (10%).</i>	29
<i>figure I-4 : Représentation schématique du réseau cristallin des couches SiGe contraintes et relaxées sur substrat Silicium</i>	32
<i>figure I-5 : Epaisseur critique des couches SiGe en fonction de la fraction molaire de Germanium</i>	33
<i>figure I-6 : Structure auto alignée de TBH SiGe en coupe</i>	36
<i>figure I-7 : Comparaison des schémas de bandes d'un TBH SiGe et d'un transistor homojonction pour $V_{BE}=0$, dans le cas d'une transition Si/SiGe abrupte</i>	44
<i>figure I-8 : Schéma de bande du TBH SiGe à base graduelle et profil de Germanium</i>	45
<i>figure I-9 : Schéma de bande de TBH SiGe à profil triangulaire et rectangulaire comparés à celui d'un transistor homojonction (Simulation physique ATLAS)</i>	45
<i>figure I-10 : Structure du transistor unidimensionnel</i>	50
<i>figure I-11 : Composantes de la charge pondérée totale dans le transistor</i>	55
<i>figure I-12 : Distribution des porteurs minoritaires dans l'émetteur monocristallin</i>	61
<i>figure I-13 : Distribution des porteurs minoritaires dans le cas d'un émetteur en polysilicium</i>	63
<i>figure I-14 : Temps de transit dans la base en fonction de W_B et du facteur de champ électrique η'.</i>	69
<i>figure I-15 : Temps de transit dans la base en fonction de la largeur de base, normalisé par rapport à sa valeur pour $\eta'=0$, pour différentes valeurs du facteur η'. La vitesse de saturation des porteurs est prise en compte.</i>	70
<i>figure I-16 : Distribution des porteurs dans un émetteur polysilicium avec couche d'oxyde interfacial importante</i>	71
<i>figure I-17 : Flux d'électrons et de trous dans le transistor : représentation schématique</i>	77
<i>figure I-18 : Structure étudiée pour le calcul de la résistance de base intrinsèque</i>	80
<i>figure I-19 : Comparaison des modèles de Hauser, Lary et Schröter pour la résistance de base intrinsèque R_{BI}</i>	83

Chapitre II

<i>figure II-1 : Principe de fonctionnement du banc de mesure sous pointes</i>	89
<i>figure II-2 : Principe des mesures sous pointes</i>	90
<i>figure II-3 : Configuration GSG utilisée pour les sondes hautes fréquences</i>	90
<i>figure II-4 : Courbe de Gummel, I_C et $I_B = f(V_{BE})$ à $V_{BC} = 0$, présentant une erreur de mesure due l'oscillation du dispositif</i>	92
<i>figure II-5 : Représentation d'un quadripôle</i>	95
<i>figure II-6 : présentation des ondes incidentes (a_1, a_2) et des ondes réfléchies (b_1, b_2) aux accès d'un quadripôle.</i>	96
<i>figure II-7 : Synoptique de l'analyseur vectoriel de réseaux HP8510B</i>	99
<i>figure II-8 : schéma du support de test de l'analyseur vectoriel de réseaux HP 8510B</i>	99
<i>figure II-9 : Partie alternative du courant de collecteur et les 5 premiers termes de sa décomposition en séries de Fourier. ⊗ ⊗ ⊗ équation (2.11), — b_1, a_2, b_3, a_4. ($I_{C0}=10$ mA et $V_0=30$ mV).</i>	103
<i>figure II-10 : Erreur RMS sur I_C due aux non linéarités du transistor bipolaire en fonction de l'amplitude d'excitation V_0.</i>	104
<i>figure II-11 : Amplitude maximale de la tension présente aux bornes d'une charge quelconque en fonction de la puissance de sortie de l'analyseur de réseaux.</i>	105
<i>figure II-12 : Atténuation de la puissance en sortie de l'analyseur de réseaux en fonction de la fréquence</i>	106
<i>figure II-13 : modèle à 12 termes d'erreur utilisé pour le calibrage de l'analyseur vectoriel de réseaux HP 8510C.</i>	107
<i>figure II-14 : Structure de test hautes fréquences et schéma équivalent pour la méthode d'épluchage des paramètres Y</i>	110
<i>figure II-15 : quadripôles équivalents aux structures de test hautes fréquences</i>	110
<i>figure II-16 : Structure de test hautes fréquences et schéma équivalent pour la méthode d'épluchage généralisée</i>	111
<i>figure II-17 : Structures spécifiques pour l'épluchage généralisé</i>	112
<i>figure II-18 : Fréquence de transition d'un TBH SiGe. ____ après épluchage, ----- avant épluchage</i>	114
<i>figure II-19 : Module et phase du gain en courant h_{21} d'un transistor bipolaire en fonction de la fréquence</i>	115

