

THESE

présentée à

L'UNIVERSITE BORDEAUX I

ECOLE DOCTORALE DES SCIENCES PHYSIQUES ET DE L'INGENIEUR

par Dominique Berger

POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR

SPECIALITE: Electronique

ETUDE ET VALIDATION D'UN MODELE DE TRANSISTOR BIPOLAIRE DEDIE AUX APPLICATIONS HAUTES FREQUENCES

Soutenue le : **14 juin 2004**

Après avis de :

M. C. DUFAZA	Professeur	L2MP- Marseille
M. M. SCHROETER	Professeur	Université de Dresden

Devant la comission d'examen formée de :

M. P. FOUILLAT	Professeur	Université Bordeaux I	Président
M. C. DUFAZA	Professeur	L2MP- Marseille	Rapporteur
M. M. SCHROETER	Professeur	Université de Dresden	Rapporteur
M. D. CELI	Ingénieur	ST Microelectronics Crolles	
M. T. ZIMMER	Professeur	Université Bordeaux I	

A ma famille et mes Amis.

A Léonard (dit le génie).

Remerciements

Je remercie Messieurs Patrick Mortini, Responsable du service Modélisation et Caractérisation de la société STMicroelectronics (sites de Crolles) et André Touboul, Directeur du laboratoire de Microélectronique IXL de l'Université de Bordeaux I, de m'avoir donné l'opportunité de réaliser cette étude dans les meilleures conditions.

Que Monsieur Pascal Fouillat, Professeur à l'Université de Bordeaux I, soit remercié pour avoir présidé ce jury de thèse.

Je tiens à remercier Monsieur Christian DUFAZA, Professeur au laboratoire Matériaux et Microélectronique de Provence, d'avoir accepté et pris le temps de corriger ce manuscrit en tant que rapporteur. Cela m'est d'autant plus cher qu'il a suivi mon parcours d'élève ingénieur jusqu'au titre de docteur.

Que Monsieur Michaël Schröter, Professeur à l'Université de Dresden, soit assuré de ma profonde gratitude pour avoir eu l'obligeance de critiquer ce travail en tant que "fondateur" du sujet de l'étude. Un grand merci pour son soutien et son expertise du transistor bipolaire qui ont été profitables au cours de ce travail.

Ces travaux n'auraient pas été menés à bien sans l'intervention de Messieurs Didier Céli, Ingénieur et Responsable du groupe Modélisation BiCMOS de la société STMicroelectronics, et Thomas Zimmer, Professeur à l'université Bordeaux I, en tant que Directeurs de thèse. Je les remercie sincèrement pour leur soutien, leurs conseils et leur patience.

Mes remerciements respectueux à Messieurs Nicolas Gambetta et Didier Céli pour m'avoir donné l'opportunité de découvrir le petit monde de la Modélisation. Votre humble disciple vous est reconnaissante de tous vos conseils et efforts à transmettre votre expertise du transistor bipolaire.

Au final, ce travail est le fruit d'une équipe, celle constituée par la partie BiCMOS du groupe Modélisation. Que Mesdemoiselles Sylvie Ortolland et Hélène Beckrich, Messieurs Didier Céli, Thierry Burdeau et Franck Pourchon soient remerciés en tant que correcteurs patients et

Remerciements

avisés de ce manuscrit mais surtout pour leur participation, leur aide et leur bonne humeur durant ces années passées.

Je tenais à exprimer ma gratitude aux personnes de l'équipe de Caractérisation, Madame Fabienne Saguin, Messieurs Daniel Gloria et André Perrotin, pour les nombreuses mesures qu'ils m'ont fournies.

Monsieur André Juge, Responsable du groupe Modélisation, m'a permis de réaliser cette étude dans un environnement scientifique et humain de grande qualité. Je le remercie pour sa confiance et son accueil. J'ai ainsi pu apprécier et côtoyer une équipe au sein de laquelle règne une très bonne ambiance, qui n'est sans doute pas étrangère au bon déroulement de ce travail. Je remercie donc Mesdemoiselles Corinne Richier, Nathalie Jourdan et Delphine Guillet, Messieurs Michel Minondo, Denis Cottin, Gilles Gouget, Eric Picollet, Anis Daami, Christophe Bernicot, Francois Agut, Olivier Roux dit Buisson, Pascal Fonteneau, Charles Alexandre Le Grand, Denis Rideau mais aussi les compagnons Fabien Gilibert et Cédric Goau.

Enfin et surtout un remerciement du fond du coeur à toutes les personnes qui m'ont soutenues de près ou de loin.

TABLE DES MATIERES

Introduction générale	8
Références	11
I: Introduction à la modélisation	12
I.1 Introduction	13
I.2 Définition d'un modèle compact	13
I.3 Historique des modèles compacts	14
I.4 Présentation des modèles dédiés aux applications hautes fréquences	15
I.4.1 Le modèle SPICE Gummel-Poon	15
I.4.2 Le modèle VBIC (Vertical Bipolar Inter-Company)	17
I.4.3 Le modèle MEXTRAM level 504	19
I.4.4 Le modèle HICUM	21
I.5 Choix d'étude du modèle	23
I.6 Conclusion	24
I.7 Références	24
II: Origine physique du modèle HICUM	26
II.1 Introduction	27

II.2 Etude unidimensionnelle	27
II.2.1 Hypothèses de travail	27
II.2.2 Définition des charges dans le dispositif.....	29
II.2.3 Courant de transfert IT	32
II.2.4 Courant de base	40
II.2.5 Temps de transit	43
II.2.5.1 Faible injection.....	44
II.2.5.2 Moyenne injection.....	48
II.2.5.3 Forte injection.....	52
II.2.6 Courant d’avalanche.....	53
II.2.7 Effets Non-Quasi-Statiques (NQS)	54
II.3 Etude bidimensionnelle	56
II.3.1 Résistance de base	56
II.3.1.1 Modulation de la conductivité.....	57
II.3.1.2 Défocalisation du courant base en mode continu.....	58
II.3.2 Courant tunnel.....	64
II.3.3 Elargissement du courant collecteur	65
II.3.3.1 Moyenne injection.....	65
II.3.3.2 Forte injection.....	67
II.4 Effets de la température	70
II.4.1 Modèle de mobilité.....	70
II.4.2 Concentration intrinsèque	71
II.4.3 Rétrécissement de la bande interdite	72
II.5 Conclusion	72
II.6 Référence	73
III: Description du modèle HICUM	76
III.1 Introduction	77
III.2 Modèle grand signal	77
III.2.1 Schéma équivalent	77
III.2.2 Courants de transfert et de base	78
III.2.2.1 Courant de transfert.....	78
III.2.2.2 Courant de base.....	79
III.2.3 Charges et capacités de déplétion	80
III.2.4 Temps de transit.....	84
III.2.4.1 Temps de transit à bas courant.....	84

III.2.4.2 Courant critique	85
III.2.4.3 Temps de transit à fort courant	86
III.2.5 Résistance de base	87
III.2.6 Courant d'avalanche	88
III.2.7 Transistor PNP parasite	88
III.3 Modèle petit signal	89
III.3.1 Courant de transfert	90
III.3.2 Courant de base	90
III.3.3 Capacités de diffusion	91
III.3.4 Effets Non Quasi Statiques	91
III.4 Modèle de bruit basse fréquence	92
III.5 Modèle en température	93
III.5.1 Capacités de déplétion	93
III.5.2 Courant de transfert	94
III.5.3 Gain en courant et Courants base	95
III.5.4 Résistances séries	96
III.5.5 Temps de transit	96
III.5.6 Courant d'avalanche	97
III.6 Auto-échauffement	97
III.6.1 Description du phénomène [6]	97
III.6.2 Modélisation du phénomène	98
III.7 Conclusion	99
III.8 Références	100
IV: Modèle paramétré	102
IV.1 Introduction	103
IV.2 Définition géométrique de l'aire de effective AE	103
IV.3 Courant de transfert	105
IV.4 Capacités de déplétion unitaires	106
IV.4.1 Capacité base-émetteur	106
IV.4.2 Capacité base-collecteur	107
IV.5 Courant base-émetteur	108
IV.6 Résistances séries	110
IV.6.1 Résistance émetteur	110
IV.6.2 Résistance de base	110
IV.6.2.1 Résistance de base externe	111

IV.6.2.2	Résistance de base interne	113
IV.6.3	Résistance collecteur externe.....	114
IV.6.3.1	Structure à un seul contact collecteur	115
IV.6.3.2	Structure à double contact collecteur.....	116
IV.6.3.3	Estimation des résistances R_{sk} , R_{blx} et R_{bli}	119
IV.6.3.4	Conclusion	120
IV.7	Temps de transit à bas courant	120
IV.8	Forte injection.....	121
IV.9	Conclusion	122
IV.10	Références	123
V:	Stratégies d'extraction	124
V.1	Introduction.....	125
V.2	Stratégie d'extraction mono-géométrie.....	126
V.2.1	Capacités de déplétion	127
V.2.2	Partage des capacités BE et BC par rapport à la résistance de base interne	129
V.2.2.1	Capacité BE.....	129
V.2.2.2	partage de la capacité BC.....	130
V.2.3	Courant d'avalanche [11].....	131
V.2.4	Courant de transfert à bas courant.....	133
V.2.5	Effet d'Early direct.....	135
V.2.6	Courant Base-Emetteur	136
V.2.7	Courants Substrat et Base Collecteur.....	138
V.2.8	Résistance d'Emetteur.....	140
V.2.9	Résistance Collecteur externe	143
V.2.10	Résistance de base.....	143
V.2.11	Détermination du temps de transit	146
V.2.12	Temps de transit à faible injection	149
V.2.13	Résolution du couplage entre le comportement statique et dynamique.....	150
V.2.14	Courant critique.....	152
V.2.15	Temps de transit à forte injection.....	154
V.2.16	Effets Non Quasi Statiques	155
V.2.17	Validation.....	156
V.2.17.1	Test sur des données simulées.....	156
V.2.17.2	Test sur des mesures.....	159
V.2.18	Conclusion	162

V.3 Stratégie d'extraction multi-géométries	163
V.3.1 Principe d'extraction du modèle paramétré [21]	165
V.3.2 Détermination de la surface effective du transistor interne.....	166
V.3.2.1 Surface effective du courant de transfert.....	166
V.3.2.2 Surface effective du courant de base	167
V.3.3 Capacités unitaires.....	168
V.3.3.1 Potentiels et exposants de jonctions identiques.....	170
V.3.3.2 Potentiels et exposants de jonction différents.....	172
V.3.4 Densité du courant d'avalanche.....	174
V.3.5 Densité de courant collecteur	175
V.3.6 Densité de courant base émetteur	177
V.3.7 Résistance émetteur	179
V.3.8 Résistance collecteur et résistance de base.....	180
V.3.8.1 Résistance externe de collecteur.....	180
V.3.8.2 Résistance de base	181
V.3.9 Temps de transit à bas courant	181
V.3.10 Densité de courant critique	183
V.4 Résultats	184
V.5 Conclusion.....	188
V.6 Référence.....	188
Conclusion générale	190
Annexe A: Physique des semiconducteurs.....	194
Annexe B: Liste des paramètres du modèle HICUM.....	202
Annexe C: Paramètres du modèle paramétré	212
Annexe D: Caractérisation électrique.....	224

Introduction générale

L'émergence et l'essor économique des produits multimédias ont permis le développement de technologies bipolaires à haut débit. Les performances dynamiques de ces dispositifs ont favorisé leur intégration dans des filières CMOS. La combinaison de ces deux technologies a donné naissance à la filière BiCMOS. Cette filière permet d'intégrer des applications analogiques et numériques sur une même puce (System on Chip) ce qui représente un gain en terme de coût et répond ainsi à la demande du marché "grand public" de la téléphonie mobile et de la communication sans fil. Le transistor bipolaire est employé pour les applications suivantes:

- Circuit Emitter Coupled Logic, Low Noise Amplifier,...
- Convertisseur ou récepteur de données à haut débit
- Transmission par fibres optiques
- Amplificateurs de puissance

Le tableau 1 récapitule les étapes technologiques qui ont permis d'améliorer les paramètres les plus significatifs du transistor [1].

Année d'introduction	1979	1983	1986	1992	2001	2002
largeur de la fenêtre émetteur [μm]	3	2,5	1,4	0,5	0,25	0,13
épaisseur de la base [nm]	250	200	150	100	-	-
profondeur de l'épithaxie [μm]	2	1,5	1,2	0,8	-	-
tension de claquage, B_{VCE0} [V]	12	10	8	5	2,5	1,4
fréquence de transition [GHz]	3	5	10	40	75	350
temps de transit [ps]	35	25	20	10	2	0.4

Tableau 1: Historique des paramètres typiques des transistors bipolaires.

L'histoire des transistors bipolaires à hautes fréquences débute dans les années 80 avec l'introduction du Germanium dans la base qui permet d'améliorer considérablement leurs performances dynamiques. On parle alors de transistors bipolaires à hétérojonction SiGe [2]. Le premier transistor SiGe fonctionnel est présenté en 1987 [3] mais son entrée en production n'a débuté qu'en 1990 avec un transistor SiGe ayant une structure auto-alignée et un pic de f_T (fréquence de transition) à 75 GHz [4],[5]. La première technologie BiCMOS SiGe apparaît en 1992 [6]. Sa production n'a démarré qu'en 1994 [7]. La dernière évolution majeure est l'intégration du carbone dans la base ce qui permet de contrôler la diffusion du bore sous la fenêtre émetteur et d'augmenter le f_T en réduisant la profondeur de la base [8],[9]. L'optimisation des dimensions verticales et latérales des dispositifs permet d'obtenir aujourd'hui des technologies ayant des pics de f_T de l'ordre de 350 GHz [10], [11].

Cette course aux performances crée alors un besoin important en terme de caractérisation et de modélisation de ces transistors pour la conception des circuits. Les modèles standards devenant inadaptés, de nouveaux modèles ont été développés afin de reproduire le plus précisément

possible le fonctionnement de ces dispositifs.

L'objectif de ce travail est de déterminer parmi ces nouveaux modèles celui qui répondra le mieux aux attentes des utilisateurs. Pour mener à bien cet objectif, le comportement du modèle doit être évalué sur les technologies bipolaires les plus avancées. Cette évaluation nécessite une étude théorique du modèle mais également la mise en place des méthodes d'extraction de ses paramètres. L'ensemble des phases citées précédemment doit permettre une meilleure compréhension du modèle ainsi que la mise en évidence de ses limites. Le développement des routines d'extraction et leurs validations sur différentes technologies constituent l'étude à part entière d'un seul modèle. Il ne s'agit donc pas de réaliser un comparatif de performances entre les modèles mais plutôt de privilégier l'étude approfondie d'un seul d'entre eux. Le choix du modèle à étudier est donc capital.

Cette étude doit permettre ensuite le développement d'un modèle paramétré. Ses paramètres sont indépendants de la géométrie du transistor et correspondent, entre autres, aux éléments surfaciques et périmétriques des capacités ou des courants. Grâce à ces éléments, dits "unitaires", et de lois géométriques appropriées, n'importe quel jeu de paramètres d'un transistor donné peut être calculé. L'intérêt de cette démarche est double. Dans un premier temps la gestion de bibliothèques de transistors est beaucoup plus aisée puisqu'elle se résume à un jeu de paramètres et des fonctions géométriques. Dans un deuxième temps, le concepteur possède un plus large choix de transistors ce qui permet une meilleure optimisation de ses circuits.

La structure du mémoire est alors organisée comme suit.

Le premier chapitre introduira la notion de modèle compact d'un transistor bipolaire et les attentes des utilisateurs, c'est à dire les concepteurs de circuits intégrés, vis à vis du modèle. Ceci permettra de présenter les différents modèles existants dans le domaine public et qui sont susceptibles de remplacer celui communément utilisé : le modèle Spice Gummel Poon (SGP). Les limites de ce modèle seront évoquées, et le choix d'étude du modèle HICUM devra être justifié.

Le deuxième chapitre rappellera le fonctionnement du transistor bipolaire et servira de base au développement du modèle HICUM. L'étude du comportement physique du dispositif débutera par une analyse unidimensionnelle. Le courant de transfert et les charges seront calculés pour tous les régimes de fonctionnement. Une étude bidimensionnelle permettra d'étendre les équations précédentes. Les effets de la température sur les grandeurs physiques du transistor seront discutés.

Le modèle HICUM sera présenté dans un troisième chapitre. Les équations du modèle feront référence au chapitre précédent. Les paramètres du modèle seront définis et les schémas équivalents du modèle grand signal et petit signal seront donnés. Les variations des paramètres en température feront l'objet d'un paragraphe ce qui amènera à l'introduction de l'effet d'auto-échauffement dans le modèle.

Un quatrième chapitre sera consacré au développement du modèle paramétré. Ce modèle s'articule autour de la définition d'une aire de référence. Les lois géométriques ainsi que l'ensemble des paramètres unitaires seront également explicités. Ces lois géométriques utiliseront l'aire de référence afin de calculer les paramètres HICUM à partir de ceux unitaires. Enfin, les stratégies d'extraction permettant d'obtenir les différents jeux de paramètres seront

détaillées dans le chapitre V. Ainsi la première stratégie dite “mono-géométrie” donne l’ensemble des paramètres HICUM pour un transistor donné. La seconde dite “multi-géométries” permet l’obtention du jeu de paramètres unitaires. Les différentes techniques d’extraction seront décrites et discutées. Ces procédures ont été développées sous un logiciel spécialement conçu à cet effet (SPEED, Spice Parameter Extraction tool for Electric Device). Les deux stratégies seront ensuite confrontées aux mesures des caractéristiques des transistors issues des technologies les plus avancées développées chez STMicroelectronics (Centre de Recherche et Développement basé à Crolles dans l’Isère). Cette confrontation permettra notamment de tester les limitations du modèle.

Nous concluons cette étude en rappelant ses points forts et en présentant les perspectives sur la modélisation du transistor bipolaire.

Références

- [1] M. Reisch, “High-Frequency Bipolar Transistors”, Springer Edition, 2002.
- [2] J.D. Cressler, G. Niu, “Silicon-Germanium Heterojunction Bipolar Transistors”, Artech House, 2003.
- [3] S.S. Iyer et al., “Silicon-Germanium base heterojunction bipolar transistors by molecular beam epitaxy”, Tech. Dig. IEEE Int. Elect. Dev. Meeting, pp.874-876, 1987.
- [4] G.L. Platon et al., “63-75 GHz fT SiGe-base heterojunction-bipolar technology”, Tech. Dig. IEEE Symp. VLSI Tech., pp. 49-50, 1990.
- [5] G.L. Platon et al., “75 GHz fT SiGe base heterojunction bipolar transistors”, IEEE Elect. Dev. Lett., vol.11, pp. 171-173, 1990.
- [6] D.L. Harame et al., “A high-performance epitaxial SiGe-base ECL BiCMOS technology”, Tech. Dig IEEE Int. Elect. Dev. Meeting, pp. 19-22, 1992.
- [7] D.L. Harame et al., “A 200 μm SiGe-HBT technology for wireless and mixed-signal applications”, Tech. Dig. IEEE Int. Elect. Dev. Meeting, pp. 437-440, 1994.
- [8] H. Baudry et al., “High performance 0.25 μm SiGe and SiGe:C HBTs using non selective epitaxy”, BCTM, pp. 52-55, 2001.
- [9] M. Laurens et al, “A 150 GHz fT/fmax 0.13 μm SiGe:C BiCMOS technology”, BCTM, pp. 199-202, 2002.
- [10] A.J. Joseph et al., “0.13 μm 210 GHz fT SiGe HBTs-expanding the horizons of SiGe BiCMOS”, Tech. Dig. IEEE Int. Solid-State Circ. Conf., pp.180-182, 2002.
- [11] J.S. Rieh et al., “SiGe HBYs with cut-off frequency of 350 GHz”, Int. Elect. Devices Meeting, pp. 771-774, 2002.

CHAPITRE I : Introduction à la modélisation

1.1 Introduction

Ce chapitre a pour objectif la définition d'un modèle compact et les critères qualitatifs qui permettent de l'évaluer. Un historique des différents modèles compacts développés au cours des vingt dernières années est donné. Chaque modèle disponible dans le domaine public sera brièvement présenté en insistant sur les améliorations qu'il apporte par rapport au modèle SPICE Gummel-Poon. Enfin, le choix du modèle HICUM pour cette étude sera justifié.

1.2 Définition d'un modèle compact

La notion de modèle est définie dans l'étude suivante pour décrire le comportement électrique du transistor bipolaire. Cette description peut être réalisée selon plusieurs approches qui sont basées sur la résolution des équations de transport des semi-conducteurs.

La première approche est basée sur l'analyse Monte Carlo et consiste à décrire le mouvement de chaque particule à l'aide des principes de la mécanique quantique. Elle constitue l'approche la plus physique, mais elle est fortement pénalisée par des temps de calcul beaucoup trop longs. Afin de réduire ces temps, les dispositifs peuvent être simulés en résolvant les équations de Maxwell. Les résultats sont suffisamment précis et les solutions numériques peuvent être obtenues pour différentes cas : unidimensionnel (1D), bidimensionnel (2D) et tridimensionnel (3D).

La dernière étape de simplification consiste à expliciter les expressions analytiques de la physique du transistor et à réaliser une représentation de celui-ci sous forme d'un circuit équivalent. Cette représentation est la plus efficace en terme de temps de simulation. Cependant ces simplifications entraînent une perte de précision au niveau de la description physique de certains phénomènes.

C'est ce dernier niveau de modélisation qui est abordé tout au long de ce manuscrit. Un modèle compact est un schéma électrique équivalent du transistor. Ce schéma est composé de résistances, de diodes, de capacités et de sources de courant connectées entre elles.

Plusieurs critères permettent de qualifier le modèle selon sa précision et le temps de simulation:

- Le nombre de noeuds doit être le plus petit possible pour limiter le temps de calcul mais doit permettre de décrire correctement le transistor.
- Les équations du modèle doivent être continûment dérivables et ne pas introduire des problèmes de convergence.
- Le modèle doit être décrit par un jeu de paramètres accessibles par des méthodes d'extraction appropriées.
- Le modèle doit être basé le plus possible sur la physique afin d'obtenir des simulations réalistes des caractéristiques électriques du dispositif. La précision de ces simulations sera appréciée par le concepteur lors de l'analyse des performances de son circuit. Dans le cas de paramètres physiques, ils peuvent être utilisés par les équipes de

développement de la technologie pour comprendre et quantifier le comportement du transistor. De plus, cette approche physique possède l'avantage de permettre le développement d'un modèle dit "paramétré". Ce modèle composé de paramètres unitaires indépendants de la géométrie est utilisé pour générer les cartes modèle de n'importe quel transistor. La gestion de bibliothèques de transistors est alors simplifiée et le concepteur est libre de choisir la géométrie la plus adaptée à son application.

1.3 Historique des modèles compacts

Le premier modèle compact a été publié en 1954 par Ebers et Moll [1], [2]. Ce modèle reste très simple et un grand pas fut franchi dans la compréhension physique du transistor bipolaire lorsque Gummel et Poon publièrent en 1970 le modèle de l'Intégrale de Charge Controlée [3]. Ce modèle est la base de ceux qui vont lui succéder. Le premier est le modèle SPICE Gummel-Poon [4]. Depuis trente ans, ce modèle sert de référence et de modèle standard pour la conception des circuits intégrés. Cependant ce modèle atteint ses limites vis-à-vis de certains effets physiques non négligeables dans les nouvelles technologies. C'est pourquoi à partir des années 80, de nouveaux modèles compacts ont été développés tels que VBIC ([5],[6]), MEXTRAM [7] et HICUM [8] afin de répondre aux problèmes de modélisation qui apparaissent avec les technologies avancées. La question de la standardisation d'un nouveau modèle est alors posée. Le Compact Model Council [9], composé en grande majorité par des compagnies de semiconducteurs et des fournisseurs de logiciels type CAD, a donc été créé afin de désigner les nouveaux modèles standards des transistors bipolaires et MOS. L'objectif de ce comité consiste à promouvoir l'accès au modèle compact de façon internationale, d'assurer une bonne interface entre les utilisateurs et les développeurs ainsi que la bonne intégration du modèle dans les différents outils de simulation. Parmi les modèles cités ci-dessus, les modèles MEXTRAM et HICUM ont été sélectionnés. Leur évaluation est réalisée selon les critères suivants :

- Le premier critère est obligatoirement la précision obtenue pour modéliser les effets physiques liés aux technologies BiCMOS avancées.
- Le second critère est fixé par le libre accès à la formulation du modèle ainsi qu'au code d'implémentation. Ces deux données seront utilisées comme références par les fournisseurs de simulateurs et les futurs utilisateurs.
- Enfin, les procédures d'extraction qui permettent d'obtenir les paramètres du modèle doivent être fournies.

1.4 Présentation des modèles dédiés aux applications hautes fréquences

Les présentations des modèles qui suivent sont basées sur les publications [10], [11] et [12].

1.4.1 Le modèle SPICE Gummel-Poon

Le modèle SPICE Gummel-Poon (SGP) est le premier modèle compact basé sur la relation de l'Intégrale de Contrôle de Charge (ICC) développée par Gummel et Poon. Cette relation décrit l'intégration du courant de transfert par rapport au temps dans tous les régimes de fonctionnement.

Cependant, des simplifications ont été apportées à cette relation ce qui implique une perte de précision du modèle dans les zones de fort courant. De plus, le modèle du temps de transit est empirique. Seules les variations de ce temps avec la polarisation sont considérées et sont, de surcroît, imprécises. La chute de la fréquence de transition à fort courant et la dépendance du temps de transit avec le courant collecteur ne sont pas décrites correctement. D'autre part, l'épaisseur de la base neutre n'est plus prédominante devant les zones de charge d'espace ce qui implique des tensions d'Early beaucoup plus faibles et non constantes avec la polarisation. Des écarts sont alors constatés sur les caractéristiques de sorties. A cela s'ajoute la réduction des dimensions verticales couplée à l'augmentation des dopages qui a pour conséquence des tensions de claquages plus faibles, d'autant que le modèle ne prend pas en compte le courant d'avalanche.

Toutefois le modèle SGP est le plus efficace en terme de temps de simulation et son degré de précision suffit pour des transistors bipolaires peu performants (f_T de l'ordre de quelques GHz). Son schéma équivalent est présenté sur la figure 1.1.

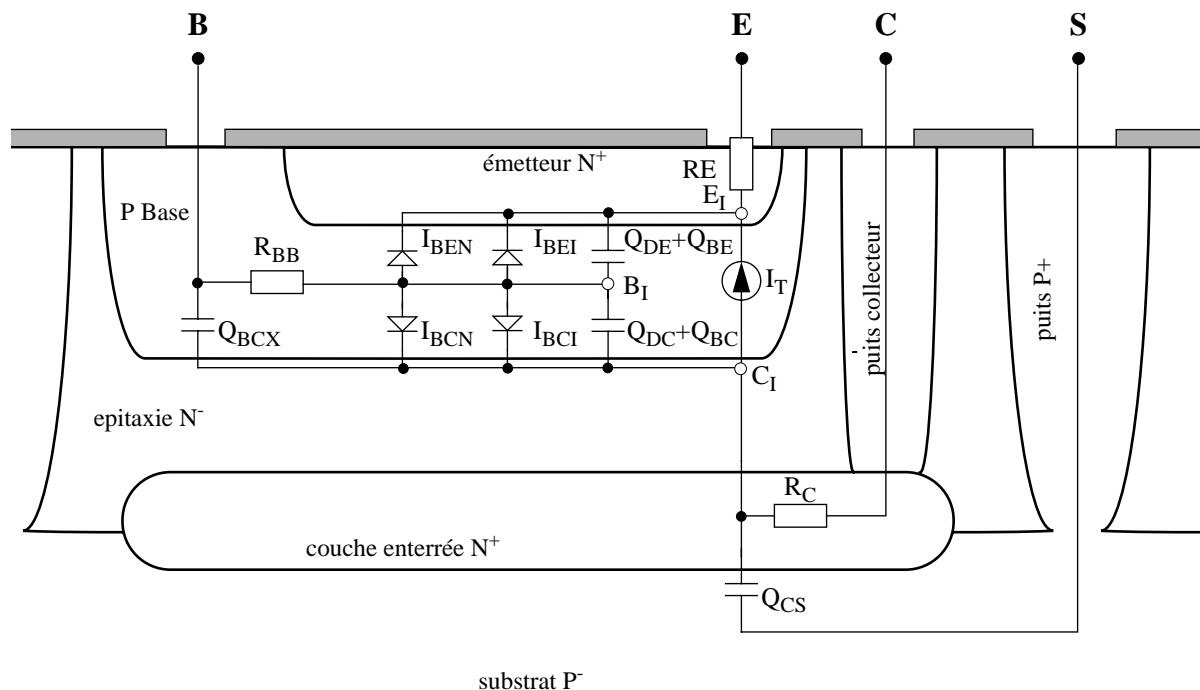


Fig. 1.1 :Circuit équivalent du modèle SPICE Gummel-Poon.

Son circuit équivalent est constitué d'un transistor interne placé entre les noeuds E_I , B_I et C_I . Ce transistor interne est constitué du courant de transfert I_T , des charges de déplétion Q_{BE} et Q_{BC} , des charges de diffusion Q_{DE} et Q_{DC} ainsi que des diodes I_{BEI} et I_{BCI} qui représentent respectivement les courants de trous injectés de la base vers l'émetteur et vers le collecteur. Le courant de recombinaison est pris en compte au travers des diodes I_{BEN} et I_{BCN} .

Les résistances séries R_E , R_{BB} et R_C relient le transistor interne aux noeuds terminaux. La résistance d'émetteur est constante. La résistance collecteur est également considérée comme constante ce qui est une simplification importante. En effet, dû aux effets de fortes injections dans le collecteur, le champ électrique varie dans cette région, ce qui crée une augmentation de R_C avec la polarisation et provoque l'entrée du transistor en régime de quasi-saturation. La résistance de base R_{BB} est un paramètre important puisqu'elle détermine, avec R_E , la valeur adéquate de la tension interne base-émetteur et, de là, le comportement statique (I_T) et l'impédance d'entrée du comportement dynamique. Cette résistance est composée d'une partie externe qui est constante avec la polarisation ainsi que d'une partie interne qui décroît avec l'augmentation du courant collecteur. Deux phénomènes physiques sont la cause de cette décroissance. Le premier est la défocalisation du courant émetteur, le second est la modulation de la conductivité de la base. Ces deux effets sont pris en compte par le modèle mais ne peuvent être activés en même temps lors des simulations.

Le partage des capacités est partiellement modélisé pour la capacité base-collecteur avec sa composante externe Q_{BCX} .

Enfin, le transistor PNP parasite n'est pas intégré entre les noeuds S, C et B.

1.4.2 Le modèle VBIC (Vertical Bipolar Inter-Company)

Le modèle VBIC a été développé par un groupe d'industries américaines afin de remplacer le modèle SPICE Gummel-Poon. VBIC est dans le domaine public depuis 1995. Sa formulation est similaire au modèle SGP afin de faciliter son apprentissage par les concepteurs qui peuvent s'appuyer sur leurs connaissances du modèle SGP.

Les améliorations suivantes ont été apportées au modèle VBIC par rapport à celui de SGP :

- Les tensions d'Early directe et inverse sont variables avec la polarisation.
- La quasi-saturation est prise en compte.
- Le transistor PNP parasite est intégré dans le modèle.
- Les capacités parasites telles que les capacités d'oxyde sont présentes.
- Le courant d'avalanche est modélisé.
- La dépendance en température a été améliorée.
- Les courants base et collecteur sont découplés.
- L'auto-échauffement est inclus.

Du fait des nombreuses structures à envisager, des variations géométriques n'ont pas été prises en considération lors du développement du modèle.

Le noyau de VBIC, tout comme le modèle SGP, est la relation ICC citée au paragraphe précédent. Son schéma équivalent est donné sur la figure 1.2. Ce circuit inclut un transistor NPN interne entre les noeuds E_I , B_I et C_I , des résistances et capacités parasites, le transistor parasite PNP entre les noeuds S_I , C_x et B_x , un réseau thermique et un circuit qui modélise l'excès de phase sur le courant de transfert direct I_F .

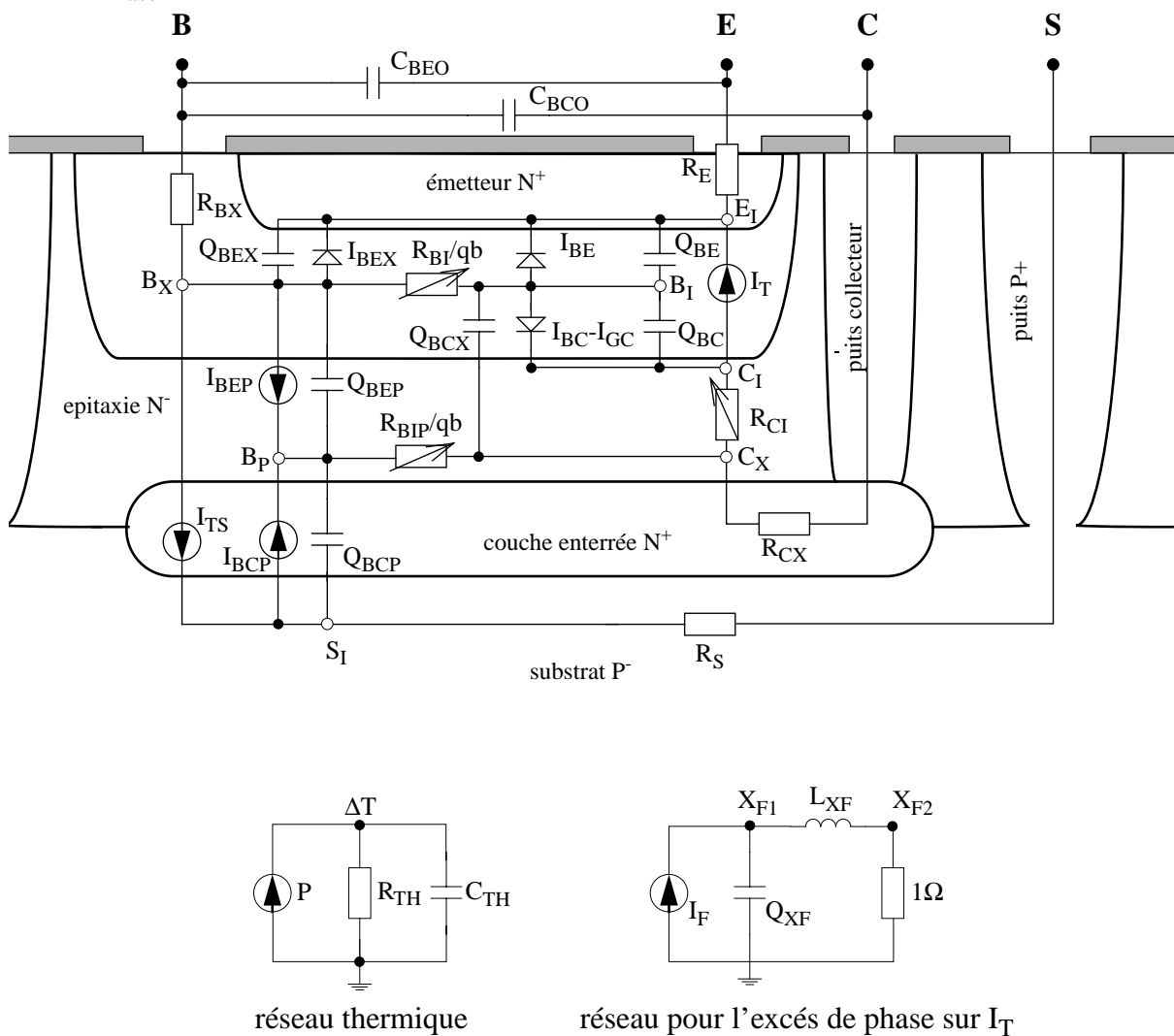


Fig. 1.2 :Circuit équivalent du modèle VBIC.

La formulation du temps de transit de VBIC correspond à une version légèrement améliorée de celle utilisée pour le modèle SGP. A cette formulation s'ajoute la prise en compte de la modulation de la résistance collecteur avec la polarisation. Ces deux améliorations permettent de simuler des caractéristiques dynamiques, telles que les courbes de f_T , plus précises par rapport à celles de SGP.

Les charges de déplétion base-émetteur, base-collecteur sont partagées en une partie interne et externe autour de la résistance de base.

Le transistor parasite est modélisé de la même manière que le transistor interne. Cette approche est inutile car elle nécessite plus de temps de calcul (plus de noeuds).

1.4.3 Le modèle MEXTRAM level 504

Le modèle MEXTRAM (Most EXquisite TRAnsistor Model) est développé par W.J. Kloosterman et J.C. Paaschens au sein de Philips. Une version publique a été présentée en 1995 (level 503) et la dernière version a été publiée en 2001 (level 504).

MEXTRAM décrit les effets physiques suivants :

- La variation de l'effet Early avec la polarisation.
- Les courants de base non-idéaux.
- Les effets de fortes injections.
- Le comportement résistif de la couche d'épitaxie.
- Les effets de saturation sur la résistance d'épitaxie.
- Le courant d'avalanche.
- Les effets de stockages de charge.
- Le partage des capacités base-collecteur et base-émetteur.
- Le transistor substrat PNP parasite.
- La modélisation explicite des régions inactives.
- Les effets distribués à hautes fréquences dans la base intrinsèque (défocalisation à hautes fréquences et l'excès de phase).
- La dépendance en température.
- L'auto-échauffement.
- Les bruits thermiques, de grenaille et en $1/f$.

Ce modèle peut être utilisé pour des analyses DC, transitoires ou AC pour tout niveau de courant. La version 504 a été développée pour améliorer la description des dérivées du premier ordre et celles d'ordres plus élevés. La figure 1.3 montre la topologie du circuit équivalent. Le transistor actif est placé entre les noeuds E_1 , B_2 et C_1 . Ce transistor est composé du courant de transfert I_T , de la composante surfacique du courant base idéal I_{B1} et de celle du courant non-idéal I_{B2} . Le courant base-collecteur I_{AVL} permet au modèle de prendre en compte les effets d'avalanche. Les charges Q_{TE} et Q_{TC} représentent les charges de déplétion internes base-émetteur et base-collecteur. Les charges Q_{BE} et Q_{BC} sont équivalentes aux charges de diffusion de la théorie classique en tenant compte du profil de dopage dans la base. Les charges stockées dans l'émetteur neutre sont clairement identifiées via la charge Q_E . Cette charge associée à Q_{BE} et Q_{BC} , est utilisée pour décrire le temps de transit. Ce temps de transit dépend de la polarisation et du courant contrairement aux modèles VBIC et SGP. Cette double dépendance étant plus physique, les simulations des caractéristiques dynamiques sont beaucoup plus réalistes à fort courant. La chute de la fréquence de transition est ainsi beaucoup mieux modélisée.

La résistance pincée est prise en compte via une résistance de base qui est modulée par les charges présentes dans la base, tout comme VBIC et SGPM. La modulation de la conductivité et la défocalisation du courant apparaissent au travers du courant I_{B1B2} . De plus, la charge Q_{B1B2} placée en parallèle représente les effets de défocalisation à hautes fréquences.

Enfin les composantes externes de la charge de déplétion base-émetteur ainsi que celles du courant de base sont décrites par Q_{TES} et I_{B1S} . Une partie de la charge de déplétion base-collecteur (XQ_{TEX} et Q_{TEX}) est placée à l'extérieur du transistor actif et est partagée autour de la résistance de base externe R_{BX} . Le transistor PNP parasite est composé du courant base collecteur I_{B3} , du courant substrat I_{SUB} et des charges de stockages externes Q_{EX} et XQ_{EX} . La description du courant de transfert à l'aide des charges ne facilite pas l'extraction des paramètres statiques et dynamiques qui se trouvent alors corrélés. Cependant, ce modèle est beaucoup plus physique que les modèles SGP et VBIC. De nettes améliorations quant à la précision du modèle sont ainsi constatées sur les caractéristiques dynamiques et statiques. De plus, ses paramètres étant reliés à la physique et à la géométrie du transistor, le modèle est paramétrable.

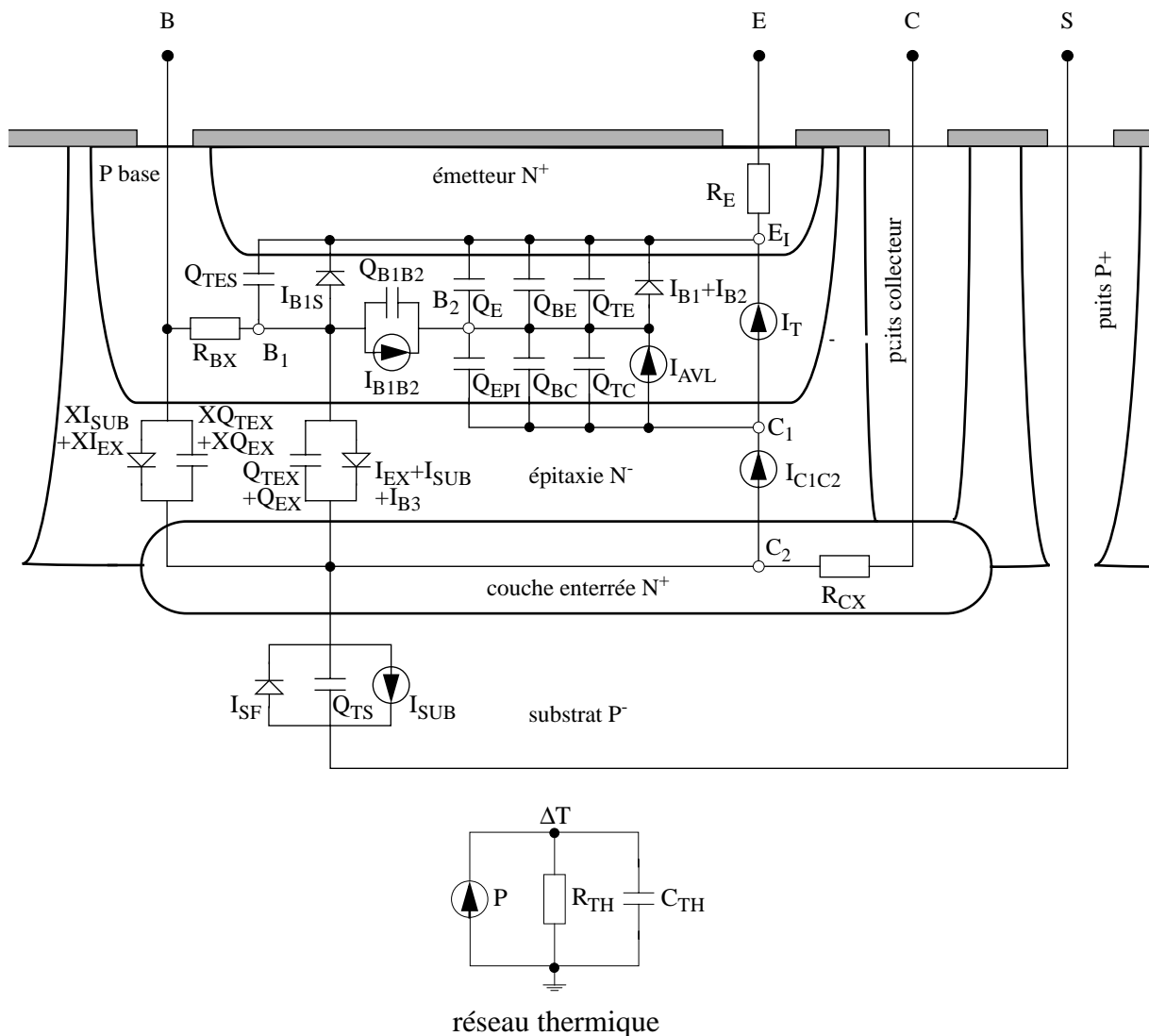


Fig. 1.3 : Circuit équivalent du modèle MEXTRAM.

1.4.4 Le modèle HICUM/ level 2 version 2.1

Le modèle HICUM (High-CURRENT Model) a été développé à l'origine pour améliorer la modélisation du comportement dynamique des transistors utilisés lors de la conception des circuits à hauts débits. La première version a été présentée en 1986 par H.M. Rein et M. Schröter. Ce modèle est dans le domaine public depuis 1999.

HICUM est capable de modéliser les effets physiques suivants :

- Les effets de fortes injections.
- Les effets de quasi-saturation et effet Kirk.
- Le découplage des courants base et collecteur.
- Les capacités d'oxyde.
- Les effets 2-D/3-D tels que les injections à la périphérie de l'émetteur, la défocalisation du courant d'émetteur.
- Le caractère distribué de la région externe base-collecteur.
- Le courant d'avalanche et le courant tunnel dans l'émetteur.
- Le transistor PNP parasite et le réseau substrat.
- Les effets non quasi statiques qui interviennent sur le courant de transfert et la charge des porteurs minoritaires.
- La dépendance en température et les sources de bruits standards (thermique, grenaille et Flicker).
- L'auto-échauffement.

La figure 1.4 présente le circuit équivalent de la version 2.1 du modèle HICUM. Le transistor est partagé en deux parties. La partie interne, délimitée par la ligne à tirets sur le schéma, décrit le comportement électrique à la verticale de la fenêtre émetteur. La partie externe est composée d'éléments qui permettent de prendre en compte les effets bidimensionnels ainsi que les résistances séries.