Chapitre III

<i>figure III-1 : Schéma électrique équivalent grand signal du modèle Gummel-Poon</i>	125
<i>figure III-2 : Schéma équivalent grand signal du modèle MEXTRAM</i>	126
<i>figure III-3 : Schéma équivalent grand signal du modèle VBIC</i>	129
<i>figure III-4 : Schéma équivalent grand signal du modèle Hicum</i>	131
<i>figure III-5 : Capacité base-collecteur normalisée. Modèles implantés dans Hicum, Gummel-Poon et VBIC.</i>	133
<i>figure III-6 : Gain en courant β en fonction de la tension base-émetteur. Mesures et simulations Gummel-Poon, VBIC et Hicum.</i>	134
<i>figure III-7 : Conductance de sortie g_0, mesures et simulation avec le modèle Gummel-Poon</i>	135
<i>figure III-8 : Conductance de sortie g_0, mesures et simulation avec le modèle VBIC</i>	136
<i>figure III-9 : Conductance de sortie g_0, mesures et simulation avec le modèle Hicum</i>	136
<i>figure III-10 : τ_{F0} en fonction de V_{CB}, mesures et simulations Hicum et Gummel-Poon</i>	137
<i>figure III-11 : Courant critique pour les effets de forts courants. Mesures, modèle Hicum et Gummel-Poon</i>	139
<i>figure III-12 : Modèles pour l'augmentation du temps de transit à forts courants. Modèle Gummel-Poon et Hicum pour différentes valeurs du paramètre ahc</i>	140
<i>figure III-13 : dérivée de $\Delta\tau_F$ par rapport au courant normalisé : Hicum et Gummel-Poon</i>	141
<i>figure III-14 : $\Delta\tau_F$ en fonction I_C. $V_{CE} = 0.3, 0.5, 1$ et $2 V$</i>	142
<i>figure III-15 : f_T en fonction I_C. $V_{CE} = 0.3, 0.5, 1$ et $2 V$. Mesures et simulation Gummel-Poon</i>	142
<i>figure III-16 : f_T en fonction I_C. $V_{CE} = 0.3, 0.5, 1$ et $2 V$. Mesures et simulation Hicum</i>	143
<i>figure III-17 : Gain statique $\beta(V_{BE})$, pour $V_{CE} = 0.3, 1$ et $2V$. Simulations Hicum Eldo et FrogPie HDL-A</i>	146
<i>figure III-18 : Fréquence de transition $f_T(V_{BE})$ pour $V_{CE}=0.3, 1$ et $2V$. Simulations Hicum Eldo et FrogPie HDL-A.</i>	147
<i>figure III-19 : $\Delta\tau_{fh}$ en fonction du courant normalisé I_C/I_{CK}, modèle Hicum et modèle FrogPie, pour diverses valeurs des paramètres ahc et α. ($\tau_{hcs} = 70 ps$)</i>	150
<i>figure III-20 : $\Delta\tau_{fh}$ en fonction du courant normalisé I_C/I_{CK}, pour $V_{ce} = 0.3, 0.5, 1$ et $2V$, modèle FrogPie et mesures (a) représentation linéaire (b) représentation logarithmique</i>	151
<i>figure III-21 : Fréquence de transition f_T en fonction de I_C pour $V_{ce}=0.3, 0.5, 1$ et $2V$. Mesures et simulation avec Hicum FrogPie v.1.0.</i>	152

Chapitre IV

<i>figure IV-1 : Représentation schématique du mode opératoire des algorithmes d'optimisation classiques</i>	160
<i>figure IV-2 : Principe de fonctionnement de l'algorithme de la plus grande pente</i>	161
<i>figure IV-3 : Représentation schématique du mode opératoire des algorithmes génétiques</i>	164
<i>figure IV-4 : Courbes des déciles de la fonction d'erreur. a) population de 20 individus b) population de 200 individus</i>	166
<i>figure IV-5 : Distribution du paramètre BF. (a) Méthode classique (b) Algorithmes génétiques</i>	167
<i>figure IV-6 : Allures de la fonction d'erreur lors d'optimisation.</i>	168
<i>figure IV-7 : Schéma équivalent grand signal du modèle Gummel-Poon</i>	170
<i>figure IV-8 : Schéma équivalent simplifié du transistor polarisé en mode non passant.</i>	172
<i>figure IV-9 : Résultat de mesure typique des capacités de jonction totales à partir des paramètres S</i>	174
<i>figure IV-10 : Equation (4.10) et (4.11) en fonction de ω^2 et droites de régression linéaire</i>	175
<i>figure IV-11 : Capacités intrinsèques B-E et B-C en fonction des tensions V_{BE} et V_{BC}</i>	176
<i>figure IV-12 : Capacités totales, intrinsèques et extrinsèques, extraites et simulées pour : (a) jonction base-émetteur (b) jonction base-collecteur</i>	177
<i>figure IV-13 : Schéma présentant les relations entre dimensions mesurées et dessinées d'un transistor</i>	179
<i>figure IV-14 : Capacités de transition à polarisation nulle, en fonction de l'aire effective des jonctions</i>	180
<i>figure IV-15 : Paramètre X_{jc} et modèle géométrique associé</i>	182
<i>figure IV-16 : Principe d'extraction du paramètre I_S du modèle Gummel-Poon.</i>	183
<i>figure IV-17 : Tracé des deux termes de l'équation (4.28) en fonction de V_{BE} pour $V_{BC}=0$. Valeurs mesurées (terme de gauche) et calculées (terme de droite).</i>	184
<i>figure IV-18 : Caractéristique $IC(V_{CE})$ lorsque le paramètre h_{jei} est mal estimé</i>	185
<i>figure IV-19 : Représentation schématique de l'émetteur dessiné et de l'émetteur effectif</i>	186
<i>figure IV-20 : tracé de $Q_{p0}(A_E)$ et $C_{10} (A_E^2)$</i>	187
<i>figure IV-21 : Principe de l'extraction des paramètres des courants de base</i>	189
<i>figure IV-22 : Tracé de Gummel et du gain en courant en fonction de V_{BE} pour $V_{BC}=0V$ Ligne 1 : Limite inférieure, I_B non idéal $> 1\% I_B$ total Ligne 2 : Limite supérieure, écart entre mesure et tracé idéal $> 1\%$.</i>	191
<i>figure IV-23 : Variable X_{IB} en fonction de A_E, l'aire effective de l'émetteur pour différentes largeurs d'émetteur</i>	193
<i>figure IV-24 : Polarisation du transistor pour la méthode de Kulke et Miller.</i>	194
<i>figure IV-25 : Tension V_{CE} en fonction de I_E pour la méthode de Kulke</i>	195
<i>figure IV-26 : Extraction de R_E, méthode de Kulke et Miller et méthode des transconductances</i>	196
<i>figure IV-27 : Représentation schématique du transistor tétrode</i>	197
<i>figure IV-28 : Polarisation pour la méthode des transistors tétrodes</i>	197
<i>figure IV-29 : Résultats de la méthode des transistors tétrodes de longueur effective l_{eff}</i>	198
<i>figure IV-30 : Valeurs de R_{Si} et R_{Bx} obtenues à l'aide de la méthode des transistors tétrodes</i>	199
<i>figure IV-31 : Tracé obtenu à l'aide de la méthode de Ning et Tang</i>	200