La développement du modèle HICUM est orienté vers une description précise des caractéristiques dynamiques du transistor. Les quantités qui déterminent ces caractéristiques, telles que les charges de déplétion, Q_{BEI} et Q_{BCI} , ou celle des porteurs minoritaires, Q_{DE} et Q_{DC} , sont définies comme des quantités de base et sont formulées le plus physiquement possible. Elles sont utilisées pour le calcul des caractéristiques statiques grâce à la relation ICC qui a été généralisée (GICC). En effet cette relation est intégrée sur la structure entière (du contact émetteur au contact collecteur), contrairement à celle implémentée dans les modèles SGP, VBIC et MEXTRAM, qui ne considère que les charges dans la base. Cependant, l'apparition des charges dans la formulation du courant de transfert crée une corrélation entre le comportement statique et dynamique. Cette corrélation complique l'extraction des paramètres du modèle.

L'amélioration la plus importante apportée par ce modèle réside dans la description semi-physique du temps de transit τ_f . Ce temps de transit est la somme des temps de transit des différentes zones du transistor que ce soient la base, l'émetteur ou le collecteur neutre. τ_f

dépend non seulement de la polarisation à faible injection, mais également du courant collecteur à fortes injections. Ce temps de transit sert à décrire l'effet Early et les effets de fortes injections (l'effet Kirk et la quasi-saturation). La modulation de la résistance interne du collecteur R_{CI} est incluse dans l'expression de τ_f .

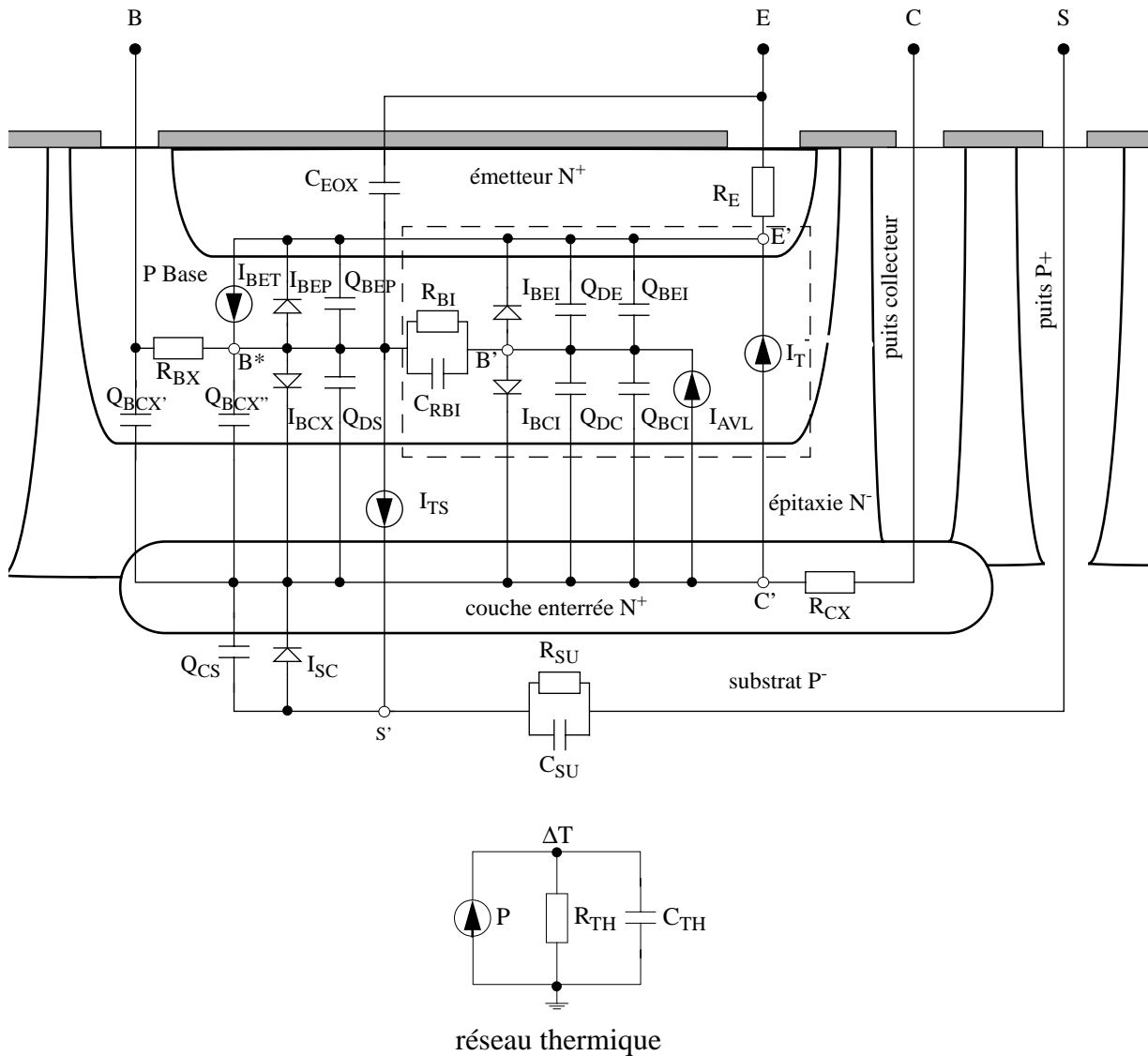


Fig. 1.4 :Circuit équivalent du modèle HICUM d'un transistor NPN.

Le courant base est totalement décorrélé du courant de transfert et est partagé en une partie interne (I_{BEI} et I_{BCI}) et une partie externe (I_{BEP} et I_{BCX}) autour de la résistance de base interne R_{BI} . Cette résistance est fonction de la polarisation et de la fréquence afin de prendre en compte la modulation de la conductivité ainsi que la défocalisation du courant émetteur en statique et en dynamique.

Le transistor externe est composé des résistances séries R_E , R_{BX} et R_{CX} , des parties externes de la charge de déplétion base-émetteur et des courants bases. La nature distribuée de la charge de

déplétion base-collecteur est modélisée par un réseau en π à l'aide des éléments Q_{BCX} , R_{BX} et Q_{BCX} .

La charge de déplétion collecteur-substrat Q_{CS} est utilisée pour définir le transistor PNP parasite avec son courant de transfert I_{TS} . Les effets de substrat sont modélisés via la résistance R_{SU} et la capacité C_{SU} .

Enfin, les équations et les paramètres du modèle sont basés sur la physique du dispositif, ce qui implique le développement d'un modèle paramétré en fonction des dimensions du transistor.

1.5 Choix d'étude du modèle

Les transistors bipolaires à hétérojonctions qui sont destinés aux applications Radio Fréquence fonctionnent à fort régime d'injection. Le modèle SGP s'avère imprécis dans cette zone de polarisation car il ne prend pas en compte les effets physiques prédominants. Les nouveaux modèles compacts doivent donc privilégier la description des effets suivants :

- Effet de forte injection dans la base.
- Quasi saturation dans la couche épitaxiée (effet Kirk inclu).
- Description physique du temps de transit.
- Effets de claquage.
- Modulation de la résistance de base.
- Modèle de bruit.
- Partage de la capacité base collecteur.
- Cohérence géométrique du modèle.

Le tableau I.1 [13] donne un résumé des principaux effets physiques pris en compte ou non dans les modèles compacts présentés au paragraphe I.4. Une évaluation de la description est donnée à titre qualitatif pour chaque effet.

	SGP	VBIC	MEXTRAM 204	HICUM 2.1
modélisation des HBT/SiGe	-	✓	✓✓	✓✓
quasi-saturation	-	✓	✓✓	✓✓
modélisation du f_T	-	✓	✓✓	✓✓✓
auto-échauffement	-	✓	✓	✓
modélisation du réseau substrat	-	✓	-	✓

Tableau I.1: Comparaison du niveau de modélisation des effets physiques nécessaires pour la description des transistors à haut débit dans les différents modèles compacts.

	SGP	VBIC	MEXTRAM 204	HICUM 2.1
effet tunnel dans la jonction BE	-	✓	-	✓
transistor parasite pnp	-	✓✓	✓	✓
modèle paramétrable	-	-	✓	✓
Nombre de noeuds	3	7	5	4
Nombre de paramètres	35	80	67	90

Tableau I.1: Comparaison du niveau de modélisation des effets physiques nécessaires pour la description des transistors à haut débit dans les différents modèles compacts.

Le temps de transit implémenté dans le modèle VBIC est beaucoup trop proche de celui de SGP et n'apporte pas de réelle amélioration. Compte tenu des exigences requises sur la modélisation des transistors hautes fréquences, le modèle HICUM semble être le plus intéressant pour sa description physique du temps de transit. De plus, lorsque cette étude a débuté, la version 503 du modèle MEXTRAM n'incluait pas une expression du temps de transit suffisamment physique, la présence de Germanium n'était pas prise en compte et la version 504 n'était pas encore dans le domaine public.

1.6 Conclusion

La notion de modèle compact dédié au transistor bipolaire a été introduite dans un premier temps afin de définir le sujet de l'étude. Le développement des technologies bipolaires à haut débit a mis en évidence les limitations du modèle SGP. Ces limitations ont créé le besoin de développer des modèles beaucoup plus physiques, ce qui a permis de situer le contexte de notre étude. Le modèle HICUM a été privilégié pour être validé et testé sur les technologies BiCMOS à haut débit développées au centre de recherche et développement de STMicroelectronics à Crolles.

1.7 Références

- [1] J.J. Ebers, J.L. Moll, "Large-signal behaviour of junction transistors", Proc. IRE, vol.42, pp. 1761-1772, 1954.
- [2] J.L. Moll, "Large-signal transient response of junction transistors", Proc. IRE, vol.42, pp. 1773-1784, 1954.

- [3] H.K. Gummel, H.C. Poon, "An integral charge control model of bipolar transistors", Bell Syst. Tech. J., vol.49, pp. 827-852, 1970.
- [4] P. Antognetti, G.Massobrio, "Semiconductor Device Modeling with SPICE", McGraw-Hill, 1988.
- [5] C.C. McAndrew, et al., "VBIC95, the vertical bipolar inter-company model", IEEE J. Solid-State Circuits, vol. 31, pp. 1476-1483, 1993.
- [6] voir <http://ww-sm.rz.fht-esslingen.de/institute/iafgp/neu/VBIC/index.html>.
- [7] J.C.J. Paaschens, W.J. Kloosterman, "The Mextram Bipolar Transistor Model, Level 504", Nat. Lab. Unclassified Report NL-UR 2000/811, April 2001, <http://www.semiconductors.philips.com/models/>.
- [8] M. Schröter, "HICUM- A scalable physics-based compact bipolar transistor model", Description of model version 2.1, December 2000, <http://www.iee.et.tu-dresden.de/iee/eb>.
- [9] Site internet du CMC: <http://www.eigroup.org/CMC>.
- [10] J. Berkner, "Compact Models for Bipolar Transistors", European ICCAP Device Modeling Workshop, Berlin, March 2002.
- [11] H.C. de Graaff, "State-of-the-Art in compact modelling with emphasis on bipolar RF circuit design", Proc. BCTM, pp. 203-206, Minneapolis 1998.
- [12] M. Schröter, "A survey of present compact models for high-speed bipolar transistors", FREQUENZ, vol. 47, pp. 178-190, 1993.
- [13] D.L. Hareme et al., "Design automation methodology and rf/analog modeling for rf CMOS and SiGe BiCMOS technologies", IBM J.Res & Dev, vol.47, no 23, pp. 139-175, may 2003.

CHAPITRE II : Origine physique du modèle HICUM

II.1 Introduction

Ce chapitre a pour but d'exposer les principes physiques qui décrivent le fonctionnement du transistor bipolaire à hétérojonction. Les approches présentées ci-dessous se limiteront à celles utilisées pour le développement du modèle HICUM.

Deux axes d'études sont menés. Le premier concerne l'étude unidimensionnelle du transistor et décrit les phénomènes à la verticale de la fenêtre d'émetteur. Le second présente les effets bidimensionnels en régime statique et dynamique. La description des effets de la température clôtura ce chapitre.

Les équations générales de la physique des semiconducteurs sont rappelées en annexe A.

II.2 Etude unidimensionnelle

II.2.1 Hypothèses de travail

Les principales hypothèses de calcul sont exposées ci-dessous.

- Le dispositif étudié, est un transistor bipolaire vertical NPN dont la structure verticale est rappelée sur la figure 2.1. La surface dessinée de sa fenêtre d'émetteur vaut A_{Ed} .

L'étude physique peut être appliquée à un transistor PNP en changeant le signe des grandeurs électriques et le type de porteurs dans les équations qui suivent. Cette étude ne concerne en aucun cas les transistors de type latéraux. Seules les variations en fonction de la profondeur x sont considérées.

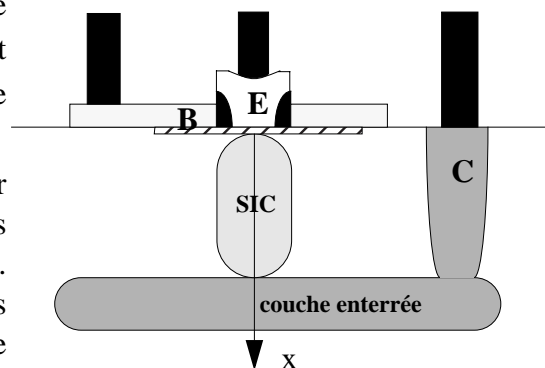


Fig. 2.1 : Coupe verticale simplifiée d'un transistor NPN.

- Les équations sont données dans le cas du régime statique, les grandeurs électriques sont donc supposées être indépendantes du temps.

Cette dépendance sera prise en compte ultérieurement au travers des phénomènes dits "Non Quasi Statiques". Cette dernière hypothèse appliquée à l'équation de continuité (cf. (A.10) et (A.11)) amène les simplifications suivantes :

$$\text{div } J_n - qR_n = 0 \tag{2.1}$$

$$\text{div } J_p - qR_p = 0 \tag{2.2}$$

- Pour des technologies avancées, les épaisseurs de base et d'épithaxie sont faibles devant les longueurs de diffusion des porteurs, ce qui permet de négliger les termes de recombinaison dans ces zones. De plus, sur ce type de technologies, les gains en courant β sont suffisamment grands pour que la recombinaison dans l'émetteur soit négligeable. Ces termes de recombinaison étant regroupés sous les variables R_n et R_p dans (2.1) et (2.2), ces deux équations s'écrivent alors $\text{div } J_n = 0$ et $\text{div } J_p = 0$. Ceci implique que les densités d'électrons J_n et celle de trous J_p sont constantes selon l'axe vertical.
- Enfin, le rétrécissement de la bande interdite ΔE_G (BandGap Narrowing ou BGN) doit être pris en compte. Ce rétrécissement est dû aux forts dopages notamment dans l'émetteur et la base neutre. La conséquence de cet effet est la modification du dopage net N et de la concentration intrinsèque n_i selon :

$$N_{bgn} = N \cdot \exp\left(-\frac{\Delta E_G}{kT}\right) \quad (2.3)$$

$$n_{ibgn}^2 = n_i^2 \cdot \exp\left(\frac{\Delta V_{gb}}{V_T}\right) \quad (2.4)$$

ΔV_{gb} est la tension correspondante au rétrécissement de la bande interdite et vaut $-\frac{\Delta E_G}{q}$.

- D'autre part, dans les technologies à hétérojonction, du Germanium est implanté dans la base afin de réduire la largeur de la bande interdite dans cette zone. Le profil du Germanium est généralement graduel créant un champ qui accélère les porteurs et augmente les performances dynamiques du transistor (temps de transit dans la base plus court). Une tension ΔV_{ge} s'ajoute à celle déjà présente ΔV_{gb} . La concentration intrinsèque dans la base s'écrit alors :

$$n_{iB}^2 = n_i^2 \cdot \exp\left(\frac{\Delta V_{gb} + \Delta V_{ge}}{V_T}\right) \quad (2.5)$$

avec $\Delta V_{ge} = a_G \cdot c \cdot x = m_{ac} \cdot x \quad (2.6)$

c est la concentration molaire de Germanium et a_G le potentiel de bandgap par mole. Le profil de Germanium correspondant est représenté sur la figure 2.2. Le développement de (2.5) permet d'identifier l'expression de n_{ibgn}^2 (2.4). En remplaçant ΔV_{ge} par (2.6), n_{iB}^2 est reformulé :

$$n_{iB}^2 = n_{ibgn}^2 \cdot \exp\left(\frac{m_{ac} \cdot x}{V_T}\right) \quad (2.7)$$

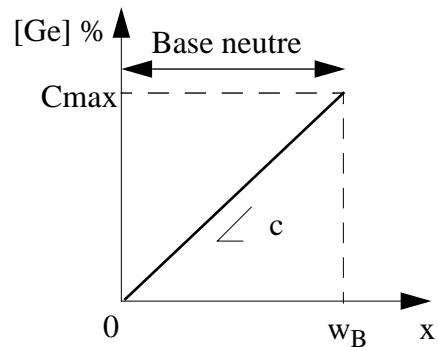


Fig. 2.2 : Profil du dopage de Germanium dans la base.

La modification de la concentration intrinsèque par le BGN et la présence de Germanium est importante pour la suite des calculs car n_{iB} intervient directement dans la formulation du courant de transfert.

II.2.2 Définition des charges dans le dispositif

Avant d’aborder la mise en équation des lois qui décrivent le fonctionnement du transistor, il est nécessaire d’introduire un certain nombre de quantités telles que les charges présentes dans le dispositif. En effet, le développement du modèle est basé sur la description physique des variations des concentrations de porteurs. Ces variations sont prises en compte à travers la charge totale des trous Q_p dans tout le dispositif. Cette charge est définie comme l’intégrale de la densité de porteurs p du contact émetteur jusqu’à la couche enterrée [4]. Les différentes composantes de cette charge sont définies ci-dessous.

La figure 2.3 représente le profil d’impuretés selon la section verticale d’un transistor bipolaire. Ce profil permet de définir les différentes zones du transistor. Les zones neutres de l’émetteur, de la base et du collecteur sont délimitées entre elles par les zones de charge d’espace.

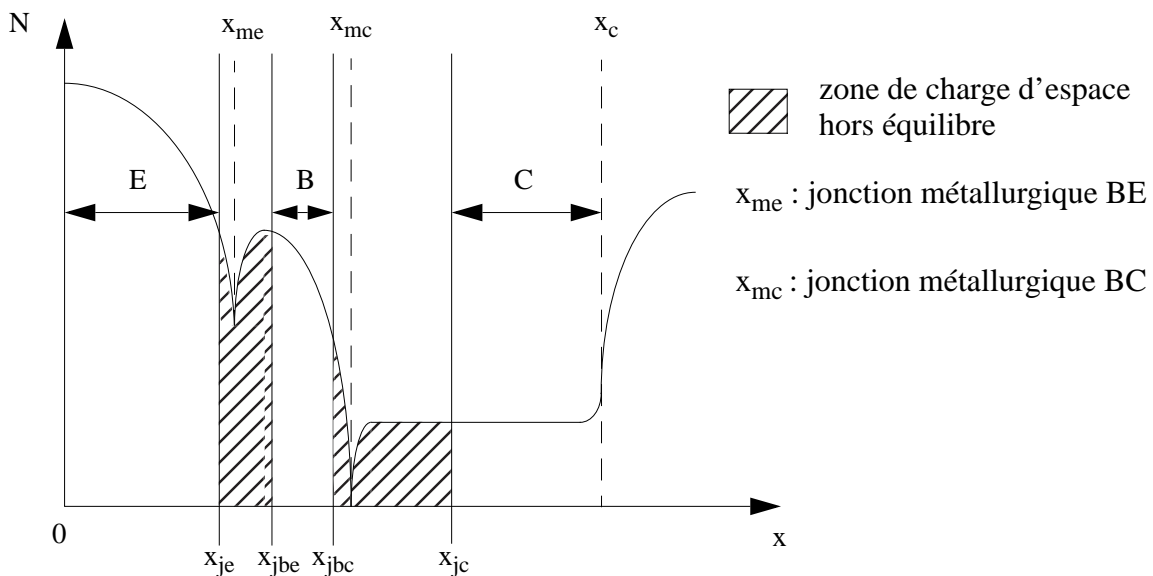


Fig. 2.3 : Profil d’impureté d’un transistor bipolaire à la verticale de la fenêtre émetteur.

D’après la figure 2.3 et sa définition, Q_p s’exprime selon :

$$Q_p = q \cdot A_E \cdot \int_0^{x_c} p(x) \cdot dx \quad (2.8)$$

avec A_E la surface réelle (sur silicium) de la fenêtre émetteur.

Cette charge peut se décomposer en une somme des charges des trous présentes dans chaque zone du transistor selon :

$$Q_p = q \cdot A_E \cdot \left(\int_E p(x) dx + \int_B p(x) dx + \int_C p(x) dx \right) \quad (2.9)$$

Les zones de charge d'espace étant dépeuplées en porteurs, les intégrales correspondantes sont nulles (intervalles $[x_{je}, x_{jbe}]$ et $[x_{jbc}, x_{jc}]$).

Chaque intégrale de (2.9) peut alors être exprimée sous forme d'une ou plusieurs charges. La figure 2.4 illustre cette répartition. Les charges décrites correspondent aux charges surfaciques.

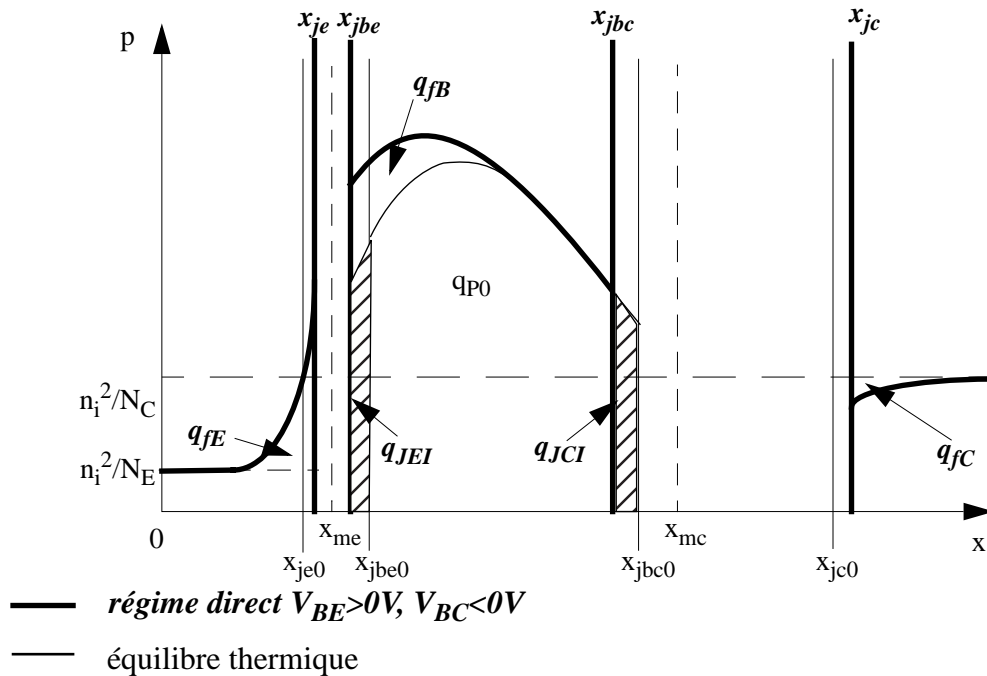


Fig. 2.4 : Visualisation des différentes charges dans le dispositif.

- Charge unitaire dans la base neutre

L'intégrale de la densité de trous dans la base neutre définie sur $[x_{jbe}, x_{jbc}]$ peut s'écrire sous la forme :

$$\int_{x_{jbe}}^{x_{jbc}} p(x) dx = q_{P0} + q_{JCI} + q_{fB} \quad (2.10)$$

A l'équilibre thermique, la charge q_{P0} , correspond à la charge de porteurs majoritaires compris

dans la base neutre. Leur densité est équivalente à la densité d'impureté $N_A(x)$.

$$q_{P0} = \frac{Q_{P0}}{A_E} = q \int_{x_{jbe0}}^{x_{jbc0}} N_A(x) dx \quad (2.11)$$

Les polarisations appliquées sur les jonctions base-émetteur et base-collecteur entraînent des variations sur les zones de charge d'espace et la largeur de la base neutre. Ces variations correspondent aux effets Early et sont pris en compte via les charges q_{JEI} (effet inverse) et q_{JCI} (effet direct). Dans le cas du régime direct décrit par la figure 2.4, q_{JEI} est positive et q_{JCI} est négative. Comme ces charges sont directement reliées aux variations des zones déplétées, elles peuvent être calculées à partir des capacités des jonctions et des tensions internes $V_{B'E'}$ et $V_{B'C'}$ présentées en annexe A.

$$q_{JEI} = \frac{Q_{JEI}}{A_E} = q \int_{x_{jbe}(V_{B'E'})}^{x_{jbe0}} N_A(x) dx = \int_0^{V_{B'E'}} \frac{C_{JEI}(V)}{A_E} \cdot dV \quad (2.12)$$

$$q_{JCI} = \frac{Q_{JCI}}{A_E} = q \int_{x_{jbc0}}^{x_{jbc}(V_{B'C'})} N_A(x) dx = \int_0^{V_{B'C'}} \frac{C_{JCI}(V)}{A_E} \cdot dV \quad (2.13)$$

A moyenne et forte injection, la densité des trous augmente afin de conserver la neutralité dans la base. Cette augmentation Δp crée la charge q_{fB} . Cette charge permet d'introduire le temps de transit dans la base τ_{Bf} .

$$q_{fB} = \frac{Q_{fB}}{A_E} = q \int_{x_{jbe}}^{x_{jbc}} \Delta p(x) dx = \int_0^{I_C} \tau_{Bf} dI_C \quad (2.14)$$

- Charge unitaire dans l'émetteur neutre et le collecteur neutre

Les charges q_{fE} et q_{fC} représentent l'injection de trous de la base dans l'émetteur neutre et le collecteur neutre respectivement. A ces charges sont associés les temps de transit τ_{Ef} et τ_{pC} .

$$\int_E p(x)dx = q_{fE} = \frac{Q_{fE}}{A_E} = q \int_0^{x_{je}} p(x)dx = \int_0^{I_C} \tau_{Ef} dI_C \quad (2.15)$$

$$\int_C p(x)dx = q_{fC} = \frac{Q_{fC}}{A_E} = q \int_{x_{jc}}^{x_c} p(x)dx = \int_0^{I_C} \tau_{pC} dI_C \quad (2.16)$$

Ces différentes définitions serviront, par la suite, à formuler le courant de transfert et les temps de transit dans le dispositif. La charge totale des trous s'exprime alors :

$$Q_p = q \cdot A_E \cdot (q_{fE} + q_{JEI} + q_{P0} + q_{JCI} + q_{fC} + q_{fB}) \quad (2.17)$$

II.2.3 Courant de transfert I_T

Le modèle du courant de transfert est basé sur la relation de l'intégrale de charge [4] qui lie I_T aux tensions $V_{B'E'}$ et $V_{B'C'}$. Cette approche permet de formuler l'ensemble des régimes de fonctionnement du transistor en une seule expression. Cette relation a été généralisée [4] en tenant compte des charges présentes dans tout le dispositif (cf. figure 2.4) et en prenant en considération l'influence du Germanium apparu dans les technologies récentes.

□ Définition du courant de transfert

L'expression de J_n est donnée par (A.21) :

$$J_n = -q\mu_n \cdot n \cdot \frac{d\phi_n}{dx} \quad (2.18)$$

n est remplacé par (A.1) dans (2.18) qui devient :

$$\frac{J_n}{q\mu_n n_i} = -\exp\left(\frac{\Psi - \phi_n}{V_T}\right) \cdot \frac{d\phi_n}{dx} \quad (2.19)$$

En remarquant que :

$$-\exp\left(\frac{-\phi_n}{V_T}\right) \cdot \frac{d\phi_n}{dx} = V_T \cdot \frac{d}{dx} \left[\exp\left(\frac{-\phi_n}{V_T}\right) \right] \quad (2.20)$$

L'expression (2.19) peut alors s'écrire :

$$\frac{J_n}{qV_T\mu_n n_i} \cdot \exp\left(\frac{-\Psi}{V_T}\right) = \frac{d}{dx} \left[\exp\left(\frac{-\phi_n}{V_T}\right) \right] \quad (2.21)$$

Dans le terme de gauche, l'utilisation de (A.2) permet de faire apparaître la concentration en

trous. L'équivalence suivante est obtenue.

$$\frac{J_n}{qV_T\mu_n n_i} \cdot \exp\left(\frac{-\Psi}{V_T}\right) = \frac{J_n}{qV_T} \cdot \frac{p}{\mu_n n_i^2} \cdot \exp\left(\frac{-\Phi_p}{V_T}\right) \quad (2.22)$$

Les deux termes de (2.21) sont alors intégrés sur l'ensemble du dispositif, du contact émetteur ($x=0$) au contact collecteur ($x=x_C$) (cf. figure 2.3).

Le terme de droite est facilement intégrable et donne :

$$\begin{aligned} \int_{\phi_n(0)}^{\phi_n(x_C)} \frac{d}{dx} \left[\exp\left(\frac{-\Phi_n}{V_T}\right) \right] dx &= \exp\left(\frac{-\Phi_n(x_C)}{V_T}\right) - \exp\left(\frac{-\Phi_n(0)}{V_T}\right) \\ &= \exp\left(\frac{-\Phi_n(0)}{V_T}\right) \cdot \left(\exp\left(\frac{-\Phi_n(x_C) + \Phi_n(0)}{V_T}\right) - 1 \right) \end{aligned} \quad (2.23)$$

Le quasi-niveau de Fermi des électrons dans l'émetteur neutre est pris comme référence, d'où $\phi_n(0)=0V$. D'après (A.6), $\phi_n(x_C)$ est équivalent au potentiel appliqué au collecteur ce qui permet d'introduire la tension $V_{C'E'}$:

$$V_{C'E'} = \phi_n(x_C) - \phi_n(0) \quad (2.24)$$

L'expression (2.23) est alors reformulée :

$$\int_0^{x_C} \frac{d}{dx} \left[\exp\left(\frac{-\Phi_n}{V_T}\right) \right] dx = \exp\left(\frac{-V_{C'E'}}{V_T}\right) - 1 \quad (2.25)$$

L'expression (2.22) est intégrée. J_n étant constant ($div J_n = 0$), cette densité de courant peut être sortie de l'intégrale :

$$\int_0^{x_C} \frac{J_n}{qV_T} \cdot \frac{p}{\mu_n n_i^2} \cdot \exp\left(\frac{-\Phi_p}{V_T}\right) \cdot dx = \frac{J_n}{qV_T} \cdot \int_0^{x_C} \frac{p}{\mu_n n_i^2} \cdot \exp\left(\frac{-\Phi_p}{V_T}\right) dx \quad (2.26)$$

L'égalité (2.21) est alors équivalente à :

$$\frac{J_n}{qV_T} \cdot \int_0^{x_C} \frac{p}{\mu_n n_i^2} \cdot \exp\left(\frac{-\Phi_p}{V_T}\right) dx = \exp\left(\frac{-V_{C'E'}}{V_T}\right) - 1 \quad (2.27)$$

Cette égalité est multipliée par $\exp\left(\frac{V_{B'E'}}{V_T}\right)$. Comme $V_{B'C'} = V_{B'E'} - V_{C'E'}$, une expression intermédiaire du courant de transfert I_T est obtenue :

$$J_n = -\frac{I_{CT}}{A_E} = qV_T \cdot \frac{\exp\left(\frac{V_{B'C'}}{V_T}\right) - \exp\left(\frac{V_{B'E'}}{V_T}\right)}{x_c \int_0^{x_c} \frac{p}{\mu_n n_i^2} \cdot \exp\left(\frac{V_{B'E'} - \Phi_p}{V_T}\right) dx} \quad (2.28)$$

Pour poursuivre le calcul, des simplifications sont nécessaires afin de développer le dénominateur.

$$\square \text{ Développement de } \int_0^{x_c} \frac{p}{\mu_n n_i^2} \cdot \exp\left(\frac{V_{B'E'} - \Phi_p}{V_T}\right) dx$$

Le dénominateur est décomposé en trois intégrales dont les bornes correspondent aux zones utilisées pour décrire Q_p (2.9).

$$\int_0^{x_c} \frac{p(x)}{\mu_n n_i^2} \cdot F \cdot dx = \int_E \frac{p(x)}{\mu_n n_{iE}^2} \cdot F \cdot dx + \int_B \frac{p(x)}{\mu_n n_{iB}^2} \cdot F \cdot dx + \int_C \frac{p(x)}{\mu_n n_{iC}^2} \cdot F \cdot dx \quad (2.29)$$

F est le terme $\exp\left(\frac{V_{B'E'} - \Phi_p}{V_T}\right)$.

n_{iE} est la concentration intrinsèque dans l'émetteur et tient compte de l'effet de BGN.

n_{iB} (2.7) représente la concentration intrinsèque dans la base et tient compte à la fois du BGN et du gradient en germanium.

D'après (A.4), $\Phi_p = V_{B'E'}$ dans la base ce qui implique $F=1$ dans cette région.

Dans l'émetteur et le collecteur, les simulations TCAD [5] sur la variation du quasi-niveau de Fermi avec la polarisation, montrent que Φ_p est constant et égal à $V_{B'E'}$ sur l'ensemble du dispositif lorsque celui-ci fonctionne en mode direct ou saturé.

Le terme F vaut donc 1 sur l'ensemble du dispositif et (2.29) devient dans le cas général :

$$\int_0^{x_c} \frac{p}{\mu_n n_i^2} \cdot F \cdot dx \approx \int_E \frac{p}{\mu_n n_{iE}^2} \cdot dx + \int_B \frac{p}{\mu_n n_{iB}^2} \cdot dx + \int_C \frac{p}{\mu_n n_{iC}^2} \cdot dx \quad (2.30)$$

Les contributions de chaque zone sont ensuite développées.

□ Développement de $\int_E \frac{p}{\mu_n n_{iE}^2} dx$

La variation de la mobilité μ_n avec le dopage rend l'intégration difficile. Une valeur moyenne du terme $\mu_n n_{iE}^2$ est alors employée pour résoudre l'intégrale. Ce moyennage est indépendant de la polarisation et est défini comme suit :

$$\overline{\mu_n n_{iE}^2} = \left(\int_0^{x_{je}} p dx \right) \cdot \left(\int_0^{x_{je}} \frac{p}{\mu_n n_{iE}^2} \cdot dx \right)^{-1} \quad (2.31)$$

ce qui permet d'exprimer l'intégrale dans l'émetteur neutre à l'aide de q_{fE} (2.15) :

$$\int_0^{x_{je}} \frac{p}{\mu_n n_{iE}^2} \cdot dx \approx \int_0^{x_{je}} \frac{p}{\overline{\mu_n n_{iE}^2}} dx = \frac{1}{\overline{\mu_n n_{iE}^2}} \cdot \int_0^{x_{je}} p \cdot dx = \frac{1}{q \cdot \overline{\mu_n n_{iE}^2}} \cdot q_{fE} \quad (2.32)$$

□ Développement de $\int_C \frac{p}{\mu_n n_{iC}^2} dx$

Le même développement est appliqué au collecteur neutre. Le terme $\mu_n n_{iC}^2$ est moyenné sur cette zone et sa valeur moyenne est utilisée.

$$\overline{\mu_n n_{iC}^2} = \left(\int_{x_{jc}}^{x_c} p dx \right) \cdot \left(\int_{x_{jc}}^{x_c} \frac{p}{\mu_n n_{iC}^2} \cdot dx \right)^{-1} \quad (2.33)$$

En utilisant q_{fC} de (2.16), l'intégrale dans le collecteur neutre s'écrit :

$$\int_{x_{jc}}^{x_c} \frac{p}{\mu_n n_{iC}^2} \cdot dx \approx \int_{x_{jc}}^{x_c} \frac{p}{\mu_n n_{iC}^2} dx = \frac{1}{\mu_n n_{iC}^2} \cdot \int_{x_{jc}}^{x_c} p dx = \frac{1}{q \cdot \mu_n n_{iC}^2} \cdot q_{fC} \quad (2.34)$$

□ Développement de $\int_B \frac{p}{\mu_n n_{iB}^2} dx$

A l'aide de (2.7), l'intégrale dans la base neutre est équivalente à :

$$\int_B \frac{p}{\mu_n n_{iB}^2} \cdot dx = \int_{x_{jbe}}^{x_{jbc}} \frac{p}{\mu_n n_{ibgn}^2 \exp\left(\frac{m_{ac} \cdot x}{V_T}\right)} \cdot dx \quad (2.35)$$

Les variations de la mobilité μ_n ainsi que du terme $\exp\left(\frac{m_{ac} \cdot x}{V_T}\right)$ avec la profondeur x sont supposées être faibles sur l'intervalle d'intégration (largeur de base étroite dans les technologies avancées). Le théorème de la valeur moyenne est alors appliqué et consiste à remplacer les deux expressions citées par leur valeur moyenne dans l'intégrale (2.35).

La valeur moyenne de $\mu_n n_{ibgn}^2$ est définie selon :

$$\overline{\mu_n n_{ibgn}^2} = \left(\int_{x_{jbe}}^{x_{jbc}} p dx \right) \cdot \left(\int_{x_{jbe}}^{x_{jbc}} \frac{p}{\mu_n n_{ibgn}^2} \cdot dx \right)^{-1} \quad (2.36)$$

En remplaçant $\mu_n n_{ibgn}^2$ par sa valeur moyenne (2.36), l'intégrale dans la base devient :

$$\int_B \frac{p}{\mu_n n_{iB}^2} \cdot dx \approx \int_{x_{jbe}}^{x_{jbc}} \frac{p}{\overline{\mu_n n_{ibgn}^2} \cdot \exp\left(\frac{m_{ac} \cdot x}{V_T}\right)} \cdot dx = \frac{1}{\overline{\mu_n n_{ibgn}^2}} \cdot \int_{x_{jbe}}^{x_{jbc}} \frac{p}{\exp\left(\frac{m_{ac} \cdot x}{V_T}\right)} \cdot dx \quad (2.37)$$

Le terme $\int_{x_{jbe}}^{x_{jbc}} \frac{p}{\exp\left(\frac{m_{ac} \cdot x}{V_T}\right)} \cdot dx$ dans (2.37) est décomposé selon les intervalles définis sur la

figure 2.4. Rappelons que sur les intervalles $[x_{jbe}, x_{jbe0}]$, $[x_{jbe0}, x_{jbc}]$ et $[x_{jbc}, x_{jbc0}]$, les trous sont majoritaires et leur densité p vaut N_A . Cependant il convient de considérer les porteurs Δp provenant de l'émetteur et/ou du collecteur sur l'ensemble de la base neutre $[x_{jbe}, x_{jbc}]$. Ceci permet d'écrire l'intégrale des porteurs p sur la base comme suit:

$$\int_{x_{jbe}}^{x_{jbc}} \frac{p(x)}{\exp\left(\frac{m_{ac} \cdot x}{V_T}\right)} dx = \int_{x_{jbe}}^{x_{jbe0}} \frac{N_A(x)}{\exp\left(\frac{m_{ac} \cdot x}{V_T}\right)} dx + \int_{x_{jbe0}}^{x_{jbc0}} \frac{N_A(x)}{\exp\left(\frac{m_{ac} \cdot x}{V_T}\right)} dx + \int_{x_{jbc0}}^{x_{jbc}} \frac{N_A(x)}{\exp\left(\frac{m_{ac} \cdot x}{V_T}\right)} dx + \int_{x_{jbe}}^{x_{jbc}} \frac{\Delta p}{\exp\left(\frac{m_{ac} \cdot x}{V_T}\right)} dx \quad (2.38)$$

Les valeurs moyennes de $\exp\left(\frac{m_{ac} \cdot x}{V_T}\right)$ sont ensuite définies sur les trois intervalles $[x_{jbe}, x_{jbe0}]$, $[x_{jbe0}, x_{jbc}]$ et $[x_{jbc}, x_{jbc0}]$.

- La valeur moyenne A est définie sur $[x_{jbe}, x_{jbe0}]$:

$$A = \frac{1}{x_{jbe0} - x_{jbe}} \int_{x_{jbe}}^{x_{jbe0}} \exp\left(\frac{-m_{ac} \cdot x}{V_T}\right) \cdot dx \quad (2.39)$$

qui donne

$$A = \frac{V_T}{m_{ac} \cdot W_{jE}} \cdot \exp\left(\frac{-m_{ac} \cdot x_{jbe}}{V_T}\right) \cdot \left(1 - \exp\left(\frac{-m_{ac} \cdot W_{jE}}{V_T}\right)\right) \quad (2.40)$$

avec

$$W_{jE} = x_{jbe0} - x_{jbe} \quad (2.41)$$

- La valeur moyenne B du terme exponentiel est calculée selon la même définition sur $[x_{jbe0}, x_{jbc0}]$:

$$B = \frac{V_T}{m_{ac} \cdot W_{j0}} \cdot \exp\left(\frac{-m_{ac} \cdot x_{jbe0}}{V_T}\right) \cdot \left(1 - \exp\left(\frac{-m_{ac} \cdot W_{j0}}{V_T}\right)\right) \quad (2.42)$$

avec

$$W_{j0} = x_{jbc0} - x_{jbe0} \quad (2.43)$$

- Entre x_{jbc} et x_{jbc0} , la constante C est définie par :

$$C = \frac{V_T}{m_{ac} \cdot W_{jC}} \cdot \exp\left(\frac{-m_{ac} \cdot x_{jbc}}{V_T}\right) \cdot \left(\exp\left(\frac{m_{ac} \cdot W_{jC}}{V_T}\right) - 1\right) \quad (2.44)$$

avec

$$W_{jC} = x_{jbc} - x_{jbc0} \quad (2.45)$$

- Enfin la dernière constante dans la base est donnée par :

$$D = \frac{V_T}{m_{ac} \cdot W_{jB}} \cdot \exp\left(\frac{-m_{ac} \cdot x_{jbe}}{V_T}\right) \cdot \left(1 - \exp\left(\frac{-m_{ac} \cdot W_{jB}}{V_T}\right)\right) \quad (2.46)$$

avec

$$W_{jB} = x_{jbc} - x_{jbe} \quad (2.47)$$

Les termes exponentiels $\exp\left(\frac{m_{ac} \cdot x}{V_T}\right)$ sont remplacés par leurs valeurs moyennes respectives

A (2.40), B (2.42), C (2.44) et D (2.46). L'expression (2.38) est alors équivalente à :

$$\int_{x_{jbe}}^{x_{jbc}} \frac{p(x)}{\exp\left(\frac{m_{ac} \cdot x}{V_T}\right)} dx \approx A \int_{x_{jbe}}^{x_{jbe0}} N_A(x) dx + B \int_{x_{jbc0}}^{x_{jbc0}} N_A(x) dx + C \int_{x_{jbc0}}^{x_{jbc}} N_A(x) dx + D \int_{x_{jbe}}^{x_{jbc}} \Delta p dx \quad (2.48)$$

Les définitions des charges q_{p0} (2.11), q_{JEI} (2.12), q_{JCI} (2.13) et q_{fB} (2.14) sont identifiables dans l'expression (2.48). Ce qui permet de reformuler l'intégrale (2.37) selon :

$$\frac{1}{\mu_n n_{ibgn}^2} \cdot \int_{x_{jbe}}^{x_{jbc}} \frac{p}{\exp\left(\frac{m_{ac} \cdot x}{V_T}\right)} \cdot dx = \frac{1}{\mu_n n_{ibgn}^2} \cdot \left(\frac{A}{q} \cdot q_{JEI} + \frac{B}{q} \cdot q_{p0} + \frac{C}{q} \cdot q_{JCI} + \frac{D}{q} \cdot q_{fB} \right) \quad (2.49)$$

- Expression de la relation de l'Intégrale de Contrôle de Charge Généralisée (ICCG)

Les trois intégrales (2.29) qui composent le dénominateur dans l'expression du courant de transfert (2.28) ont été développées. Le courant de transfert s'écrit alors :

$$J_T = \frac{qV_T \cdot \left(\exp\left(\frac{V_{B'E'}}{V_T}\right) - \exp\left(\frac{V_{B'C'}}{V_T}\right) \right)}{\frac{1}{q \cdot \mu_n n_{iE}^2} \cdot q_{fE} + \frac{1}{\mu_n n_{ibgn}^2} \cdot \left(\frac{A}{q} \cdot q_{JEI} + \frac{B}{q} \cdot q_{p0} + \frac{C}{q} \cdot q_{JCI} + \frac{D}{q} \cdot q_{fB} \right) + \frac{1}{q \cdot \mu_n n_{iC}^2} \cdot q_{fC}} \quad (2.50)$$

Le terme $\frac{1}{\mu_n n_{ibgn}^2} \cdot \exp\left(\frac{-m_{ac} \cdot x_{jbe}}{V_T}\right)$ est mis en facteur dans (2.50). Le courant de transfert peut alors s'écrire selon la Relation de l'Intégrale de Contrôle de Charge Généralisée (2.51).

$$J_T = -J_n = q^2 V_T \cdot \frac{1}{\mu_n n_{ibgn}^2} \cdot \exp\left(\frac{m_{ac} \cdot x_{jbe}}{V_T}\right) \cdot \frac{\exp\left(\frac{V_{B'E'}}{V_T}\right) - \exp\left(\frac{V_{B'C'}}{V_T}\right)}{q_{p,T}} \quad (2.51)$$

où la charge $q_{p,T}$ est équivalente à :

$$q_{p,T} = h_{p0} \cdot q_{p0} + h_{JE} \cdot q_{JEI} + h_{JC} \cdot q_{JCI} + h_{fB} \cdot q_{fB} + h_{fE} \cdot q_{fE} + h_{fC} \cdot q_{fC} \quad (2.52)$$

Les composantes de cette charge sont pondérées par les facteurs suivants :

$$h_{p0} = \frac{V_T}{m_{ac} \cdot W_{j0}} \cdot \exp\left(\frac{-m_{ac} \cdot W_{jE}}{V_T}\right) \cdot \left(1 - \exp\left(\frac{-m_{ac} \cdot W_{j0}}{V_T}\right) \right) \quad (2.53)$$

$$h_{JE} = \frac{V_T}{m_{ac} \cdot W_{jE}} \cdot \left(1 - \exp\left(\frac{-m_{ac} \cdot W_{jE}}{V_T}\right) \right) \quad (2.54)$$

$$h_{JC} = \frac{V_T}{m_{ac} \cdot W_{jC}} \exp\left(\frac{-m_{ac} \cdot W_{jB}}{V_T}\right) \cdot \left(\exp\left(\frac{m_{ac} \cdot W_{jC}}{V_T}\right) - 1 \right) \quad (2.55)$$

$$h_{fB} = \frac{V_T}{m_{ac} \cdot W_{jB}} \cdot \left(1 - \exp\left(\frac{-m_{ac} \cdot W_{jB}}{V_T}\right) \right) \quad (2.56)$$

$$h_{fE} = \frac{\frac{1}{\mu_n n_{ibgn}^2}}{\frac{1}{\mu_n n_{iE}^2}} \cdot \exp\left(\frac{m_{ac} \cdot x_{jbe}}{V_T}\right) \quad (2.57)$$

$$h_{fC} = \frac{\frac{1}{\mu_n n_{ibgn}^2}}{\frac{1}{\mu_n n_{iC}^2}} \cdot \exp\left(\frac{m_{ac} \cdot x_{jbe}}{V_T}\right) \quad (2.58)$$

Ces coefficients de pondération permettent donc de prendre en compte les effets du Germanium et du BGN. Notons que ces différents coefficients dépendent de la polarisation via les bornes de la base neutre x_{jbe} et x_{jbc} . Cependant, ces variations sont prises en compte dans l'évaluation des charges q_{JEI} et q_{JCI} . De plus, à forte injection, ces variations sont négligeables vis à vis des phénomènes physiques apparaissant dans ces régimes, ce qui permet de considérer ces coefficients comme constants.