<i>figure IV-32 : Somme de R_{BX} et R_E obtenue avec la méthode Ning-Tang Pour comparaison la valeur exacte est indiquée en pointillés</i>	201
<i>figure IV-33 : Schéma équivalent petit signal simplifié</i>	202
<i>figure IV-34 : Résistance de base totale $R_B = R_{Bi} + R_{BX}$ pour différentes méthodes d'extraction</i>	202
<i>figure IV-35 : Polarisation du transistor pour la méthode du gain forcé.</i>	204
<i>figure IV-36 : V_{CE} en fonction de I_C pour $\beta_F = 1, 5$ et 10.</i>	205
<i>figure IV-37 : Résistance de collecteur extrinsèque pour $\beta_F = 1, 5$ et 10.</i>	205
<i>figure IV-38 : $1/2\pi f_T$ en fonction de $1/I_C$ pour différents V_{BC}. La droite de régression linéaire est indiquée pour une des valeurs de V_{BC}.</i>	210
<i>figure IV-39 : Choix de deux points de mesures sur la caractéristique $\tau_{F0}(V_{CB})$</i>	211
<i>figure IV-40 : (a) $\Delta\tau_F(I_C, V_{CE})$ et droite $y=\Delta\tau_I$ valeur initiale avant optimisation (b) $\Delta\tau_F(I_C/I_{CK})$ pour $I_{CK}(V_{ce})$ provenant de (a) : plusieurs courbes sont visibles (c) $\Delta\tau_F(I_C, V_{CE})$ et droite $y=\Delta\tau_{OPT}$ valeur optimale (d) $\Delta\tau_F(I_C/I_{CK})$ pour $I_{CK}(V_{CE})$ provenant de (c) : les 4 courbes sont confondues</i>	213
<i>figure IV-41 : caractéristique $I_{CK}(V_{CE})$ et modèle équation (4.64)</i>	213
<i>figure IV-42 : Tracé des composantes du temps de transit en coordonnées logarithmiques</i>	215
<i>figure IV-43 : Augmentation du temps de transit $\Delta\tau_F$ d'un TBH SiGe ($A=0.8 \times 6.4 \mu\text{m}^2$) pour $V_{CE} = 0.3V, 0.5V, 1V$ et $2V$</i>	216
<i>figure IV-44 : Fréquence de transition f_T en fonction de I_C pour $V_{CE}=0.3V, 0.5V, 1V$ et $2V$. TBH SiGe technologie A, aire d'émetteur $0.8 \times 6.4 \mu\text{m}^2$</i>	217
<i>figure IV-45 : Fréquence de transition f_T en fonction de I_C pour $V_{BC}=-0.5V, -0.25V, 0V, 0.25V, 0.5V, 1V$ et $1.5V$. TBH SiGe technologie B, aire d'émetteur $0.25 \times 12.8 \mu\text{m}^2$</i>	217
<i>figure IV-46 : Conductance g_0 en fonction de V_{CE} pour diverses valeurs de I_B</i>	218
<i>figure IV-47 : Caractéristique I_C en fonction de V_{CE} pour diverses valeurs de I_B</i>	219
<i>figure IV-48 : Tracé de Gummel pour $V_{BC}=0$</i>	220
<i>figure IV-49 : Erreur entre mesure et simulation sur le courant de collecteur, avant et après extraction de ich220</i>	220
<i>figure IV-50 : Présentation de la méthodologie d'extraction des paramètres du modèle Hicum</i>	221

Références

- [Adam68] S. F. Adam, « A new Precision Automatic Microwave Measurement System », IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement, Vol IM-17, No 4, pp 308-312, 1968.
- [Agil00] Agilent Technologies, A. J. Lord, «Comparing the accuracy and repeatability of on-Wafer calibration techniques to 110 GHz », Agilent 8510/8720 News, pp 2-5, 2000.
- [Ardo99] B. Ardouin, « Utilisation des algorithmes génétiques pour l'extraction des paramètres du modèle de transistor bipolaire VBIC : application aux TBH SiGe », Journées nationales du réseau doctoral microélectronique (JNRDM), Montpellier, France, 1999.
- [Ardo00] B. Ardouin, T. Zimmer, F. Franze, P. Fouillat, « Transistor Model Parameter Determination With Non-conventional Optimisation Algorithms », Actes des journées scientifiques Franco-Tunisiennes, Monastir, Tunisie, 2000.
- [Ardo00-b] B. Ardouin, présentation à ST Microelectronics, Crolles, France, Juin 2000.
- [Ardo01] B. Ardouin, T. Zimmer, H. Mnif, P. Fouillat, « Bipolar Transistor's Intrinsic and Extrinsic Capacitance Determination », SISPAD, Athenes, Greece, pp. 304-307, 2001.
- [Ardo01-b] B. Ardouin, « Hicum Parameter extraction », Présentation au Hicum Workshop, Dresde, Allemagne, Juin, 2001.
- [Ardo01-c] B. Ardouin, T. Zimmer, D. Berger*, D. Celi*, H. Mnif, T. Burdeau*, P. Fouillat, « Transit Time Parameter Extraction for the HICUM Bipolar Compact Model », Bipolar Circuits and Technology Meeting (BCTM), Minneapolis, October 1-2, pp. 106-109, 2001.
- [Ardo01-d] B. Ardouin, Présentation au Hicum Workshop, Minneapolis, USA, Septembre, 2001.
-