II.2.4 Courant de base

Le courant de base est associé aux porteurs minoritaires. Il est la somme de trois composantes:

- La première notée I_{BE}/I_{BC} est due à l’injection de trous de la base vers l’émetteur et/ou le collecteur suivant le régime de fonctionnement.
- La deuxième concerne les courants de recombinaison I_{BZE} et I_{BZC} de type Shockley-Read-Hall (SRH) [6], [7] dans les ZCE base-émetteur et base-collecteur.
- La dernière composante I_{BB} est le courant de recombinaison (SRH) dans le volume de la base neutre.

Cette dernière composante I_{BB} peut être négligée compte tenu de la durée de vie élevée des porteurs et de la faible épaisseur de la base dans les technologies avancées.

□ Courant I_{BE}

Le calcul est réalisé dans le cas d’un régime direct soit $V_{B'E}$ positif et $V_{B'C}$ négatif. Seule l’injection des trous de la base vers l’émetteur est considérée. Compte tenu du fort niveau de dopage dans cette zone, le courant base est déterminé par les recombinaisons type Auger [8], [1]. Le terme de recombinaison dans l’émetteur neutre peut s’exprimer selon :

$$R = \frac{p - p_0}{\tau_{pE}} = \frac{\Delta p}{\tau_{pE}} \tag{2.59}$$

Avec τ_{pE} le temps de recombinaison dans

l’émetteur et $p_0 = \frac{n_{iE}^2}{N_E}$ la densité de trou à l’équilibre dans l’émetteur neutre (cf. figure 2.5). De plus, la concentration en dopant N_E est supposée constante ce qui implique que τ_{pE} , la mobilité μ_{pE} et la concentration intrinsèque n_{iE} sont indépendantes du dopage et constantes sur la zone neutre.

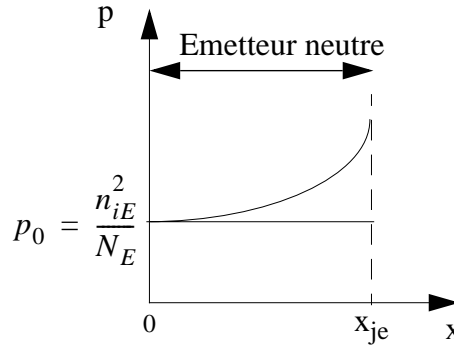


Fig. 2.5 : Concentration en trous dans l’émetteur neutre

En négligeant le champ électrique de (A.17) et en considérant (A.14), (A.11) donne:

$$\mu_{pE} V_T \cdot \frac{d^2}{dx^2} \Delta p = \frac{\Delta p}{\tau_{pE}} \tag{2.60}$$

Cette équation est intégrée entre 0 et x_{je} . Pour résoudre (2.60), deux conditions aux limites sont nécessaires.

La première condition prend en compte l’injection de trous en $x=x_{je}$:

$$\Delta p(x_{je}) = p_0 \cdot \left(\exp\left(\frac{V_{BE'}}{V_T}\right) - 1 \right) \quad (2.61)$$

La deuxième est fournie par l'équation de transport à $x=0$ en tenant compte de la vitesse de recombinaison des trous v_{Ke} pour les structures ayant un poly-émetteur [9].

$$\mu_{pE} V_T \cdot \frac{d}{dx} \Delta p \Big|_{x=0} = v_{Ke} \cdot \Delta p(0) \quad (2.62)$$

Les équations aux limites (2.61) et (2.62) sont utilisées pour résoudre (2.60) et obtenir $\Delta p(x)$ [1]. Ce résultat est ensuite considéré dans l'équation de transport des trous qui est résolue et donne I_{BE} .

$$I_{BE} = I_{BES}(x_{je}) \cdot \left(\exp\left(\frac{V_{BE'}}{V_T}\right) - 1 \right) \quad (2.63)$$

avec $I_{BES}(x_{je})$ le courant de saturation qui dépend de la polarisation via x_{je} .

□ Calcul du courant I_{BZE} .

Deux mécanismes sont à l'origine du courant de recombinaison dans les zones de charge d'espace (cf. figure 2.6). Le premier est la capture d'un électron lorsqu'il passe de la bande de conduction E_C vers un état piège (a). Le second est l'émission d'un électron d'un état piège vers la bande de conduction (b). Au final, il doit y avoir autant d'électrons émis que de capturés. La même approche peut être considérée pour les échanges de porteurs entre la bande de valence et l'état piège (c) et (d).

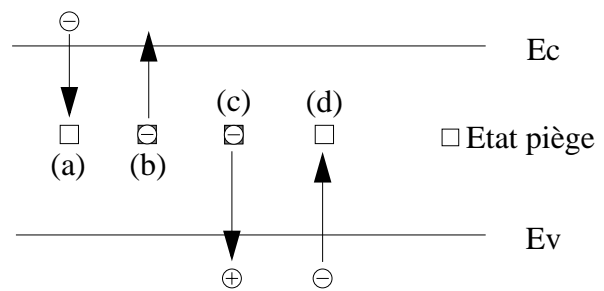


Fig. 2.6 : Mécanismes de captures et d'émissions de porteurs dans la bande interdite.

La théorie [6], [7] exprime le taux de recombinaison net R_{SHR} par :

$$R_{SHR} = \frac{pn - n_i^2}{\tau_n(p + p_1) + \tau_p(n + n_1)}$$

$$p_1 = n_i \cdot \exp\left(\frac{E_p - E_i}{V_T}\right)$$

$$n_1 = n_i \cdot \exp\left(\frac{E_i - E_p}{V_T}\right) \quad (2.64)$$

Avec τ_n et τ_p la durée de vie des électrons et des trous, E_i le niveau d'énergie au milieu de la bande interdite et E_p le niveau de l'état piège.

Le courant de recombinaison I_{BZE} est alors donné par :

$$I_{BZE} = qA_E \int_{ZCE} R_{SHR} dx \quad (2.65)$$

La résolution de cette intégrale peut être simplifiée dans l'optique du développement d'un modèle compact en considérant $\tau_n = \tau_p = \tau$ et $E_p = E_i$. Ces deux hypothèses permettent de simplifier R_{SHR} et en utilisant sa valeur maximale dans (2.65), I_{BZE} est obtenue.

$$I_{BZE} \approx \frac{1}{2} \cdot \frac{qA_E W_{BE} n_i}{\tau} \cdot \exp\left(\frac{V_{B'E'}}{2V_T}\right) \approx I_{RES}(W_{BE}) \cdot \exp\left(\frac{V_{B'E'}}{2V_T}\right) \quad (2.66)$$

Avec W_{BE} l'épaisseur de la ZCE base-émetteur qui est fonction de la polarisation. Le courant de saturation I_{RES} dépend alors de $V_{B'E'}$.

II.2.5 Temps de transit

Le temps de transit τ_f des porteurs dans le dispositif est une grandeur importante pour modéliser le comportement dynamique du transistor, au travers de la caractéristique de f_T . Ce temps correspond au temps d'évacuation des charges en transit dans les différentes zones du transistor.

La variation du temps de transit τ_f avec la polarisation et le courant collecteur est définie selon

$$Q_f = \int_{I_T} \tau_f \cdot dI. \text{ L'approche classique utilisée dans la formulation des modèles SGPM ou}$$

VBIC est une simplification qui considère la relation $Q_f = \tau_f \cdot I$. Cette simplification suppose que τ_f est indépendant du courant, ce qui n'est vrai qu'à faible injection. De plus l'approche classique ne prend en compte que le temps de transit dans la base neutre τ_{Bf} alors que les contributions des autres régions sont loin d'être négligeables pour les technologies avancées. Afin de décrire le plus précisément possible les variations de τ_f , trois régimes d'injection sont définis (cf. figure 2.7).

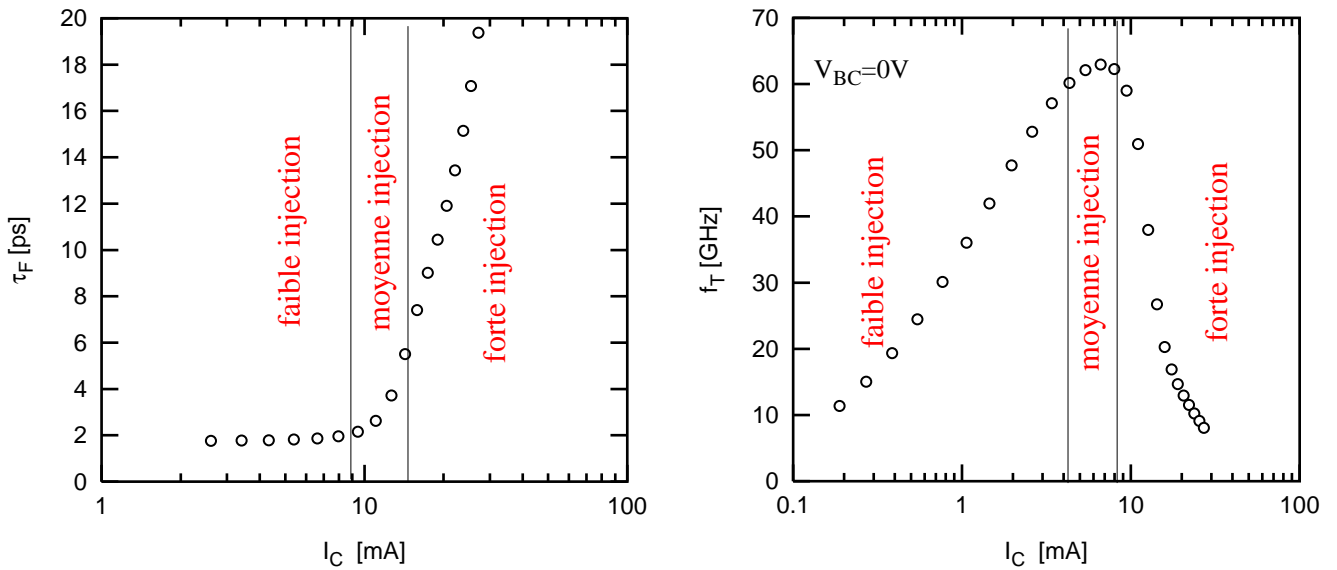


Fig. 2.7 : Définition des régimes d'injection sur les caractéristiques de $f_T(I_C)$ et $\tau_F(I_C)$ à $V_{BC}=0V$.

Le premier, dit de “faible injection”, correspond à l’augmentation de f_T . Le temps de transit est alors seulement fonction de la polarisation V_{BC} appliquée. Le second, appelé régime de “moyenne injection”, se situe autour du maximum du f_T . Il est caractérisé par le courant critique I_{CK} qui marque le début de l’augmentation du temps de transit et sa dépendance avec I_C . Cette augmentation traduit les effets de fortes injections et correspond à la décroissance du f_T .

La variation du temps de transit dans chaque régime de fonctionnement ainsi que les phénomènes qui y sont associés sont détaillés dans les paragraphes suivants.

II.2.5.1 Faible injection

A faible régime d’injection, seuls les temps de transit dans la base neutre τ_{Bf} , l’émetteur neutre τ_{Ef} et la zone de charge d’espace base-collecteur τ_{BC} ont une contribution significative. Le temps de transit total à faible injection τ_{f0} est la somme de toutes ces composantes :

$$\tau_{f0} = \tau_{Ef} + \tau_{Bf} + \tau_{BC} \tag{2.67}$$

Les expressions de ces trois temps de transit sont présentées ci-dessous.

- Temps de transit dans la base neutre : τ_{Bf}

En utilisant les expressions (A.15), (A.16) et (A.18), la densité de courant $J_n = -\frac{I_T}{A_E}$ (A.12)

permet de considérer l’équation différentielle des électrons dans la base neutre :

$$\frac{dn}{dx} + \frac{E}{V_T} \cdot n = \frac{-I_T}{qA_E \mu_{nB} V_T} \quad (2.68)$$

Avec E le champ électrique dans la base neutre.

La résolution de (2.68) entre les bornes x_{jbe} et x_{jbc} (cf. figure 2.4) permet d'obtenir $n(x)$ fonction de I_T :

$$n(x) = \frac{I_T \cdot w_B}{qA_E \mu_{nB} V_T \cdot \zeta} \cdot \left[\exp\left(-\zeta \cdot \left(1 - \frac{x - x_{jbe}}{w_B}\right)\right) - 1 \right] + n_c \cdot \exp\left(-\zeta \cdot \left(1 - \frac{x - x_{jbe}}{w_B}\right)\right) \quad (2.69)$$

avec $w_B = x_{jbc} - x_{jbe}$, $n_c = n(x_{jbc}) = \frac{I_T}{qA_E \cdot v_c}$ et $\zeta = -\frac{E w_B}{V_T}$.

Connaissant $n(x)$, la charge des porteurs minoritaires dans la base neutre Q_{nB} est alors calculée selon (2.70) :

$$Q_{nB} = qA_E \int_{x_{jbe}}^{x_{jbc}} n(x) dx = qA_E \int_0^{I_T} \tau_{Bf} dI \quad (2.70)$$

qui donne après intégration :

$$Q_{nB} = \left(\frac{w_B^2}{\mu_{nB} V_T} \cdot \frac{(\zeta - 1) f_\zeta + 1}{\zeta^2 f_\zeta} + \frac{w_B}{v_c} \cdot \frac{f_\zeta - 1}{f_\zeta \zeta} \right) \cdot I_T \quad (2.71)$$

et $f_\zeta = \exp(\zeta)$

w_B et v_c représentent respectivement la largeur de la base neutre ($x_{jbc} - x_{jbe}$) et la vitesse de déplacement des porteurs.

En dérivant Q_{nB} de (2.71) en fonction de I_T , le temps de transit dans la base neutre est alors obtenu :

$$\tau_{Bf} = \frac{dQ_{nB}}{dI_T} = \frac{w_B^2}{\mu_{nB} V_T} \cdot \frac{(\zeta - 1) f_\zeta + 1}{\zeta^2 f_\zeta} + \frac{w_B}{v_c} \cdot \frac{f_\zeta - 1}{f_\zeta \zeta} = \tau_{Bfd} + \tau_{Bfv} \quad (2.72)$$

Ce temps de transit fait apparaître deux termes, τ_{Bfd} et τ_{Bfv} . Leur dépendance en fonction de la tension et du courant se fait au travers de celle de w_B et de v_c . A faible injection, w_B et v_c varient uniquement avec la tension [12] :

$$w_B = w_{B0} [1 + k_b (c - 1)] \quad (2.73)$$

w_{B0} est la largeur de la base neutre à $V_{B'C'} = 0V$, k_b est une constante et c représente la capacité interne base-collecteur (cf. annexe A) normalisée.

$$c = \frac{C_{JCI0}}{C_{JCI}(V_{B'C'})} = \left(1 - \frac{V_{B'C'}}{V_{DCI}} \right)^{Z_{CI}} \quad (2.74)$$

A faible courant, la vitesse des électrons v_c peut s'écrire [10], [12] :

$$v_c = v_S \cdot \frac{u}{\sqrt{1+u^2}} \tag{2.75}$$

u (2.76) représente le champ électrique de la jonction base-collecteur normalisé par le champ critique E_{CKh} . Ce champ caractérise les effets de forte injection et le début de la décroissance de v_c avec le courant (cf. figure 2.8).

$$u = \frac{E_{jc}(V_{BC}, I_T)}{E_{CKh}} \tag{2.76}$$

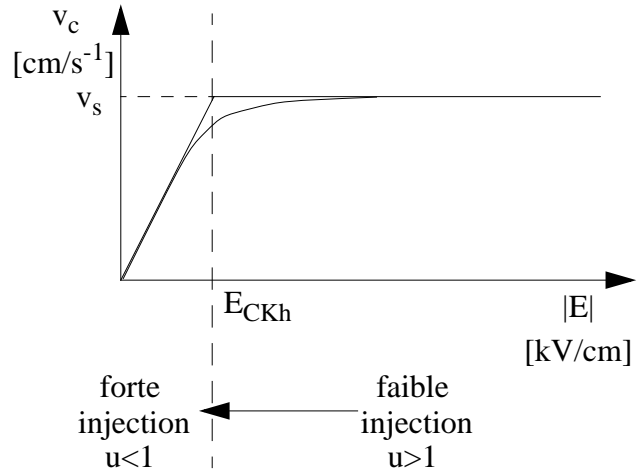


Fig. 2.8 :Variation de la vitesse des porteurs avec le champ électrique.

Les variations de w_B (2.73) et de v_c (2.75) sont utilisées pour formuler τ_{Bfd} et τ_{Bfv} .

- Expression du terme τ_{Bfd}

τ_{Bfd} considère les variations du temps de transit en fonction de la largeur de la base neutre et du champ électrique retardateur E [10]. En supposant que ζ est indépendant de la polarisation et en remplaçant w_B par (2.73), le terme τ_{Bfd} (2.72) devient :

$$\tau_{Bfd} = \tau_{Bfd0} [1 - k_b \cdot (c - 1)]^2 \tag{2.77}$$

La constante de temps $\tau_{Bfd0} = \tau_{Bfd}(V_{B'C'} = 0V)$ est ainsi définie :

$$\tau_{Bfd0} = \frac{w_{B0}^2}{\mu_{nB} V_T} \cdot \frac{(\zeta - 1) f_\zeta + 1}{\zeta^2 f_\zeta} \tag{2.78}$$

- Expression du terme τ_{Bfv}

Le deuxième temps, τ_{Bfv} , permet de prendre en compte la saturation de la vitesse des porteurs au niveau de la jonction base-collecteur.

La vitesse des électrons n'étant pas infinie dans cette zone de charge d'espace (ZCE), les électrons s'accumulent dans la base ce qui crée une charge additionnelle (partie grisée) comme illustrée sur la figure 2.9. τ_{Bfv} correspond au temps d'évacuation de cette charge d'accumulation.

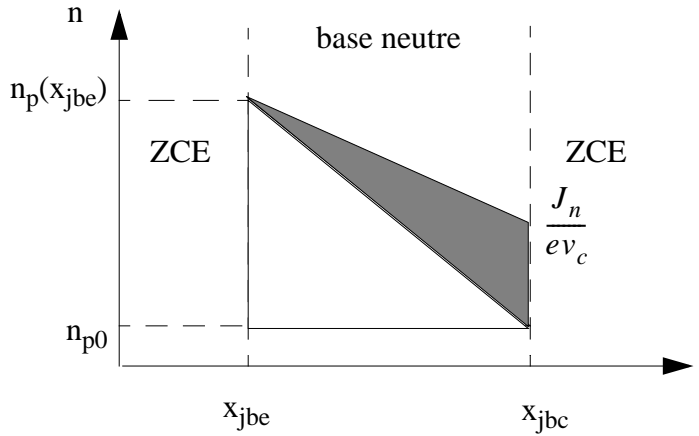


Fig. 2.9 : Profil des électrons dans la base neutre avec et sans l'hypothèse de saturation de la vitesse des porteurs v_C .

L'emploi de (2.73) et de (2.75) permet de formuler ce temps de transit additionnel :

$$\tau_{Bfv} = \frac{w_{B0}^2}{\zeta f_{\zeta} v_S} \cdot (f_{\zeta} - 1) \cdot [1 - k_b \cdot (c - 1)] \cdot \frac{\sqrt{1 + u^2}}{u} \quad (2.79)$$

Pour des $V_{BC} < 0V$, τ_{Bfv} est faible, ce temps de transit est alors simplifié. Le terme $1 - k_b \cdot (c - 1)$ est négligé dans (2.79) et $\sqrt{1 + u^2} \approx 1 + u$ ce qui permet d'écrire :

$$\tau_{Bfv} = \tau_{Bfv0} + \frac{\tau_{Bfv0}}{1 + u_0} \cdot \left(\frac{u_0}{u} - 1 \right) \quad (2.80)$$

τ_{Bfv} est donc la somme d'un temps constant τ_{Bfv0} (à $V_{BCi}=0V$ (2.81)) et d'un terme dépendant de la polarisation.

$$\tau_{Bfv0} = \frac{w_{B0}^2}{\zeta f_{\zeta} v_S} \cdot (f_{\zeta} - 1) \cdot \left(1 + \frac{1}{u_0} \right) \quad (2.81)$$

□ Temps de transit dans l'émetteur neutre τ_{Ef}

Les porteurs minoritaires dans l'émetteur étant des trous, leur temps d'évacuation dans cette zone, de largeur w_E , est évalué selon (2.82) [12].

$$\tau_{pE0} = \frac{dQ_{pE}}{dI_B} = \frac{w_E}{v_{kE}} + \frac{w_E^2}{2\mu_{pE} V_T} \quad (2.82)$$

v_{kE} représente la vitesse de recombinaison au niveau du contact émetteur.

Le gain en courant $\beta_0 = \frac{I_C}{I_B}$ est introduit de sorte que le temps de transit dans l'émetteur soit

défini de la sorte :

$$\tau_{Ef} = \frac{dQ_{pE}}{dI_C} = \frac{dQ_{pE}}{dI_B} \cdot \frac{dI_B}{dI_C} = \frac{\tau_{pE0}}{\beta_0(I_C)} \quad (2.83)$$

τ_{pE0} est supposé constant (2.82). La variation de τ_{Ef} avec la polarisation est donnée par celle de β_0 . A faible injection, β_0 est indépendant de la polarisation. Ceci permet de définir un temps de transit τ_{Ef0} constant à faible injection :

$$\tau_{Ef0} = \frac{\tau_{pE0}}{\beta_0(I_{C\text{faible}}, V_{BCi} = 0V)} \quad (2.84)$$

□ Temps de transit dans la zone de charge d'espace base-collecteur τ_{BC}

A faible injection, le temps de transit dans la zone de charge d'espace base-collecteur est donné par [12] :

$$\tau_{BC} = \frac{w_{BC}}{2v_c} \quad (2.85)$$

Où w_{BC} représente la largeur de la zone de charge d'espace. Cette largeur varie avec la polarisation. Sa variation est équivalente à celle de la capacité interne de déplétion base-collecteur C_{JCI} qui est alors utilisée pour exprimer τ_{BC} . La relation (2.86) lie w_{BC} à C_{JCI} .

$$C_{JCI}(V_{B'C'}) = \frac{\epsilon A_E}{w_{BC}(V_{B'C'})} \quad (2.86)$$

Lorsque le collecteur, de profondeur w_C , est entièrement déplété, la capacité C_{JCI} de (2.86) prend la valeur $C_{JCI d}$ qui s'exprime selon :

$$C_{JCI d} = \frac{\epsilon A_E}{w_C} \quad (2.87)$$

Le temps de transit τ_{BC} peut alors s'écrire en fonction de la quantité c (cf. (2.74)) et du temps

$$\begin{aligned} \tau_{BCd} &= \frac{w_C}{2v_c} \\ \tau_{BC} &= \tau_{BCd} \cdot \frac{C_{JCI d}}{C_{JCI}(V_{B'C'})} = \tau_{BCP} \cdot \frac{C_{JCI d}}{C_{JCI0}} \cdot c \end{aligned} \quad (2.88)$$

II.2.5.2 Moyenne injection

A moyenne injection, les largeurs de la base neutre et de la zone de charge d'espace base-collecteur, la vitesse des porteurs v_c ainsi que le gain dépendent du courant. Les temps de transit dans les zones base et émetteur neutres ainsi que dans la zone base-collecteur commencent à augmenter. Cette augmentation est caractérisée par un courant dit "critique"

I_{CK} . Les variations du temps de transit dans ce régime de fonctionnement sont donc décrites par ce courant.

Afin de comprendre la dépendance du courant critique avec la polarisation, il est plus aisé de différencier les cas à “forts” et “faibles” $V_{C'E'}$. Comme les effets de moyennes et fortes injections sont assimilables au comportement de la zone de charge d’espace base-collecteur, sa chute de potentiel V_C à ses bornes est alors introduite et reliée à la tension $V_{C'E'}$ par :

$$V_C = V_{DCi} - V_{B'C'} \approx V_{C'E'} - V_{CES} \quad (2.89)$$

V_{DCi} est la tension de diffusion interne et V_{CES} est la tension de saturation du transistor.

Pour les cas décrits ci-dessous, seule la variation du courant $I_T=I_C$ est considérée, la tension V_C est supposée constante.

a) Forts V_C

A fort V_C , la zone déplétée BC s’étend surtout du côté du collecteur épitaxié car il est moins dopé que la base. Une augmentation du courant a pour conséquence une augmentation des porteurs minoritaires injectés telle que leur densité n ne soit plus négligeable comparée au dopage N_C du collecteur. La densité de porteurs minoritaires étant du même ordre de grandeur que le dopage, ceci modifie le champ électrique dans la zone base-collecteur. Cette modification du champ électrique est à l’origine du phénomène communément appelé effet “Kirk”. La figure 2.10 présente les différents états du champ électrique dans la jonction base collecteur suivant le niveau de courant I_C lorsque V_C est constante. Lorsque le courant I_C augmente, la pente du champ électrique diminue (densité n supérieure au dopage N_C) et la largeur de la zone de charge d’espace augmente jusqu’à dépléter entièrement le collecteur épitaxié (passage de (a) à (b)). Pour $I_C=I_{LIM}$ (c) ($n=N_C$), le champ est constant. Enfin lorsque $I_C>I_{LIM}$, sa pente change de signe et la valeur E_c du champ électrique en x_{mc} (jonction métallurgique BC) diminue jusqu’à atteindre une valeur critique E_{CKh} pour laquelle le champ ne s’oppose plus à la diffusion des trous dans la base. La vitesse des porteurs en x_{mc} n’est plus saturée et l’expression (2.91) n’est plus valable. Il y a donc apparition d’une zone d’injection donc d’une charge épitaxiale responsable des dégradations des performances statiques (augmentation de q_p) et des performances dynamiques (augmentation de τ_f). Cette zone d’injection est équivalente à un élargissement de la base.

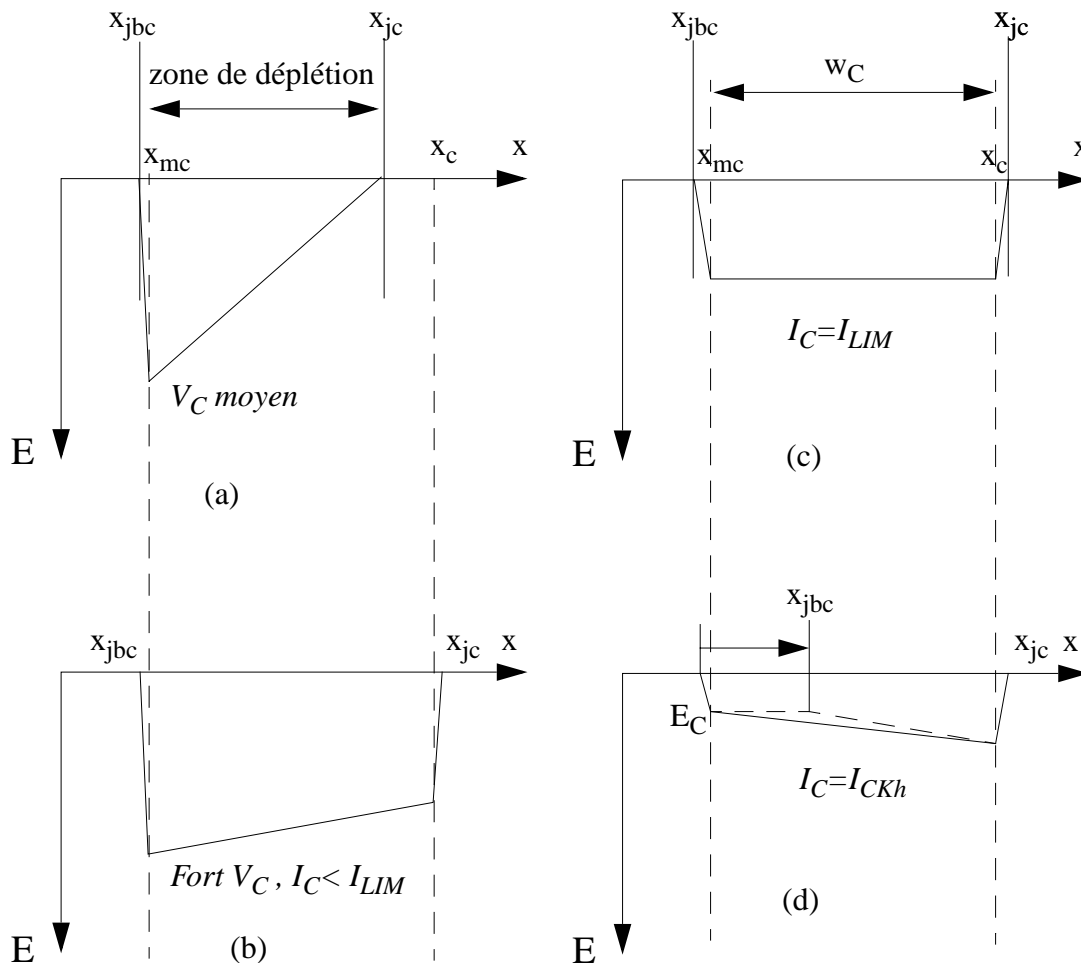


Fig. 2.10 : Schématisation du champ électrique à fort V_C dans la jonction base-collecteur selon le niveau d'injection.

L'expression du courant critique I_{CKh} est donc formulée comme suit.

L'équation de Poisson (cf. (A.9)) est considérée :

$$\frac{dE}{dx} = \frac{q}{\epsilon} \cdot (N_C - n) \tag{2.90}$$

Pour $I_C < I_{CKh}$, le champ électrique est encore suffisamment fort pour que la formulation suivante soit valable (2.91) :

$$n = \frac{I_C}{qA_E v_c} \tag{2.91}$$

v_c représente la vitesse des porteurs et A_E la surface de la fenêtre émetteur.

Le courant limite I_{LIM} est défini comme étant le courant pour lequel $n=N_C$. D'après (2.91), il s'exprime alors comme suit :

$$I_{LIM} = qN_C A_E v_c \quad (2.92)$$

En exprimant n en fonction de I_{LIM} , (2.90) s'écrit :

$$\frac{dE}{dx} = \frac{qN_C}{\epsilon} \left(1 - \frac{I_C}{I_{LIM}}\right) \quad (2.93)$$

L'intégration de (2.93) permet d'obtenir la variation du champ électrique avec la profondeur x:

$$E(x) = \frac{qN_C}{\epsilon} \left(1 - \frac{I_C}{I_{LIM}}\right) \cdot x \quad (2.94)$$

D'autre part, rappelons que la tension appliquée V_C est constante quelque soit le courant et que

$$V_C \approx - \int_{x_{mc}}^{x_c} E(x) dx.$$

Après report de (2.94) dans l'intégrale précédente, cette dernière est calculée pour $I_C = I_{CKh}$:

$$\begin{aligned} V_C &= - \int_{x_{mc}}^{x_{mc} + w_C} \frac{qN_C}{\epsilon} \left(1 - \frac{I_{CKh}}{I_{LIM}}\right) \cdot x dx \\ &= - \frac{qN_C}{2\epsilon} \left(1 - \frac{I_{CKh}}{I_{LIM}}\right) \cdot w_C^2 - \frac{qN_C}{\epsilon} \left(1 - \frac{I_{CKh}}{I_{LIM}}\right) \cdot x_{mc} \cdot w_C \end{aligned} \quad (2.95)$$

La tension de "punch-through" V_{PT} qui représente la tension pour laquelle le collecteur est entièrement déplété, est ainsi définie par :

$$V_{PT} = \frac{qN_C}{2\epsilon} w_C^2 \quad (2.96)$$

Par ailleurs le champ électrique critique E_{CKh} est connu d'après (2.94) et équivalent à

$$\begin{aligned} E_{CKh} &= E(x_{mc}) = \frac{qN_C}{\epsilon} \left(1 - \frac{I_{CKh}}{I_{LIM}}\right) \cdot x_{mc}. \text{ A ce champ est associée la tension critique } V_{CKh} \\ V_{CKh} &= -E_{CKh} \cdot w_C \end{aligned} \quad (2.97)$$

E_{CKh} est identifiable dans (2.95) et en utilisant (2.96) et (2.97), le courant critique I_{CKh} à fort V_C est obtenu :

$$I_{CKh} = I_{LIM} \cdot \left(1 + \frac{V_C - V_{CKh}}{V_{PT}}\right) \quad (2.98)$$

b) Faibles V_C

Pour les faibles V_C , la zone de charge d'espace BC est peu étendue dans le collecteur. Une grande partie de celui-ci a donc un comportement purement ohmique et possède donc une résistance équivalente R_{CI} (2.99) au travers de laquelle une chute de potentiel $V_{RCI} = R_{CI} \cdot I_C$ apparaît.

$$R_{CI} = \frac{w_C - w_{BC}}{q\mu_{nc}N_C \cdot A_E} \quad (2.99)$$

V_{RCI} va augmenter avec le courant I_C . Cependant la tension appliquée V_C est constante, donc si V_{RCI} augmente, la tension aux bornes de la zone de charge BC ainsi que le champ électrique vont diminuer jusqu'à ce que la zone de déplétion disparaisse. Il y a alors injection des trous dans le collecteur. Ce phénomène est appelé effet de "quasi-saturation". La variation de la résistance collecteur est donc prise en compte au travers de la variation de la largeur de la zone de charge d'espace w_{BC} . La limite de cet effet est obtenue lorsque $w_{BC} \approx 0$, le champ électrique est constant et égal à :

$$E_l = -\frac{V_C}{w_C} \quad (2.100)$$

La résistance R_{CI} vaut alors :

$$R_{CI0} = \frac{w_C}{q\mu_{nc0}N_C \cdot A_E} = \frac{\rho_C \cdot w_C}{A_E} \quad (2.101)$$

ρ_C représente la résistivité du collecteur.

L'effet de quasi-saturation accentue la diminution du champ électrique, la vitesse des porteurs est alors supposée proportionnelle au champ électrique selon $v_C = \mu_{nc} \cdot E$.

Le courant critique associé s'exprime alors :

$$\begin{aligned} I_{CKI} &= qA_E N_C \cdot v_C(E_l) = qA_E N_C \mu_{nc} \cdot \frac{V_C}{w_C} \\ &= \frac{V_C}{R_{CI0}} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{V_C}{V_{CKh}}\right)^2}} \end{aligned} \quad (2.102)$$

La dépendance de la mobilité μ_{nC} [10] avec le champ est prise en compte via le terme

$$\frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{E_l}{E_{CKh}}\right)^2}} = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{V_C}{V_{CKh}}\right)^2}} \text{ dans (2.102).}$$

II.2.5.3 Forte injection

A fort régime d'injection, le temps de transit dépend fortement du courant et augmente significativement. La contribution de chaque zone est décrite ci-dessous.

- Base neutre

La dépendance en courant du temps de transit τ_{Bf} dans la base neutre est essentiellement due à l'effet Kirk précédemment détaillé. De plus, à de telles polarisations, d'autres effets, comme la modulation de la conductivité (cf. paragraphe II.3.1.1), vont se combiner à celui cité précédemment. La mise en équation de tous ces effets s'avère trop compliquée pour le développement du modèle. Cependant une valeur de saturation τ_{Bfs} a été évaluée pour τ_{Bf} [12] :

$$\tau_{Bfs} = \frac{w_{Bm} \cdot w_C}{2 \cdot G_\zeta \mu_{nc} V_T} \quad (2.103)$$

avec w_{Bm} la profondeur de la base métallurgique et $G_\zeta = \frac{f_\zeta \cdot \zeta}{(f_\zeta - 1)}$.

- Emetteur neutre

Au paragraphe II.2.5.1, le temps de transit dans l'émetteur était fonction du gain en courant β_0 , lui-même dépendant du courant. Le temps de transit τ_{Ef0} à bas courant a été défini et évalué grâce à (2.84). L'introduction de ce temps dans (2.83) permet alors de réécrire τ_{Ef} .

$$\tau_{Ef} = \tau_{Ef0} \cdot \frac{\beta_0(I_C, faible)}{\beta_0(I_C, V_{BCi})} \quad (2.104)$$

La dépendance en courant du ratio des gains est approximée grâce à la ICCG (cf. Annexe C de [12]) par :

$$\frac{\beta_0(I_C, faible)}{\beta_0(I_C, V_{BCi})} \approx 1 + \left(\frac{I_T}{I_{CK}} \right)^{g_{\tau E}} \quad (2.105)$$

Où I_{CK} représente le courant critique du paragraphe II.2.5.2.

Ceci permet d'obtenir l'expression à fortes injections du temps de transit dans l'émetteur neutre :

$$\tau_{Ef} = \tau_{Ef0} \left[1 + \left(\frac{I_T}{I_{CK}} \right)^{g_{\tau E}} \right] \quad (2.106)$$

- Collecteur

Lorsque $I_T > I_{CK}$, des porteurs minoritaires sont injectés dans le collecteur ce qui donne lieu à une charge stockée Q_{pC} dans la zone d'injection w_i égale à [12] :

$$Q_{pC} = \tau_{pCs} \cdot I_T \cdot \left(\frac{w_i}{w_c} \right)^2 \quad (2.107)$$

Où τ_{pCs} représente la valeur de saturation du temps de transit τ_{pC} .

$$\tau_{pCs} = \frac{w_c^2}{4\mu_{nC}V_T} \tag{2.108}$$

La largeur de la zone d'injection dépend du courant suivant l'expression [11] :

$$w_i = w_c \left(1 - \frac{I_{CK}}{I_T}\right) \tag{2.109}$$

Le temps de transit dans le collecteur épitaxié est alors égal à :

$$\tau_{pC} = \frac{dQ_{pC}}{dI_T} = \tau_{pCs} \cdot \left(1 - \frac{I_{CK}}{I_T}\right)^2 \tag{2.110}$$

II.2.6 Courant d'avalanche

Le courant d'avalanche est donné par la relation classique suivante [13] :

$$I_{AVL} = I_T \cdot \int_0^{w_{BC}} a_n \cdot \exp\left(-\frac{b_n}{|E|}\right) dx \tag{2.111}$$

a_n (taux d'ionisation) et b_n (champ électrique d'ionisation) caractérisent le phénomène d'avalanche. E est le champ électrique présent dans la jonction base-collecteur.

On suppose que l'effet d'avalanche se situe autour du pic du champ électrique ce qui permet de simplifier le terme exponentiel de (2.111) en écrivant [14]

$$\frac{1}{E} \approx \frac{1 + \frac{x}{w_{BC}}}{E_{jBC}} \tag{2.112}$$

E_{jBC} est la valeur maximale du champ dans la jonction.

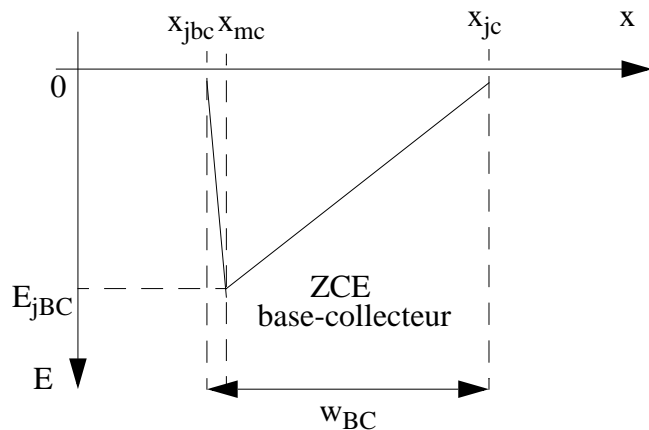


Fig. 2.11 : Représentation du champ électrique dans la zone de charge d'espace base-collecteur.

Ce champ électrique, de même que la largeur w_{BC} (cf. (2.86)) peut s'exprimer en fonction de la capacité base-collecteur dans le cas des jonctions abruptes [10].

$$E_{jBC} = \frac{2(V_{DCI} - V_{B'C'})}{w_{BC}} \quad (2.113)$$

L'intégration de (2.111) donne alors l'expression du courant d'avalanche.

$$I_{AVL} = I_T \cdot F_{AVL}(V_{DCI} - V_{B'C'}) \cdot \exp\left\{\frac{-Q_{AVL}}{C_{JCI0} \cdot (V_{DCI} - V_{B'C'})}\right\} \quad (2.114)$$

Avec

$$F_{AVL} = \frac{2a_n}{b_n} \quad (2.115)$$

$$Q_{AVL} = \frac{b_n \epsilon A_E}{2} = q_{AVL} \cdot A_E \quad (2.116)$$

Les deux termes F_{AVL} et Q_{AVL} seront définis comme paramètres de modèle.

II.2.7 Effets Non-Quasi-Statiques (NQS)

L'étude menée précédemment suppose que les porteurs suivent les variations de la polarisation sans aucun délai ($\frac{\partial n}{\partial t} = 0$). Cette hypothèse n'est plus vérifiée à hautes fréquences.

L'équation de transport ((A.15), (A.16) et (A.10)) doit donc être considérée selon :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \mu_{nB} E_n \cdot \frac{dn}{dx} + \mu_{nB} V_T \cdot \frac{d^2 n}{dx^2} \quad (2.117)$$

Où $\mu_{nB} \cdot E_n = \text{const}(x)$

La résolution de cette équation se simplifie dans le domaine fréquentiel et s'exprime comme suit :

$$j\omega \bar{n} = \mu_{nB} V_T \cdot \frac{d}{dx} \bar{n} + \mu_{nB} V_T \cdot \frac{d^2}{dx^2} \bar{n} \quad (2.118)$$

\bar{n} indique la transformée de Laplace de n .

Les conditions aux limites de la base neutre sont ainsi définies [2] :

$$\bar{n}_e(x_{jbe}) = n_{e0} \cdot \frac{\overline{V_{B'E'}}}{V_T} \text{ et } n_c(x_{jbc}) = 0$$

(2.117) peut alors être résolue et donne l'expression de \bar{n} :

$$\bar{n}(x, \omega) = n_{e0} \cdot \exp\left(\frac{\zeta(x - x_{jbe})}{2w_B}\right) \cdot \frac{\sinh \sqrt{\left(\frac{\zeta}{2}\right)^2 + j\Omega(x - x_e)}}{\sinh \sqrt{\left(\frac{\zeta}{2}\right)^2 + j\Omega}} \quad (2.119)$$

avec ζ le facteur de conduction défini pour (2.71) et $\Omega = \omega \cdot \frac{w_B^2}{\mu_{nB} V_T}$.

Le courant de transfert est défini par l'équation de transport qui fait intervenir n . L'insertion des effets NQS dans cette équation va modifier l'expression fréquentielle du courant de transfert I_T tout comme celle de la charge de porteurs minoritaires dans la base Q_{nbe} . Des expressions simplifiées sont obtenues [2] :

$$\overline{Q_{nbe}} \approx Q_{nB0}(1 - j\omega\alpha_{11} \cdot \tau_{Bfd}) \cdot \frac{\overline{V_{B'E'}}}{V_T} \quad (2.120)$$

$$\overline{I_T} \approx I_{T0}(1 - j\omega\alpha_{21} \tau_{Bfd}) \cdot \frac{\overline{V_{B'E'}}}{V_T} \quad (2.121)$$

L'influence de ces effets se constate sur le gain dynamique h_{21} [9], comme illustrée sur la figure 2.12, et donc sur la stabilité des circuits (amplificateurs,...).

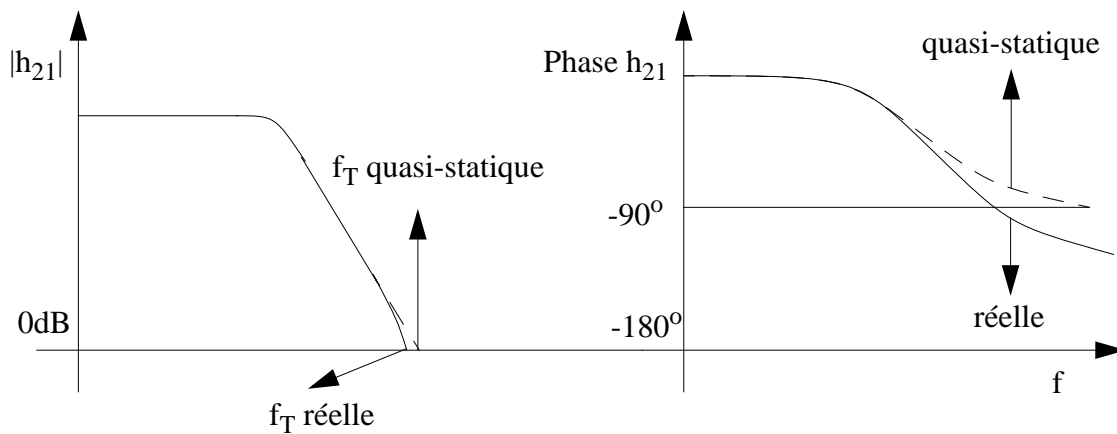


Fig. 2.12 :Interprétation graphique des effets non quasi statique sur le gain dynamique h_{21} .

II.3 Etude bidimensionnelle

Le paragraphe précédent supposait l'unidimensionalité des grandeurs électriques, or les effets bidimensionnels ont un impact sur les performances du dispositif [15], [17]. Il apparaît nécessaire de les prendre en compte.

Le paragraphe suivant décrit le comportement du transistor à la périphérie de la fenêtre d'émetteur. Ceci amène à détailler les variations de la résistance de base avec la polarisation mais aussi le courant tunnel qui se manifeste essentiellement dans cette zone géométrique. L'étude de l'effet de la défocalisation du courant collecteur sur le temps de transit est également détaillée.

II.3.1 Résistance de base

La résistance de base est sans doute un des paramètres les plus critiques du transistor bipolaire car elle affecte les performances du dispositif en terme de bruit, de gain et de bande passante. Sa modélisation doit donc être la plus précise possible.

Cette résistance peut être décomposée en deux parties. La première est constituée par la résistance externe R_{BX} définie entre le contact base et la périphérie de l'émetteur (cf. figure 2.13). Cette résistance n'est fonction que de la géométrie contrairement à la deuxième composante interne R_{BI} qui dépend de la polarisation du transistor. Deux effets physiques sont à l'origine de cette variation.

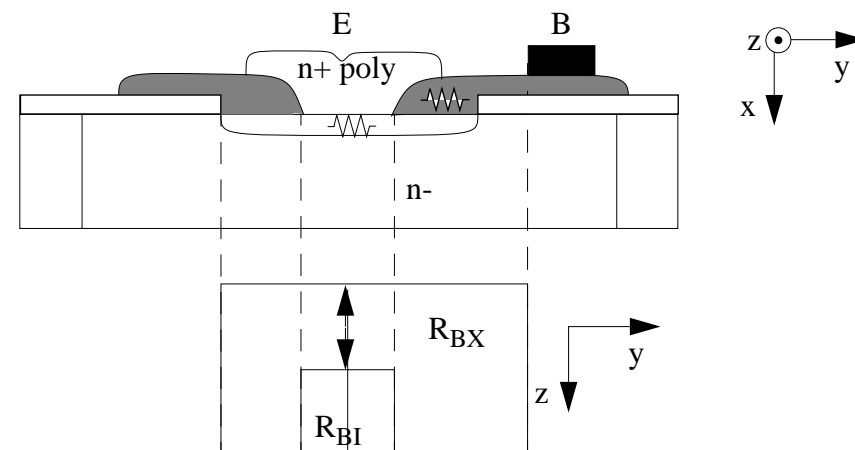


Fig. 2.13 : Représentation des résistances de base externe et interne.

L'effet de la modulation de la conductivité sur R_{BI} sera décrit dans un premier temps suivi par l'étude de la défocalisation du courant base.

II.3.1.1 Modulation de la conductivité

a) Effet physique

La résistance par carré R_{SBI} de la base intrinsèque est définie par :

$$R_{SBI} = \left[q \int_{\text{Base neutre}} \mu_{pB}(x) \cdot p(x) dx \right]^{-1} \quad (2.122)$$

A forte densité de courant, un excès de porteurs minoritaires est injecté dans la base conduisant ainsi à une modulation de sa résistivité. La résistance de base interne va donc chuter.

b) Mise en équation

En prenant la valeur moyenne de la mobilité des porteurs majoritaires dans la base, et en considérant la charge Q_{P0} et la résistance R_{SBI0} à polarisation base-émetteur et base-collecteur nulles, la relation (2.122) peut s'écrire :

$$R_{SBI} = R_{SBI0} \cdot \frac{Q_{P0}}{Q_{PB}} \quad (2.123)$$

avec

$$Q_{PB} = Q_{P0} + Q_{JEI} + Q_{JCI} + Q_{FB} = Q_{P0} + \Delta Q_P \quad (2.124)$$

Cette équation suppose que la mobilité μ_{pB} est indépendante de la polarisation. A forte injection, il y a élargissement de la base dans le collecteur et donc élargissement de la zone d'intégration de (2.122). Ceci implique une modification de la mobilité des porteurs [11]. L'expression (2.123) n'est alors valable qu'à faible injection.

Pour élargir le domaine de validité du modèle, une modification est apportée ([2], [18]) sur la charge Q_{P0} . Cette charge est remplacée dans (2.124) par la charge $Q_{R0} = x \cdot Q_{P0}$ de telle sorte que (2.123) s'écrit alors :

$$R_{SBI} = R_{SBI0} \cdot \frac{Q_{R0}}{Q_{R0} + \Delta Q_P} \quad (2.125)$$

avec $\Delta Q_P = Q_{JEI} + Q_{JCI} + Q_{FB}$.

L'expression (2.125) doit permettre une meilleure évaluation de R_{SBI} par rapport à (2.123).

Afin d'évaluer l'amélioration apportée par cette modification, des simulations TCAD sont réalisées pour obtenir le ratio $R_R = R_{SBI} / R_{SBI0}$. Ce ratio sert alors de référence.

Les expressions (2.123) et (2.125) sont ensuite calculées et comparées à la référence R_R . Comme illustré sur la figure 2.14, la formulation (2.125) introduisant la charge Q_{R0} reproduit

beaucoup mieux la référence R_R que (2.123).

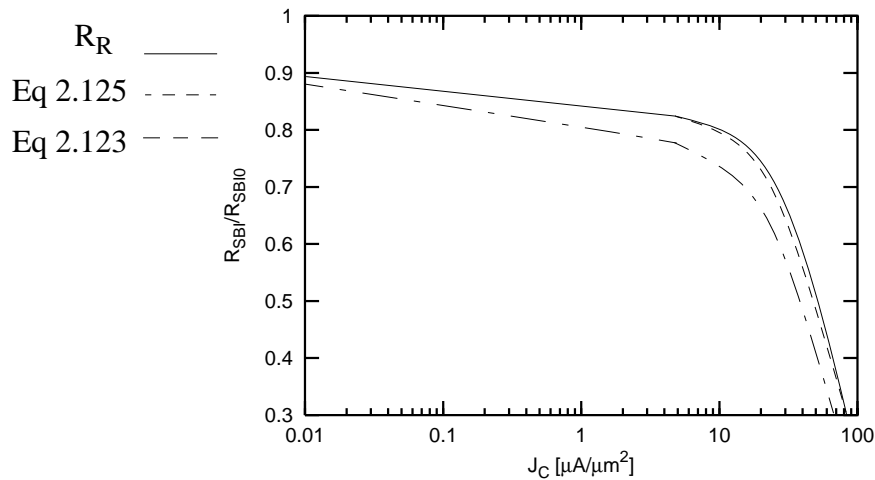


Fig. 2.14 : R_{SBI} normalisée par R_{SBI0} issue de simulation comparée aux deux approximations.

II.3.1.2 Défocalisation du courant base en mode continu

a) Effet physique

L'autre effet influençant la variation de la résistance interne en fonction de la polarisation est la défocalisation du courant émetteur (crowding effect). Le courant de base étant un courant latéral, il se produit une chute de potentiel au travers des résistances élémentaires r (cf. figure 2.15). La différence de potentiel entre l'émetteur et la base va donc chuter le long de la jonction du périmètre vers le centre. Le courant devient alors majoritairement périmétrique.

b) Mise en équation

Les hypothèses suivantes sont faites :

- La résistance carré de la base pincée R_{SBI} ne dépend pas de y .
- Les courants sont supposés faibles de sorte que la modulation de la conductivité puisse être négligée.

De là, différents calculs sont proposés selon les configurations du transistor en terme de nombre d'émetteurs et de bases, et les tailles utilisées. Ces configurations correspondent à celles les plus couramment utilisées par les concepteurs pour améliorer les performances du circuit. On distinguera donc les structures à k émetteurs et $k+1$ bases de sorte à diminuer la résistance de base interne, les transistors à base entourante et émetteur carré et celles à un seul doigt d'émetteur et de base.

Chacune des configurations géométriques donne un modèle de défocalisation distinct. Seul le calcul du cas à k doigts d'émetteur et à $W_E \ll L_E$ va être détaillé pour présenter la démarche. Un tableau récapitulatif présentera les résultats obtenus pour les différentes configurations.

Le courant ainsi que la résistance de base peuvent être considérés comme un réseau de courants I_D et de résistances r élémentaires selon le schéma électrique de la figure 2.15.

Les composants discrets de ce réseau sont définis comme suit :

$$I_D = J_{BSI} \cdot L_E \cdot \exp\left(\frac{V(y)}{M_{BEI} \cdot V_T}\right) \cdot dy$$

$$r = R_{SBI} \cdot \frac{dy}{L_E} \tag{2.126}$$

où $V(y)$ représente le quasi niveau de Fermi des trous et J_{BSI} la densité du courant de saturation interne base émetteur.

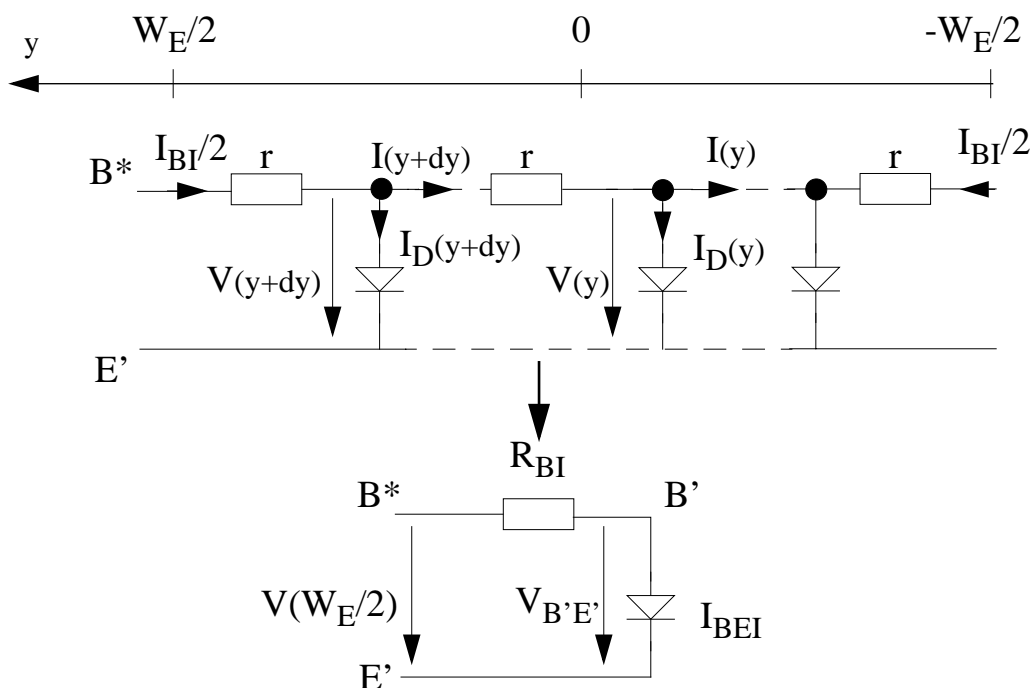


Fig. 2.15 :Réseau diode-résistance pour la modélisation DC de la polarisation le long de la base interne et schéma équivalent associé.

La loi des noeuds et la loi d'Ohm permettent d'écrire les équations (2.127) et (2.128).

$$\begin{cases} I(y + dy) = I(y) + I_D \end{cases} \tag{2.127}$$

$$\begin{cases} V(y + dy) - V(y) = r \cdot I(y + dy) \end{cases} \tag{2.128}$$

En utilisant les définitions de (2.126), le système d'équations précédent permet d'obtenir les équations différentielles (2.129) et (2.130).

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dI}{dy} = J_{BSI} \cdot L_E \cdot \exp\left(\frac{V(y)}{M_{BEI} \cdot V_T}\right) \\ \frac{dV}{dy} = \frac{R_{SBI}}{L_E} \cdot I \end{array} \right. \quad (2.129)$$

En dérivant (2.129) par rapport à y et en utilisant (2.130), une équation du second ordre est obtenue :

$$\frac{d^2 I}{dy^2} = \frac{R_{SBI}}{L_E \cdot M_{BEI} \cdot V_T} \cdot I \cdot \frac{dI}{dy} \quad (2.131)$$

Sachant que $\frac{d}{dy}(I^2) = 2 \cdot I \cdot \frac{dI}{dy}$, (2.131) donne :

$$\frac{d^2 I}{dy^2} = \frac{R_{SBI}}{2 \cdot L_E \cdot M_{BEI} \cdot V_T} \cdot \frac{d}{dy}(I^2) \quad (2.132)$$

Une première intégration de (2.132) permet d'obtenir :

$$\frac{dI}{dy} + a_0 \cdot I^2 + a_1 = 0 \quad (2.133)$$

avec $a_0 = -\frac{R_{SBI}}{2 \cdot L_E \cdot M_{BEI} \cdot V_T}$ et a_1 la constante d'intégration.

L'intégration de (2.133) donne I(y) :

$$\left\{ \begin{array}{l} I(y) = a_2 \cdot \tan\left(\frac{a_1 \cdot y + a_3}{a_2}\right) \\ a_2 = \sqrt{\frac{a_1}{a_0}} \end{array} \right. \quad (2.134)$$

La condition aux limites $I\left(\frac{W_E}{2}\right) = -I\left(-\frac{W_E}{2}\right)$ impose $a_3=0$ et définit l'équation implicite suivante :

$$\left\{ \begin{array}{l} z \tan z = -a_0 \cdot \frac{I_{BEI}}{2} \cdot \frac{W_E}{2} = \eta \\ z = \sqrt{a_1 \cdot a_0} \cdot \frac{W_E}{2} \end{array} \right. \quad (2.135)$$

En combinant les équations (2.134) et (2.135), I(y) est reformulé :

$$I(y) = \frac{4 \cdot M_{BEI} \cdot L_E \cdot V_T}{W_E \cdot R_{SBI}} \cdot z \cdot \tan \left(z \cdot \frac{y}{\frac{W_E}{2}} \right) \quad (2.136)$$

de (2.135) et de l'expression de a_0 on définit η et la résistance de base interne r_I

$$\eta = -a_0 \cdot \frac{I_{BEI}}{2} \cdot \frac{W_E}{2} = \frac{R_{SBI}}{4} \cdot \frac{W_E}{L_E} \cdot \frac{I_{BEI}}{2 \cdot M_{BEI} \cdot V_T} = r_I \cdot \frac{3I_{BEI}}{2 \cdot M_{BEI} \cdot V_T} \quad (2.137)$$

Avec r_I :

$$r_I = \frac{R_{SBI}}{4 \cdot k_E} \cdot \frac{W_E}{L_E} \cdot \frac{1}{3} \quad (2.138)$$

L'expression (2.138) prend en considération les structures à k_E doigts d'émetteur.

La connaissance de $I(y)$ permet de résoudre (2.130) :

$$\int_{\frac{W_E}{2}}^y dV = \int_{\frac{W_E}{2}}^y \frac{4 \cdot M_{BEI} \cdot V_T}{W_E} \cdot z \cdot \tan \left(z \cdot \frac{u}{\frac{W_E}{2}} \right) du \quad (2.139)$$

En effectuant le changement de variable $x = z \cdot \frac{u}{\frac{W_E}{2}}$ dans le second membre, l'équation

(2.139) donne :

$$V(y) - V\left(\frac{W_E}{2}\right) = \frac{4 \cdot M_{BEI} \cdot V_T}{W_E} \cdot z \cdot \int_z^{z \cdot \frac{y}{\frac{W_E}{2}}} \tan x \cdot \frac{W_E}{2 \cdot z} dx \quad (2.140)$$

d'où

$$V(y) = V\left(\frac{W_E}{2}\right) + 2 \cdot M_{BEI} \cdot V_T \cdot \ln \left(\frac{|\cos(z)|}{\left| \cos \left(z \cdot \frac{y}{\frac{W_E}{2}} \right) \right|} \right) \quad (2.141)$$

Les calculs réalisés précédemment ont permis l'obtention des répartitions du courant latéral I et

du potentiel base-émetteur V selon l'axe y . La formulation de la résistance de base peut alors être envisagée. Deux approches ont été proposées donnant lieu à deux modèles distincts :

- L'approche classique utilisée dans le modèle SGPM définit la résistance de base en considérant la puissance consommée dans la région interne de la base [19].
- L'approche privilégiant la connaissance du potentiel $V_{B'E'}$.

C'est cette dernière approche qui est utilisée pour construire le modèle de la résistance de base interne dans HICUM.

Ainsi le courant interne I_{BI} peut être calculé en sommant tous les courants élémentaires I_D de la chaîne résistance-diode de la figure 2.15 (cf. (2.142)).

$$I_{BI} = 2 \cdot k_E \cdot \int_0^{\frac{W_E}{2}} dI_D \quad (2.142)$$

En utilisant (2.126) pour dI_D et l'expression de $V(y)$ (2.141), l'expression (2.142) donne :

$$I_{BI} = I_{BEIS} \cdot \exp\left(\frac{V\left(\frac{W_E}{2}\right)}{M_{BEI} \cdot V_T}\right) \cdot \frac{(\cos z)^2 \cdot \tan z}{z} \quad (2.143)$$

D'autre part, le schéma équivalent de la figure 2.15 permet d'écrire la relation suivante :

$$V\left(\frac{W_E}{2}\right) - V_{B'E'} = R_{BI} \cdot I_{BI} \quad (2.144)$$

En posant $I_{BI} = I_{BEIS} \cdot \exp\left(\frac{V_{B'E'}}{M_{BEI} \cdot V_T}\right)$, (2.144) est reformulée :

$$V\left(\frac{W_E}{2}\right) - M_{BEI} \cdot V_T \cdot \ln\left(\frac{I_{BI}}{I_{BEIS}}\right) = R_{BI} \cdot I_{BI} \quad (2.145)$$

Le ratio I_{BI}/I_{BEIS} est issu de (2.143) et est utilisé pour simplifier (2.145).

$$-M_{BEI} \cdot V_T \cdot \ln\left(\frac{(\cos z)^2 \cdot \tan z}{z}\right) = R_{BI} \cdot I_{BI} \quad (2.146)$$

En utilisant les expressions de r_I et η (cf. (2.138) et (2.137)) et la fonction de défocalisation $\psi(\eta)$, l'expression finale de la résistance de base interne R_{BI} est donc obtenue pour une configuration à $k+1$ bases et k émetteurs :

$$R_{BI} = r_I \cdot \psi(\eta) \quad (2.147)$$

$$\psi(\eta) = \frac{3}{2 \cdot \eta} \cdot \ln\left(\frac{z}{(\cos z)^2 \cdot \tan z}\right) \quad (2.148)$$

Les principaux résultats sont récapitulés dans la première ligne du tableau II.1 ainsi que ceux obtenus dans le cas d'un transistor à base entourante et émetteur carré d'après les travaux réalisés dans [21], [22].

Configuration	r_I	η	$\psi(\eta)$
k+1 bases, k émetteurs $L_E \gg W_E$	$\frac{R_{SBI}}{12} \cdot \frac{W_E}{k \cdot L_E}$	$r_I \cdot \frac{3 \cdot I_{BEI}}{2 \cdot M_{BEI} \cdot V_T}$	$\frac{3}{2 \cdot \eta} \cdot \ln\left(\frac{z}{(\cos z)^2 \cdot \tan z}\right)$
base entourante $L_E = W_E$	$\frac{R_{SBI}}{28,6}$	$r_I \cdot \frac{I_{BEI}}{V_T}$	$\frac{\ln(1 + \eta)}{\eta}$

Tableau II.1: Récapitulatif des fonctions de défocalisation calculées pour deux types de configurations.

Une première homogénéisation est apportée pour tendre vers une seule formule qui prend en compte les deux configurations. Ainsi r_I est multiplié par le facteur géométrique g_I :

$$g_I = \frac{1}{12} - \left(\frac{1}{12} - \frac{1}{28,6} \right) \cdot \frac{W_E}{L_E} \quad (2.149)$$

Ainsi pour $W_E \gg L_E$, g_I tend vers 1/12 et le modèle de r_I tend vers celui utilisé pour plusieurs doigts d'émetteur. Lorsque $W_E = L_E$, r_I tend vers le cas du modèle à base entourante.

De plus la variation de R_{BI} en fonction de la polarisation I_{BEI} (ou $R_{SBI} \cdot I_{BEI} / V_T$) est similaire pour différent ratio W_E / L_E [20]. Ceci amène à normaliser la quantité η par le facteur géométrique g_η en prenant comme référence la courbe à $W_E = L_E$.

Enfin une dernière généralisation est apportée pour prendre en compte les transistors à une seule base et un seul émetteur. Cette généralisation concerne les deux facteurs géométriques g_I et g_η . La fonction de lissage f_I [23] est ainsi calculée à partir des dimensions du transistor, de la résistance pincée interne par carré R_{SBI} et celle du polybase SiGe R_{SP0} .

$$f_I = \min \left\{ a \cdot [(x - x_0) + \sqrt{(x - x_0)^2 + 10^{-4}}], 1 \right\} \quad (2.150)$$

avec les paramètres $a=0,23$ et $x_0=0,25$ et le paramètre géométrique x .

Les deux facteurs géométriques sont ainsi calculés :

$$g_I = \frac{1 + 3 \cdot f_I}{12} - \left[\frac{1}{12} - \frac{1}{28,6} \right] \cdot \frac{W_E}{L_E} (1 - f_I) \quad (2.151)$$

$$g_\eta = \frac{18,3}{1 + 3 \cdot f_I} - \left[12,2 \cdot \frac{W_E}{L_E} - 19,6 \cdot \left(\frac{W_E}{L_E} \right)^2 \right] \cdot (1 - f_I) \quad (2.152)$$

II.3.2 Courant tunnel

Dans le cas de dopages élevés des deux côtés de la jonction base-émetteur (cas des technologies étudiées), la largeur de la zone d'espace de charge est suffisamment étroite pour que les électrons traversent la bande interdite. Ce mécanisme communément appelé effet tunnel, crée des paires électrons-trous. Ce phénomène se produit pour des tensions V_{BE} négatives et engendre un courant de recombinaison parasite qui dégrade le gain.

L'expression du courant tunnel est basée sur la formule classique [13] de sa densité :

$$J_{BET} = \frac{\sqrt{\frac{2m^*}{E_g}} \cdot q^3 \cdot V}{h^2} \cdot E_{jBE} \cdot \exp\left\{-\frac{8\pi\sqrt{2m^*E_g} \cdot E_g}{3qhE_{jBE}}\right\} \quad (2.153)$$

E_g est l'énergie de bandgap, m^* est la masse effective des électrons, h la constante de Planck et E_{jBE} la valeur maximale du champ électrique dans la jonction base-émetteur.

Pour le cas de jonctions abruptes, le champ E_{jBE} peut s'exprimer en fonction du potentiel de la capacité de la jonction et de sa largeur w_{BE} .

$$E_{jBE} = 2 \frac{V_{DE} - V}{w_{BE}} \quad (2.154)$$

Cependant, du fait des forts dopages et de la courbure de la jonction, cette valeur maximale est présente essentiellement en périphérie de la jonction. La composante périmétrique est alors plus importante que celle surfacique [14]. La largeur w_{BE} est calculée à l'aide de la composante périmétrique de la capacité base-émetteur selon (cf. annexe A) :

$$C_{JEP} = \frac{\varepsilon \cdot 0,8 \cdot \pi \cdot \frac{P_E}{2} \cdot x_{jE}}{w_{BE}} = \frac{C_{JEP0}}{\left(1 - \frac{V_{B^*E'}}{V_{DEP}}\right)^{Z_{EP}}} \quad (2.155)$$

x_{jE} est la profondeur de la jonction et P_E le périmètre de l'émetteur. Le champ électrique E_{jBE} s'écrit alors :

$$E_{jBE} = 2 \cdot \frac{C_{JEP0}}{\left(1 - \frac{V_{B^*E'}}{V_{DEP}}\right)^{Z_{EP}}} \cdot \frac{V_{DEP} - V_{B^*E'}}{\varepsilon \cdot 0,4 \cdot \pi \cdot P_E \cdot x_{jE}} \quad (2.156)$$

En définissant $E_{jBE0} = \frac{2C_{JEP0} \cdot V_{DEP}}{\varepsilon \cdot 0,4 \cdot \pi \cdot P_E \cdot x_{jE}}$ et la variable $Ve = \frac{V_{B^*E'}}{V_{DEP}}$, l'expression du champ E_{jBE} dans (2.153) donne la formulation du courant tunnel suivante :

$$I_{BET} = I_{BETS} \cdot (-Ve) \cdot (1 - Ve)^{1-Z_{EP}} \cdot \exp\left\{-A_{BET} \cdot (1 - Ve)^{Z_{EP}-1}\right\} \quad (2.157)$$

Les deux termes $I_{BETS} = \frac{2 \cdot \sqrt{\frac{2m^*}{E_g}} \cdot q^3 \cdot V_{DEP}^2}{h^2 \epsilon} \cdot C_{JEP0}$ et $A_{BET} = \frac{8\pi \sqrt{2m^* E_g} \cdot E_g}{3qhE_{jBE0}}$ seront définis comme paramètres modèles.

II.3.3 Elargissement du courant collecteur

Dans les régimes de moyenne et forte injection le courant collecteur n'est plus une composante verticale mais se propage latéralement (phénomène de défocalisation). Cet effet est pris en compte au travers du courant critique I_{CK} et de la charge Q_{pC} . Pour des applications nécessitant une petite surface d'émetteur (longueur d'émetteur proche de sa largeur), ce phénomène 2D a un impact non négligeable sur les performances dynamiques du transistor notamment sur les caractéristiques de f_T .

II.3.3.1 Moyenne injection

Seule la défocalisation à faible V_c (cf. paragraphe II.2.5.2) est considérée car pour les forts V_c , le champ électrique est suffisamment élevé pour imposer une direction verticale aux porteurs, ce qui permet de garder l'approximation unidimensionnelle sur I_{CK} .

Dans un premier temps, l'étude portera sur le cas 2D. La figure 2.16 montre l'approche choisie pour modéliser cette défocalisation.

Les lignes de courant s'étendent dans le collecteur de telle sorte que la largeur augmente avec la profondeur comme suit:

$$b_C(x') = W_E(1 + \zeta_b \cdot x') \quad (2.158)$$

avec

$$\zeta_b = \frac{2}{W_E} \cdot \tan(\delta_C) \quad (2.159)$$

La surface effective des lignes de courant dans le collecteur vaut alors :

$$A_C(x') = A_E(1 + \zeta_b \cdot x') \quad (2.160)$$

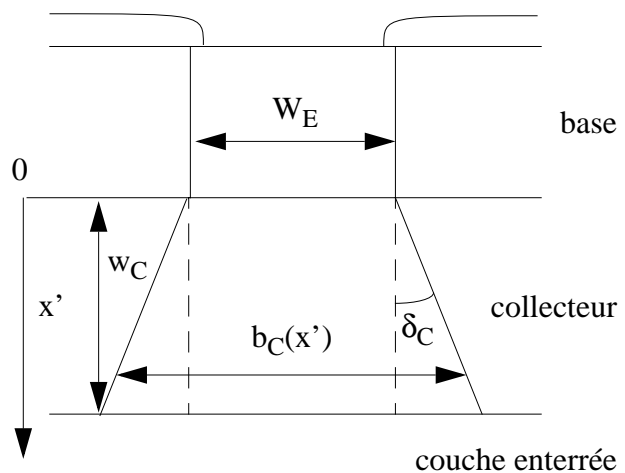


Fig. 2.16 : Représentation géométrique 2D de la défocalisation du courant collecteur.

δ_C est l'angle de défocalisation et dépend de la polarisation. Cette dépendance de δ_C peut être prise en compte via le courant critique.

Dans la zone de charge d'espace, la variation du champ électrique avec la profondeur x' peut s'exprimer selon :

$$E(x') = -\frac{dV}{dx'} \quad (2.161)$$

Pour $I_C=I_{CK}$, la chute de dV dans cette zone est égale à :

$$dV = dr \cdot I_{CK} = -Edx' \quad (2.162)$$

où dr représente l'élément discret de la résistance collecteur.

A l'aide de l'expression de I_{CK} (2.102), dr s'exprime selon :

$$dr = \rho_C \cdot \sqrt{1 + \left(\frac{V_C}{V_{CKh}}\right)^2} \cdot \frac{dx'}{A_C(x')} \quad (2.163)$$

La variation de la conductivité est prise en compte dans l'élément discret dr .

Ainsi en considérant (2.162) et (2.163), la variation du champ électrique avec la profondeur vaut :

$$E(x') = -\frac{\rho_C}{A_E} \cdot I_{CK} \cdot \sqrt{1 + \left(\frac{V_C}{V_{CKh}}\right)^2} \cdot \frac{1}{(1 + \zeta_b x')} \quad (2.164)$$

La tension V_C est alors calculée :

$$V_C = - \int_0^{w_C} E(x') dx = \frac{\rho_C}{A_E} \cdot I_{CK} \cdot \sqrt{1 + \left(\frac{V_C}{V_{CKh}}\right)^2} \cdot \frac{\ln(1 + \zeta_b w_C)}{\zeta_b} \quad (2.165)$$

Cette équivalence donne l'influence de l'élargissement du courant collecteur sur I_{CK} :

$$I_{CK} = \frac{V_C}{R_{CI0} \cdot \sqrt{1 + \left(\frac{V_C}{V_{CKh}}\right)^2}} \cdot \frac{\zeta_b w_C}{\ln(1 + \zeta_b w_C)} \quad (2.166)$$

La même approche peut être faite pour le cas 3D en introduisant la variation de la longueur d'émetteur en fonction de δ_C :

$$l_C(x') = l_E(1 + \zeta_l \cdot x') \quad (2.167)$$

$$\text{avec } \zeta_l = \frac{2}{l_E} \cdot \tan(\delta_C). \quad (2.168)$$

On trouve alors l'expression du courant critique à faibles tensions [16] :

$$I_{CK} = \frac{V_C}{R_{CI0} \cdot \sqrt{1 + \left(\frac{V_C}{V_{CKh}}\right)^2}} \cdot fcs \quad (2.169)$$

avec f_{cs} la fonction de défocalisation :

$$f_{cs} = \begin{cases} \frac{\zeta_b w_C - \zeta_l w_C}{\ln\left(\frac{1 + \zeta_b w_C}{1 + \zeta_l w_C}\right)} & l_E > W_E \\ 1 + \zeta_b w_C & l_E = W_E \end{cases} \quad (2.170)$$

II.3.3.2 Forte injection

A forte injection, une zone d'injection de largeur w_i de porteurs minoritaires p apparaît dans le collecteur (cf. figure 2.17). Cette largeur dépend de la polarisation et du courant. Seuls les cas pour les faibles V_{CE} sont traités car l'étude et les expressions spécifiques aux forts V_{CE} nécessitent des temps de calcul trop longs et n'apportent rien de plus [24], en terme de précision, par rapport au cas présenté ci-dessous.

La tension V_C est alors définie par :

$$V_C \approx - \int_{w_i}^{w_C} E(x') dx' \quad (2.171)$$

Pour $x' < w_i$, le champ électrique dans (2.171) est donné par (2.164) où I_{CK} est remplacé par I_C .

L'intégration de (2.171) donne alors :

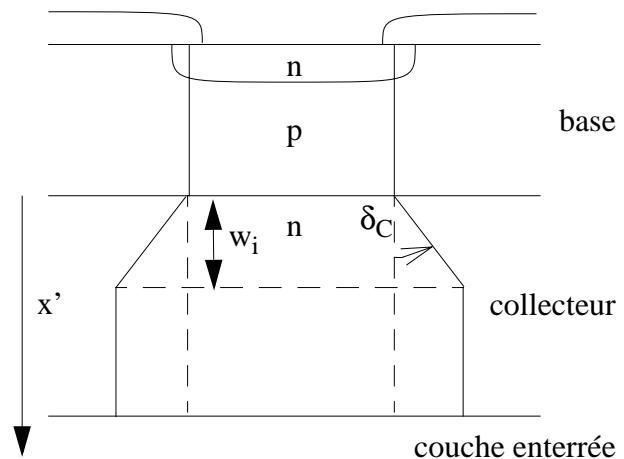


Fig. 2.17 :Défocalisation du courant collecteur dans la zone d'injection.

$$V_C = \frac{\rho_C}{\zeta_b} \cdot \frac{I_C}{A_E} \cdot \sqrt{1 + \left(\frac{V_C}{V_{CKh}}\right)^2} \cdot \ln\left(\frac{1 + \zeta_b \cdot w_C}{1 + \zeta_b \cdot w_i}\right) \quad (2.172)$$

Grâce à (2.101), le terme $\frac{R_{CI0}}{w_C} = \frac{\rho_C}{A_E}$ peut être introduit dans la formule précédente :

$$V_C = \frac{R_{CI0} \cdot I_C}{w_C \cdot \zeta_b} \cdot \sqrt{1 + \left(\frac{V_C}{V_{CKh}}\right)^2} \cdot [\ln(1 + \zeta_b \cdot w_C) - \ln(1 + \zeta_b \cdot w_i)] \quad (2.173)$$

L'expression de I_{CK} (2.166) est utilisée. (2.173) devient :

$$I_{CK} = I_C \left(1 - \frac{\ln(1 + \zeta_b \cdot w_i)}{\ln((1 + \zeta_b \cdot w_C))} \right) \quad (2.174)$$

L'expression (2.174) peut être remaniée pour donner w_i :

$$w_i = \frac{1}{\zeta_b} \left[(1 + \zeta_b w_C) \cdot \exp\left(-\frac{I_{CK}}{I_C} \cdot \ln(1 + \zeta_b w_C)\right) - 1 \right] \quad (2.175)$$

La même approche est appliquée pour le cas 3D et donne [24] :

$$w_i = \begin{cases} \frac{k-1}{\zeta_l - k\zeta_b} & l_E > W_E \\ \frac{1}{\zeta_b} \left[\frac{1 + \zeta_b w_C}{1 + \frac{I_{CK} \zeta_b w_C}{I_C}} - 1 \right] & l_E = W_E \end{cases} \quad (2.176)$$

avec le facteur k égal à :

$$k = \frac{1 + \zeta_l w_C}{1 + \zeta_b w_C} \cdot \exp\left[\frac{I_{CK}}{I_C} \cdot \ln\left(\frac{1 + \zeta_b w_C}{1 + \zeta_l w_C}\right)\right] \quad (2.177)$$

L'impact sur le temps de transit s'exprime en considérant la charge dans le collecteur Q_{pC} . Dans un premier temps l'équation de diffusion donne :

$$I_C = -q\mu_p V_T A_E (1 + \zeta_b x') \cdot \frac{dp}{dx'} \quad (2.178)$$

Sachant que $p(w_i)=0$, l'intégration de (2.178) entre x' et w_i permet d'obtenir $p(x')$:

$$p(x') = \frac{I_C}{q\mu_p V_T A_E \zeta_b} \cdot \ln\left(\frac{1 + \zeta_b w_i}{1 + \zeta_b x'}\right) \quad (2.179)$$

La charge Q_{pC} est alors obtenue en intégrant (2.179) sur $[x', w_i]$ et $[0, y(x')]$:

$$Q_{pC} = 2ql_E \int_0^{w_i} \left(\int_0^{y(x')} p(x') dy \right) dx' \quad (2.180)$$

avec $y(x') = \frac{W_E}{2}(1 + \zeta_b x')$ ce qui permet d'écrire :

$$Q_{pC} = q l_E W_E \int_0^{w_i} p(x')(1 + \zeta_b x') dx \quad (2.181)$$

Et par intégration :

$$Q_{pC} = \frac{I_C}{4V_T \mu_p \zeta_b^2} [(1 + \zeta_b w_i)^2 - 2 \ln((1 + \zeta_b w_i) - 1)] \quad (2.182)$$

La relation d'Einstein permet de remplacer la mobilité des trous μ_p par celle des électrons en supposant que le rapport des coefficients de diffusion $\frac{D_n}{D_p}$ est proche de 2.

L'approche 3D donne alors le résultat suivant :

$$Q_{pC} = I_C \cdot \tau_{pCs} \cdot \begin{cases} 2 \frac{f_{Ci} \cdot \ln\left(\frac{1 + \zeta_b w}{1 + \zeta_l w}\right) - f_{Cb} + f_{Cl}}{\zeta_b - \zeta_l} & l_E > b_E \\ \frac{1 + \frac{\zeta_b w}{3}}{1 + \zeta_b w} \cdot w^2 & l_E = b_E \end{cases} \quad (2.183)$$

$$\text{où } w = \frac{w_i}{w_C} \text{ et } \tau_{pCs} = \frac{w_C^2}{4\mu_{nC0} V_T}$$

Avec les fonctions :

$$f_{Ci} = w + \frac{\zeta_l + \zeta_b}{2} \cdot w^2 + \frac{\zeta_l \zeta_b}{3} \cdot w^3 \quad (2.184)$$

$$f_{Cb} = \frac{1}{\zeta_b} \left(1 - \frac{\zeta_l}{\zeta_b}\right) \left[\frac{x^2 2 \ln(x-1) + 1}{4} \right] + \frac{1}{\zeta_b} \cdot \frac{\zeta_l}{\zeta_b} \left[\frac{x^3 (3 \ln x - 1) + 1}{9} \right] \quad (2.185)$$

et $x = 1 + \zeta_b w$.

f_{Cl} est obtenue à partir de f_{Cb} en remplaçant ζ_b par ζ_l .

II.4 Effets de la température

Du fait de la diminution de la taille des transistors et des densités de courant importantes, les circuits sont soumis au phénomène d'auto-échauffement qui devient de moins en moins négligeable dans les nouvelles technologies. La puissance dissipée tend à élever la température

du transistor au-dessus de la température T_0 à laquelle les paramètres modèles ont été extraits. Il apparaît alors comme nécessaire de prendre en compte les variations en température des différents éléments physiques du transistor. Cette variation sera détaillée au chapitre III. Cependant les paragraphes suivants présentent l'impact de la température sur les grandeurs physiques des semiconducteurs tels que la mobilité, la concentration intrinsèque ou le rétrécissement de la bande d'énergie interdite.

II.4.1 Modèle de mobilité

Plusieurs modèles ont été proposés pour la variation de la mobilité avec la température. Néanmoins ces modèles peuvent se simplifier dans une gamme de températures comprises entre 250 et 450 K par une équation de la forme :

$$\mu(T) = \mu(T_0) \cdot \left(\frac{T}{T_0}\right)^{-\zeta} \quad (2.186)$$

Le coefficient en température ζ dépend du niveau et du type de dopage. Une expression empirique basée sur les travaux présentés dans [26] et [27] est obtenue :

$$\zeta(N) = \frac{a + c \cdot x + e \cdot x^2 + g \cdot x^3}{1 + b \cdot x + d \cdot x^2 + f \cdot x^3} \quad (2.187)$$

Où x est le logarithme décimal du niveau de dopage $x = \log N$.

Le tableau II.1 récapitule les valeurs des coefficients de (2.187).

Paramètres	Type N	Type P
a	1,89436	2,039701
b	-0,11532	-0,159368
c	-0,20408	-0,3188115
d	0,003498	0,00847656
e	0,005503	0,01660176
f	-0,0000072	-0,000150237
g	0	-0,000287923

Tableau II.1: Paramètres permettant de calculer le coefficient en température ζ .

La figure 2.18 représente la variation des coefficients en température ζ en fonction du dopage de type N et P.

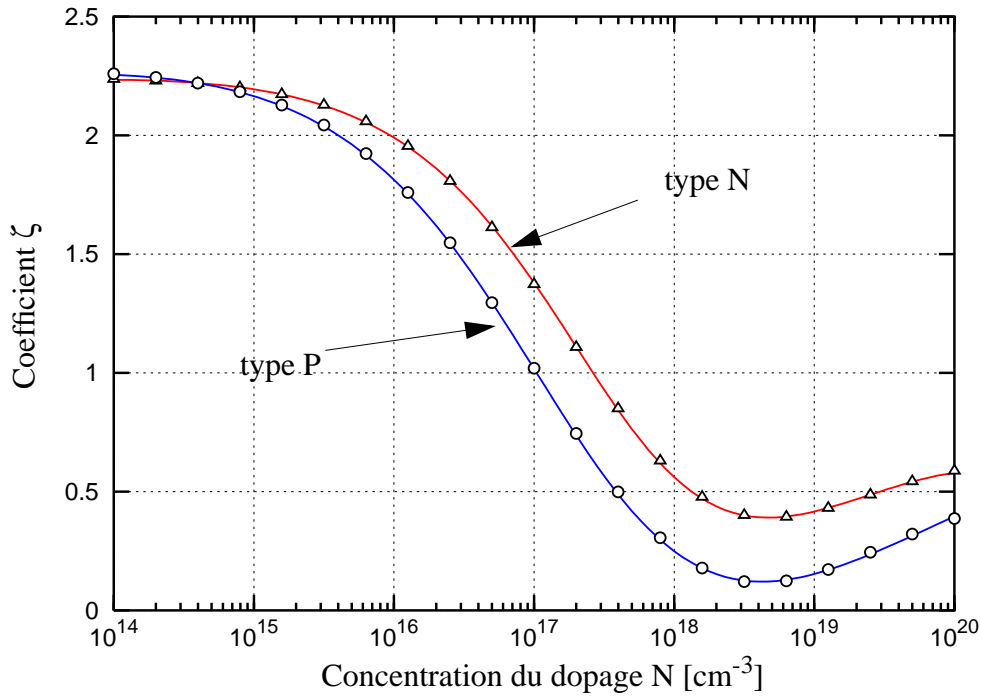


Fig. 2.18 :Variation du coeficient en température des résistances en fonction du dopage.

II.4.2 Concentration intrinsèque

(A.3) permet d'écrire la concentration intrinsèque en fonction du potentiel de la bande interdite $V_G = \phi_p - \phi_n$:

$$\sqrt{pn} = n_i = \sqrt{N_A N_D} \cdot \exp\left(-\frac{V_G(T)}{2V_T}\right) \tag{2.188}$$

Avec N_A la concentration d'accepteur et N_D celle des donneurs.

La dépendance en température de la largeur de la bande interdite est donnée par le modèle suivant :

$$V_G(T) = V_G(T_0) - \alpha_G \cdot (T - T_0) \tag{2.189}$$

La dépendance en température de n_i peut alors s'écrire :

$$n_i(T) = n_i(T_0) \left(\frac{T}{T_0}\right)^{\frac{3}{2}} \cdot \exp\left(\frac{V_G(T_0)}{2V_T} \cdot \left(\frac{T}{T_0} - 1\right)\right) \tag{2.190}$$

II.4.3 Rétrécissement de la bande interdite

Rappelons que la concentration intrinsèque est modifiée du fait des forts dopages (BGN) selon l'expression (2.4). La variation en température de la concentration intrinsèque modifiée n_{ibgn} s'écrit alors comme suit [28] :

$$n_{ibgn}(T) = n_i(T) \cdot \exp\left(\frac{\Delta V_G(T)}{2V_T}\right) \quad (2.191)$$

$$\text{avec } \Delta V_G(T) = V_{ni}(T) \cdot \left[\ln\left(\frac{N}{D_{ni}}\right) + \sqrt{\ln\left(\frac{N}{D_{ni}}\right)^2 + a_{ni}} \right]$$

où D_{ni} et a_{ni} sont des paramètres dépendants du type de dopage.