- [Ardo01-e] B. Ardouin, T. Zimmer, P. Fouillat, « Direct Method for Base-Emitter and Base-Collector Capacitance Splitting Using High Frequency Measurements », Bipolar Circuits and Technology Meeting (BCTM), Minneapolis, October 1-2, pp. 114-117, 2001.
- [Arie91] M. Arienzo, J. H. Comfort, E. F. Crabbé, D. L. Hame, S. S. Yyer, B. S. Meyerson, G. L. Patton, J. M. C. Stork and Y. C. Sun, « SiGe Heterojunction Bipolar Transistors », Silicon Molecular Beam Epitaxy Symposium, pp. 421-431, 1991.
- [Ashb84] P. Ashburn and B. Soerowirdjo, « Comparison of Experimental and Theoretical Results on Polysilicon Emitter Bipolar Transistors », IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. ED 31, No 7, pp. 853-860, 1984
- [Ashb00] P. Ashburn, « SiGe Heterojunction bipolar technology », Short Course, BCTM, 2000.
- [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 and A. Chantre, « High Performance 0.25 μm SiGe and SiGe :C HBTs using non selective epitaxy », Proceeding of the Bipolar/BiCMOS Circuits and Technology Meeting, pp. 52-55, 2000.
- [Bean92] J. C. Bean, « Silicon-Based Semiconductor Heterostructures : Column IV Bandgap Engineering », Proceeding of the IEEE, Vol. 80, No. 4, pp. 571-587, 1992.
- [Berg00] D. Berger, N. Gambetta, D. Céli, C. Dufaza, “Extraction of the base-collector capacitance splitting along the base resistance”, BCTM, Minneapolis, September 24-26, 2000.
- [Berg01] D. Berger and D. Céli, « Direct Extraction of Base-Collector Weak Avalanche Hicup model Parameters », Hicup User’s Meeting, September 30, Minneapolis, 2001.
-

- [Burd00] T. Burdeau, Comparaison des implémentations du modèle Hicum dans les simulateurs Eldo, DEVICE et ADS, présentation à ST Microelectronics, Crolles, France, 2000.
- [Berk01] J. Berkner, « Principles, Strategies and Methods for SGP, VBIC, HICUM and MEXTRAM Models and Model Parameter Exrtraction », BCTM Short Course, Minneapolis, September, 2001.
- [Carbo6] J. L Carbonero, « Développement des méthodes de mesure en hyperfréquences sur tranches de silicium et app[^]lication à la caractérisation des technologies CMOS et BiCMOS sub-microniques », Thèse de l'institut national polytechnique de Grenoble, 1996.
- [Céli88] D. Céli, « Method for Accurate Determination of the Intrinsic Cut-Off Frequency of IC Bipolar Transistors », IEEE Proceedings of the International Conference on Microelectronic Test Structures, pp 200-203, 1988.
- [Chan85] N. Chand and H. Morkoç, « Doping Effects and Compositional Grading in $Al_xGa_{1-x}/GaAs$ Heterojunction Bipolar Transistors », IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. ED-32, No 6, pp. 1064-1069, 1985.
- [Cho 91] Hanjin Cho, « A three-step method for de-embedding of High-frequency S parameter measurements », IEEE transactions on electron devices, vol. 38, No 6, June 1991.
- [Chyn58] A. G. Chynoweth, « Ionisation Rates for Electron and Holes in Silicon », Physical Review, Vol. 109, pp. 1537, 1958.
- [Cres98] J. D. Cressler, « SiGe HBT technology : a new contender for Si-based RF and microwave circuit applications », IEEE Transactions on microwave theory and techniques, Vol 46, No 5, May 1998.
- [Deco00] S. Decoutere, F. Vleugels, R. Kuhn, R. Loo, M. Caymax, S. Jenei, J. Croon, S. Van Huylenbroeck, M. Da Rold, E. Rosseel, P. Chevalier and P. Coppens, « A 0.35 μm SiGe BiCMOS Process Featuring a 80 GHz Fmax HBT and Integrated High-Q RF Passive Components », IEEE Proceedings of the Bipolar Circuits and Technology Meeting (BCTM), pp. 106109, 2000.
-

- [Fisc86] R. Fischer, T. Henderson, J. Klem, N. Chand and H. Morkoç, « The Effect of Grading on the Electrical Behaviour of Np AlGaAs/GaAs Heterojunction Diodes », *Solid State Electronics*, Vol. 29, No 2, pp 193-198, 1986.
- [Foge93] D.B. Fogel, « On the philosophical differences between evolutionary algorithms and genetic algorithms », In proceeding of the 2nd annual conference on evolutionary programming, 1993.
- [Fras88] A. Fraser, R. Gleason, E. W. Strid, « GHz On-Silicon-Wafer Probing Calibration Methods », *IEEE Proceeding of the Bipolar Cicruits and Technology Meeting (BCTM)*, pp 154-157, 1988.
- [Gamb92] Nicolas Gambetta, *Evolution du modèle du transistor bipolaire, et des techniques d'extraction des paramètres, pour la simulation de circuits intégrés logiques et analogiques hautes fréquences* », Thèse de l'institut national Polytechnique de Grenoble, 1992.
- [Game98] H. Gamez-Cuatzin, A. Daami, L. Garchery, I. Sagnes, Y. Campidelli, G. Brémond, « Si/SiGe valence band offst determination using photoluminescence and DLTS in SiGe quantum-well MOS capacitor », *Microelectronic Engineering*, Vol. 43-44, pp. 669-676, 1998.
- [Gan 94] C. H. Gan, J. A. del Alamo, B. R. Bennett, B. S. Meyerson, E. F. Crabbé, C. G. Sodini and L. R. Reif, « Si/Si_{1-x}Ge_x Valence Band Discontinuity Measurements Using a Semiconductor-Insulator-Semiconductor (SIS) Heterostructure », *IEEE Transaction on electron devices*, Vol. 41, No. 12, pp. 2430-2438, 1994.
- [Getr78] I. E. Getreu, « Modeling the bipolar transistor », Amsterdam, Elsevier, 1978.
- [Ghosh67] H. N. Ghosh, F. H. De la Moneda and N. R. Dono, « Computer-Aided Transistor Design, Characterization and Optimization », *Proceedings of the IEEE*, Vol. 55, No 11, pp. 1897-1912, 1967.
- [Glov93] Glover F. and Laguna M., « Tabu Search », *Modern Heuristic Techniques for Combinatorial Problems*, C.R. Reeves, John Wiley & Sons, 1993
-