La variation en température de ΔV_G s'avère nécessaire et est fixée par le paramètre V_{ni} .

$$V_{ni}(T) = V_{ni}(T_0) \cdot [1 + \alpha_{ni} \cdot (T - T_0)] \quad (2.192)$$

où $V_{ni}(T_0)$ et α_{ni} sont des paramètres.

II.5 Conclusion

Les bases physiques du modèle HICUM ont été exposées dans ce chapitre.

Une première partie a été consacrée à l'étude unidimensionnelle du transistor. Elle décrit les variations des grandeurs physiques présentes à la verticale de la fenêtre émetteur. Le calcul du courant transfert a été mené selon la théorie de l'intégrale de charge généralisée. Cette théorie présente l'avantage de décrire la caractéristique du courant quel que soit le régime de fonctionnement. Elle est dite généralisée car elle tient compte de l'ensemble des charges de la structure, de l'émetteur au collecteur. La prise en compte des charges de diffusion dans cette relation implique une corrélation entre le comportement statique et dynamique, ce qui complique l'extraction des paramètres modèles comme il sera montré plus tard. Notons pour finir que cette théorie a été généralisée aux technologies à hétérojonction SiGe.

L'étude unidimensionnelle s'est poursuivie par celle des effets à forte injection. Ces effets ont une répercussion importante sur le temps de transit pour lequel une description détaillée a été apportée. Ainsi le comportement à faible injection ne dépend que de la tension appliquée et se situe dans la montée de la fréquence de transition. Le temps de transit commence à augmenter dans la zone de moyenne injection elle-même caractérisée par un courant appelé critique. Au delà de ce courant, le temps de transit augmente rapidement ce qui implique une chute brutale de f_T et du gain.

Le courant d'avalanche et les effets non-quasi-statiques clôturent l'étude unidimensionnelle.

Une deuxième partie traite des effets latéraux du courant notamment l'introduction des effets périmétriques. Les composantes périmétriques et surfaciques du transistor sont partagées

autour de la résistance de base dont la variation avec la polarisation a été présentée.

Le courant tunnel étant majoritairement périmétrique, son étude s'est insérée dans cette partie. De même l'influence des effets 2D-3D sur les caractéristiques à forte injection a été prise en compte au travers du courant critique et de la charge de diffusion collecteur.

Enfin des modèles permettant la prise en compte des effets de la température sur les grandeurs physiques ont été présentés.

L'ensemble des descriptions du comportement électrique va permettre par la suite de construire le modèle HICUM et d'introduire ses paramètres.

II.6 Référence

- [1] N. Gambetta, "Evolution du modèle du transistor bipolaire, et des techniques d'extraction de paramètres, pour la simulation de circuits intégrés logiques et analogiques hautes fréquences", thèse de l'Institut National Polytechnique de Grenoble", soutenue le 06-03-1997.
- [2] M. Schröter, "Bipolar Transistor Modelling for Integrated Circuit Design", Carleton University, Department of Electronics, Course No. 97589A, 1995.
- [3] H. K. Gummel, "A Charge Control Relation for Bipolar Transistors", Bell Syst. Tech. J., Vol. 49, August 1969.
- [4] 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 Trans. Electron Dev., Vol. 40, No 11, November 1993.
- [5] F.Pourchon, "Generalized Integral Charge-Control Relation Derivation for HICUM", rapport interne, STMicroelectronics, DM03.60, avril 2003.
- [6] W.Schockley, W.T. Read, "Statistics of recombination of Holes and Electrons", Phys. Rev., Vol. 87, 1952, pp. 835-842.
- [7] R.N. Hall, "Electron-Hole Recombination in Germanium", Phy. Rev., Vol. 87, 1952, p.387.
- [8] D.J. Roulston, N.D. Arora, S.G. Chamberlain, "Modeling and Measurements of Minority Carrier Lifetime versus Doping in Diffused Layer of n+p Silicon Diodes", IEEE Trans. Electron Devices, ED-29, 1982, pp. 284-291.
- [9] M. Reisch, "High-Frequency Bipolar Transistors", Springer, 2002.
- [10] D. Roulston, "Bipolar Semiconductor Devices", McGraw-Hill international editions, 1990.
- [11] H.M. Rein, M. Schröter, "A Compact Physical Large-Signal Model for High-Speed Bipolar Transistors at High Current Densities- Part II: Two Dimensional Model and

- Experimental Results”, IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. 34, No 8, August 1987.
- [12] M. Schröter, T.Y Lee, “Physics-Based Minority Charge and Transit Time Modeling for Bipolar Transistors”, IEEE Transactions on Electron Device, Vol. 46, No 2, February 1999.
- [13] S.M. Sze, Physics of Semiconductor Devices. New York, Wiley, 1981.
- [14] M. Schröter, T.Y Lee, Z. Yan, W. Shi, “A Compact Tunneling Current and Collector Breakdown Model”, IEEE Bipolar Circuits and Technology Meeting, Minneapolis, pp. 203-206, 1998.
- [15] T. Hamasaki, T. Wada, N. Shigyo, M. Yoshimi, “Lateral Scaling Effects on High-Current Transients in Submicrometer Bipolar Transistors”, IEEE Trans. Electron Devices, vol. 35, No 10, 1988.
- [16] M. Schröter, D.J. Walkey, “Physical Modeling of Lateral Scaling in Bipolar Transistors”, IEEE Journal of Solid-State Circuits, Vol. 31, no 10, October 1996.
- [17] J.R. Hauser, “The Effects of the Distributed Base Potential on the Emitter-Current Injection Density and Effective Base Resistance for Stripe Transistor Geometry”, IEEE Trans. Electron Devices, ED-11, pp. 238-242, 1964.
- [18] H.-M. Rein, 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.
- [19] H.C. Poon, “Modeling of Bipolar Transistor using Integral Charge Control Model with Applications to Third Order Distortion Studies”, IEEE Trans. Electron Devices, ED-19, 1972, pp. 719-731.
- [20] M. Schröter, “Simulation and Modeling of the Low-Frequency Base Resistance of Bipolar Transistors and its Dependence on Current and Geometry”, IEEE Trans. on Electron Devices, Vol. 38, No 3, March 1991.
- [21] H.-M. Rein, M. Schröter, “Base Spreading Resistance of Square-Emitter Transistors and Its Dependence on Current Crowding”, IEEE trans. on electron devices, Vol. 36, No 4, April 1989.
- [22] F. Hébert, D. Roulston, “Base Resistance of Bipolar Transistors from Layout Details Including Two-Dimensional Effect at Low Current and Low Frequencies”, Solid-State Electron, Vol. 31, pp. 283-290, 1988.
- [23] M. Schröter, “Modeling of the Low-Frequency Base Resistance of Single Base Contact Bipolar Transistors”, IEEE Trans. on Electron Devices, Vol. 39, No 8, august 1992.
- [24] M. Schröter, D.J. Walkey, “Physical Modeling of Lateral Scaling in Bipolar Transistors”, IEEE Journal of Solid-State Circuits, Vol. 31, no 10, October 1996.
- [25] D.L. Bowler, F.A. Lindholm, “High Current Regimes in Transistor Collector Regions”,

- IEEE Trans. on Electron Devices, vol. 20, No 3, march 1973.
- [26] J.C.J. Paasschens, W.J Kloosterman, R.J. Havens, “ Parameter Extraction for the Bipolar Transistor Model MEXTRAM”, Nat. Lab Unclassified Report, NL-UR 2001/801, pp. 58-59, May 2001.
 - [27] D.B.M. Klaassen, “A Unified Mobility Model for Device Simulation- I Model Equation and Concentration Dependence”, Solid-State Elect., No 7, pp. 953-959, 1992.
 - [28] M. Schröter, “A compact physical large-signal model for high-speed bipolar transistors with special regard to two-dimensional effects and high current densities”, Dissertation, Institut für Elektronik, AG Halbleiterbauelemente, Ruhr-Universität Bochum, 1988.

CHAPITRE III : Description du modèle HICUM

III.1 Introduction

La physique du transistor bipolaire a été introduite au chapitre précédent afin de permettre la formulation du modèle HICUM. L'objectif de ce chapitre est de détailler les équations du modèle et les simplifications qui ont dû être faites par rapport au comportement physique du transistor. Les différents paramètres qui composent le modèle sont répertoriés en annexe A. Le modèle grand signal est abordé dans un premier temps suivi par le modèle AC. Les lois en température seront présentées avant de conclure ce chapitre par la modélisation de l'auto-échauffement.

III.2 Modèle grand signal

III.2.1 Schéma équivalent

Le schéma équivalent du modèle HICUM est rappelé sur la figure 3.1. Ce schéma possède quatre électrodes terminales qui sont l'émetteur E, la base B, le collecteur C et le substrat S. Quatre noeuds internes délimitent le transistor interne qui est décrit entre E', B*, C' et S*. Ce transistor interne est composé du courant de transfert, des éléments internes des capacités de déplétion base-émetteur et base-collecteur, des courants base I_{BEI} et I_{BCI} ainsi que du courant d'avalanche I_{AVL} et des capacités de diffusion C_{dE} et C_{dC} . La résistance de base interne R_{BI} est variable avec la polarisation. Les composantes externes des courants bases I_{BEP} et I_{BCX} ainsi que la capacité de déplétion C_{BCX} permettent de prendre en compte le caractère distribué du transistor. Le courant tunnel I_{BET} complète la partie externe du dispositif. De plus, la capacité de déplétion C_{BCX} est elle-même partagée autour de la résistance externe de base R_{BX} afin de prendre en compte la capacité de recouvrement entre la base et le collecteur. Les résistances séries du collecteur externe et celle de l'émetteur sont également prises en compte.

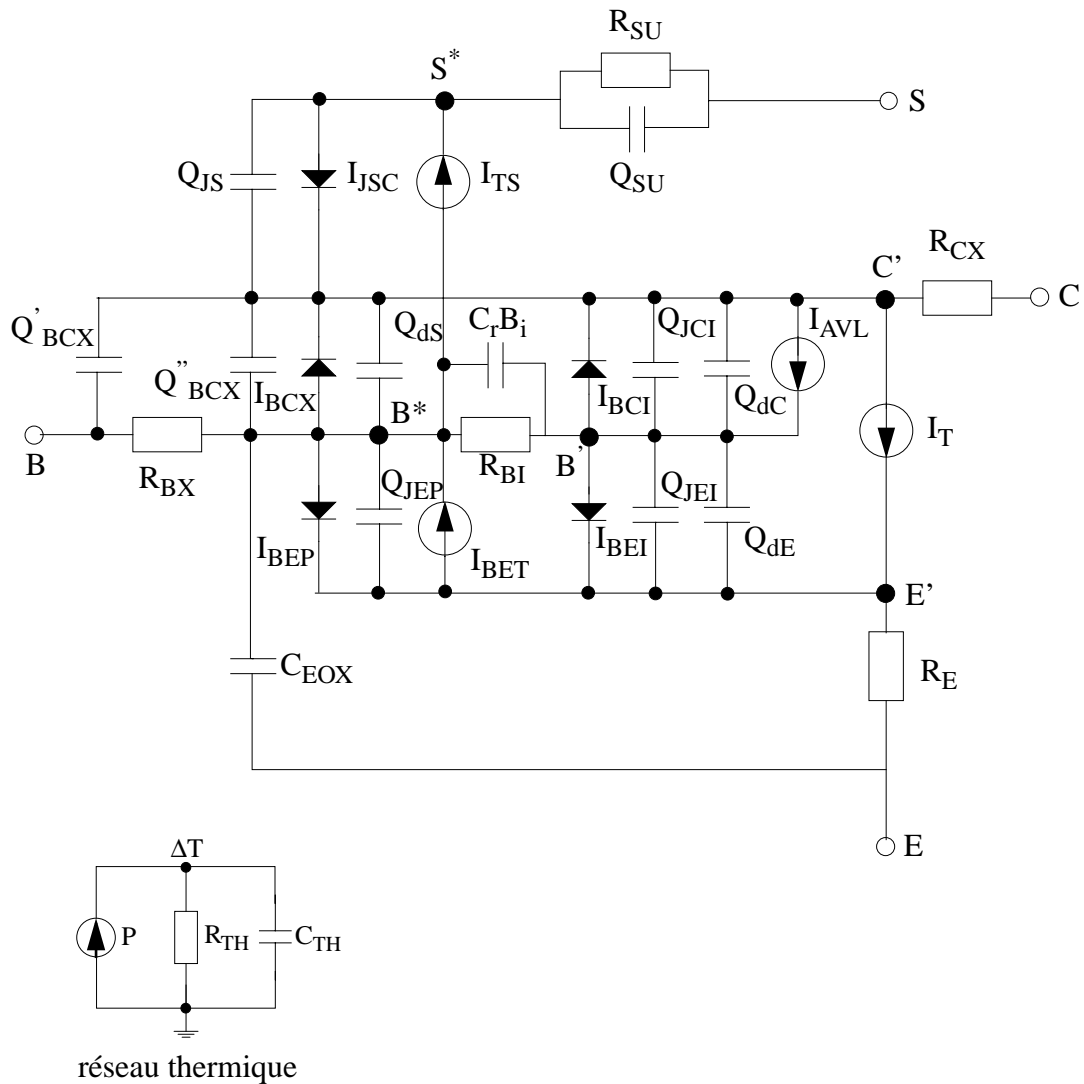


Fig. 3.1 :Circuit équivalent du modèle HICUM grand signal.

La modulation de la résistance collecteur interne est intégrée dans la description du temps de transit. Par ailleurs, le transistor PNP substrat est compris dans le modèle. Ce transistor parasite possède son propre courant de transfert I_{TS} ainsi que ses courants de “base” équivalents I_{JSC} et I_{BCX} , et la capacité de déplétion C_{JS} . La capacité d’oxyde base-émetteur C_{EOX} apparaît explicitement sur le circuit équivalent alors que la capacité d’oxyde base-collecteur est intégrée dans la composante C'_{BCX} . Enfin un réseau composé d’une résistance et d’une capacité mises en parallèle est ajouté afin de modéliser l’effet substrat. La suite examine en détail les éléments principaux du modèle.

III.2.2 Courants de transfert et de base

III.2.2.1 Courant de transfert

Le courant de transfert (2.51) est décrit par la relation de l'intégrale de charge généralisée dont le développement a été présenté au chapitre précédent. Quatre paramètres modèle sont introduits afin de calculer I_T . La charge en trous à polarisation nulle Q_{P0} est considéré comme paramètre modèle. La constante C_{10} est définie selon (3.1) et équivaut au produit du courant de saturation I_S par Q_{P0} .

$$C_{10} = q^2 V_T \cdot \overline{\mu_n n_{iB}^2} = Q_{P0} \cdot I_S \quad (3.1)$$

Les différents facteurs de pondération h_{JE} (2.54) (h_{JEI}), h_{JC} (2.55) (h_{JCI}), h_{fE} (2.57), h_{fB} (2.56) et h_{fC} (2.58) sont utilisés comme paramètres de modèle pour calculer I_T qui s'exprime alors sous la forme :

$$I_T = \frac{C_{10} \cdot \left(\exp\left(\frac{V_{B'E'}}{V_T}\right) - \exp\left(\frac{V_{B'C'}}{V_T}\right) \right)}{Q_{P0} + h_{JEI} \cdot Q_{JEI} + h_{JCI} \cdot Q_{JCI} + Q_F} \quad (3.2)$$

Q_F représente la charge totale des porteurs minoritaires. Cette charge est liée au temps de transit totale τ_F dans la structure.

$$Q_F = h_{fB} \cdot Q_{fB} + h_{fE} \cdot Q_{fE} + h_{fC} \cdot Q_{fC} = \int_{I_T} \tau_F \cdot dI_T \quad (3.3)$$

III.2.2.2 Courant de base

Le courant de base décrit au paragraphe II.2.4 possède des composantes internes et externes. Chacune des composantes est la somme d'un courant injecté de la base vers l'émetteur et d'un autre allant de la base vers le collecteur. Le courant base-émetteur comprend lui-même le courant de trous allant de la base vers l'émetteur (2.63) et le courant de recombinaison dans la zone de déplétion base-émetteur (2.66). Leurs courants de saturation sont supposés constants et pris comme paramètres de modèle. La variation de ces courants de saturation avec la polarisation est prise en compte dans le terme exponentiel via les coefficients de non-idéalité. Ainsi le courant interne base-émetteur s'exprime selon (3.4) avec I_{BEIS} , M_{BEI} comme paramètres modèle pour le courant idéal et I_{REIS} , M_{REI} pour le courant de recombinaison. Le courant interne base-collecteur s'exprime selon (3.5).

$$I_{BEI} = I_{BEIS} \cdot \exp\left(\frac{V_{B'E'}}{M_{BEI} \cdot V_T}\right) + I_{REIS} \cdot \exp\left(\frac{V_{B'E'}}{M_{REI} \cdot V_T}\right) \quad (3.4)$$

$$I_{BCI} = I_{BCIS} \cdot \exp\left(\frac{V_{B'C'}}{M_{BCI} \cdot V_T}\right) \quad (3.5)$$

Des paramètres et expressions similaires à (3.4) et (3.5) sont utilisés pour exprimer les composantes externes des courants base I_{BEP} et I_{BCX} grâce à (3.6) et (3.7).

$$I_{BEP} = I_{BEPS} \cdot \exp\left(\frac{V_{B^*E'}}{M_{BEP} \cdot V_T}\right) + I_{REPS} \cdot \exp\left(\frac{V_{B^*E'}}{M_{REP} \cdot V_T}\right) \quad (3.6)$$

$$I_{BCX} = I_{BCXS} \cdot \exp\left(\frac{V_{B^*C'}}{M_{BCX} \cdot V_T}\right) \quad (3.7)$$

III.2.3 Charges et capacités de déplétion

Comme précisé en annexe A, la formulation classique des capacités de déplétion n'est pas suffisamment précise pour les fortes polarisations. Les modifications suivantes sont apportées.

- Capacité base-émetteur interne C_{JEI}

Le modèle fixe la capacité base-émetteur interne à sa valeur maximale $C_{JEI_{max}} = A_{LJEI} \cdot C_{JEI0}$ lorsque $V_{B'E'}$ est supérieure à :

$$V_f = V_{DEI} \left[1 - A_{LJEI}^{\frac{1}{Z_{EI}}} \right] \quad (3.8)$$

La formulation de la capacité est recentrée autour de V_f en utilisant l'expression suivante :

$$C_{JEI} = \frac{C_{JEI0}}{\left(1 - \frac{v_j}{V_{DEI}}\right)^{Z_{EI}}} \cdot \frac{e}{1+e} + A_{LJEI} \cdot C_{JEI0} \cdot \frac{1}{1+e} \quad (3.9)$$

avec

$$e = \exp\left(\frac{V_f - V_{B'E'}}{V_T}\right) \quad (3.10)$$

Pour $V_{B'E'} > V_f$ ($e < 1$), C_{JEI} est constant et vaut $C_{JEI_{max}}$. Pour $V_{B'E'} < V_f$ ($e > 1$), la capacité suit la formulation classique (A.23) dans laquelle v_j remplace $V_{B'E'}$ de sorte à lisser l'expression (3.9) au voisinage de la valeur de V_f .

$$v_j = V_f - V_T \ln(1 + e) \quad (3.11)$$

La figure 3.2 représente les expressions (3.9) et (3.11) en fonction de la tension $V_{B'E'}$.

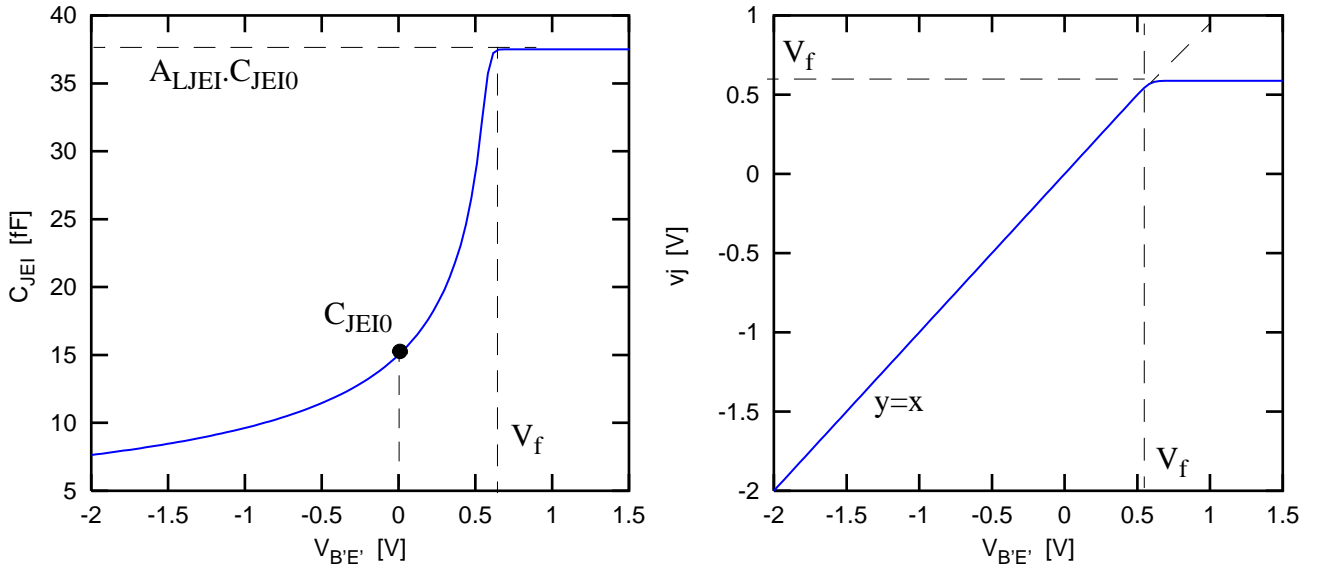


Fig. 3.2 : Représentation de la capacité base émetteur et de la tension v_j en fonction de V_{BE} .

La charge de déplétion associée est alors calculée en intégrant (3.9) selon (2.114).

$$Q_{JEI} = \frac{C_{JEI0} \cdot V_{DEI}}{1 - Z_{EI}} \cdot \left[1 - \left(1 - \frac{v_j}{V_{DEI}} \right)^{(1 - Z_{EI})} \right] + A_{LJEI} \cdot C_{JEI0} \cdot (V_{BE'} - v_j) \quad (3.12)$$

La charge externe Q_{JEP} est calculée de la même manière en utilisant les paramètres C_{JEP0} , V_{DEP} , Z_{EP} et A_{LJEP} dans (3.12).

Le modèle HICUM prend également en compte la capacité de recouvrement entre le polyémetteur et le polybase via le paramètre C_{EOX} .

- Capacité base-collecteur interne C_{JCI}

Avant de détailler la capacité C_{JCI} , il est nécessaire d'introduire les tensions suivantes qui permettent de différencier les zones de variation de la capacité.

La tension effective de punch-through est donnée par :

$$V_{jPCI} = V_{PTCI} - V_{DCI} \quad (3.13)$$

V_{PTCI} correspond à la tension de punch-through V_{PT} (2.96) mais afin de simplifier et de décorréler leur extraction, deux paramètres modèle sont introduits.

La tension pour laquelle la capacité atteint sa valeur maximale est équivalente à :

$$V_{fCi} = V_{DCI} \left[1 - A_{LJCI}^{-\frac{1}{Z_{CI}}} \right] \quad (3.14)$$

Le paramètre A_{LJCI} est imposé à sa valeur par défaut (2.4) car la capacité entre rarement dans cette zone de fonctionnement.

C_{JCI} est la somme de trois composantes :

$$C_{JCI} = C_{JCIcl} + C_{JCIpt} + C_{JCIfb} \quad (3.15)$$

C_{JCIcl} représente la contribution à polarisation moyenne :

$$C_{JCIcl} = \frac{C_{JCI0}}{\left(1 - \frac{v_{jm}}{V_{DCI}}\right)^{Z_{CI}}} \cdot \frac{e_{jr}}{1 + e_{jr}} \cdot \frac{e_{jm}}{1 + e_{jm}} \quad (3.16)$$

Le premier terme contient la formulation classique qui est lissée par les deux autres termes qui permettent des transitions continûment dérivables entre les deux zones adjacentes à celle-ci. L'une de ces deux zones est celle des fortes polarisations dans laquelle C_{JCI} reprend une formulation similaire à C_{JEI} :

$$C_{JCIfb} = A_{LJCI} \cdot C_{JCI0} \cdot \frac{1}{1 + e_{jm}} \quad (3.17)$$

avec $v_{jm} = V_{fCi} - V_T \cdot \ln(1 + e_{jm})$ et $e_{jm} = \exp\left(\frac{V_{fCi} - V_{B'C'}}{V_T}\right)$.

Enfin la capacité pour les polarisations inverses au-delà de la tension de punch-through :

$$C_{JCIpt} = \frac{C_{JCI0r}}{\left(1 - \frac{v_{jr}}{V_{DCI}}\right)^{Z_{CIr}}} \cdot \frac{1}{1 + e_{jr}} \quad (3.18)$$

avec $v_{jr} = -V_{JPCi} + V_T \cdot \ln(1 + e_{jr})$ et $e_{jr} = \exp\left(\frac{V_{JPCi} + V_{B'C'}}{V_T}\right)$.

La dépendance classique en tension apparaît dans (3.18) mais avec deux paramètres C_{JCI0r} et Z_{CIr} différents. C_{JCI0r} (3.19) est calculée à partir de V_{JPCi} . Z_{CIr} est imposé à $Z_{CI}/4$.

$$C_{JCI0r} = C_{JCI0} \cdot \left(\frac{V_{DCI}}{V_{PTCI}}\right)^{(Z_{CI} - Z_{CIr})} \quad (3.19)$$

C_{JCI0r} et Z_{CIr} sont deux paramètres internes qu'il n'est pas nécessaire d'extraire.

Chacune des composantes est ensuite intégrée pour calculer Q_{JCI} .

La figure 3.3 illustre les variations de C_{JCI} et des tensions v_{jr} , v_{jm} en fonction de $V_{B'C'}$.

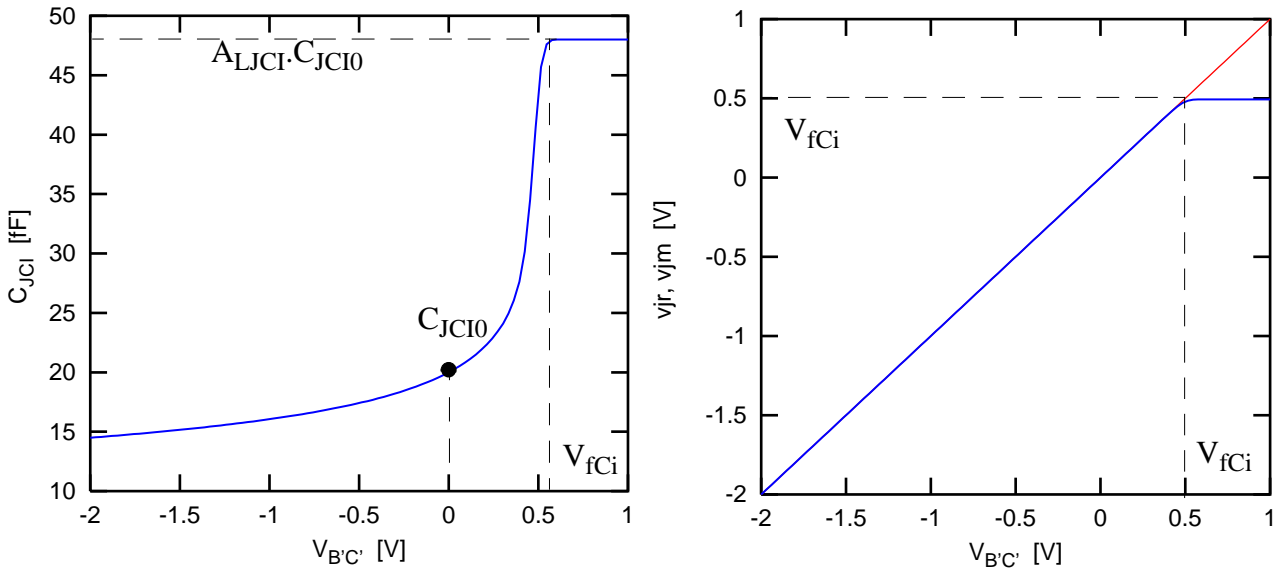


Fig. 3.3 : Représentation de la capacité base collecteur et des tensions v_{jr} et v_{jm} en fonction de V_{BC} .

• Capacité base-collecteur externe

La capacité base-collecteur externe est elle-même partagée autour de la résistance de base externe R_{BX} . A cette capacité s’ajoute la capacité de recouvrement C_{COX} entre le polybase et l’épitaixie. La capacité externe BC totale vaut à $V_{BC}=0V$:

$$C_{BCX0} = C_{JCX0} + C_{COX} \tag{3.20}$$

Où C_{JCX0} et C_{COX} sont des paramètres du modèle.

Le modèle introduit alors le paramètre de pondération F_{BC} qui réalise le partage de C_{BCX} autour de R_{BX} selon les schémas de la figure 3.4. Ces deux schémas sont équivalents et permettent d’écrire les relations données en (3.21).

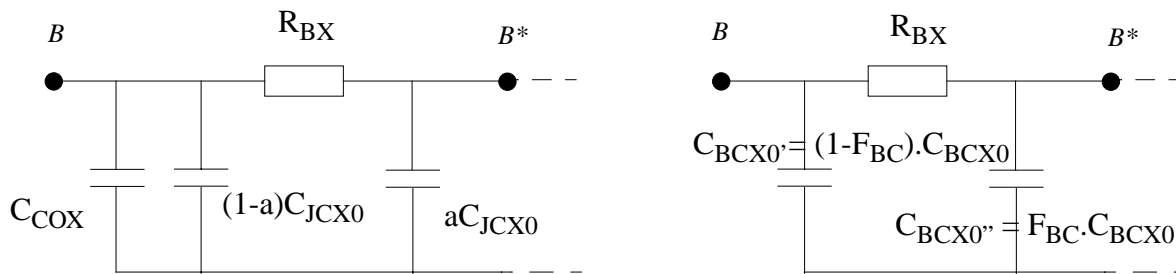


Fig. 3.4 : Partage de la capacité base-collecteur autour de R_{BX} à $V_{BC}=0V$.

A $V_{BC}=0V$, les équivalences suivantes sont posées :

$$\begin{cases} C_{BCX0}' = (1 - F_{BC}) \cdot (C_{COX} + C_{JCX0}) = C_{COX} + (1 - a) \cdot C_{JCX0} \\ C_{BCX0}'' = F_{BC} \cdot (C_{COX} + C_{JCX0}) = a \cdot C_{JCX0} \end{cases} \tag{3.21}$$

Où a représente le facteur de partage du paramètre C_{JCX0} .

F_{BC} est un paramètre pour le modèle HICUM mais il peut être évalué à partir de (3.21) et de a selon :

$$F_{BC} = \frac{aC_{JCX0}}{C_{COX} + C_{JCX0}} \quad (3.22)$$

III.2.4 Temps de transit

Dans HICUM, le temps de transit est une grandeur fondamentale car il permet de décrire les caractéristiques dynamiques du transistor et les effets dus aux fortes injections (effet Kirk et quasi-saturation). Les variations du temps de transit avec la polarisation et le courant ont été développées au chapitre II. Les contributions des différentes zones du transistor ont été décrites. Le modèle différencie le régime bas courant, pour lequel le temps de transit ne dépend que de la polarisation, du régime fort courant pour lequel la dépendance avec I_C doit être considérée. Le courant critique délimite les deux régimes.

Notons que la description du temps de transit est basée sur la physique et intervient dans l'expression du courant de transfert au travers des charges de diffusion (3.2). Ceci implique une corrélation entre la description des régimes statiques et dynamiques. Cette corrélation complique le travail d'extraction.

III.2.4.1 Temps de transit à bas courant

A faible injection, le temps de transit τ_{F0} est la somme des temps de transit τ_{Bfv} (2.80) et τ_{Bfd} (2.77) dans la base neutre, de τ_{Ef} (2.83) dans l'émetteur neutre et de τ_{BC} (2.88) dans la zone d'espace de charge BC. Ces différentes expressions sont considérées à bas courant ce qui donne pour τ_{F0} :

$$\tau_{F0} = \tau_{Bfv0} + \frac{\tau_{Bfv0}}{1 + u_0} \cdot \left(\frac{u_0}{u} - 1 \right) + \tau_{Bfd0} [1 - k_b \cdot (c - 1)]^2 + \tau_{Ef0} + \tau_{BCP} \cdot \frac{C_{JCId}}{C_{JCIO}} \cdot c \quad (3.23)$$

En négligeant le terme $k_b^2 \cdot (c - 1)^2$ et en supposant $\frac{u_0}{u} \approx \frac{1}{c}$ dans (3.23), les différents termes sont regroupés de sorte à factoriser c . Les paramètres modèle τ_0 , $\Delta\tau_{0H}$ et τ_{BVL} sont définis comme suit.

Le temps de transit à $V_{B'C'}=0V$, τ_0 , peut être formulé selon :

$$\tau_0 = \tau_{Ef0} + \tau_{Bfd0} + \tau_{Bfv0} + \tau_{BCP} \cdot \frac{C_{JCId}}{C_{JCIO}} \quad (3.24)$$

Le paramètre τ_{BVL} modélise la saturation de la vitesse des porteurs pour les polarisations $V_{B'C'} > 0V$ (faible $V_{C'E'}$).

$$\tau_{BVL} = \frac{\tau_{Bfv0}}{1 + u_0} \quad (3.25)$$

La dépendance en tension due à l'effet Early et la variation de la zone d'espace de charge BC sont prise en compte via le paramètre $\Delta\tau_{0H}$:

$$\Delta\tau_{0H} = \tau_{BCP} \cdot \frac{C_{JCid}}{C_{JCIO}} - 2\tau_{Bfd0} \cdot k_b \quad (3.26)$$

La variation du temps de transit avec la polarisation est alors donnée par l'expression (3.27).

$$\tau_{F0} = \tau_0 + \Delta\tau_{0H} \cdot (c - 1) + \tau_{BVL} \cdot \left(\frac{1}{c} - 1\right) \quad (3.27)$$

III.2.4.2 Courant critique

Afin d'indiquer le début des effets de forte injection (effet Kirk et quasi-saturation), le courant critique I_{CK} a été introduit au paragraphe II.2.5.2. Deux formulations ont été données qui distinguent les cas de champ électrique fort (2.98) I_{CKh} de ceux où il est faible (2.102) I_{CKl} . Une fonction de lissage est utilisée afin d'obtenir une seule formulation pour I_{CK} (3.28) qui couvre l'ensemble des cas.

$$I_{CK} = \frac{V_{ceff}}{R_{CIO}} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{V_{ceff}}{V_{LIM}}\right)^2}} \cdot \left[1 + \frac{x + \sqrt{x^2 + 10^{-3}}}{2}\right] \quad (3.28)$$

$$\text{avec } x = \frac{V_{ceff} - V_{LIM}}{V_{PT}}.$$

La tension V_C de (2.95) est remplacée par la tension modifiée V_{ceff} (3.29) afin que (3.28) soit continûment dérivable.

$$V_{ceff} = V_T \cdot \left[\ln \left(1 + \exp \left(\frac{V_{C'E'} - V_{CES}}{V_T} - 1 \right) \right) + 1 \right] \quad (3.29)$$

La résistance collecteur interne R_{CIO} ainsi que la tension de punch-through V_{PT} , la tension de saturation V_{CES} et la tension critique $V_{LIM} = V_{CKh}$ sont pris comme paramètres de modèle.

La figure 3.5 illustre l'expression (3.28) du courant critique utilisée dans le modèle ainsi que les courants I_{CKh} et I_{CKl} .

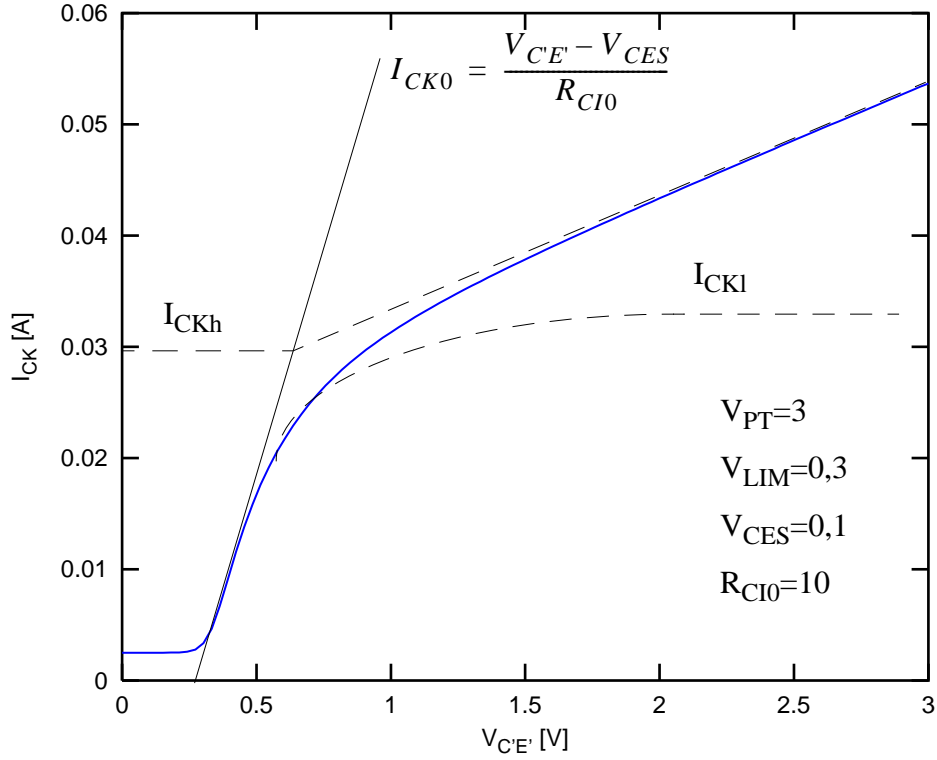


Fig. 3.5 :Variation théorique du courant critique I_{CK} avec la tension $V_{C'E'}$.

III.2.4.3 Temps de transit à fort courant

A forte injection, les temps de transit dans l'émetteur, la base et le collecteur augmentent avec la densité de courant comme formulé au paragraphe II.2.5.3.

La contribution du temps de transit dans l'émetteur neutre est donnée par (2.106) :

$$\Delta\tau_{Ef} = \tau_{Ef0} \cdot \left(\frac{I_T}{I_{CK}}\right)^{g_{\tau E}} \tag{3.30}$$

τ_{Ef0} et $g_{\tau E}$ sont pris comme paramètres de modèle.

Le temps de transit dans le collecteur neutre s'exprime selon (2.110). Cependant cette expression donne des valeurs négatives pour w_i (2.109) lorsque $I_C < I_{CK}$. Ceci peut être résolu en rendant w_i continue avec le courant selon :

$$w = \frac{w_i}{w_c} = \frac{i + \sqrt{i^2 + A_{LHC}}}{1 + \sqrt{1 + A_{LHC}}} \tag{3.31}$$

avec A_{LHC} le paramètre modèle de lissage et

$$i = 1 - \frac{I_C}{I_{CK}} \tag{3.32}$$

(3.31) est utilisée dans (2.107) pour calculer la charge Q_{pC} dans le collecteur neutre ce qui permet d'avoir une expression continûment dérivable. Le temps de transit dans le collecteur peut alors être calculé :

$$\tau_{pC} = \frac{dQ_{pC}}{dI_C} = \tau_{pCs} \cdot w^2 \cdot \left[1 + \frac{2I_{CK}}{I_C \cdot \sqrt{i^2 + A_{LHC}}} \right] \quad (3.33)$$

L'augmentation du temps de transit dans la base neutre τ_{Bfv} (2.79) provient essentiellement de la diminution du champ électrique E_{jc} (2.93) avec l'augmentation de I_T . En conséquence la variation de τ_{Bfv} avec le courant à la même allure que τ_{pC} comme démontré dans [1].

Les augmentations du temps de transit à forte injection dans le collecteur et dans la base neutre sont regroupées dans le terme $\Delta\tau_{fh}$.

$$\Delta\tau_{fh} = \tau_{HCS} \cdot w^2 \cdot \left[1 + \frac{2I_{CK}}{I_C \cdot \sqrt{i^2 + A_{LHC}}} \right] \quad (3.34)$$

avec le paramètre modèle τ_{HCS} qui regroupe les temps de saturation τ_{Bfs} (2.103) et τ_{pCs} (2.108).

$$\tau_{HCS} = \tau_{Bfs} + \tau_{pCs} \quad (3.35)$$

III.2.5 Résistance de base

La résistance de base externe, qui est constante avec la polarisation, est modélisée par R_{BX} .

Dans le chapitre II, la résistance interne R_{BI} est définie selon (2.147):

$$R_{BI} = r_I \cdot \psi(\eta) \quad (3.36)$$

La fonction de défocalisation ψ correspond à celle d'un transistor ayant une base entourante :

$$\psi(\eta) = \frac{\ln(1 + \eta)}{\eta} \quad (3.37)$$

où η est le facteur de défocalisation corrigé par les fonctions g_I (2.151) et g_η (2.152).

Dans un souci de simplification, le paramètre de modèle F_{GEO} est introduit afin de donner plus de degré de liberté lors de l'étape d'extraction.

$$F_{GEO} = \frac{1}{g_I \cdot g_\eta} \quad (3.38)$$

η s'exprime alors :

$$\eta = F_{GEO} \cdot \frac{r_I \cdot I_{BEI}}{V_T} \quad (3.39)$$

La résistance r_I prend en compte la modulation de la conductivité en introduisant le paramètre

de modèle F_{DQR0} pour calculer Q_{R0} dans (2.125) :

$$Q_{R0} = Q_{P0}(1 + F_{DQR0}) \quad (3.40)$$

De plus, à polarisation nulle, la défocalisation est négligeable, d'où l'introduction de la résistance $r_I(0)=R_{BI0}$ en tant que paramètre de modèle et comme $\frac{R_{BI}}{R_{BI0}} = \frac{R_{SBI}}{R_{SBI0}}$, r_I s'exprime

alors :

$$r_I = R_{BI0} \cdot \frac{Q_{R0}}{Q_{R0} + \Delta Q_P} \quad (3.41)$$

R_{BI0} est calculée à partir de la résistance par carré de la base pincée R_{SBI0} et du facteur géométrique g_I .

$$R_{BI0} = R_{SBI0} \cdot \frac{W_E}{k_E \cdot L_E} \cdot g_I \quad (3.42)$$

III.2.6 Courant d'avalanche

L'expression (2.114) du courant d'avalanche développée au chapitre II est implémentée telle quelle dans le modèle.

$$I_{AVL} = I_T \cdot F_{AVL}(V_{DCI} - V_{B'C'}) \cdot \exp\left\{\frac{-Q_{AVL}}{C_{JCI0} \cdot (V_{DCI} - V_{B'C'})}\right\} \quad (3.43)$$

F_{AVL} et Q_{AVL} sont considérés comme des paramètres pour le modèle.

III.2.7 Transistor PNP parasite

Dans les transistors NPN, le collecteur épitaxié se comporte comme une base faiblement dopée placée entre la base externe du NPN et le substrat (qui sont équivalents respectivement à l'émetteur et au collecteur du transistor parasite PNP).

Ce transistor parasite est simplement modélisé par un courant de transfert :

$$I_{TS} = I_{TSS} \cdot \left[\exp\left(\frac{V_{BCx}}{M_{SF} \cdot V_T}\right) - \exp\left(\frac{V_{S^*C}}{M_{SR} \cdot V_T}\right) \right] \quad (3.44)$$

I_{TSS} , M_{SF} et M_{SR} sont des paramètres du modèle.

Le second terme devient important lorsque la jonction CS est polarisée en direct. Dans ce cas, un courant "base" apparaît et est formulé à l'aide des paramètres modèle I_{SCS} et M_{SC} :

$$I_{JSC} = I_{SCS} \cdot \left[\exp\left(\frac{V_{S^*C}}{M_{SC} \cdot V_T}\right) - 1 \right] \quad (3.45)$$

III.3 Modèle petit signal

Un modèle dit “petit signal” est utilisé pour les analyses AC des dispositifs. Ce modèle est construit autour d’un point de fonctionnement statique V_0 en linéarisant chaque branche du circuit équivalent.

La construction de ce modèle est basée sur l’approche suivante. Considérons le courant I dans une branche du circuit aux bornes de laquelle est appliquée la tension de polarisation V_0 . Un signal sinusoïdal de type $v(t) = V_a \cdot \sin(\omega t)$ est superposé à ce point de polarisation. V_a étant faible, un développement de Taylor est réalisé autour de V_0 .

$$I(V_0 + v(t)) - I(V_0) = \left. \frac{\partial I}{\partial V} \right|_{V_0} \cdot v(t) = i(t) = g(V_0) \cdot v(t) \quad (3.46)$$

$i(t)$ et $v(t)$ sont les composantes petits signaux du courant et de la tension. $g(V_0)$ est la conductance dynamique du transistor dans la branche du circuit aux bornes de laquelle est appliquée la différence de potentiel V_0 .