- [Graa95] H. C. de Graaf, W. J. Kloosterman, « Modelling of the Collector Epilayer of a Bipolar Transistor in the MEXTRAM Model », IEEE Transactions on Electron Devices, ED-42, No 2, 1995, pp 274-282.
- [Gree00] D.R. Greenberg, D. G . Ahlgren, Freeman, S. Subbanna, V. Radisic, D.S. Harvey, C. Webster, L. Larson, « HBT low-noise performance in a 0.18 μm SiGe BiCMOS technology », IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest 2000, Vol. 1, pp. 9-12, 2000.
- [Grin84] A. Grinberg, M. S. Shur, R. J. Fischer and H. Morkoç, « An investigation of the effect of Graded Layers and Tunneling Performance of AlGaAs/GaAs Heterojunction Bipolar Transistors », IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. ED-31, No 12, pp. 1758-1765, 1984.
- [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.
- [Gumm70-b] H. K. Gummel, « A Charge Control Relation for Bipolar Transistors », Bell System Technical Journal, Vol 49, pp. 115-120, 1970.
- [Hack68] R. A. Hackborn, « An Automatic Network Analyser System », The microwave Journal, Vol 11, pp 45-52, 1968.
- [Hame00] J. S. Hamel and Y. T. Tang, « A Novel Measurement Technique for Direct Experimental Validation of Bandgap Narrowing Models for SiGe HBT's », Proceedings of the Bipolar/BiCMOS Circuits and Technology Meeting, pp. 203-206, 2000.
- [Hara92] D. L. Hara, E. F. Crabbé, J. D. Cressler, J. H. Comfort, J. Y.-C. Sun, S. R. Stiffler, E. Kobeda, J. N. Burhartz, M. M. Gilbert, J. Malinowski, and A. J. Dally, « A high performance epitaxial SiGe-base ECL BiCMOS technology », Technical Digest of the 1992 International Electron Device Meeting, pp. 19-22, 1992.
- [Hara95] D.L. Hara, J.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, March 1995, pp. 455-467.
- [Hara95-b] D.L. Hara, J.H. Comfort, J.D. Cressler, E.F. Crabbé, J. Y.-C. Sun, B.S. Meyerson, T. Tice, « Si/SiGe Epitaxial-Base Transistors – Part II : Process Integration and Analog Applications », IEEE Transactions on Electron Devices, Vol 42, No 3, March 1995, pp. 469-482.
- [Hash00] T. Hashimoto, F. Sato, T. Aoyama, H. Suzuki, H. Yoshida, H. Fujii, T. A. Yamazaki, « 73 GHz fT 0.18 μ m RF-SiGe BiCMOS technology considering thermal budget trade-off and with reduced boron-spike effect on HBT characteristics », International Electron Devices Meeting Technical Digest (IEDM), pp. 149-152, 2000.
- [Haus64] J. R. Hauser, « The Effects of Distributed Base Potential on Emitter Current Injection Density and EFFECTIVE Base Resistance for Stripe Transistor Geometries », IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. ED 11, pp. 238-242, 1964.
- [Hew88] Hewlett Packard Company, Semiconductor System Center, « IC-CAP user's Manual », Santa Clara, USA, 1988.
- [Hewl88-b] Hewlett Packard, HP 8510B network analyser, operating and programming manual, 1988.
- [Hewl88-c] Hewlett Packard, Product note 8510-5A
- [Hewl87] Hewlett Packard, Product note 8510-8
- [Hewl95] Hewlett Packard, Test and Measurement Application Note 95-1, « S-Parameter Techniques », 1995.
- [Holm67] R. Holm, « Electric Contacts Theory and applications », Springer Verlag, New York, 1967.
- [IEEE99] IEEE Computer society, « IEEE Standard VHDL Analog and Mixed-Signal Extensions », IEEE Std 1076.1-1999.
-

- [Ise 98] ISE TCAD manuals, Integrated Systems engineering AG, Zurich, Switzerland.
- [Iyer87] S.S. Iyer, G. L. Patton, S. L. Delage, S. Tiwari, J. M. C. Stork, « Silicon-germanium base heterojunction bipolar transistor by molecular beam epitaxy », in Tech. Dig. Int. Electron Device Meeting, pp. 874-876, 1987.
- [Iyer89] S. S. Iyer, G. L. Patton, J. M. C. Stork, B. S. Meyerson, D. L. Hareme, « Heterojunction Bipolar Transistors Using Si-Ge Alloys », IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. 36, No 10, pp. 2043-2063, 1989.
- [John01] F.S. Johnson, J. Ai, S. Dunn, B. El Kareh, J. Erdeljac, S. John, K. Benaissa, A. Bellaour, B. Benna, L. Hodgson, G. Hoffleisch, L. Hutter, M. Jaumann, R. Jumpertz, M. Mercer, M. Nair, J. Seitchik, C. Shen, M. Schiekofe, T. Scharnagl, K. Schimpf, U. Schultz, B. Staufer, L. Stroth, D. Tatman, M. Thompson, B. Williams and K. Viollette, « A Highly Manufacturable 0.25 μ m RF Technology Utilizing a Unique SiGe Integration », Proceeding of the Bipolar/BiCMOS Circuits and Technology Meeting, pp. 56-59, 2000.
- [Jose01] A. Joseph, D. Coolbaugh, M. Zierak, R. Wuthrich, P. Geiss, Z. He, X. Liu, B. Orner, J. Johnson, G. Freeman, D. Ahlgren, B. Jagannathan, L. Lanzerotti, V. Ramachandran, J. Malinowski, H. Chen, J. Chu, P. Gray, R. Johnson, J. Dunn, S. Subbanna, K. Schonnenberg, D. Hareme, R. Groves, K. Watson, D. Jadus, M. Meghelli and A. Rylyakov, « A 0.18 μ m BiCMOS Technology Featuring 120/100 GHz (f_T/f_{max}) HBT and ASIC-Compatible CMOS Using Copper Interconnect », Proceeding of the Bipolar/BiCMOS Circuits and Technology Meeting, pp. 143-146, 2000.
- [Karl95] Karl Suss, « Suss PA200-II Semiautomatic prober User Manual/Service Manual », SN 4853, Dresden, Germany.
- [Kirk62] C. T. Kirk, « A Theory of Transistor Cutoff Frequency (f_T) Falloff at High Current Densities », IEEE Transaction on Electron Devices, ED-9, pp. 164-174, 1962.
- [Kirk83] S. Kirkpatrick, C.D. Gelatt Jr, and M.P. Vecchi, « Optimization by Simulated Annealing », Science, Vol. 220, No. 4598, pp. 671-680, 1983.
-

- [Kloo96] W. J. Kloosterman, « Comparison of MEXTRAM the VBIC95 Bipolar Transistor Model », Unclassified Report 034/96, Philips Electronics, 1996.
- [Kloo96-b] W. J. Kloosterman, « Parameter Extraction Methodology for the MEXTRAM Bipolar Transistor Model », Unclassified Report 003/96, Philips Electronics, 1996.
- [Kloo99] W. J. Kloosterman, J. C. J Paasschens et D. B. M. Klaassen, « Improved Extraction of Base and Emitter resistance from Small Signal High Frequency Measurements », Proceedings of the Bipolar/BiCMOS Circuits and Technology Meeting (BCTM), pp. 93-96, 1999.
- [Kloo00] W. J. Kloosterman, J. C. J Paasschens, and R. J. Havens, « A Comprehensive Bipolar Avalanche Multiplication Compact Model for Circuit Simulation », Proceedings of the Bipolar/BiCMOS Circuits and Technology Meeting (BCTM), pp. 172-175, 2000.
- [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.
- [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, Nov. 1985.
- [Kroe00] Z. I Alferov, H. Kroemer, J. S. Kilby, The Nobel Prize in Physics 2000.
- [Kulk57] B. Kulke et S. L. Miller, « Accurate Measurement of Emitter and Collector Series Resistances in Transistors », Proceedings of IRE, Vol. 45, pp 90, 1957.
- [Kull85] G.M. Kull, L. W. Nagel, S. W. Lee, P. Lloyd, E. J. Prendergast and H. Dirks, « An Unified Circuit Model for Bipolar Transistors Including Quasi-saturation Effects », IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. ED-32, pp 1103-1113, 1985.
-

- [Kuro65] K. Kurokawa, « Power waves and the Scattering Matrix », IEEE Transactions on microwave theory and techniques, Vol 13, No2, pp 194-202, 1965.
- [Lary85] J. E. Lary and R. L. Anderson, « Effective Base Resistance of Bipolar Transistors », IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. ED-32, No 11, pp. 2503-2505, 1985.
- [Lee 00] T. Z Lee and M. Schroter, “presentation to the compact modelling council – The Hicup bipolar model: methodology for bipolar model parameter extraction”, available on the web:

<http://www.eigroup.org/cmc/bipolar/default.htm>.
- [Long90] S. L. Long and S. E. Butner, « Gallium Arsenide Digital integrated Circuit Design" », Mc Graw-Hill, New York, 1990.
- [Maes90] W. Maes, K. De Meyer and R. Van Overstraeten, « Impact Ionization in Silicon : A Review and Update », Solid-State Electronics, Vol. 33, No 6, pp 705-718, 1990.
- [Mark91] R. Marks, « A Multi-Line method of Network analyzer calibration », IEEE Transactions On Measurement Theory and Techniques, Vol 39, No 7, pp 1205-1215, 1991.
- [Matt74] J. W. Matthews and A. E. Blakeslee, « Defects in epitaxial multilayers-I : Misfit dislocations », Journal of Crystal Growth, Vol 27, p. 118, 1974.
- [McAn95] C. McAndrew et al, « VBIC95 : An improved Vertical IC Bipolar Transistor Model », Proceedings of the Bipolar/BiCMOS Circuits and Technology Meeting (BCTM), pp. 170-177, 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, N° 10, pp. 1476-1483, 1996.
- [Meis95] T. F. Meister, H. Schafer, M. Franosch, W. Molzer, K. Aufinger, U. Scheler, C. Walz, H. Stolz, S. Boguth and J. Bock, « SiGe base bipolar technology with 74
-

- GHz f_{max} and 11 ps gate delay », International Electron Devices Meeting. Technical Digest (IEDM), pp. 739-742, 1995.
- [Ment94] HDL-A User's Manual, Mentor Graphics corporation, revision v2.0, 1994.
- [Meta92] HSPICE User's Manual, Elements and Models, Metasofware, 1992.
- [Monr99] A. Monroy, W. Laurens, M. Marty, D. Dutartre, D. Gloria, J. L. Carbonero, A. Perrotin, M. Roche, A. Chantre, « BiCMOS6G: a high performance 0.35 μ m SiGe BiCMOS technology for wireless applications », Proceedings of the 1999 Bipolar/BiCMOS Circuits and Technology Meeting pp.121-124, 1999.
- [Nage75] L.W. Nagel, « SPICE2, A Computer Program to Simulate Semiconductor Circuits », Electronics research Laboratory Report No ERL-M520, University of California, Berkeley.
- [Najm96] Farid Najm, « VBIC95: An improved bipolar transistor model », IEEE Circuits and Devices Magazine, Volume 12, Issue 2, pp. 11-15, 1996.
- [Pari92] C. D. Parikh and F. A. Lindholm, « A New Charge-Control Model for Single and Double-Heterojunction Bipolar Transistors », IEEE Transactions on electron devices, Vol. 39, No 6, pp. 1303-1311, 1992.
- [Patt90] G. L. Patton, J. M. C. Stork, J. H. Comfort E. F. Crabbé, B. S. Meyerson, D. L. Hame, J. Y. C. Sun, « SiGe-Base Heterojunction Bipolar Transistors : Physics and Design ISSues », Proceedings of the International Electron Devices Meeting (IEDM), pp. 15-16, 1990.
- [Penc93] John Pence, « Verification of LRRM Calibrations with Load Inductance Compensation for CPW Measurements on GaAs Substrates », 42nd ARFTG Conference Digest, 1993.
- [Peop85] R. People and J.C. Bean, « Calculation of critical layer thickness versus lattice mismatch for Ge_xSi_{1-x}/Si straine-layer heterostructures », Applied Physic Letters, Vol 47, p. 322, 1985.
-