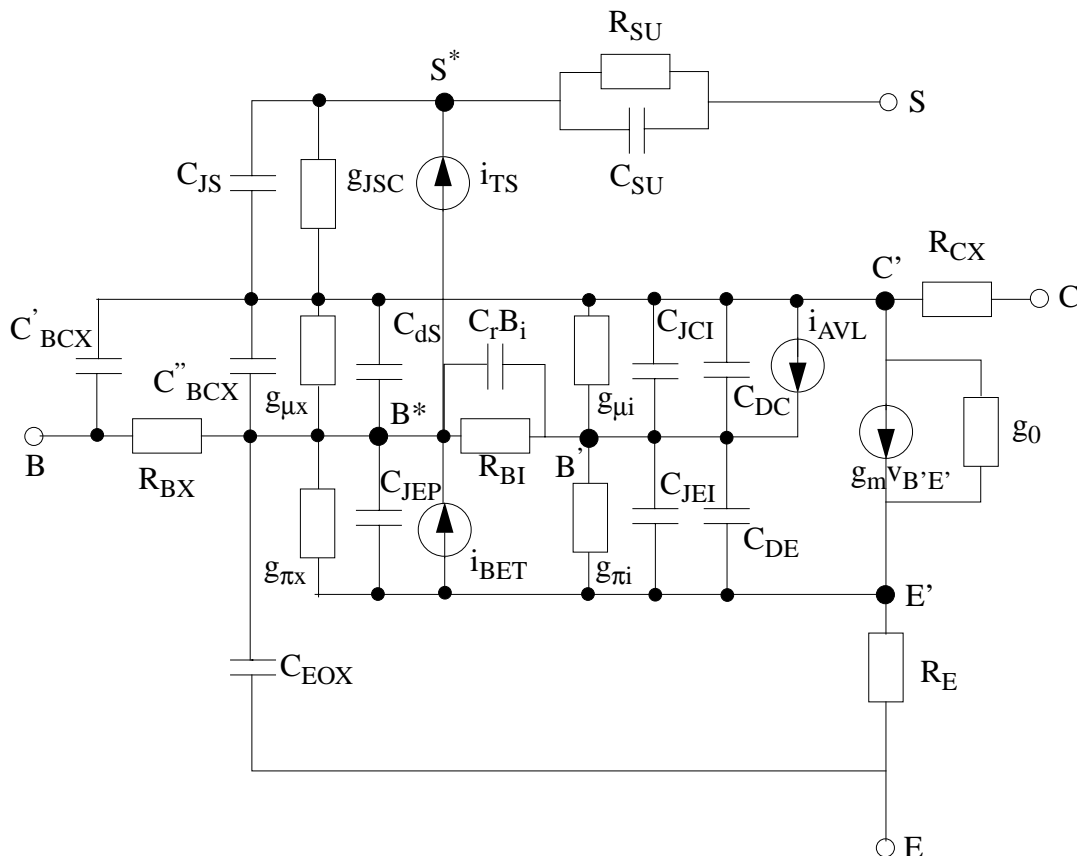


Fig. 3.6 : Circuit équivalent du modèle petit signal.

III.3.1 Courant de transfert

Le courant de transfert est placé entre les noeuds E' et C'. Il dépend des tensions internes $v_{B'E'}$ et $v_{B'C'}$. Une linéarisation est faite autour de ces deux tensions :

$$i_T = \frac{\partial I_T}{\partial V_{B'E'}} \cdot v_{B'E'} + \frac{\partial I_T}{\partial V_{B'C'}} \cdot v_{B'C'} \quad (3.47)$$

La tension $v_{C'E'} = v_{B'E'} - v_{B'C'}$ est introduite dans (3.47) qui devient :

$$i_T = \left(\frac{\partial I_T}{\partial V_{B'E'}} + \frac{\partial I_T}{\partial V_{B'C'}} \right) \cdot v_{B'E'} - \frac{\partial I_T}{\partial V_{B'C'}} \cdot v_{C'E'} \quad (3.48)$$

i_T est la somme de deux courants. Le premier est commandé par la tension interne $v_{B'E'}$. On lui associe la transconductance g_m (3.49). Le second est commandé par la tension appliquée aux bornes de la source du courant de transfert. La conductance g_0 (3.50) lui est ainsi associée.

$$g_m = \frac{\partial I_T}{\partial V_{B'E'}} + \frac{\partial I_T}{\partial V_{B'C'}} = g_m^* - g_0 \quad (3.49)$$

$$g_0 = - \frac{\partial I_T}{\partial V_{B'C'}} \quad (3.50)$$

III.3.2 Courant de base

Le courant de base est composé d'une partie interne et d'une partie externe. Chaque partie est elle-même la somme d'un courant base-émetteur et d'un courant base-collecteur. Chaque courant est linéarisé de la façon suivante :

- Courant interne I_{BEI}

Ce courant ne dépend que de la tension interne $V_{B'E'}$, la linéarisation de cette expression permet d'écrire :

$$i_{BEI} = \frac{\partial I_{BEI}}{\partial V_{B'E'}} \cdot v_{B'E'} = g_{\pi i} \cdot v_{B'E'} \quad (3.51)$$

La conductance d'entrée $g_{\pi i}$ est calculée à partir de l'expression de I_{BEI} (3.4).

$$g_{\pi i} = \frac{I_{BEIS}}{M_{BEI} \cdot V_T} \cdot \exp\left(\frac{V_{B'E'}}{M_{BEI} \cdot V_T}\right) + \frac{I_{REIS}}{M_{REI} \cdot V_T} \cdot \exp\left(\frac{V_{B'E'}}{M_{REI} \cdot V_T}\right) \quad (3.52)$$

- Diode interne I_{BCI}

Le courant base-collecteur interne ne dépend que de la tension $V_{B'C'}$. Sa linéarisation s'exprime alors comme suit :

$$i_{BCI} = \frac{\partial I_{BCI}}{\partial V_{B'C'}} \cdot v_{B'C'} = g_{\mu i} \cdot v_{B'C'} \quad (3.53)$$

Ce qui permet d'introduire la conductance interne de contre réaction $g_{\mu i}$ à partir de l'expression de I_{BCI} (3.5).

$$g_{\mu i} = \frac{I_{BCIS}}{M_{BCI} \cdot V_T} \cdot \exp\left(\frac{V_{B'C'}}{M_{BCI} \cdot V_T}\right) \quad (3.54)$$

Les mêmes calculs peuvent être menés pour les courants I_{BEP} et I_{BCX} en introduisant les conductances respectives $g_{\pi x}$ et $g_{\mu x}$.

III.3.3 Capacités de diffusion

Les capacités de diffusion C_{DE} et C_{DC} sont définies selon :

$$C_{diff} = \frac{dQ_F}{dV} = \frac{dQ_F}{dI_T} \cdot \frac{dI_T}{dV} \quad (3.55)$$

Cette formulation permet de faire apparaître $\tau_f = \frac{dQ_F}{dI_T}$ en régime direct.

La capacité base-émetteur est alors équivalente à :

$$C_{DE} = \tau_f \cdot S_{FB} \quad (3.56)$$

avec τ_f du paragraphe II.2.5 et $S_{FB} = \frac{dI_{Tf}}{dV_{B'E'}}$ est donnée dans [3].

La capacité de diffusion base-collecteur correspond au fonctionnement en inverse du transistor

auquel est associé le temps de transit et $\tau_R = \frac{dQ_F}{dI_R}$:

$$C_{DC} = \tau_R \cdot S_{RB} + \tau_f \cdot S_{FC} \quad (3.57)$$

Les expressions de $S_{RB} = \frac{dI_{Tr}}{dV_{B'E'}}$ et $S_{FC} = \frac{dI_{Tf}}{dV_{C'E'}}$ sont données dans [3].

III.3.4 Effets Non Quasi Statiques

A hautes fréquences, les charges de porteurs minoritaires ainsi que le courant de transfert ont un temps de réaction non nul par rapport aux modifications des polarisations. Ces effets sont pris en compte en ajoutant un temps de délai sur Q_f (2.120) et I_T (2.121). Les deux termes α_{11}

et α_{21} sont pris comme paramètres modèle et sont notés respectivement par A_{LQF} et A_{LIT} . Les délais sont exprimés selon :

$$\begin{aligned}\Delta T_{Q_f} &= A_{LQF} \cdot \tau_f \\ \Delta T_{I_T} &= A_{LIT} \cdot \tau_f\end{aligned}\tag{3.58}$$

Ces temps impliquent un déphasage sur I_T et Q_f ce qui impacte la conductance g_m associée au courant de transfert ainsi que la capacité de diffusion C_{DE} .

III.4 Modèle de bruit basse fréquence

Le bruit est un facteur de mérite important dans les applications orientées vers les télécommunications. Les origines physiques et leurs expressions analytiques sont largement décrites dans la littérature. Seuls les mécanismes simplifiés seront présentés ci-dessous.

En général, les sources de bruit sont représentées comme des sources de courant (ou de tension) en parallèle (ou en série) avec l'élément générateur du bruit.

Dans les équations qui suivent, f est la fréquence d'utilisation et Δf la bande de fréquence élémentaire autour de f . Le bruit dans le dispositif peut avoir trois natures différentes qui sont détaillées dans ce paragraphe.

- Bruit thermique

Ce bruit est associé au mouvement brownien des porteurs sous l'effet de la température dans tout élément résistif du dispositif. Il ne dépend que de la température T et de la valeur de la résistance R . La source de courant I_R associée s'exprime selon :

$$\overline{I_R^2} = \frac{4k_B T \Delta f}{R}\tag{3.59}$$

k_B est la constante de Boltzmann.

Chaque résistance du modèle R_E , R_{BX} , R_{CX} , R_{BI} possède une source de bruit associée.

Afin de prendre en compte le caractère distribué du bruit au niveau de la résistance de base interne R_{BI} , un paramètre supplémentaire K_{RBI} est utilisé pour moduler cette résistance qui devient :

$$R_{BIin} = K_{RBI} \cdot R_{BI}\tag{3.60}$$

- Bruit de grenaille

Le transport des charges au travers des jonctions est la source d'un bruit dit de grenaille. Ce bruit correspond à la fluctuation de courant généré par les porteurs traversant ces jonctions. Il est décrit par une source de bruit blanc et ne dépend que du courant collecteur ou base.

$$\overline{I}_T^{-2} = 2qI_T \cdot \Delta f \quad (3.61)$$

$$\overline{I}_B^{-2} = 2qI_B \cdot \Delta f$$

- Bruit Flicker ou en 1/f [4].

Pour les faibles fréquences, des mécanismes de génération-recombinaison au niveau de l'interface poly-mono silicium sont la source d'un bruit qui dépend de la fréquence. Il est d'autant plus important que la fréquence est faible d'où sa formulation :

$$\overline{I}_{BE}^{-2} = K_F \cdot (I_{BEI} + I_{BEP})^{A_F} \cdot \frac{\Delta f}{f} \quad (3.62)$$

III.5 Modèle en température

La température de référence à laquelle les paramètres modèle ont été extraits est notée T_0 . La température de simulation est notée T . Les expressions suivantes sont définies et utilisées par la suite :

$$\Delta T = T - T_0 \quad (3.63)$$

$$T_R = \frac{T}{T_0} \quad (3.64)$$

Le tension thermodynamique V_T est rappelée :

$$V_T = \frac{k \cdot T}{q} \quad (3.65)$$

Les dépendances en température des paramètres modèle proviennent de celles de la mobilité (2.186) et de la concentration intrinsèque (2.190) présentées au chapitre II.

La tension de bandgap à $T=0K$, V_{GB} est définie comme paramètre modèle et notée V_{GB} .

III.5.1 Capacités de déplétion

Les capacités de déplétion C_{BE} , C_{BC} et C_{CS} possèdent la même variation en température. Cette variation touche le potentiel de jonction, appelé ici V_D , et la capacité de déplétion à polarité nulle C_{J0} . Les coefficients de jonction Z sont considérés constants avec la température.

En considérant l'expression de V_D en fonction de n_i (A.24) et la dépendance de n_i en fonction de T (2.190) il vient :

$$V_D(T) = V_D(T_0) \cdot T_R - 3V_T \ln(T_R) - V_{GB} \cdot (T_R - 1) \quad (3.66)$$

La capacité de déplétion à polarisation nulle est fonction de V_D selon (A.25) ce qui permet

d'écrire sa dépendance avec T :

$$C_{J0}(T) = C_{J0}(T_0) \cdot \left(\frac{V_D(T_0)}{V_D(T)} \right)^{Z_J} \quad (3.67)$$

III.5.2 Courant de transfert

Le paramètre modèle C_{10} dépend de la mobilité et de n_{iB} via (3.1). De plus compte tenu des forts dopages mis en jeu, le produit $\mu_n \cdot V_T$ est supposé constant avec T [2] de sorte que :

$$V_T \cdot \mu_n(T) = V_{T0} \cdot \mu_n(T_0) \quad (3.68)$$

La dépendance en température de C_{10} est donc donnée par celle de n_{iB} (2.190) :

$$C_{10}(T) = C_{10} \cdot T_R^3 \cdot \exp\left(\frac{V_{GB} \cdot (T_R - 1)}{V_T}\right) \quad (3.69)$$

Q_{P0} est définie d'après (2.11). Sa dépendance en température (3.70) est due à celle des bornes délimitant les ZCE de la base neutre soient x_{jbe0} et x_{jbc0} .

$$Q_{P0}(T) = A_E \cdot q_{P0} = q_{A_E} \cdot \int_{x_{jbe0}(T)}^{x_{jbc0}(T)} N_A(x) dT \quad (3.70)$$

Une valeur moyenne pour $N_A(x)$ est évaluée sur la base neutre. L'équation (3.70) devient :

$$Q_{P0}(T) = q_{A_E} \bar{N}_A \cdot (x_{jbc0}(T) - x_{jbe0}(T)) \quad (3.71)$$

Ce qui revient à déterminer la variation $\Delta w(T)$ de la largeur de la base neutre $w_B = x_{jbc0} - x_{jbe0}$. De plus, la base étant plus fortement dopée que le collecteur, la ZCE base-collecteur s'étend davantage dans le collecteur ce qui permet de considérer x_{jbc0} constant avec T. La variation de Q_{P0} avec T est donc donnée par celle de x_{jbe0} qui peut se mettre sous la forme :

$$x_{jbe0}(T) = k \cdot V_{DEI}(T)^{Z_{EI}} \quad (3.72)$$

La variation de la largeur Δw avec T vaut alors :

$$\Delta w(T) = x_{jbc0}(T) - x_{jbc0}(T_0) = x_{jbc0}(T_0) \cdot \left(\frac{x_{jbe0}(T)}{x_{jbe0}(T_0)} - 1 \right) \quad (3.73)$$

Un développement limité autour de T_0 permet de remplacer le ratio $\frac{V_{DEI}(T)}{V_{DEI}(T_0)}$ par $1 - \alpha \cdot \Delta T$,

d'où :

$$\Delta w(T) = x_{jbe0}(T_0) \cdot \left(\left(\frac{V_{DEI}(T)}{V_{DEI}(T_0)} \right)^{Z_{EI}} - 1 \right) = x_{jbe0}(T_0) \cdot ((1 - \alpha \cdot \Delta T)^{Z_{EI}} - 1) \quad (3.74)$$

(3.74) est alors utilisée dans (3.71) qui s'écrit :

$$\begin{aligned} Q_{P0}(T) &= qA_E \bar{N}_A \cdot (x_{jbc0} - x_{jbe0}(T_0) - x_{jbe0}(T) + x_{jbe0}(T_0)) \quad (3.75) \\ &= qA_E \bar{N}_A \cdot w_B(T_0) \cdot \left(1 - \frac{\Delta w(T)}{w_B(T_0)} \right) \\ &= Q_{P0}(T_0) \cdot \left(1 - \frac{x_{jbe0}(T_0)}{w_B(T_0)} ((1 - \alpha \cdot \Delta T)^{Z_{EI}} - 1) \right) \end{aligned}$$

En supposant $\alpha \cdot \Delta T \ll 1$, $(1 - \alpha \Delta T)^{Z_{EI}} \approx 1 - \alpha Z_{EI} \Delta T$ et (3.75) peut s'écrire :

$$Q_{P0}(T) \approx Q_{P0}(T_0) \cdot \left(1 + \frac{x_{jbe0}(T_0)}{w_B(T_0)} \cdot \alpha \cdot Z_{EI} \cdot \Delta T \right) \quad (3.76)$$

Pour finir, $\frac{x_{jbe0}(T_0)}{w_B(T_0)} \approx \frac{1}{2}$ et comme $\alpha \cdot \Delta T = 1 - \frac{V_{DEI}(T)}{V_{DEI}}$, la dépendance en température de

Q_{P0} est obtenue :

$$Q_{P0}(T) = Q_{P0} \cdot \left[1 + \frac{Z_{EI}}{2} \cdot \left(1 - \frac{V_{DEI}(T)}{V_{DEI}} \right) \right] \quad (3.77)$$

III.5.3 Gain en courant et Courants base

La dépendance en température du gain en courant en régime statique est donnée par [2] :

$$\beta(T) \approx \beta(T_0) \cdot \exp\left(\frac{\Delta V_{GB} - \Delta V_{GE}}{V_T} \cdot \left(\frac{T}{T_0} - 1 \right) \right) \quad (3.78)$$

ΔV_{GB} et ΔV_{GE} représentent l'effet du BGN dans la base et l'émetteur respectivement.

Un développement limité de (3.78) permet d'obtenir la formulation suivante pour $\beta(T)$:

$$\beta(T) \approx \beta(T_0) \cdot (1 + A_{LB} \Delta T) \quad (3.79)$$

avec A_{LB} paramètre modèle défini selon :

$$A_{LB} = \frac{1}{\beta(T_0)} \cdot \frac{d\beta}{dT} \quad (3.80)$$

Les variations des courants de saturation base-émetteur (I_{BEIS} , I_{BEPS} , I_{REIS} et I_{REPS}) en fonction de la température sont obtenues en considérant $I_{BS}(T) = \frac{I_S(T)}{\beta(T)}$. Les coefficients d'idéalité (M_{BEI} , M_{BEP} , M_{REI} et M_{REP}) sont supposés constants avec T. Le modèle suivant est

considéré pour $I_{BS}(T)$:

$$I_{BS}(T) = I_{BS}(T_0) \cdot T_R^{\frac{3}{M_B}} \cdot \exp\left(\frac{V_{GB} \cdot (T_R - 1)}{M_B \cdot V_T} - A_{LB} \cdot \Delta T\right) \quad (3.81)$$

L'expression des courants base-collecteur est obtenue en enlevant le terme $A_{LB} \cdot \Delta T$ de (3.81).

III.5.4 Résistances séries

Les résistances étant liées à la mobilité du matériau, la dépendance en température (3.82) de R_E , R_{CX} , R_{BX} , R_{BI0} et R_{CI0} provient de celle des mobilités des zones correspondantes (2.186). Les coefficients en température ζ sont pris comme paramètres modèle et sont notés ZETAR (ZETARE pour R_E , ZETARBX pour R_{BX} , ZETARBI pour R_{BI0} , ZETARCX pour R_{CX} et ZETACI pour R_{CI0}).

$$R(T) = R(T_0) \cdot T_R^{ZETAR} \quad (3.82)$$

III.5.5 Temps de transit

A faible injection, la dépendance en température provient du temps de transit à $V_{BC}=0V$ τ_0 et s'exprime selon [1] :

$$\tau_0(T) = \tau_0(T_0)(1 + A_{LT0} \cdot \Delta T + K_{T0} \cdot \Delta T^2) \quad (3.83)$$

A_{LT0} et K_{T0} sont pris comme paramètres modèle.

Les variations avec T à moyenne injection sont prises en compte via les paramètres du courant critique I_{CK} . Ainsi la résistance interne collecteur R_{CI0} varie selon la loi en température décrite par (3.82). La tension V_{LIM} (2.97) est fonction de la mobilité μ_{nCi} et de la vitesse des porteurs ce qui permet d'écrire la dépendance en température suivante :

$$V_{LIM}(T) = V_{LIM}(T_0) \cdot (1 - A_{LVS} \cdot \Delta T) \cdot T_R^{ZETACI} \quad (3.84)$$

Enfin le modèle formulé en (3.85) est appliqué sur la tension de saturation V_{CES} .

$$V_{CES}(T) = V_{CES}(T_0) \cdot (1 + A_{LCES} \cdot \Delta T) \quad (3.85)$$

Le paramètre τ_{EF0} qui représente le temps de transit dans l'émetteur, est fonction du gain en courant à faible injection selon (2.83) et du temps τ_{pE0} (2.82). La variation avec T respective de ces deux éléments donne $\tau_{EF0}(T)$.

$$\tau_{EF0}(T) = \tau_{EF0}(T_0) \cdot \frac{T_R}{1 + A_{LB} \cdot \Delta T} \quad (3.86)$$

Le temps de saturation τ_{HCS} (3.35) est inversement proportionnel au produit $\mu_{nCi} \cdot V_T$ via les expressions des temps τ_{Bfs} (2.92) et τ_{pCs} (2.97). La variation en température de ce produit donne celle de τ_{HCS} :

$$\tau_{HCS}(T) = \tau_{HCS}(T_0) \cdot T_R^{(Z_{ETACI}-1)} \quad (3.87)$$

III.5.6 Courant d'avalanche

La variation en température des paramètres du courant d'avalanche donnés au paragraphe II.2.6 est décrite par [5] :

$$a_n(T) = a_n(T_0) \cdot \exp(\alpha_{na} \Delta T) \quad (3.88)$$

$$b_n(T) = b_n(T_0) \cdot \exp(\alpha_{nb} \Delta T)$$

En utilisant les expressions précédentes, les fonctions en température de F_{AVL} et de Q_{AVL} , (2.115) et (2.116), sont obtenues:

$$F_{AVL}(T) = F_{AVL} \cdot \exp(A_{LFAV} \cdot \Delta T) \quad (3.89)$$

$$Q_{AVL}(T) = Q_{AVL} \cdot \exp(A_{LQAV} \cdot \Delta T) \quad (3.90)$$

avec $A_{LFAV} = \alpha_{na} - \alpha_{nb}$ et $A_{LQAV} = \alpha_{nb}$.

III.6 Auto-échauffement

III.6.1 Description du phénomène [6]

Le phénomène d'auto-échauffement apparaît lorsque le transistor débite du courant. La puissance dissipée dans tout le dispositif ($P=I_C \cdot V_{CE}$) fait augmenter la température. Ajoutons que cet effet est accentué dans les technologies les plus récentes du fait de l'augmentation de la densité de courant générée par l'injection du Germanium. De même l'utilisation des isolations par tranchée, de part leur faible conduction thermique, ne permettent pas de dissiper la chaleur générée. Enfin, et surtout, les tailles des transistors tendent à être réduites alors que la densité de courant qui les traverse reste importante.

Les pentes négatives constatées sur les caractéristiques de sortie $V_{BE}(V_{CE})$ et $I_C(V_{CE})$ à fort I_B (cf. figure 3.7) sont la conséquence directe de cet effet. Plus I_B est fort, plus l'auto-échauffement tend à faire augmenter ce courant. Pour compenser cette augmentation et garder un courant de base constant, la tension V_{BE} aux bornes du transistor doit diminuer, entraînant une baisse de I_C . Ces caractéristiques de sorties permettent d'évaluer l'impact de l'auto-

échauffement.

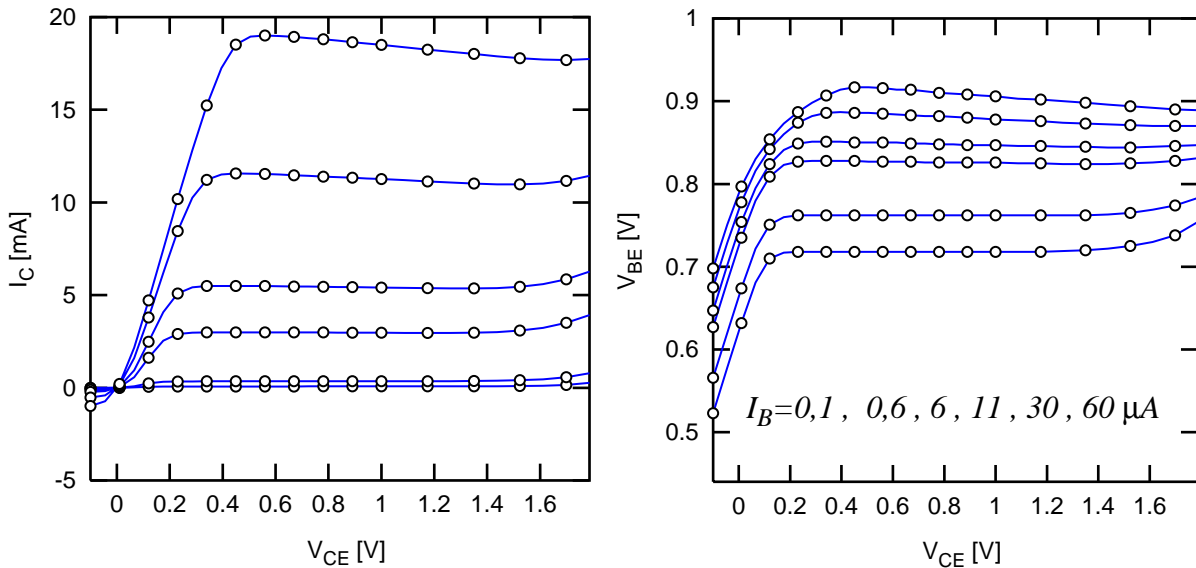


Fig. 3.7 : Mise en évidence de l'auto-échauffement sur les caractéristiques de sortie mesurées d'un transistor de taille $0,3 \times 14,9 \mu\text{m}^2$ ayant un pic de f_T égal à 150GHz.

III.6.2 Modélisation du phénomène

Les modèles les plus récents (MEXTRAM, VBIC, HICUM) prennent en compte l'auto-échauffement en se basant sur l'approche suivante. Le transistor interne est considéré comme une source de chaleur. Un bilan thermique permet d'écrire l'équation de propagation tridimensionnelle de la température :

$$\nabla K(T) \cdot \Delta T(x, y, z) - \rho \cdot c \cdot \left(\frac{\partial T}{\partial t}\right) = -P(x, y, z) \tag{3.91}$$

Avec K la conductivité thermique, T la température, ρ la densité de chaleur, c la quantité de chaleur unitaire, t le temps et P la puissance dissipée. La réduction de (3.91) à une analyse unidimensionnelle donne [7], [8] :

$$T_j = T + R_{TH} \cdot P - C_{TH} \cdot R_{TH} \cdot \frac{dT_j}{dt} \tag{3.92}$$

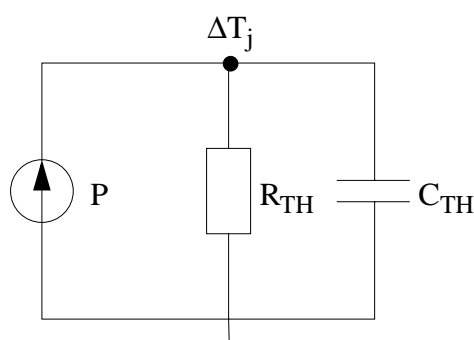


Fig. 3.8 : Schéma équivalent modélisant l'auto-échauffement.

R_{TH} et C_{TH} représentent respectivement la résistance et la capacité thermique. T_j est la température de la jonction et T la température ambiante du circuit. L'équation (3.92) peut être transcrite en un schéma équivalent à un réseau RC parallèle. La tension est remplacée par l'élévation de température $\Delta T_j = T_j - T$ et le courant par la puissance totale dissipée P.

L'implémentation de l'auto-échauffement dans les simulateurs électriques est réalisée en mettant en parallèle le circuit du transistor et celui de l'auto-échauffement selon la figure 3.9.

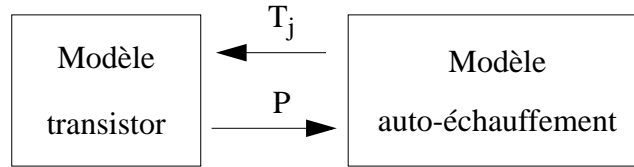


Fig. 3.9 : Implémentation de l'auto-échauffement dans les simulateurs électriques.

La puissance totale dissipée dans le dispositif est déterminée par le modèle du transistor et est traitée comme paramètre d'entrée par le sous-circuit représentant l'auto-échauffement. Celui-ci calcule l'élévation en température T_j . Cette nouvelle température est réinjectée dans le modèle du transistor qui, à l'aide des lois et des paramètres en température, recalcule la puissance dissipée à $T=T_j$. La boucle s'achève lorsque T_j et P ont convergé vers des valeurs stables.

III.7 Conclusion

Ce chapitre a présenté le modèle HICUM. Les principaux paramètres qui le composent dépendent directement de la physique du transistor développée au chapitre II. Des simplifications ont été apportées de sorte à rendre le modèle continûment dérivable sur l'ensemble du domaine de fonctionnement et éviter des temps de calcul trop longs.

Ce modèle possède l'avantage d'être semi-physique. Sa formulation généralise celle proposée par Gummel et Poon mais elle se distingue de la précédente par une meilleure description des caractéristiques dynamiques via le temps de transit. Ce temps de transit est intégré comme une quantité élémentaire du modèle, ce qui permet d'obtenir une plus grande précision sur les effets à fortes injections responsables de la chute du f_T et du gain. Néanmoins, cette approche implique une corrélation entre les caractéristiques statiques et dynamiques puisque ce temps de transit intervient directement dans la formulation du courant de transfert. Ce couplage posera des problèmes pour l'extraction des paramètres comme nous le verrons au chapitre V.

Enfin, la prise en compte de l'auto-échauffement constitue un atout majeur pour le développement des circuits de nouvelles générations dont les performances sont de plus en plus impactées par ce phénomène. Cependant, le modèle se limite à l'auto-échauffement interne du transistor, l'échauffement mutuel entre les transistors n'étant pas considéré.

III.8 Références

- [1] M. Schröter, H.M. Rein, "Transit Time of High-Speed Bipolar Transistors in

- Dependence on Operating point, technological parameters, and Temperature”, in Proc. IEEE Bipolar Circuits and Technology Meeting, Minneapolis, pp. 250-253, 1989.
- [2] M. Schröter, “Bipolar Transistor Modelling for Integrated Circuit Design”, Telecom Microelectronics Centre Semiconductor Components Group, Northern Telecom, Ottawa, 1995.
 - [3] M. Schröter, “A Scalable physics-based compact bipolar transistor model, version 2.1”, Dresden, December 2000.
 - [4] P. Llinares, “Evolution du bruit 1/f dans les transistors bipolaires des technologies BiCMOS”, Thèse de doctorat, Institut Montpellier II-Sciences et Techniques du Languedoc, Mai 1998.
 - [5] P. Mars, “Temperature dependence of avalanche breakdown voltage in pn junctions”, Int. J. Electronics, Vol. 32, No 1, pp. 23-27, 1971.
 - [6] H. Tran, “Investigation of SiGe Heterojunction Bipolar Transistors with Respect to Compact Modelling for Integrated Circuit Design”, Thesis of Ottawa-Carleton Institute of Electrical Engineering, Canada, September 1997.
 - [7] H. Mnif, “Contribution à la modélisation des transistors bipolaires à hétérojonction SiGe en température et en bruit”, Thèse, Université Bordeaux 1, Janvier 2004.
 - [8] H. Mnif, T. Zimmer, J.L. Battaglia, B. Ardouin, D. Berger, D. Céli, “A new approach for modelling the thermal behaviour of bipolar transistors”, 4th IEEE International Caracas Conference on devices, circuits and systems, Aruba, avril 2002, pp. D024_1-4.

CHAPITRE IV : Modèle paramétré

IV.1 Introduction

Les chapitres précédents ont présenté les bases physiques sur lesquelles le modèle HICUM a été développé ainsi que les paramètres qui le composent. Ces paramètres servent à décrire le comportement électrique d'un transistor de géométrie donnée. Or, la conception d'un circuit passe par la détermination judicieuse des dimensions des transistors. Cette détermination est limitée par le nombre de composants supportés dans les bibliothèques. Il est alors intéressant de "paramétriser" géométriquement le transistor bipolaire. Cette "paramétrisation" consiste à définir un jeu de paramètres, dits unitaires, indépendants de la géométrie du transistor. Ce jeu de paramètres, associé à des lois géométriques appropriées, doit permettre de calculer les paramètres modèles de n'importe quel dispositif connaissant ses dimensions géométriques (cf. figure 4.1).

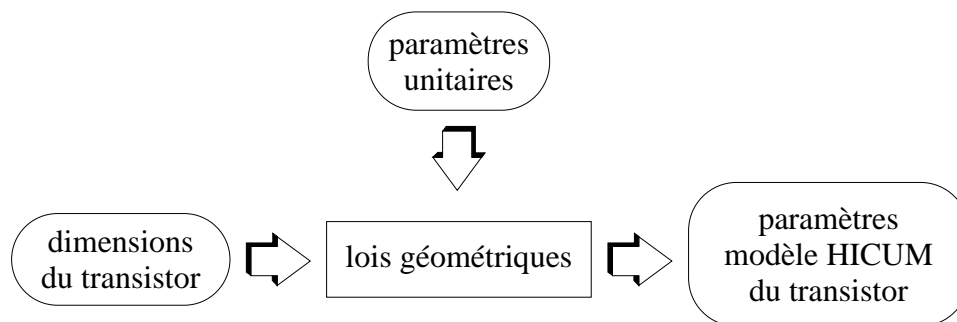


Fig. 4.1 :Principe du modèle paramétré.

L'ensemble paramètres unitaires et lois géométriques constituent un modèle paramétré. La taille de la fenêtre d'émetteur devient un paramètre d'entrée pour le concepteur qui possède alors une plus grande liberté dans le choix du transistor. L'objet de chapitre est de présenter le développement d'un tel modèle. Ceci revient à réaliser l'étude de la dépendance géométrique des paramètres HICUM.

Les paramètres unitaires seront définis ainsi que les lois géométriques permettant de calculer les paramètres du modèle HICUM. Ces lois géométriques dépendent d'une aire de référence liée à la définition géométrique d'un "transistor interne". Cette aire sert de base au développement du modèle unitaire et sera présentée dans un premier temps.

L'ensemble des dimensions utilisées est récapitulé en annexe C.

IV.2 Définition géométrique de l'aire effective A_E

Le modèle HICUM décrit au chapitre III prend en compte le caractère distribué des éléments tels que les capacités de déplétion base-émetteur et base-collecteur ou le courant base.

Ainsi le circuit équivalent de la figure 3.1 comprend un circuit décrivant la partie interne du

transistor qui est composé du courant de transfert, des composantes internes des capacités et des courants de base. Les éléments externes des capacités ainsi que la résistance de base modélisent le comportement périmétrique du dispositif.

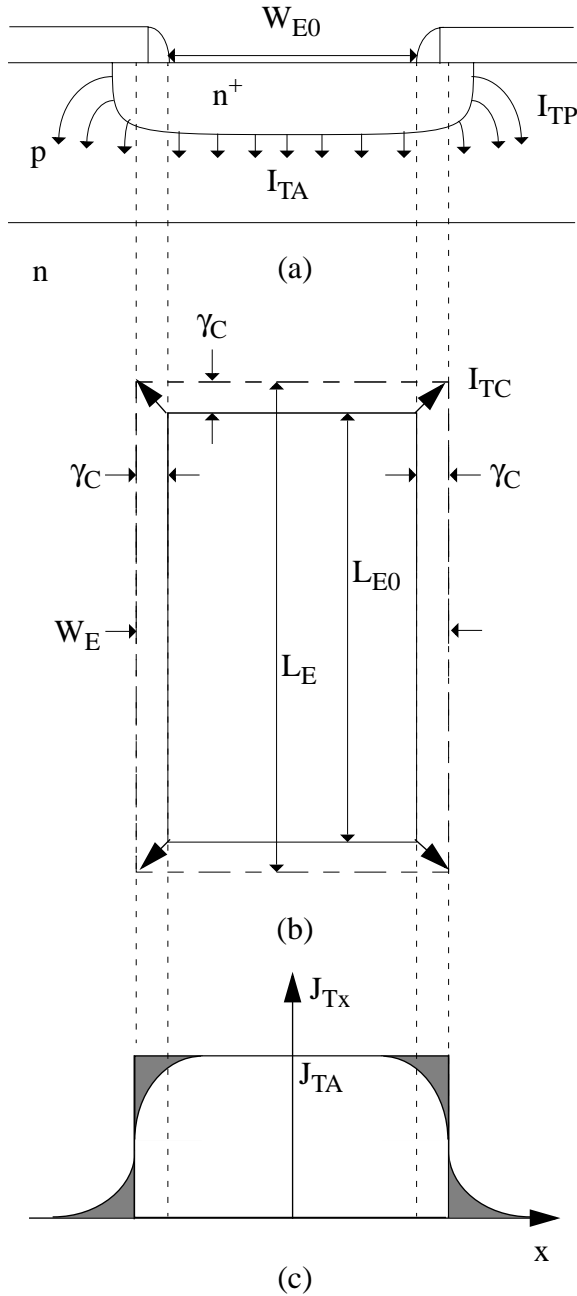


Fig. 4.2 : Définition de l'aire effective A_E .

La formulation précédente est développée et utilisée dans (4.1) qui devient :

$$I_T = J_{TA} \cdot A_{E0} + J_{TA} \cdot \gamma_C \cdot P_{E0} + 4\gamma_C^2 \cdot J_{TA} \quad (4.3)$$

Avec $P_{E0} = 2 \cdot (W_{E0} + L_{E0})$, le périmètre réel de l'émetteur.

Selon l'approche classique, ce même courant de transfert s'exprime comme la somme d'un

Dans le modèle HICUM, le courant de transfert est entièrement incluí dans la partie interne du transistor. En réalité, il possède une composante surfacique I_{TA} , une composante périmétrique I_{TP} et une composante de coin I_{TC} comme illustré sur la figure 4.2 (a)

Une aire "effective" A_E est alors définie de telle sorte que la totalité du courant de transfert la traverse. Le courant I_T est ramené à un courant entièrement surfacique pouvant s'exprimer comme le produit de sa densité surfacique J_{TA} par A_E (cf. figure 4.2 (c)) :

$$I_T = J_{TA} \cdot A_E \quad (4.1)$$

Cette aire "effective" A_E est calculée par rapport à l'aire réelle (silicium) $A_{E0} = W_{E0} \cdot L_{E0}$ grâce au paramètre unitaire γ_C (cf. figure 4.2 (b)). Ce paramètre γ_C représente l'extension électrique des lignes du courant I_T sous la fenêtre d'émetteur réelle A_{E0} .

A_E s'exprime alors :

$$A_E = (W_{E0} + 2\gamma_C) \cdot (L_{E0} + 2\gamma_C) \quad (4.2)$$

courant surfacique I_{TA} , d'un courant périmétrique I_{TP} et d'un courant de coin I_{TC} .

$$I_T = I_{TA} + I_{TP} + I_{TC} \quad (4.4)$$

Notons que la densité surfacique J_{TA} est la même pour les deux approches.

L'équivalence entre (4.3) et (4.4) permet d'identifier les différentes composantes :

$$\begin{cases} I_{TA} = J_{TA} \cdot A_{E0} \\ I_{TP} = J_{TA} \cdot \gamma_C \cdot P_{E0} = J_{TP} \cdot P_{E0} \end{cases}$$

La densité de courant périmétrique J_{TP} est alors proportionnelle à la densité de courant surfacique J_{TA} via le paramètre γ_C qui peut s'exprimer selon :

$$\gamma_C = \frac{J_{TP}}{J_{TA}} \quad (4.5)$$

La composante de coin I_{TC} peut être évaluée par :

$$I_{TC} = 4\gamma_C^2 \cdot J_{TA} = 4 \cdot \frac{J_{TP}^2}{J_{TA}} \quad (4.6)$$

La définition de A_E constitue donc une astuce de calcul permettant d'intégrer les effets périmétriques et de coin du courant de transfert I_T en une seule surface (cf. (4.2)).

L'aire d'émetteur effective définie par rapport au courant de transfert devient alors l'aire de référence. Elle délimite géométriquement le transistor interne et permet de développer le modèle paramétré.

IV.3 Courant de transfert

Le courant de transfert est calculé à partir de l'aire effective A_E (définie au paragraphe précédent) et de la densité surfacique J_{TA} (cf. (4.2)). La variation de ce même courant de transfert est modélisée selon (3.2) :

$$I_T = \frac{C_{10} \cdot \left(\exp\left(\frac{V_{B'E'}}{V_T}\right) - \exp\left(\frac{V_{B'C'}}{V_T}\right) \right)}{Q_{P0} + h_{JEI} \cdot Q_{JEI} + h_{JCI} \cdot Q_{JCI} + Q_F} = J_{TA} \cdot A_E \quad (4.7)$$

Les charges internes Q_{P0} , Q_{JEI} , Q_{JCI} et Q_F sont définies comme le produit d'une charge surfacique par l'aire A_E selon :

$$Q_{P0} = Q_{P0u} \cdot A_E \quad (4.8)$$

$$Q_{JEI} = Q_{JEA} \cdot A_E \quad (4.9)$$

$$Q_{JCI} = Q_{JCA} \cdot A_E \quad (4.10)$$

$$Q_F = Q_{FA} \cdot A_E \quad (4.11)$$

Ce qui permet de reformuler le courant de transfert :

$$I_T = \frac{C_{10} \cdot \left(\exp\left(\frac{V_{B'E'}}{V_T}\right) - \exp\left(\frac{V_{B'C'}}{V_T}\right) \right)}{A_E \cdot (Q_{P0u} + h_{JEI} \cdot Q_{JEA} + h_{JCI} \cdot Q_{JCA} + Q_{FA})} = J_{TA} \cdot A_E \quad (4.12)$$

La densité surfacique est ainsi obtenue :

$$J_{TA} = \frac{C_{10u} \cdot \left(\exp\left(\frac{V_{B'E'}}{V_T}\right) - \exp\left(\frac{V_{B'C'}}{V_T}\right) \right)}{Q_{P0u} + h_{JEI} \cdot Q_{JEA} + h_{JCI} \cdot Q_{JCA} + Q_{FA}} \quad (4.13)$$

Où

$$C_{10} = C_{10u} \cdot A_E^2 \quad (4.14)$$

Les deux paramètres unitaires C_{10u} et Q_{P0u} sont introduits. De même, les composantes surfaciques des charges associées aux charges de déplétion base-émetteur Q_{JEA} , base-collecteur Q_{JCA} et celle de diffusion Q_{FA} . Les coefficients h_{JEI} et h_{JCI} ne dépendent pas de la géométrie (cf. (2.54), (2.55)).

IV.4 Capacités de déplétion unitaires

Les capacités de déplétion possèdent une composante surfacique C_{JZA} et une composante périmérique C_{JZP} . Ces deux composantes sont définies comme étant les paramètres unitaires des capacités de déplétion.

Le modèle HICUM prévoit le partage des capacités BE et BC autour de la résistance de base en introduisant une capacité interne C_{JZI} et une capacité externe C_{JZPX} .

L'objectif de ce paragraphe est la détermination des lois géométriques permettant de calculer les paramètres modèle C_{JZI} et C_{JZPX} à partir des paramètres unitaires C_{JZA} et de C_{JZP} .

IV.4.1 Capacité base-émetteur

Les composantes surfaciques et périmétriques sont définies par rapport aux dimensions réelles de la fenêtre d'émetteur W_{E0} , L_{E0} . La capacité C_{BE} peut donc s'exprimer selon l'approche (4.15) à l'aide de la capacité surfacique C_{JEA} , de la capacité périmérique C_{JEP} et de la capacité de coin C_{JEC} .

$$C_{BE}(V) = C_{JEA}(V) \cdot A_{E0} + C_{JEP}(V) \cdot P_{E0} + C_{JEC}(V) \quad (4.15)$$

D'autre part, le modèle HICUM partage la capacité totale C_{BE} en une partie interne C_{JEI} et une partie externe C_{JEPX} selon (4.16).

$$C_{BE}(V) = C_{JEI}(V) + C_{JEPX}(V) \quad (4.16)$$

Les deux expressions (4.15) et (4.16) étant équivalentes, l'objectif est alors de déterminer les paramètres HICUM C_{JEI0} et C_{JEP0} en fonction des paramètres unitaires C_{JEA} et C_{JEP} . Les expressions (4.15) et (4.16) étant supposées valables quelque soit la polarisation, seule $V_{BE}=0V$ est considérée dans les calculs qui suivent.

Comme détaillé au paragraphe IV.3, le courant de transfert est calculé à partir de l'aire effective A_E (4.7). D'après cette formulation, la charge Q_{JEI} dépend géométriquement de cette aire (4.9).

Ceci permet d'obtenir la relation entre C_{JEI0} et C_{JEA} :

$$C_{JEI0} = C_{JEA} \cdot A_E \quad (4.17)$$

L'expression (4.17) est utilisée dans (4.16) qui devient:

$$C_{BE0} = C_{JEA} \cdot A_E + C_{JEP0} \quad (4.18)$$

Le paramètre modèle C_{JEP0} est obtenu en calculant C_{BE0} à partir de (4.15) :

$$\begin{aligned} C_{JEP0} &= C_{BE0} - C_{JEA} \cdot A_E \\ &= C_{JEA} \cdot A_{E0} + C_{JEP} \cdot P_{E0} - C_{JEA} \cdot A_E \end{aligned} \quad (4.19)$$

Le terme de coin C_{JEC} n'apparaît pas dans le calcul de C_{JEP0} . Ce terme est en effet difficile à évaluer géométriquement. De plus, le modèle HICUM ne possède pas de paramètre permettant la prise en considération de cette composante de coin. Les lois présentées ci-dessus sont donc valables pour des transistors dont la taille permet de négliger C_{JEC} . Ces transistors possèdent une longueur d'émetteur L_{E0} largement supérieure à sa largeur W_{E0} .