- [Peop86] R. People and J.C. Bean, « Band alignments of coherently strained Ge_xSi_{1-x}/Si heterostructures on <001> Ge_ySi_{1-y} substrates », Appl. Phys. Lett., Vol 48, pp 538-540, 1986
- [Rein85] H. M. Rein, H. Stübing and M. Schröter, « Verification of the Integral Charge-Control Relation for High-Speed Bipolar Transistors at High Current Densities », IEEE Transactions on electron devices, Vol. ED-32, No 6, pp. 1070-1076, 1985.
- [Rein87] H. M. Rein and M. Schröter, « A Compact Physical Large-signal Model for High Speed Bipolar Transistor at High Current Densities- Part II: Two-dimensional Model and Experimental Results », IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. 34, pp. 1752-1761, 1987.
- [Rein89] H. M. Rein and M. Schröter, « Base Spreading Resistance of Square-Emitter Transistors and Its Dependence on Current Crowding », IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. 36, No 4, pp. 770-773, 1989.
- [Rein91] H. M. Rein and M. Schröter, « Experimental Determination of the Internal Base Sheet Resistance of Bipolar Transistors Under Forward-Bias Conditions », Solid-State Electronics, Vol. 34, No 3, pp. 301-308, 1991.
- [Rina97] N. Rinaldi, « Analytical Relations for the Base Transit Time and Collector current in BJTs and HBTs », Solid State Electronics, Vol. 41, No 8, pp. 1153-1158, 1997.
- [Roul90] D.J. Roulston, « Bipolar Semiconductor devices », Mac Graw Hill, New York, 1990.
- [Sah 57] C. T. Sah, R. N. Noyce, W. Shockley, « Carrier Generation and Recombination in PN junctions and PN characteristics », Pro. IRE, Vol. 45, pp. 1228-1243, 1957.
- [Sans72] W. M. C Sansen et R. G. Meyer, « Characterisation and Measurement of the Base and Emitter Resistance of Bipolar Transistors », Journal of Solid State Circuits, No 6, pp. 492-498, 1972.
-

- [Schm98] H. Scmundt, D. Knoll, B. Heinemann, P. Schley, M. Winter, B. Kuck, J. Schlote, K. Blum, R. Kurps, T. Grabolla, H. Rücker, B. Tillac and K. D. Bolze, « Reducing Transient Enhanced Diffusion of Boron in Si/SiGe Heterojunction Bipolar Transistors by BBr_3 Predeposition for External Base Doping », Proceedings of the 28th European Research Conference, Bordeaux , France, 1998, pp. 256-259.
- [Schr91] M. Schröter, « Simulation and Modelling of the Low-Frequency Base Resistance of Bipolar Transistors and its Dependence on Current and Geometry », IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. 38, No 3, pp. 538-543, 1991.
- [Schr91-b] M. Schröter, « DEVICE- A mixed mode device-circuits simulator for dc, transient and small-signal (hf) operation », in Proceedings NASECODE VII, pp. 193-195, 1991.
- [Schr91-c] H. M. Rein and M. Schröter, « TRADICA- A Program for transistor dimensioning and calculation », User's Guide, Version 4.0, 1991.
- [Schr92] M. Schröter, « Modeling of the Low-Frequency Base Resistance of Single Base Contact Bipolar Transistors », IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. 39, No 8, pp. 1966-1968, 1992.
- [Schr93] M. Schröter, M. Friedrich, H. M. Rein, « A Generalized Integral Charge-Control Relation and its Application to Compact Models for Silicon-Based HBT's », IEEE Transactions on electron devices, Vol. 40, No 11, pp. 2036-2045, 1993.
- [Schr93-b] M. Schröter, « Physikalische Modelle für schnelle Silizium-Bipolartransistoren – eine vergleichende Übersicht », Habilitationsschrift, Ruhr-Universität Bochum, 1993.
- [Schr98] M. Schröter, Z. Yan, T. Y. Lee and W. Shi, « A Compact Tunneling Current and Collector Breakdown Model », Proceedings of the Bipolar/BiCMOS Circuits and Technology Meeting (BCTM), pp. 203-206, 1998.
-

- [Schr99] 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, “Hicup bipolar transistor model”, available on the web: http://www.iee.et.tu-dresden.de/iee/eb/comp_mod.html.
- [Schu95] A. Schuppen, U. Erben, A. Gruhle, H. Kibbel, H. Schumacher and U. König, « Enhanced SiGe heterojunction bipolar transistors with 160 GHz-f_{max} », International Electron Devices Meeting. Technical Digest (IEDM), pp 743-746, 1995.
- [Schu99] A. Schuppen, « SiGe-HBTs for mobile communication », Solid-State Electronics, Vol. 43, No 8, pp. 1373-1381, 1999.
- [Schu01] K. Schuegraf, M. Racanelli, A. Kalburge, B. Shen, C. Hu, D. Chapek, D. Howard, D. Quon, D. Feiler, D. Dornisch, G. U'Ren, H. Abdul-Ridha, J. Zheng, J. Zhang, K. Bell, K. Ring, K. Yin, P. Joshi, S. Akhtar, T. Lee, P. Kempf, « 0.18 μm SiGe BiCMOS Technology for Wireless and 40 Gb/s Communication Products », Proceeding of the Bipolar/BiCMOS Circuits and Technology Meeting, pp. 147-150, 2000.
- [Silv95] ATLAS user's manual, Silvaco International, Santa Clara 1995
- [Soko95] S. Sokolic and S. Amon, « Effective conduction and valence band offsets in SiGe HBT », Proceedings of the 31st Symposium on Devices and Materials, pp. 385-391, 1995.
- [Suzu91] K. Suzuki, « Emitter and Base Transit Time of Polycrystalline Silicon Emitter Contact Bipolar Transistors », IEEE Transactions on Electron Devices, Vol 38, No 11, pp. 2512-2518, 1991.
- [Suzu92] K. Suzuki and N. Nakayama, « Base Transit Time of Shallow-Base Bipolar Transistors Considering Velocity Saturation at Base-Collector Junction », IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. 39, No 3, pp. 623-628, 1992.
-