Les paramètres de modèle représentant les potentiels et coefficients de jonction V_{DEI} , V_{DEP} , Z_{EI} et Z_{EP} sont supposés indépendants de la géométrie. Ils sont donc définis comme paramètres unitaires tout comme les paramètres A_{LJEI} et A_{LJEP} .

IV.4.2 Capacité base-collecteur

Pour les technologies avancées, une couche implantée sélectivement (SIC) dans le collecteur permet d'améliorer les performances dynamiques du transistor interne (cf. figure 2.1). L'implantation de cette couche se fait au travers de la fenêtre d'émetteur dessinée de dimensions W_{Ed} , L_{Ed} . La composante surfacique C_{JCA} et la composante périmétrique C_{JCP} de C_{BC} sont donc définies par rapport à W_{Ed} , L_{Ed} . Le terme de coin est négligé. La capacité totale base-collecteur peut être exprimée selon :

$$C_{BC}(V) = C_{JCA}(V) \cdot A_{Ed} + C_{JCP}(V) \cdot P_{Ed} + C_{JCC} \quad (4.20)$$

Le modèle HICUM définit C_{BC} comme la somme d'une capacité interne C_{JCI} et externe C_{JCX} :

$$C_{BC}(V) = C_{JCI}(V) + C_{JCX}(V) \quad (4.21)$$

Les lois permettant de calculer les paramètres modèles C_{JCI0} et C_{JCX0} à partir de C_{JCA} et C_{JCP} doivent alors être déterminées à l'aide de (4.20) et de (4.21) pour $V_{BC}=0V$.

L'expression de Q_{JCI} en fonction de A_E (4.10) impose la relation suivante entre C_{JCI0} et C_{JCA} :

$$C_{JCI0} = C_{JCA} \cdot A_E \quad (4.22)$$

(4.22) est utilisée dans (4.21) qui s'écrit :

$$C_{BC0} = C_{JCA} \cdot A_E + C_{JCX0} \quad (4.23)$$

Le paramètre modèle C_{JCX0} est alors déduit de l'équivalence entre les expressions (4.20) et (4.23) pour $V_{BC}=0V$:

$$C_{JCX0} = C_{JCA} \cdot A_{Ed} + C_{JCP} \cdot P_{Ed} - C_{JCA} \cdot A_E \quad (4.24)$$

Tout comme la capacité base émetteur, le terme de coin C_{JCC} est négligé dans le calcul de C_{JCX0} .

Les paramètres modèle de jonction V_{DCI} , V_{DCX} , Z_{CI} et Z_{CX} sont supposés constants avec la géométrie.

IV.5 Courant base-émetteur

Les variations géométriques du courant base sont plus délicates à déterminer que celles du courant de transfert compte tenu de sa propagation latérale. Les deux courants sont donc décorélés géométriquement.

Une aire effective A_{EB} peut être définie pour le courant base. Sa détermination reprend l'approche mathématique utilisée pour I_T qui consiste à inclure les effets périmétriques au travers d'une surface. Le paramètre unitaire γ_B est introduit afin de déterminer A_{EB} à partir de l'aire réelle de la fenêtre d'émetteur A_{E0} :

$$A_{EB} = (W_{E0} + 2 \cdot \gamma_B) \cdot (L_{E0} + 2 \cdot \gamma_B) \quad (4.25)$$

Le courant base-émetteur total I_{BE} peut alors s'exprimer comme le produit de sa densité surfacique par A_{EB} (4.26).

$$I_{BE} = J_{BA} \cdot A_{EB} \quad (4.26)$$

Le développement de (4.25) dans (4.26) permet d'identifier une densité périmétrique J_{BP} et un terme de coin I_{BEC} :

$$J_{BP} = \gamma_B \cdot J_{BA} \quad (4.27)$$

$$I_{BEC} = 4\gamma_B^2 \cdot J_{BA} \quad (4.28)$$

Dans le modèle HICUM le courant base émetteur possède une composante interne I_{BEI} (3.4) et externe I_{BEP} (3.6).

$$I_{BE} = I_{BEI} + I_{BEP} \quad (4.29)$$

Le courant interne I_{BEI} dépend de la tension $V_{B'E'}$ interne tandis que le courant externe I_{BEP} dépend de la tension $V_{B^*E'}$ (cf. figure 3.6).

$$I_{BEI} = I_{BEIS} \cdot \exp\left(\frac{V_{B'E'}}{M_{BEI} \cdot V_T}\right) + I_{REIS} \cdot \exp\left(\frac{V_{B'E'}}{M_{REI} \cdot V_T}\right) \quad (4.30)$$

$$I_{BEP} = I_{BEPS} \cdot \exp\left(\frac{V_{B^*E'}}{M_{BEP} \cdot V_T}\right) + I_{REPS} \cdot \exp\left(\frac{V_{B^*E'}}{M_{REP} \cdot V_T}\right) \quad (4.31)$$

L'objectif est alors d'exprimer les composantes I_{BEIS} , I_{REIS} , I_{BEPS} et I_{REPS} en fonction de la densité J_{BA} et du paramètre γ_B .

Dans un premier temps, la densité de courant J_{BA} peut être exprimée comme la somme de la densité de courant base J_{BEI} et de la densité de recombinaison J_{REI} selon :

$$\begin{aligned} J_{BA} &= J_{BEI} + J_{REI} \\ &= J_{BEIS} \cdot \exp\left(\frac{V_{B'E'}}{M_{BEI} \cdot V_T}\right) + J_{REIS} \cdot \exp\left(\frac{V_{B'E'}}{M_{REI} \cdot V_T}\right) \end{aligned} \quad (4.32)$$

En considérant (4.32), (4.26) devient :

$$I_{BE} = J_{BEIS} \cdot A_{EB} \cdot \exp\left(\frac{V_{B'E'}}{M_{BEI} \cdot V_T}\right) + J_{REIS} \cdot A_{EB} \cdot \exp\left(\frac{V_{B'E'}}{M_{REI} \cdot V_T}\right) \quad (4.33)$$

L'expression de A_{EB} est développée dans (4.33) :

$$\begin{aligned} I_{BE} &= J_{BEIS} \cdot A_{E0} \cdot \exp\left(\frac{V_{B'E'}}{M_{BEI} \cdot V_T}\right) + J_{REIS} \cdot A_{E0} \cdot \exp\left(\frac{V_{B'E'}}{M_{REI} \cdot V_T}\right) \\ &\quad + (J_{BEIS} \cdot \gamma_B \cdot P_{E0} + 4 \cdot \gamma_B^2 \cdot J_{BEIS}) \cdot \exp\left(\frac{V_{B'E'}}{M_{BEI} \cdot V_T}\right) \\ &\quad + (J_{REIS} \cdot \gamma_B \cdot P_{E0} + 4 \cdot \gamma_B^2 \cdot J_{REIS}) \cdot \exp\left(\frac{V_{B'E'}}{M_{REI} \cdot V_T}\right) \end{aligned} \quad (4.34)$$

A faible polarisation, les chutes de potentiel dans les résistances de base et d'émetteur sont négligeables ce qui permet d'égaliser les tensions $V_{B'E'}$ et $V_{B^*E'}$ dans (4.30) et (4.31). Les expressions de I_{BEI} et de I_{BEP} sont alors identifiées dans (4.34). Les lois géométriques qui permettent de calculer les paramètres modèle I_{BEIS} , I_{REIS} , I_{BEPS} et I_{REPS} à partir des paramètres unitaires J_{BEIS} , J_{REIS} et γ_B sont obtenues :

$$I_{BEIS} = J_{BEIS} \cdot A_{E0} \quad (4.35)$$

$$I_{REIS} = J_{REIS} \cdot A_{E0} \quad (4.36)$$

$$I_{BEPS} = J_{BEIS} \cdot \gamma_B \cdot P_{E0} + 4 \cdot \gamma_B^2 \cdot J_{BEIS} \quad (4.37)$$

$$I_{REPS} = J_{REIS} \cdot \gamma_B \cdot P_{E0} + 4 \cdot \gamma_B^2 \cdot J_{REIS} \quad (4.38)$$

Les coefficients d'idéalité M_{BEI} , M_{BEP} ainsi que les coefficients de recombinaison M_{REI} et M_{REP} sont indépendants de la géométrie.

IV.6 Résistances séries

IV.6.1 Résistance émetteur

La variation géométrique de la résistance émetteur prend la formulation classique suivante :

$$R_E = \frac{R_{KE}}{A_{E0}} \quad (4.39)$$

Avec R_{KE} la résistance d'émetteur unitaire.

Cependant une résistance d'accès due à la métallisation peut venir s'ajouter à R_E . Cette résistance parasite dépend du nombre de contacts d'émetteur n_{via} ; plus il y a de contacts, plus elle est faible. On définit alors une résistance d'accès unitaire R_{VIA} de sorte que la résistance d'émetteur totale s'exprime selon (4.40).

$$R_E = \frac{R_{KE}}{A_{E0}} + \frac{R_{VIA}}{n_{via}} \quad (4.40)$$

IV.6.2 Résistance de base

Afin de calculer les parties interne et externe de la résistance de base, les résistances par carré des couches présentées dans le tableau IV.1 sont nécessaires et utilisées en tant qu'éléments de base pour le modèle paramétré.

	dimension	résistance par carré
polybase silicuré/SiGe	wss	R_{SSI}

Tableau IV.1: Définition des résistances par carré et des dimensions nécessaires au calcul des éléments interne et externe de la résistance de base.

	dimension	résistance par carré
polybase non-silisuré/SiGe	w_p	R_{SPO}
couche SiGe sous les spacers	w_l	R_{SBX}
résistance de base pincée	W_{E0}	R_{SBI0}

Tableau IV.1: Définition des résistances par carré et des dimensions nécessaires au calcul des éléments interne et externe de la résistance de base.

La figure 4.3 situe sur une vue en coupe simplifiée du transistor les différents éléments du tableau précédent.

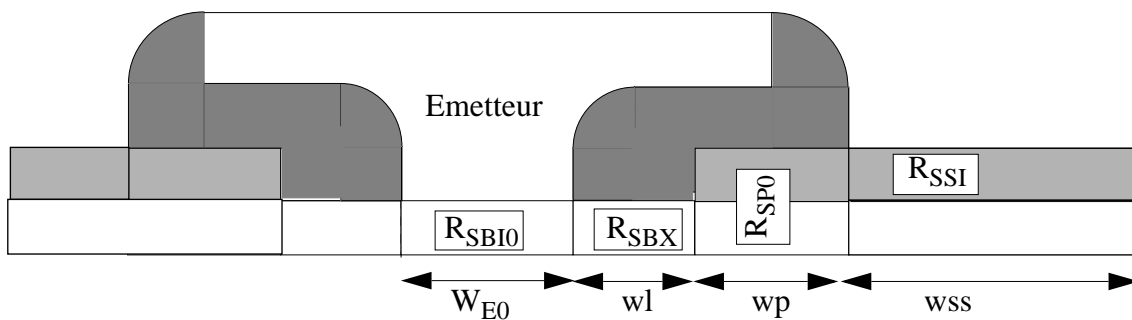


Fig. 4.3 : Définition des dimensions et résistances par carré qui composent la résistance de base.

Les résistances interne et externe sont ensuite calculées [3].

IV.6.2.1 Résistance de base externe

La résistance de base externe R_{BX} , peut être décomposée selon les schémas des figure 4.4 et figure 4.5.

- le polybase silisuré peut se décomposer en une partie externe R_{XS} et R_{XC} et une partie entourante R_S .
- une zone de liaison (R_{LS} et R_{LC}) entre la base pincée et le polybase (sous l'espaceur). R_{LS} est calculée en annexe C (cf. (C.6)).

a) Cas d'une structure simple base

Compte tenu du schéma équivalent présenté sur la figure 4.4, la résistance de base externe s'exprime comme suit dans le cas d'une structure simple base.

$$R_{BX} = \left[\frac{2}{R_{XS} + R_S + R_{LS}} + \frac{1}{R_{XC} + R_{LC}} \right]^{-1} \quad (4.41)$$

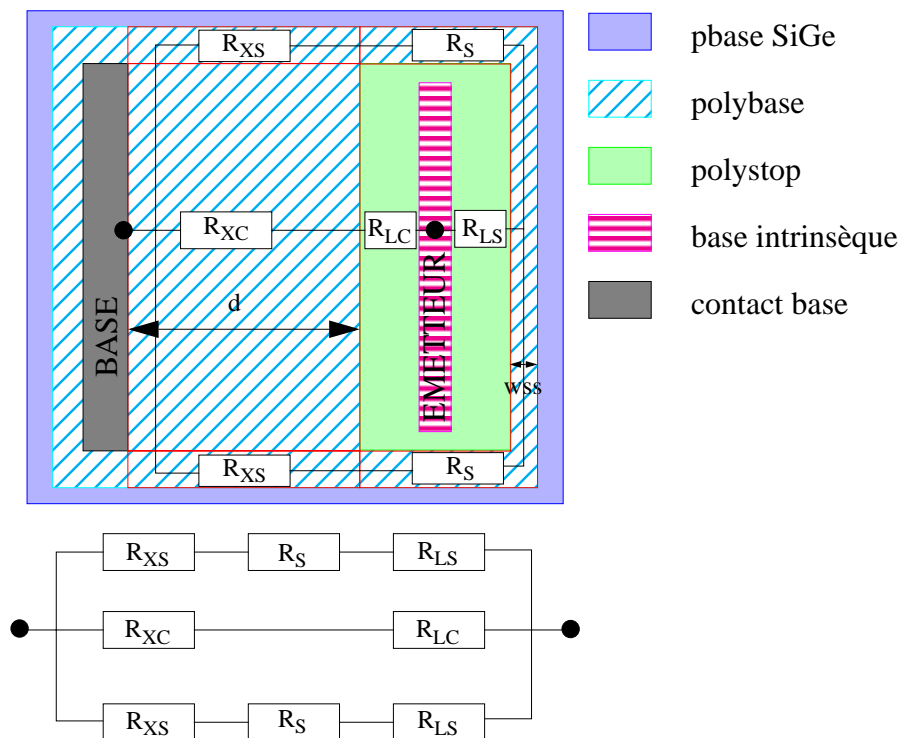


Fig. 4.4 : Décomposition de la résistance de base externe pour une structure à un seul contact base.

$R_{XS} = \frac{R_{SSI} \cdot d}{wss}$	$R_{LS} = \frac{r_{LS} \cdot wls}{\frac{L_{E0}}{2} + W_{E0} + wls}$	$R_S = \frac{R_{SSI} \cdot \left(W_{E0} + \frac{L_{E0} + wss}{2} + 2wls \right)}{3wss}$
$R_{XC} = \frac{R_{SSI} \cdot d}{L + 2wls}$	$R_{LC} = \frac{r_{LS} \cdot wls}{L_{E0} + 2wls}$	

avec $wls = wp + wl$

b) Cas d'une structure double base

Dans le cas d'une structure double base, la même approche est appliquée en utilisant la symétrie du dispositif (cf. figure 4.5).

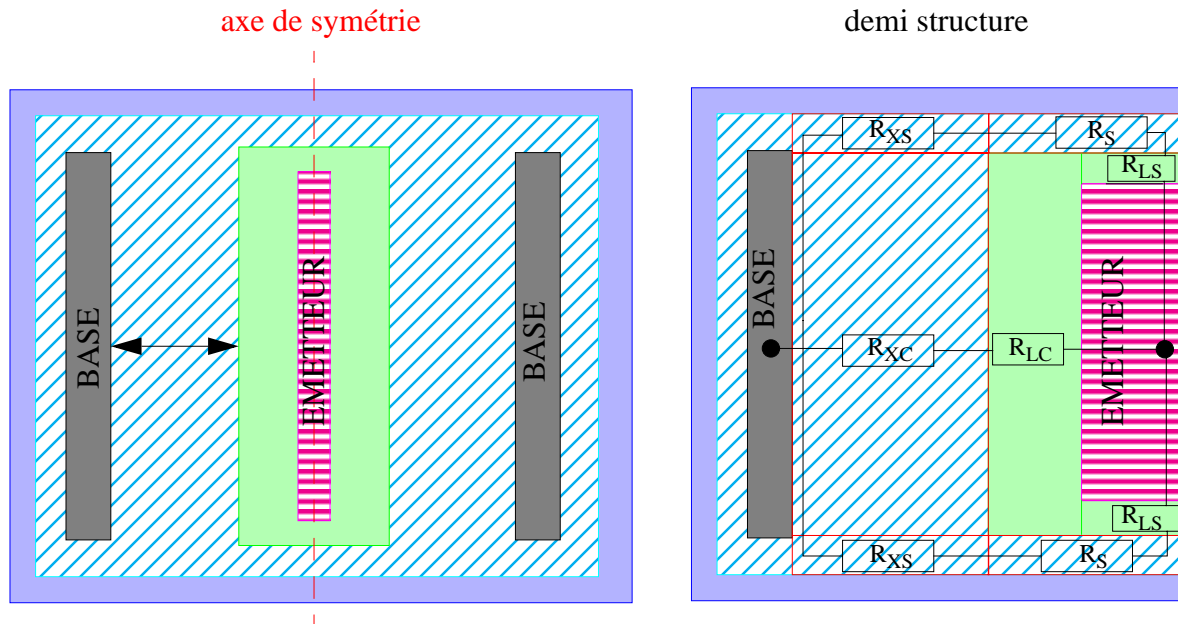


Fig. 4.5 : Décomposition de la résistance de base pour une structure à double contacts base. L'axe de symétrie permet de simplifier le calcul en ne considérant que la résistance d'une moitié de la structure.

Ce qui donne :

$$R_{BX} = \frac{\left[\frac{2}{R_{XS} + R_S + R_{LS}} + \frac{1}{R_{XC} + R_{LC}} \right]^{-1}}{2} \tag{4.42}$$

avec

$R_{XS} = \frac{R_{SSI} \cdot d}{w_{SS}}$	$R_{LS} = \frac{r_{LS} \cdot w_{ls}}{W_{E0}}$	$R_S = \frac{R_{SSI} \cdot \left(W_{E0} + \frac{L_{E0} + w_{SS}}{2} + 2w_{ls} \right)}{3w_{SS}}$
$R_{XC} = \frac{R_{SSI} \cdot d}{L + 2w_{ls}}$	$R_{LC} = \frac{r_{LS} \cdot w_{ls}}{L_{E0} + 2w_{ls}}$	

IV.6.2.2 Résistance de base interne

La formule de la résistance interne ainsi que sa dépendance en fonction de la géométrie ont été développées au chapitre III (cf. paragraphe III.2.5) :

$$R_{BIO} = \frac{R_{SBIO} \cdot W_{E0}}{L_{E0} \cdot \frac{1}{g_I}} \tag{4.43}$$

avec (cf. (2.152)) :

$$g_I = \frac{1 + 3 \cdot f_I}{12} - \left[\frac{1}{12} - \frac{1}{28,6} \right] \cdot \frac{W_E}{L_E} (1 - f_I) \quad (4.44)$$

et

$$f_I = \min \left\{ a \cdot [(x - x_0) + \sqrt{(x - x_0)^2 + 10^{-4}}], 1 \right\} \quad (4.45)$$

Le paramètre géométrique x est donné d'après (4.46) selon les cotes précisées en annexe C.

$$x = \sqrt{\frac{R_{SP0}}{R_{SBIO}}} \cdot \frac{W_{E0} + \frac{L_{E0}}{2} + 3 \cdot W_L}{W_P + W_{SS} \cdot \frac{R_{SP0}}{R_{SSI}} + W_L} \quad (4.46)$$

Les résistances R_{SBIO} , R_{SP0} , R_{SBX} et R_{SSI} sont les paramètres unitaires de la résistance de base.

IV.6.3 Résistance collecteur externe

Le calcul de la résistance externe de collecteur est évalué à partir de calculs analytiques [4], [6]. Elle est composée de la résistance du puits collecteur R_{sk} , de la composante de la couche enterrée R_{bli} sous le sinker et de la couche enterrée R_{blx} (cf. figure 4.6).

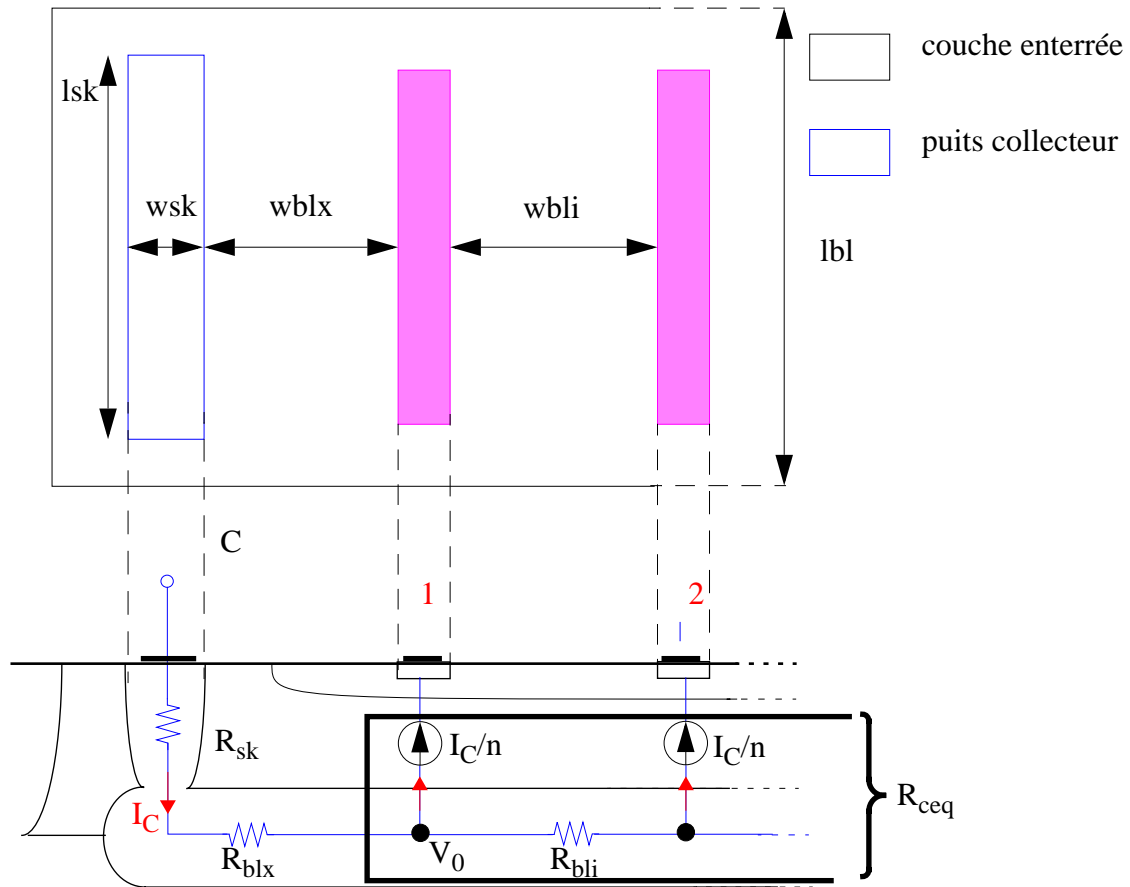


Fig. 4.6 : Définition des dimensions pour le calcul de la résistance collecteur.

R_{CX} est équivalente à :

$$R_{CX} = R_{sk} + R_{blx} + x \cdot R_{bli} \tag{4.47}$$

Le facteur x dans (4.47) est déterminé à partir du calcul de R_{ceq} (cf. figure 4.7) qui dépend de la configuration étudiée. Ainsi, le cas des structures à simple contact collecteur et n contacts émetteurs (cf. figure 4.7) sera différencié des cas à double contact collecteur et du nombre pair ou impair d'émetteur (cf. figure 4.8). Cependant sur l'ensemble des cas cités précédemment des hypothèses communes sont posées :

- Le courant est le même quelque soit la branche émetteur (pas de défocalisation) et vaut I_C/n dans chaque branche.
- La résistance équivalente R_{ceq} est définie comme le ratio entre la chute moyenne dans le collecteur $R_{ceq} = \langle V_C \rangle / I_C$. $\langle V_C \rangle$ est la potentiel collecteur moyen sous la base.

IV.6.3.1 Structure à un seul contact collecteur

D'après le schéma de la figure 4.7, la loi des noeuds permet alors de calculer pour tout potentiel

V_j ($j > 1$), la relation suivante :

$$V_0 - V_j = V_0 - V_1 + R_{bli} \cdot \frac{I_C}{n}(n-1) + R_{bli} \cdot \frac{I_C}{n}(n-2) + \dots + R_{bli} \cdot \frac{I_C}{n} \cdot (n - (j-1)) \quad (4.48)$$

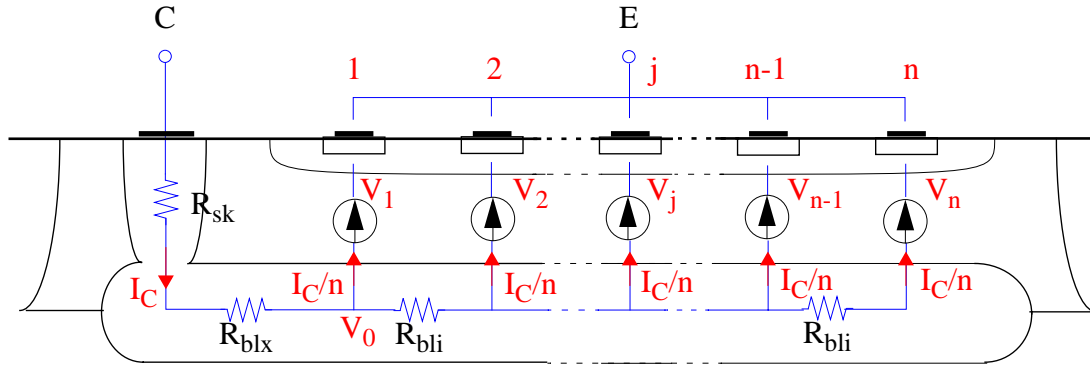


Fig. 4.7 : Décomposition de la résistance collecteur externe pour une structure à un contact collecteur.

Par itération, la différence de potentiel maximale est trouvée :

$$\begin{aligned} V_0 - V_n &= R_{epi} \cdot \frac{I_C}{n} + R_{bli} \cdot \frac{I_C}{n}(n-1) + R_{bli} \cdot \frac{I_C}{n}(n-2) + \dots + R_{bli} \cdot \frac{I_C}{n} \\ &= R_{epi} \cdot \frac{I_C}{n} + R_{bli} \cdot \frac{I_C}{n} \cdot \frac{n \cdot (n-1)}{2} \end{aligned} \quad (4.49)$$

Ce qui donne la résistance équivalente R_{ceq} :

$$R_{ceq} = \frac{\sum_{j=1}^n V_0 - V_j}{I_C \cdot n} = \frac{V_0 - V_1}{I_C} + \frac{R_{bli}}{6n} \cdot (n-1) \cdot (2n-1) \quad (4.50)$$

Le facteur x est égal à $\frac{(n-1) \cdot (2n-1)}{6n}$. La résistance de collecteur externe vaut alors :

$$R_{CX} = R_{sk} + R_{blx} + R_{bli} \cdot \frac{(n-1) \cdot (2n-1)}{6n} \quad (4.51)$$

IV.6.3.2 Structure à double contact collecteur

a) nombre pair d'émetteurs

Compte tenu de la symétrie de la structure, la résistance collecteur équivaut à deux résistances calculées précédemment, mises en parallèle comme illustré sur la figure 4.8 (b). Le courant dans chaque branche du schéma équivalent vaut $I_C/2$.

Du calcul du paragraphe IV.6.3.1, on obtient en remplaçant I_C par $I_C^*=I_C/2$ et n par p :

$$R_{ceq} = \frac{\langle V_0 - V_j \rangle}{I_C^*} = \frac{V_0 - V_1}{p \cdot I_C^*} + R_{bli} \cdot \frac{(p-1) \cdot (2p-1)}{6p} \tag{4.52}$$

d'où :

$$R_{ceq} = \frac{2 \cdot (V_0 - V_1)}{n \cdot I_C^*} + \frac{R_{bli}}{6n} \cdot (n-2) \cdot (n-1) \tag{4.53}$$

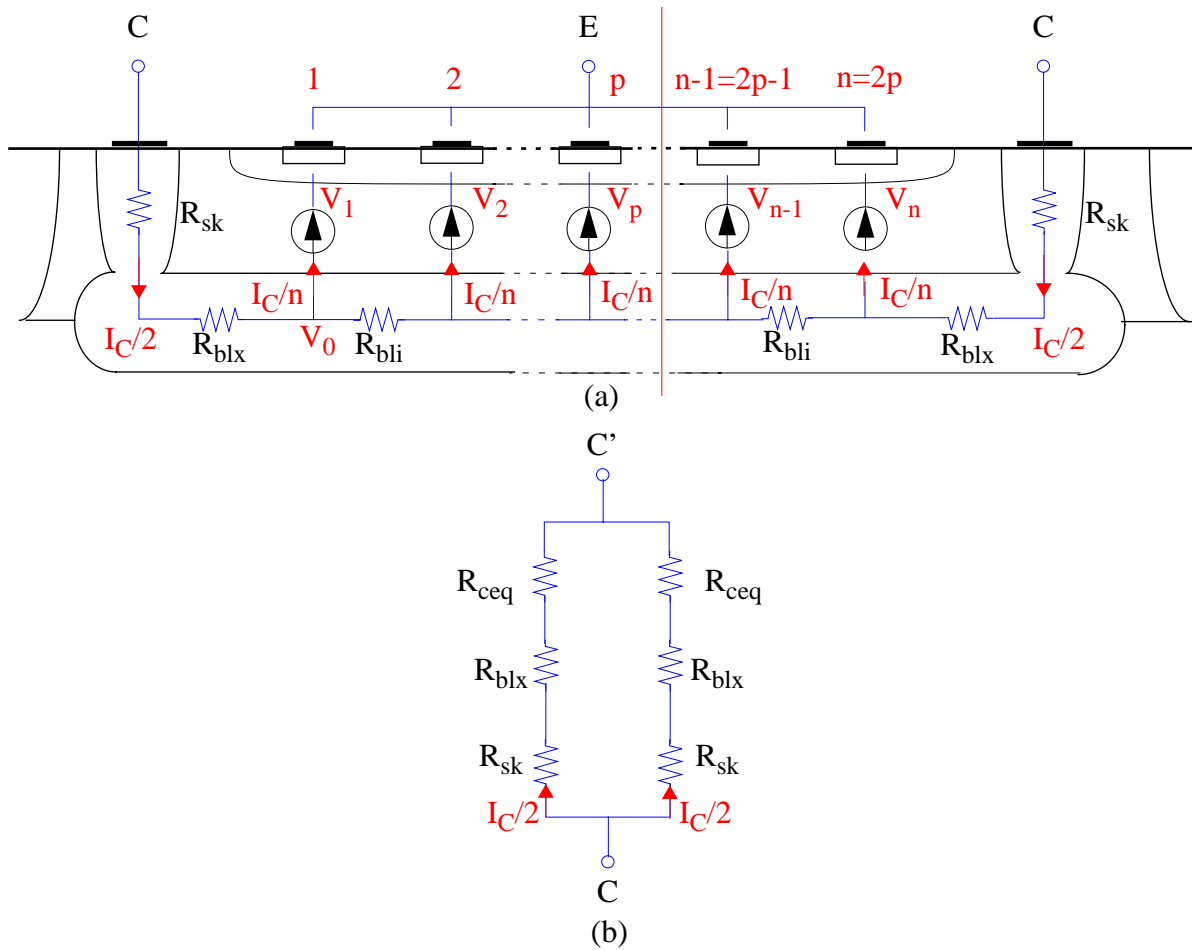


Fig. 4.8 : Décomposition de la résistance collecteur externe pour une structure ayant un nombre pair d'émetteurs et deux contacts collecteur (a) et schéma équivalent (b).

Le schéma équivalent de la figure 4.8 (b) donne $R_{CX} = \frac{R_{sk} + R_{blx} + x \cdot R_{bli}}{2}$. Le facteur x vaut $\frac{(n-2) \cdot (n-1)}{6n}$ d'après (4.53). Ceci qui permet d'obtenir la formulation de la résistance collecteur pour les structures double collecteur et n paires d'émetteurs :

$$R_{CX} = \frac{R_{sk} + R_{blx}}{2} + R_{bli} \cdot \frac{(n-2) \cdot (n-1)}{12n} \tag{4.54}$$

b) nombre impair d'émetteurs

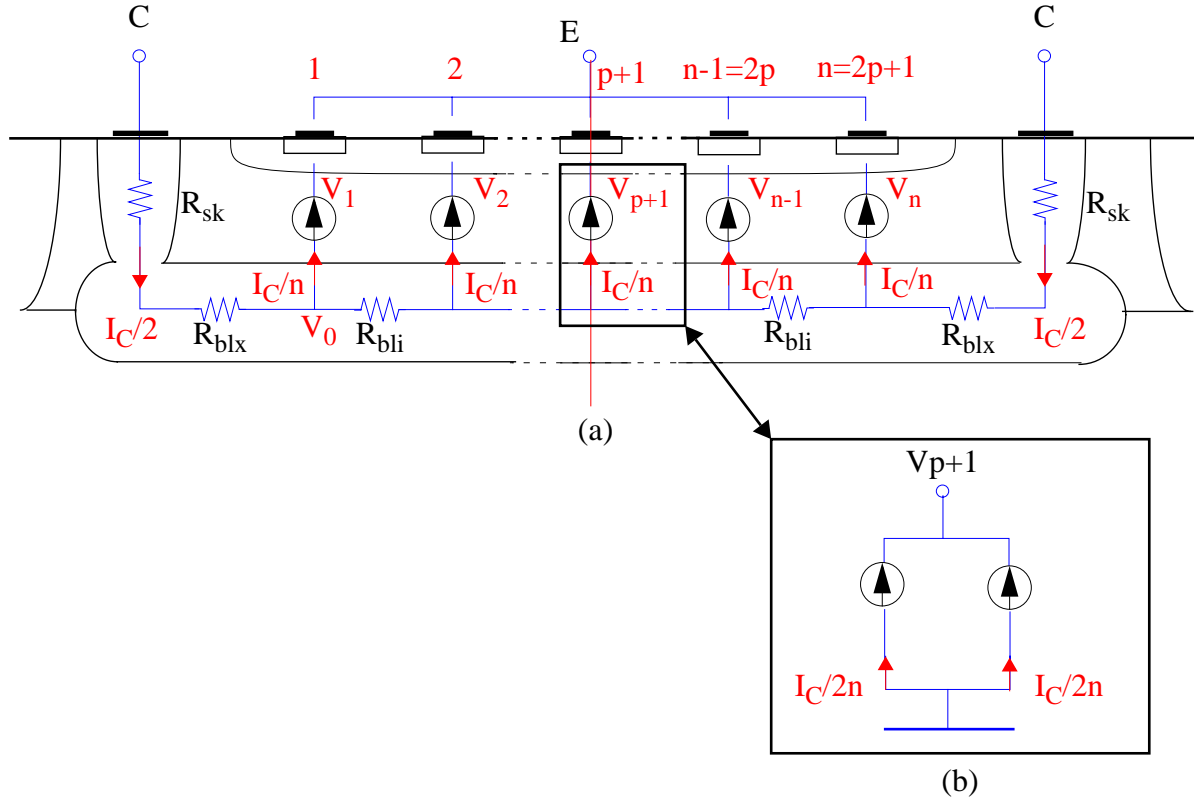


Fig. 4.9 :Décomposition de la résistance collecteur externe pour une structure ayant un nombre impair d'émetteurs et deux contacts collecteur (a) et schéma équivalent du réseau p+1.

Pour une structure à p+1 émetteurs, on obtient la relation suivante :

$$V_0 - V_{p+1} = \frac{V_0 - V_1}{I_C} + R_{bli} \cdot \frac{I_C^*}{n} \cdot \sum_{i=2}^{p+1} (n - 2 \cdot (i - 1)) = \frac{V_0 - V_1}{I_C} + R_{bli} \cdot \frac{I_C^*}{n} \cdot p^2 \quad (4.55)$$

De plus :

$$V_0 - V_j = \frac{V_0 - V_1}{I_C} + R_{bli} \cdot I_C^* \cdot (j - 1) - R_{bli} \cdot \frac{I_C^*}{n} \cdot j \cdot (j - 1) \quad (4.56)$$

Ce qui permet de calculer R_{ceq} à l'aide du circuit équivalent de la figure 4.9 :

$$R_{ceq} = \frac{\langle V_0 - V_j \rangle}{I_C^*} \text{ et } \langle V_0 - V_j \rangle = \frac{\sum_{j=1}^{p+1} V_0 - V_j}{p + 1}$$

En utilisant l'expression (4.56), R_{ceq} vaut :

$$\begin{aligned}
R_{ceq} &= \frac{2}{n} \cdot \frac{V_0 - V_1}{I_C} + \frac{R_{bli}}{2} \cdot p - \frac{R_{bli}}{n(p+1)} \cdot \left(\sum_{j=1}^p j^2 + \sum_{j=1}^p j \right) \\
&= \frac{2}{n} \cdot \frac{V_0 - V_1}{I_C} + \frac{R_{bli}}{12n} \cdot (n-1) \cdot (2n-3)
\end{aligned} \tag{4.57}$$

d'où le facteur $x = \frac{(n-1) \cdot (2n-3)}{12n}$ et la résistance collecteur externe :

$$R_{CX} = \frac{R_{sk} + R_{blx}}{2} + \frac{R_{bli}}{24n} \cdot (n-1) \cdot (2n-3) \tag{4.58}$$

IV.6.3.3 Estimation des résistances R_{sk} , R_{blx} et R_{bli}

Ces trois résistances sont évaluées à l'aide du schéma de la figure 4.6. [5].

a) Résistance du puit collecteur R_{sk}

Cette résistance possède deux composantes. La première correspond à la résistance verticale du puit collecteur, l'autre représente la résistance horizontale de la couche enterrée.

$$R_{sk} = \frac{R_{KC}}{wsk \cdot lsk} + R_{SBL} \cdot \frac{wsk}{3lsk} \tag{4.59}$$

b) Résistance externe de la couche enterrée R_{blx}

La résistance externe de la couche enterrée est la somme de la résistance de la couche enterrée entre le puits collecteur et le premier contact émetteur (distance $wblx$) et de celle présente sous le premier contact émetteur.

$$\begin{aligned}
R_{blx} &= R_{SBL} \cdot \left\{ \frac{wblx}{lsk - l_{E0}} \cdot \ln\left(\frac{lsk}{l_{E0}}\right) + \frac{w_{E0}}{3 \cdot l_{E0}} \right\} & lsk \neq l_{E0} \\
R_{blx} &= R_{SBL} \cdot \left\{ \frac{wblx}{l_{E0}} + \frac{w_{E0}}{3 \cdot l_{E0}} \right\} & lsk = l_{E0}
\end{aligned} \tag{4.60}$$

c) Résistance interne de la couche enterrée R_{bli}

Deux résistances doivent être prises en compte dans le calcul de R_{bli} : la résistance présente sous le contact émetteur et celle entre deux contacts émetteur.

Selon que la longueur de la couche enterrée l_{bl} est plus grande ou égale à la longueur réelle de la fenêtre d'émetteur l_{E0} , deux formulations sont possibles :

$$R_{bli} = R_{SBL} \cdot \left\{ \frac{wbli}{l_{bl} - l_{E0}} \cdot \ln\left(\frac{l_{bl}}{l_{E0}}\right) + \frac{w_{E0}}{3 \cdot l_{E0}} \right\} \quad l_{bl} \neq l_{E0} \quad (4.61)$$

$$R_{bli} = R_{SBL} \cdot \left\{ \frac{wbli}{l_{E0}} + \frac{w_{E0}}{3 \cdot l_{E0}} \right\} \quad l_{bl} = l_{E0}$$

IV.6.3.4 Conclusion

Pour le calcul de la résistance externe collecteur R_{CX} , deux paramètres sont nécessaires. Les résistances par unité de surface du puits collecteur R_{KC} et la résistance par carré de la couche enterrée R_{SBL} sont donc définies comme paramètre du modèle "scalable". Leur détermination est faite à l'aide de structures de test spécifiques (cf. annexe D).

IV.7 Temps de transit à bas courant

La charge de porteurs minoritaires Q_F est considérée comme étant la somme d'une charge interne Q_{FI} et externe Q_{FP} :

$$Q_F = Q_{FI} + Q_{FP} \quad (4.62)$$

A faible injection, le temps de transit est indépendant du courant ce qui permet d'écrire Q_{FI} et Q_{FP} selon :

$$Q_{FI} = \tau_{I0} \cdot I_{CI} \quad (4.63)$$

$$Q_{FP} = \tau_{P0} \cdot I_{CP} \quad (4.64)$$

I_{CI} et I_{CP} sont respectivement la composante interne et externe du courant collecteur définies par rapport à l'aire d'émetteur réelle. Le courant interne est équivalent au courant surfacique I_{TA} introduit au paragraphe IV.2. Le courant externe est défini comme :

$$I_{CP} = I_C - I_{TA} = I_{TP} + I_{TC} \quad (4.65)$$

A l'aide des expressions () et (4.6), les courants I_{CI} et I_{CP} sont obtenus :

$$I_{CI} = I_{TA} = J_{TA} \cdot A_{E0} \quad (4.66)$$

$$I_{CP} = I_{TP} + I_{TC} = J_{TA} \cdot \gamma_C \cdot (P_{E0} + 4\gamma_C) \quad (4.67)$$

D'autre part à faible injection et $V_{BC}=0V$, la charge des porteurs minoritaires Q_F est égale au produit $\tau_0 \cdot I_C$ (cf. chapitre II). τ_0 représente le temps de transit du modèle HICUM dans ce régime de fonctionnement et est utilisé comme paramètre du modèle. L'expression (4.62) est alors équivalente à :

$$\tau_0 \cdot I_C = \tau_{I0} \cdot J_{CA} \cdot A_{E0} + \tau_{P0} \cdot J_{CA} \cdot \gamma_C \cdot (P_{E0} + 4\gamma_C) \quad (4.68)$$

Sachant que $I_C = J_{CA} \cdot A_E$ et en remarquant que $\frac{\gamma_C \cdot (P_{E0} + 4\gamma_C)}{A_E} = \left(1 - \frac{A_{E0}}{A_E}\right)$, la variation du temps de transit avec la géométrie est obtenue pour les faibles injections et $V_{BC}=0V$:

$$\tau_0 = \tau_{I0} \cdot \frac{A_{E0}}{A_E} + \tau_{P0} \cdot \left(1 - \frac{A_{E0}}{A_E}\right) \quad (4.69)$$

Les paramètres modèle qui représentent la variation du temps de transit à faible injection avec la polarisation, $\Delta\tau_{0H}$ et τ_{BVL} , sont supposés constants avec la géométrie.

IV.8 Forte injection

A forte injection, il a été démontré au chapitre II que le courant critique I_{CK} (2.169) et la charge en porteurs minoritaires Q_{pC} (2.183) dépendent des dimensions effectives de l'émetteur. Cette dépendance apparaît dans l'expression de la résistance interne R_{CI0} (2.101) et celle de la défocalisation du courant collecteur fcs :

$$R_{CI0} = \frac{\rho_C \cdot w_C}{A_E} \quad (4.70)$$

$$fcs = \begin{cases} \frac{\zeta_b w_C - \zeta_l w_C}{\ln\left(\frac{1 + \zeta_b w_C}{1 + \zeta_l w_C}\right)} & L_E > W_E \\ 1 + \zeta_b w_C & L_E = W_E \end{cases} \quad (4.71)$$

via les paramètres modèles ζ_b et ζ_l (2.159), (2.168)

D'après les expressions précédentes, les paramètres unitaires R_{KCI0} et Δ_C sont introduits :

$$R_{KCI0} = \rho_C \cdot w_C \quad (4.72)$$

$$\Delta_C = 2 \cdot w_C \cdot \tan(\delta_C) \quad (4.73)$$

Rappelons que δ_C représente l'angle de défocalisation à forte injection du courant de transfert dans le collecteur.

R_{KCI0} représente la résistance unitaire interne du collecteur épitaxié.

On obtient à l'aide de Δ_C , les lois géométriques des paramètres modèle :

$$\zeta_b = \frac{\Delta_C}{W_E} \text{ et } \zeta_l = \frac{\Delta_C}{L_E} \quad (4.74)$$

Ces deux paramètres de modèle permettent de calculer la fonction de défocalisation f_{cs} et donc R_{CI0} .

$$R_{CI0} = \frac{R_{KCI0}}{A_E} \cdot f_{cs} \quad (4.75)$$

IV.9 Conclusion

Les dépendances géométriques du modèle HICUM ont été présentées dans ce chapitre. Ces lois ont permis de définir des paramètres spécifiques à la technologie. Ces paramètres, tels que les résistances par carré ou les différentes composantes surfaciques et périmétriques des courants et des capacités, sont indépendants des dimensions du transistor. L'ensemble de ces paramètres spécifiques associés aux lois géométriques forment ainsi ce que l'on nomme un modèle paramétré ou "scalable".