- [Sze 81] S. M. Sze, « Physics of Semiconductor Devices », John Wiley and Sons, New York, 1981.
- [Szmy01] D. Szmyd, R. Brock, N. Bell, S. Harker, G. Patrizi, J. Fraser and R. Dondero, « QUBiC4 : A Silicon RF-BiCMOS Technology for Wireless Communication Ics », Proceeding of the Bipolar/BiCMOS Circuits and Technology Meeting, pp. 60-63, 2000.
- [Tang00] R. Tang, C. Leung, D. Nguyen, T. Hsu, L. Fritzing, S. Molloy, T. Esry, T. Ivanov, J. Chu, M. Carroll, J. Huang, W. Moller, T. Campbell, W. Cochran, C. King, M. Frei, M. Mastrapasqua, K. Ng, C. Chen, R. Johnson, R. Pullala, V. Archer, J. Krska, S. Moinian, H.A. Cong, « low-cost modular SiGe BiCMOS technology and analog passives for high-performance RF and wide-band applications », Proceedings of the Bipolar/BiCMOS Circuits and Technology Meeting, pp. 102-105, 2000.
- [Tiwa92] S. Tiwari, « Compound Semiconductor Device Physics », Academic Press, San Diego, 1992.
- [Vand87] P. Vandelooy, « modelling of the MOS transistor for high frequency analog design », Ph. D. Thesis, Katholieke Universiteit Leuven, Belgium 1987.
- [Wash99] K. Washio, E. Ohue, K. Oda, M. Tanabe, H. Shimamoto, T. Onai and M. Kondo, « A selective-epitaxial-growth SiGe-base HBT with SMI electrodes featuring 9.3-ps ECL-gate delay », IEEE Transactions on Electron Devices, Vol 46, No 7, pp. 1411-1416, 1999.
- [Wijn87] P. J. Van Wijnen, H. R. Claessen and E. A. Wolsheimer, « A new Straightforward and Calibration and Correction Procedure for « On Wafer » High Frequency Measurements (45 MHz-18 GHz) », IEEE Proceedings of the Bipolar Cicuits and Technology Meeting (BCTM), pp 70-73, 1987.
- [Yip90] P. C. L. Yip, « High-Frequency Circuit Design and Measurement », Chapman and Hall, London, 1990.
-

Références

- [Zimm99] T. Zimmer, J. B. Duluc, B. Ardouin, N. Millet-Lewis, F. Marc, P. Fouillat, « Comparison of Three Approaches for SPICE Parameter Determination », ICCAP User meeting, Marseille, France, 1999.
- [Zimm00] T. Zimmer, B. Ardouin, F. Franzè, P. Fouillat, « Future trends in parameter extraction », ICCAP user's meeting, San Francisco, USA, 2000.
-

Résumé

Le regain d'intérêt récent pour les technologies bipolaires, induit par les transistors bipolaires à hétérojonction Silicium germanium (TBH SiGe) a mis en lumière les problèmes liés à la modélisation compacte (ou électrique) de ces composants. En effet, le gain en performance qu'autorisent ces technologies avancées a accru les possibilités et le champ des applications, mais a dans le même temps rendu critiques les contraintes liées à leur modélisation précise. Ce mémoire développe les points clefs liés à la modélisation des TBH SiGe.

En premier lieu, le gain en performance apporté par les TBH SiGe est exprimé et quantifié via une étude physique dont le point de départ est l'ensemble des équations des semi-conducteurs. Les méthodes d'obtention de mesures sous pointes des dispositifs microélectroniques en continu et en hautes fréquences sont alors présentées, ainsi que les moyens de corrections des erreurs. Nous comparons ensuite les modèles électriques de transistors bipolaires existants (Gummel-Poon, VBIC, MEXTRAM et HICUM). Ceci permet de considérer le modèle HICUM comme candidat idéal pour la modélisation des TBH SiGe. Après une étape qui consiste en la réalisation d'une version modifiée en langage comportemental (HDL-A) du modèle HICUM, nous présentons un ensemble de méthodes originales destinées à l'extraction des paramètres de celui-ci.

Abstract

The recent improvements in bipolar technologies, carried out by SiGe heterojunction bipolar transistors (SiGe HBT), makes more critical the modeling inaccuracies of these devices. The new performances allowed with these advanced technologies, increase the application field, but in the same time, make the modeling more complicated. This work presents the key point concerning the SiGe HBT's compact modeling.

First, we explain and quantify the performance gain induced by the SiGe HBT's by using a physical study based on the semiconductor equations. Then, the "On-wafer" measurement methods for integrated devices are presented in the DC as well as in the High Frequency domains. The error correction methodologies are also detailed. A comparison between the existing bipolar compact models (Gummel-Poon, VBIC, MEXTRAM and HICUM) permits to consider HICUM as the best model for SiGe HBT's. Moreover, a modified version of the HICUM model is realized using a behavioral modeling language (HDL-A). Finally, we present a set of new methods for the HICUM parameter extraction.

Mots-clefs

Conception assistée par ordinateur (CAO)
Transistor bipolaire
TBH SiGe
Modélisation compacte (électrique)
Extraction de paramètres
Mesures sous pointes
Mesures hautes fréquences

Key words

Computer Aided Design (CAD)
Bipolar transistor
SiGe HBT
Compact modeling
Parameter extraction
On-wafer measurements
High Frequency measurements