Dans un premier temps, la construction du modèle paramétré est basée sur la définition d'un transistor interne traversé intégralement par le courant collecteur. A ce transistor interne correspond une aire électrique effective généralement plus grande que l'aire émetteur réelle. La difficulté majeure consiste alors à régénérer correctement les paramètres modèle en fonction de cette aire électrique. En effet, les paramètres physiques intervenant dans l'intégrale de charges normalisées, telles que les capacités de déplétion internes et le temps de transit en dépendent. Une aire propre au courant de base est définie puisque la répartition de ce courant est différente de celle de I_C . Les résistances séries sont calculées à partir des résistances par carré des différentes couches dont elles dépendent.

Au final, l'obtention d'un modèle paramétré permet d'une part de vérifier la cohérence géométrique d'une technologie, et d'autre part d'évaluer certains de ses paramètres tels que les résistances par carré. L'avantage fondamental et novateur par rapport au modèle SGPM consiste en la description semi-physique du transistor en terme de dépendance géométrique ce qui autorise le concepteur à un plus grand choix de dispositifs.

IV.10 Références

- [1] M. Schröter, H.M. Rein, W.Rabe, R.Reinmann, H.J. Wassener, A. Koldehoff, “Physics and Process-Based Bipolar Transistor Modeling for Integrated Circuit Design”, IEEE Solid State Electronics, Vol. 34, No 8, August 1999.
- [2] M. Schröter, D.J. Walkey, “Physical Modeling of Lateral Scaling in Bipolar Transistors”, IEEE Journal of Solid-State Circuits, Vol. 31, no 10, October 1996.
- [3] S. Ortolland, D. Céli, “Base resistance calculation for HICUM model NPN devices (application to BiCMOS7)”, CRD crolles, DM03_14, 2003.
- [4] A. Sadovnikov, D. Roulston, D. Céli, “Numerical and Analytical Calculation of Collector Buried Layer Resistance in Bipolar Transistor”, Solid-State Electronics, Vol.38, pp.1261-1263, 1995.
- [5] F. Pourchon, “Collector resistance calculation”, internal report, DM03.55, STMicroelectronics.
- [6] D. Roulston, “Three Dimensional Effects in Bipolar Transistors Using Fast Combined 1D and 2D Numerical Simulation”, Delhi University Conference, December 1997.

CHAPITRE V : Stratégies d'extraction

V.1 Introduction

Après avoir décrit le modèle HICUM et le modèle paramétré, il est important d'introduire les techniques d'extraction de leurs paramètres afin d'évaluer la précision des modèles. L'objectif de ce chapitre est de présenter ces différentes techniques.

Dans un premier temps, la stratégie d'extraction permettant d'obtenir un jeu de paramètres pour un transistor sera décrite étape par étape. Cette stratégie sera validée sur des données issues de simulations afin de déterminer l'erreur due à la méthode. Elle sera ensuite testée sur des données provenant de mesures sur silicium. Cette stratégie d'extraction, dite mono-géométrie, est nécessaire dans la compréhension et la validation du modèle.

La deuxième partie présente la stratégie d'extraction permettant d'obtenir les paramètres unitaires du modèle paramétré. L'approche multi-géométries utilise les caractéristiques électriques de transistors de géométries différentes. Certaines méthodes développées pour la stratégie mono-géométrie seront utilisées pour extraire les paramètres unitaires.

Les extractions sont réalisées à température constante et selon les conditions de mesures récapitulées en annexe D.

L'ensemble des méthodes présentées dans ce chapitre ont été développées dans le logiciel SPEED.

V.2 Stratégie d'extraction mono-géométrie

La figure 5.1 présente la séquence d'extraction d'un jeu de paramètres HICUM pour un transistor discret. Ce jeu doit permettre de décrire avec précision les caractéristiques du dispositif.

La première étape consiste à extraire les capacités de déplétion BE et BC car elles interviennent dans l'équation du courant de transfert via les charges internes Q_{JEI} et Q_{JCI} (cf. chapitre III). La deuxième étape permettra l'évaluation de ces charges par la détermination des parties internes et externes de ces capacités. La connaissance de la capacité interne BC rendra possible l'obtention des paramètres du courant d'avalanche. Ce courant sera ensuite utilisé pour corriger le courant collecteur lors de l'extraction du paramètre décrivant sa variation avec V_{BC} .

La détermination des paramètres des courants base, collecteur et substrat clôturera l'extraction des paramètres statiques à bas courant. L'évaluation des résistances séries d'émetteur, de base et de collecteur externe est une étape obligatoire avant de débiter l'extraction des paramètres modélisant le comportement du transistor en dynamique.

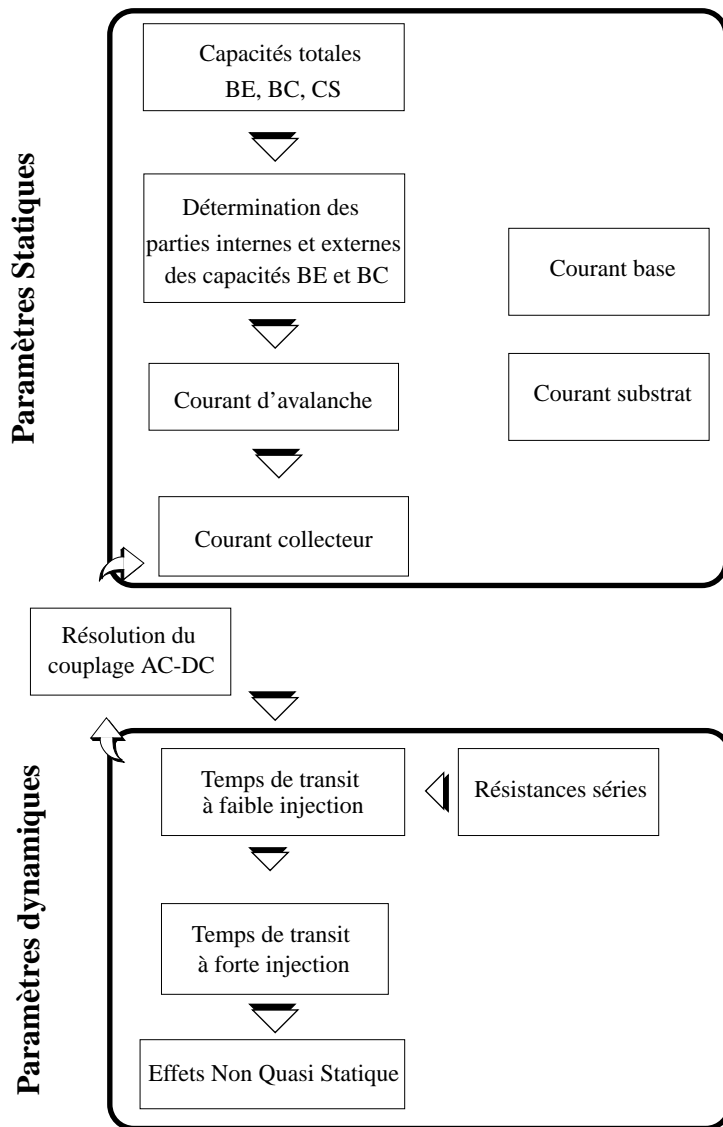


Fig. 5.1 :Stratégie d'extraction des paramètres HICUM.

Ce comportement dynamique dépend essentiellement de la description du temps de transit à faible et forte injection. De plus une boucle est nécessaire afin de résoudre le couplage existant entre le régime statique et le régime dynamique. Enfin l'extraction des paramètres liés aux effets non quasi-statiques constituera la dernière étape de cette stratégie. Les différentes méthodes citées ci-dessus sont présentées en détail dans les paragraphes suivants.

V.2.1 Capacités de déplétion

La méthode d'extraction des capacités de jonction BE, BC et CS est basée sur les travaux présentés en [2]. Les paramètres Y (cf. annexe D) du transistor sont mesurés en mode bloqué de sorte que seule l'influence des capacités soit prépondérante. Dans ce mode de fonctionnement le transistor peut être modélisé par le circuit équivalent petit signal (cf. figure 3.6). Le transistor étant polarisé en inverse, les courants sont faibles ce qui permet de négliger les résistances séries, simplifier le modèle, et de considérer le schéma électrique de la figure 5.2.

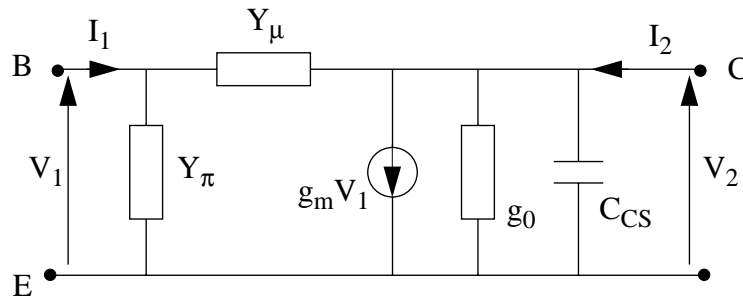


Fig. 5.2 :Modèle petit signal en mode bloqué utilisé pour la détermination des capacités de jonction.

La matrice admittance Y est alors déduite de ce schéma :

$$Y = \begin{bmatrix} Y_{11} & Y_{12} \\ Y_{21} & Y_{22} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Y_{\pi} + Y_{\mu} & -Y_{\mu} \\ g_m - Y_{\mu} & Y_{\mu} + g_0 + j\omega C_{CS} \end{bmatrix} \quad (5.1)$$

avec $Y_{\mu} = g_{\mu} + j\omega C_{\mu}$

et $Y_{\pi} = g_{\pi} + j\omega C_{\pi}$

où $C_{\mu} = C_{jBC} + C_{dBC}$

et $C_{\pi} = C_{jBE} + C_{dBE}$

Comme le transistor fonctionne en régime inverse, les conductances g_m , g_{μ} , g_{π} et g_0 ainsi que les capacités de diffusion C_{dBC} et C_{dBE} sont négligeables. Les capacités de déplétion C_{jBC} , C_{jBE} et C_{CS} peuvent alors être déterminées comme suit :

$$C_{jBE} = \frac{\text{Im}(Y_{11} + Y_{12})}{\omega}$$

$$C_{jBC} = \frac{-\text{Im}(Y_{12})}{\omega} \quad (5.2)$$

$$C_{CS} = \frac{\text{Im}(Y_{12} + Y_{22})}{\omega}$$

La méthode présentée ci-dessus est illustrée sur l'extraction de la capacité BC.

Dans un premier temps, l'intervalle de fréquence où l'expression $\frac{-Im(Y_{12})}{\omega}$ est constante, est correctement sélectionné comme l'illustre la figure 5.3. La capacité BC peut être directement extraite à partir de la valeur moyenne de $-Im(Y_{12})/\omega$ sur cette plage de fréquences pour une polarisation donnée.

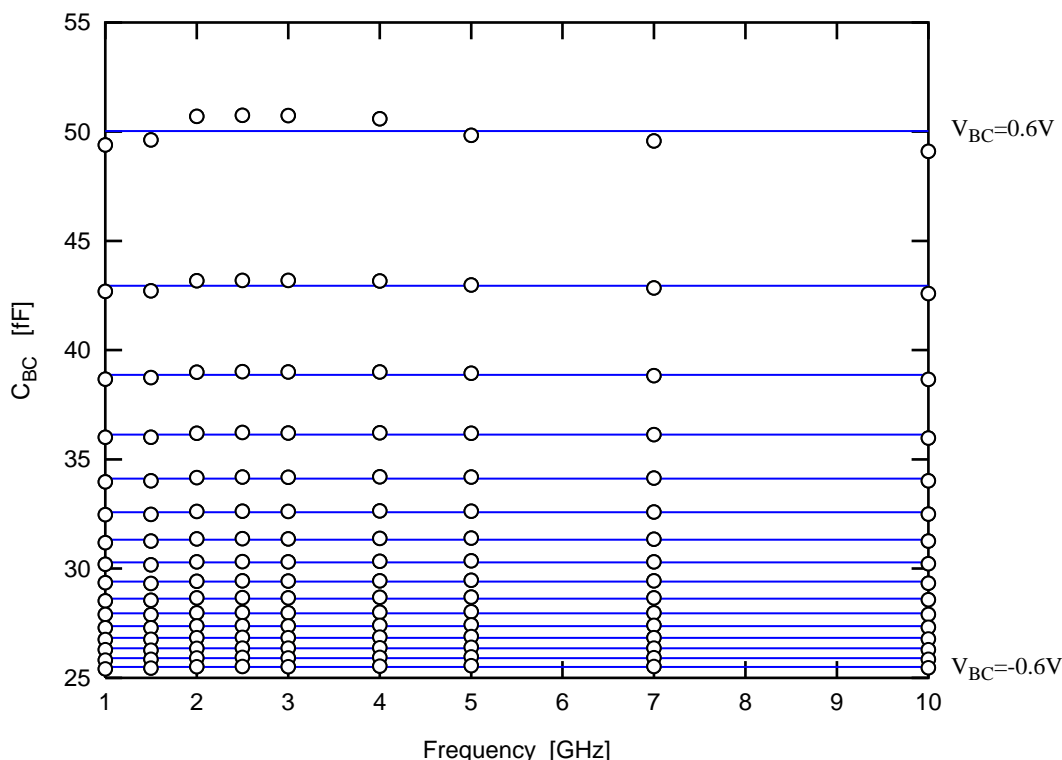


Fig. 5.3 : Détermination de la capacité BC à partir des paramètres Y.

Les combinaisons de paramètres Y formulées en (5.2) permettent d'obtenir les capacités de jonction pour une polarisation. Cette méthode est appliquée sur toute la gamme de polarisation afin d'obtenir les variations des capacités en fonction de la tension. Ces variations sont décrites par l'équation (5.3).

$$C_j = \frac{C_{j0}}{\left(1 - \frac{V}{V_{DJ}}\right)^{Z_J}} \tag{5.3}$$

Où V est la tension appliquée aux bornes de la capacité, C_{j0} est la capacité de jonction à tension nulle, V_{DJ} et Z_J étant respectivement le potentiel et l'exposant de la jonction.

Afin de déterminer ces paramètres, la méthode directe suggérée par Getreu [3] est appliquée. A partir de l'équation (5.3), on peut obtenir :

$$\ln(C_j) = \ln(C_{j0}) - Z_J \cdot \ln\left(1 - \frac{V}{V_{DJ}}\right) \tag{5.4}$$

Ainsi $\ln(C_j)$ en fonction de $\ln\left(1 - \frac{V}{V_{DJ}}\right)$ est une droite dont l'ordonnée à l'origine permet de déterminer C_{j0} et son coefficient directeur, l'exposant Z_j . V_{DJ} est obtenu par itération de façon à maximiser le coefficient de corrélation $|r|$ de la droite. La figure 5.4 (a) illustre le résultat de cette itération et la figure 5.4 (b) la comparaison entre les mesures et la théorie en utilisant les paramètres extraits. L'adéquation entre les données mesurées et simulées permet de valider la méthode utilisée.

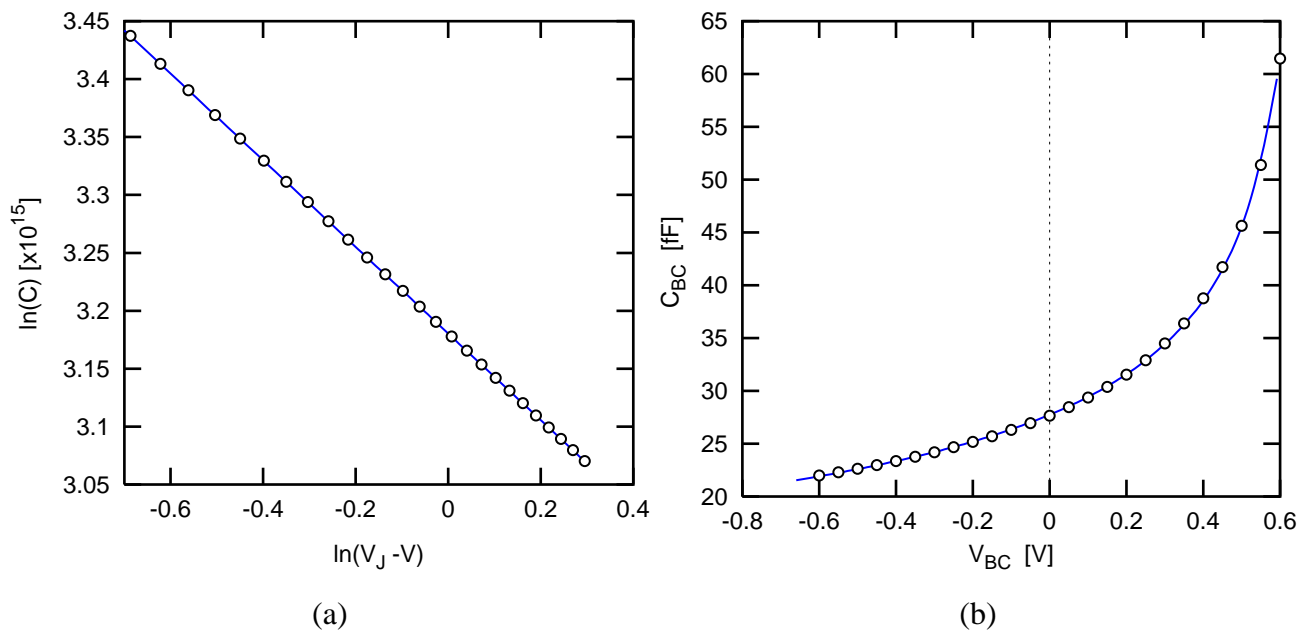


Fig. 5.4 :Extraction des paramètres des capacités de transition et comparaison entre le modèle (lignes) et les mesures (points).

V.2.2 Partage des capacités BE et BC par rapport à la résistance de base interne

La connaissance des capacités internes BE et BC permet de calculer le courant de transfert via l'intégrale de charge [5]. La détermination de ces capacités est donc cruciale pour l'extraction des paramètres du courant de transfert. Les méthodes permettant l'évaluation de ce partage, leurs avantages mais aussi leurs points faibles sont présentés ci-dessous.

V.2.2.1 Partage de la capacité BE

Le partage de la capacité BE autour de la résistance de base interne est réalisé à partir d'une méthode géométrique très simple. La partie interne C_1 de la capacité BE est définie comme étant la capacité présente sous la fenêtre d'émetteur. La section verticale du transistor présentée sur la figure 5.5 permet d'identifier ces capacités.

Ainsi la capacité BE totale C_{jBE} est égale à la somme de la composante surfacique C_1 et de la

composante périmétrique C_2 (5.5). Cette définition permet d'introduire le facteur de pondération X_{JBE} (cf. (5.6) et (5.7)). Par ailleurs, chaque composante est proportionnelle respectivement à la surface A_{E0} et au périmètre P_{E0} de la fenêtre d'émetteur.

$$C_{jBE} = C_1 + C_2 \quad (5.5)$$

avec

$$C_1 = X_{JBE} \cdot C_{jBE} = A_{E0} \cdot C_{JEA} \quad (5.6)$$

$$C_2 = (1 - X_{JBE}) \cdot C_{jBE} = P_{E0} \cdot C_{JEP} \quad (5.7)$$

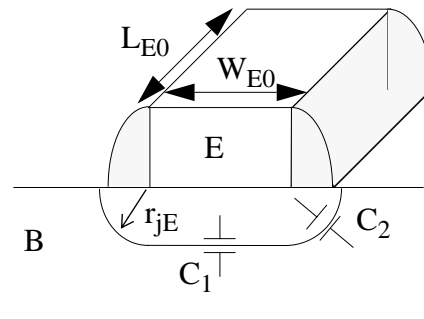


Fig. 5.5 : Définition des composantes surfacique et périmétrique de la capacité C_{jBE} .

La combinaison de (5.5), (5.6) et (5.7) permet de calculer le facteur X_{JBE} comme suit :

$$X_{JBE} = \frac{C_{JEA} \cdot A_{E0}}{C_{jBE}} = \frac{C_{JEA} \cdot A_{E0}}{C_{JEA} \cdot A_{E0} + C_2} \quad (5.8)$$

En supposant que la courbure de la jonction correspond à un quart de cercle, un calcul simplifié permet d'obtenir C_2 à partir de la capacité unitaire surfacique C_{JEA} . Connaissant la profondeur r_{jE} de la jonction BE, C_2 peut s'exprimer sous la forme :

$$C_2 \approx \pi \cdot r_{jE} \cdot (L_{E0} + W_{E0}) \cdot C_{JEA} = \frac{\pi}{2} \cdot r_{jE} \cdot P_{E0} \cdot C_{JEA} \quad (5.9)$$

De (5.8) et (5.9), le facteur X_{JBE} peut alors être calculé selon (5.10).

$$X_{JBE} = \frac{1}{1 + \frac{\pi}{2} \cdot r_{jE} \cdot \frac{P_{E0}}{A_{E0}}} \quad (5.10)$$

Ce facteur permet de calculer les paramètres C_{JEI0} et C_{JEP0} :

$$C_{JEI0} = X_{JBE} \cdot C_{jBE} \quad (5.11)$$

$$C_{JEP0} = (1 - X_{JBE}) \cdot C_{jBE} \quad (5.12)$$

V.2.2.2 Partage de la capacité BC

La méthode décrite dans [4] permet d'obtenir les parties interne et externe de la capacité BC, directement à partir de mesures. Cependant, cette méthode nécessite la connaissance de paramètres tels que la résistance de base, qui n'a pas encore été déterminée à ce stade de l'extraction.

Afin de découpler l'évaluation de ce partage vis à vis des autres paramètres de modèle, la méthode proposée par [6] est utilisée. Cette dernière utilise le paramètre Y_{12} sur lequel le partage de la capacité BC est le plus influent. L'étude du circuit équivalent simplifié (figure 5.6 (a)) permet de déterminer le comportement de la partie imaginaire de Y_{12} :

$$Im Y_{12} = -\frac{a \cdot \omega}{1 + b \cdot \omega^2} - C_{BCx} \cdot \omega \tag{5.13}$$

D'après (5.13), $-\frac{Im Y_{12}}{\omega}$ tend, à haute fréquence, vers C_{BCx} . Une optimisation globale sur la caractéristique à $V_{BC}=0V$ et V_{BE} proche du pic du f_T permet d'obtenir la composante externe. La partie interne C_{BCi} est obtenue par la soustraction de C_{BCx} à la capacité totale BC. La figure 5.6 (b) montre une comparaison entre la caractéristique mesurée (points) et celle simulée (ligne). L'adéquation entre les mesures et la théorie confirme l'approche et les hypothèses faites pour la détermination de C_{BCx} .

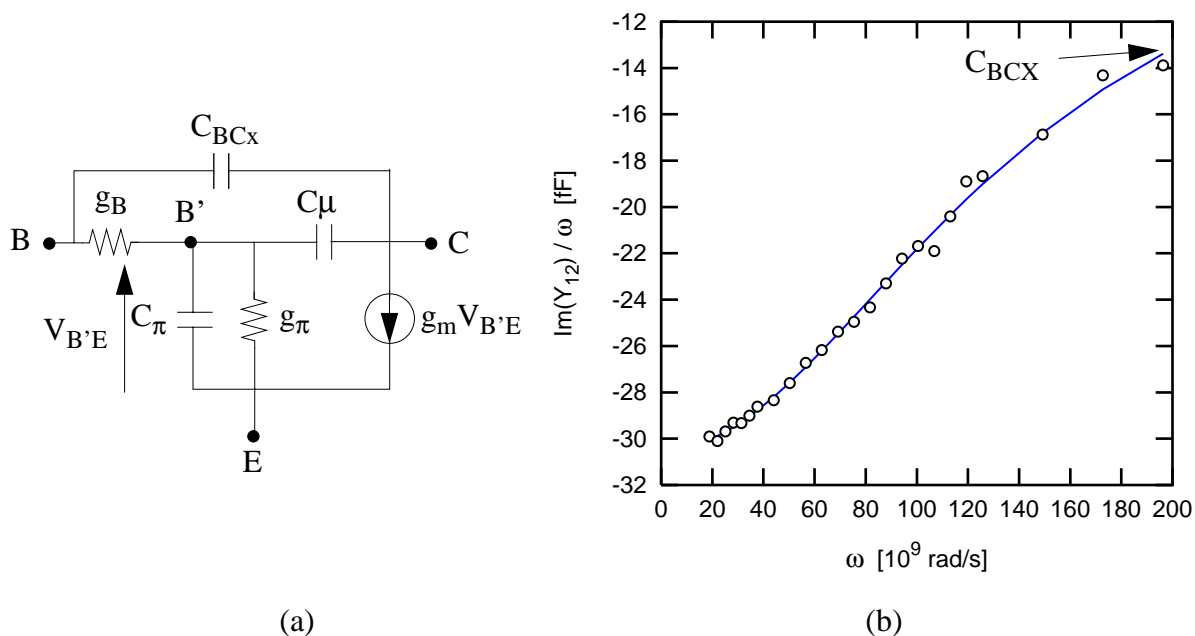


Fig. 5.6 :Schéma équivalent simplifié (a) permettant l'évaluation du partage de la capacité BC le long de la résistance de base interne à partir de la partie imaginaire de Y_{12} (b).

V.2.3 Courant d'avalanche [11]

Le courant d'avalanche est déterminé à partir des mesures du courant base et collecteur en fonction de V_{CB} pour un V_{BE} donné en zone de faible injection.

Considérant le schéma de la figure 5.7, le courant collecteur peut s'exprimer comme étant la somme du courant collecteur idéal (sans claquage) I_{C0} et du courant d'avalanche I_{AVL} .

$$I_C = I_{AVL} + I_{C0} = M \cdot I_{C0} \quad (5.14)$$

Le phénomène d'avalanche se traduit par une forte augmentation de I_C ce qui permet d'introduire le facteur de multiplication M . A l'inverse le courant base diminue.

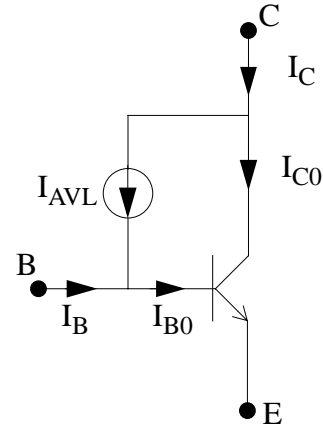


Fig. 5.7 : Schéma électrique simplifié pour l'extraction du courant d'avalanche.

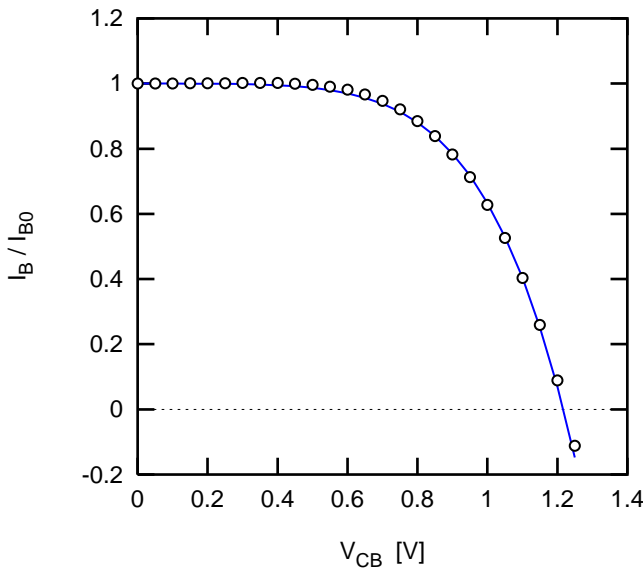


Fig. 5.8 : Caractéristique normalisée du courant base en fonction de V_{CB} , à faible V_{BE} . Sa décroissance est due à l'augmentation de I_{AVL} .

En outre, d'après la figure 5.7, le courant d'avalanche peut être déduit du courant base :

$$I_{AVL} = I_B - I_{B0} = \Delta I_B \quad (5.15)$$

La caractéristique de la figure 5.8 illustre la détermination du courant d'avalanche à partir de (5.15).

Le facteur multiplicatif M peut alors être calculé à partir de (5.14) et de (5.15) selon :

$$M = \frac{I_C}{I_C - \Delta I_B} \quad (5.16)$$

D'autre part, à partir de l'expression (5.14) et de celle du courant d'avalanche (2.114), on peut écrire :

$$M - 1 = \frac{I_{AVL}}{I_{C0}} = F_{AVL}(V_{DCI} + V_{CB}) \cdot \exp\left(\frac{-Q_{AVL}}{C_{JCI} \cdot (V_{DCI} + V_{CB})}\right) \quad (5.17)$$

L'expression de $C_{JCI}(V_{BC})$ (5.3) est ensuite utilisée dans le logarithme de (5.17) qui donne :

$$\ln\left(\frac{M - 1}{V_{DCI} + V_{CB}}\right) = \ln(F_{AVL}) - \frac{Q_{AVL}}{C_{JCI0} \cdot V_{DCI}} \cdot \left(\frac{V_{DCI} + V_{CB}}{V_{DCI}}\right)^{Z_{CI} - 1} \quad (5.18)$$

Les paramètres C_{JCI0} , V_{DCI} et Z_{CI} étant connus (paragraphe V.2.2.2) et le facteur M étant déterminé à partir de (5.16), une simple régression linéaire sur la caractéristique $\ln\left(\frac{M-1}{V_{DCI}+V_{CB}}\right)$ en fonction de $\left(\frac{V_{DCI}+V_{CB}}{V_{DCI}}\right)^{Z_{CI}-1}$ (cf. figure 5.9) donne directement les paramètres du courant d'avalanche F_{AVL} et Q_{AVL} à partir de la pente r et de l'ordonnée à l'origine i selon (5.19) et (5.20).

$$F_{AVL} = e^i \quad (5.19)$$

$$Q_{AVL} = -C_{JCI0} \cdot V_{DCI} \cdot r \quad (5.20)$$

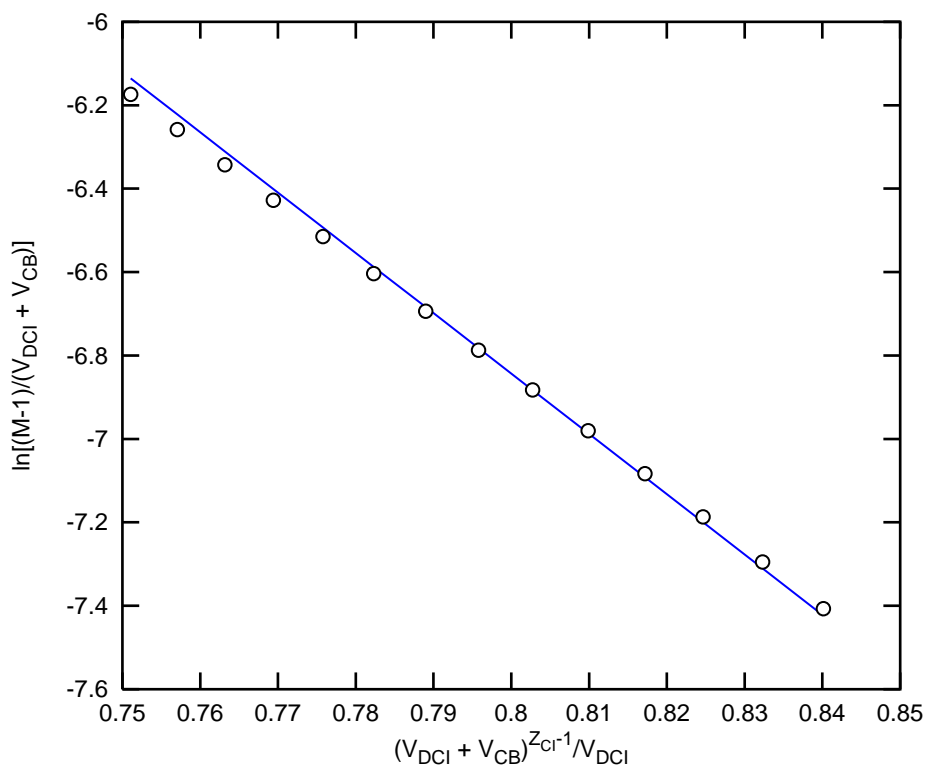


Fig. 5.9 :Extraction des paramètres du courant d'avalanche.

V.2.4 Courant de transfert à bas courant

A faible injection et en régime direct ($V_{BE} > 0V$), les chutes de potentiel dans les résistances sont considérées comme négligeables ce qui permet d'assimiler les tensions internes aux tensions externes. De plus, le courant de transfert peut être approximé par le courant collecteur. Avec ces hypothèses, la relation de l'intégrale de charge généralisée (cf. paragraphe III.2.2.1) peut être simplifiée comme suit :

$$I_T \cong I_C = \frac{C_{10} \cdot \left(\exp\left(\frac{V_{BE}}{V_T}\right) - \exp\left(\frac{V_{BC}}{V_T}\right) \right)}{Q_{P0} + h_{JEI} \cdot Q_{JEI} + h_{JCI} \cdot Q_{JCI}} \quad (5.21)$$

En travaillant à $V_{BC}=0V$, et $Q_{JCI}=0$, (5.21) s'écrit alors :

$$I_C = \frac{C_{10} \cdot \left(\exp\left(\frac{V_{BE}}{V_T}\right) - 1 \right)}{Q_{P0} + h_{JEI} \cdot Q_{JEI}} \approx \frac{C_{10} \cdot \exp\left(\frac{V_{BE}}{V_T}\right)}{Q_{P0} + h_{JEI} \cdot Q_{JEI}} \quad (5.22)$$

Cette dernière équation peut alors se mettre sous la forme :

$$Q_{JEI} = \frac{C_{10}}{h_{JEI}} \cdot \frac{\exp\left(\frac{V_{BE}}{V_T}\right)}{I_C} - \frac{Q_{P0}}{h_{JEI}} \quad (5.23)$$

La capacité interne BE C_{JEI} calculée lors de l'étape précédente permet de calculer la charge de déplétion associée Q_{JEI} pour chaque point de polarisation. Une régression linéaire sur la

caractéristique décrite par (5.23) permet d'obtenir les ratios $\frac{C_{10}}{h_{JEI}} = C_{10}^*$ et $\frac{Q_{P0}}{h_{JEI}} = Q_{P0}^*$ de

la pente et de l'ordonnée à l'origine.

A ce niveau de l'extraction, les paramètres C_{10} , Q_{P0} et h_{JEI} ne sont pas dissociables. Cependant

il est important de noter que $\frac{C_{10}}{h_{JEI}} \times \frac{h_{JEI}}{Q_{P0}} = \frac{C_{10}}{Q_{P0}} = I_S$ qui est le courant de saturation du

transistor. Ce courant de saturation suffit à décrire le comportement du courant collecteur à faible injection. Donc, dans un premier temps, le paramètre h_{JEI} sera supposé égal à 1 [10] et l'extraction permet d'obtenir C_{10}^* et Q_{P0}^* . Cette approximation sur h_{JEI} sera levée après l'extraction du temps de transit à bas courant.

La méthode décrite précédemment est appliquée sur des mesures de courant collecteur à $V_{BC}=0V$ et pour une gamme de V_{BE} compris entre 0,5V et 0,7V. Dans cette zone de fonctionnement, les hypothèses émises sont vérifiées comme l'illustre la caractéristique (a) de

la figure 5.10. L'obtention des deux ratios $\frac{C_{10}}{h_{JEI}}$ et $\frac{Q_{P0}}{h_{JEI}}$ permet de régénérer le courant

collecteur. Afin de mieux mettre en évidence l'erreur entre le modèle et les mesures, le courant

collecteur a été normalisé selon $I_{CN} = \frac{I_C}{\exp\left(\frac{V_{BE}}{V_T}\right)}$. La figure 5.10 (b) montre la comparaison

entre le courant collecteur normalisé issue de simulation et les mesures.

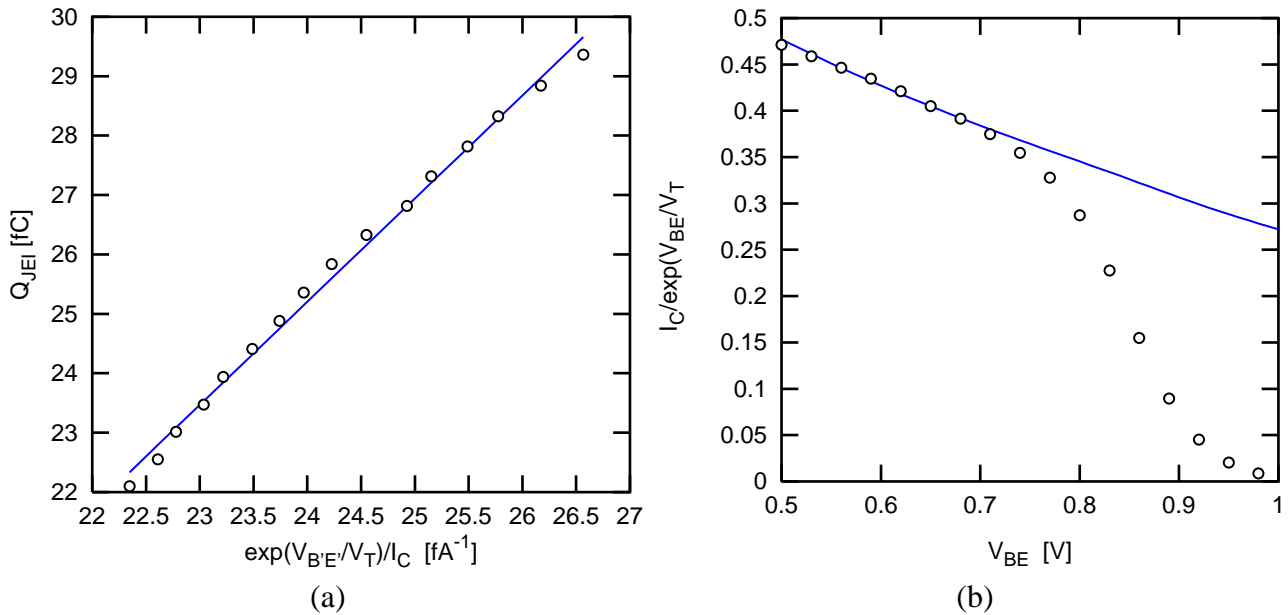


Fig. 5.10 :Extraction des paramètres à faible injection du courant de transfert à $V_{BC}=0V$ (a) et vérification sur le courant collecteur normalisé (b).

La bonne adéquation entre les mesures et la simulation permet de valider les paramètres et la méthode mise en oeuvre. La décroissance du courant normalisé à fort V_{BE} n'est pas prise en compte car les paramètres qui la décrivent n'ont pas encore été extraits.

V.2.5 Effet d'Early direct

Le facteur de pondération h_{JCI} qui détermine l'impact de la charge de déplétion BC sur le courant de transfert, est extrait sur les mesures de courant collecteur en fonction de V_{CB} et pour un V_{BE} pris en faible injection. De plus, le courant d'avalanche est soustrait du courant collecteur afin de pouvoir travailler sur une plus large gamme de V_{CB} . Les hypothèses faites (cf. paragraphe V.2.4) lors de l'extraction des paramètres bas courant du courant collecteur sont appliquées.

En utilisant l'expression du courant collecteur à faible injection (5.21), l'égalité suivante est obtenue :

$$\frac{\frac{C_{10}}{h_{JEI}} \cdot \left(\exp\left(\frac{V_{BE}}{V_T}\right) - \exp\left(\frac{V_{BC}}{V_T}\right) \right)}{I_C - I_{AVL}} = \frac{Q_{P0}}{h_{JEI}} + Q_{JEI} + \frac{h_{JCI}}{h_{JEI}} \cdot Q_{JCI} \quad (5.24)$$

Le terme de gauche de l'expression (5.24) est entièrement connu et est obtenu à partir de la mesure de I_C , du calcul de I_{AVL} (2.114) et de l'extraction des termes $\frac{C_{10}}{h_{JEI}}$ et $\frac{Q_{P0}}{h_{JEI}}$. Q_{JEI} est

constante et calculée à partir de la capacité interne BE à la tension mesurée V_{BE} selon (3.12). Q_{JCI} est déterminée à partir de la capacité interne BC extraite au paragraphe V.2.2. Une régression linéaire sur la caractéristique de (5.24) donne directement le rapport $\frac{h_{JCI}}{h_{JEI}}$ (h_{JEI} est toujours supposé égal à 1).

La caractéristique (5.24) est décrite par les mesures réalisées à $V_{BE}=0,7V$ et V_{BC} compris entre $-0,6V$ et $0V$ (figure 5.11 (a)). Il est alors possible d'extraire le paramètre $\frac{h_{JCI}}{h_{JEI}}$ et de régénérer le

courant collecteur à partir du modèle pour le comparer à celui mesuré. La figure 5.11 (b) représente le courant collecteur normalisé par sa valeur à $V_{CB}=0V$ de sorte à s'affranchir de l'erreur commise à cette polarisation.

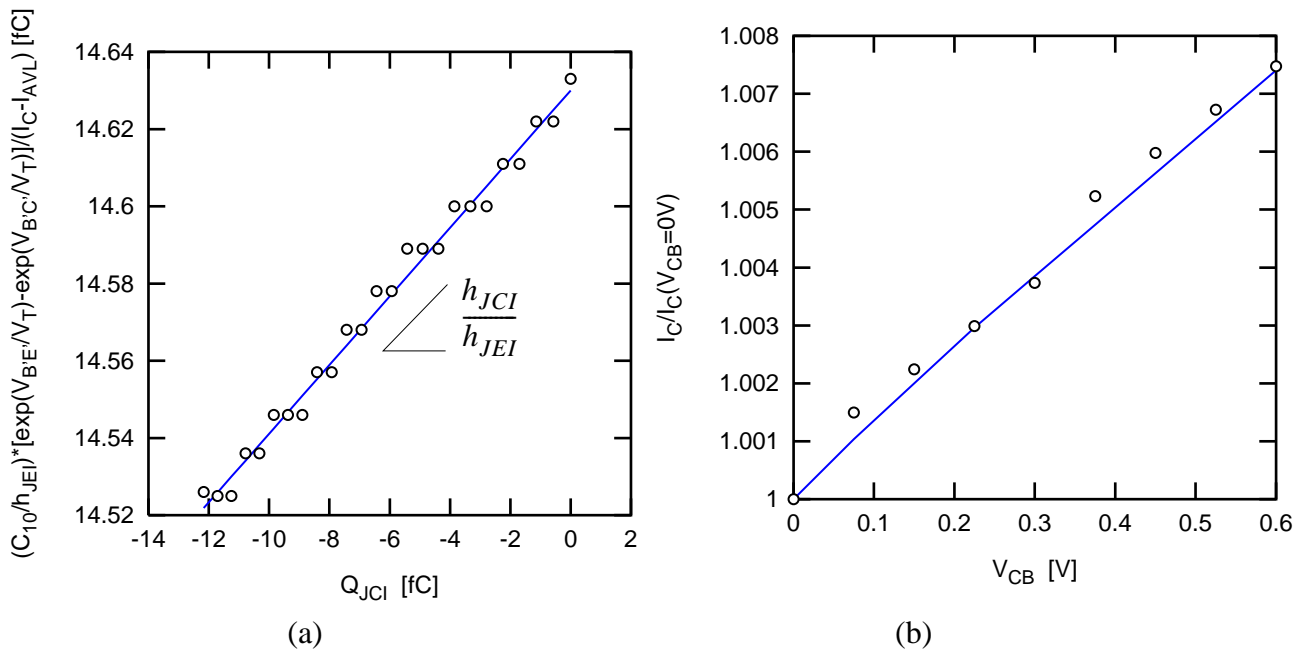


Fig. 5.11 :Extraction du paramètre h_{JCI}

V.2.6 Courant Base-Emetteur

Pour l'extraction des paramètres du courant base-émetteur, le transistor est polarisé à $V_{BC}=0V$ et pour une gamme de V_{BE} positifs permettant à la fois de prendre en compte le courant de recombinaison et de négliger les chutes de potentiel dans les résistances.

L'approche mono-géométrique ne permet pas de distinguer la contribution du courant de base interne I_{BEI} de celle du courant externe I_{BEP} . Une méthode consisterait à appliquer la même séparation que celle faite sur la capacité BE via le facteur X_{JBE} . Toutefois, dans l'étude présentée ci-dessous, la totalité du courant base est décrite par le courant interne qui s'exprime selon (cf. (3.4)) :

$$I_B \approx I_{BEI} = I_{BEIS} \cdot \exp\left(\frac{V_{BE}}{M_{BEI} \cdot V_T}\right) + I_{REIS} \cdot \exp\left(\frac{V_{BE}}{M_{REI} \cdot V_T}\right) \quad (5.25)$$

Cette dernière équation est divisée par $\exp\left(\frac{V_{BE}}{M_{BEI} \cdot V_T}\right)$ de façon à obtenir :

$$\frac{I_B}{\exp\left(\frac{V_{BE}}{M_{BEI} \cdot V_T}\right)} = I_{BEIS} + I_{REIS} \cdot \exp\left(\frac{V_{BE}}{V_T} \left(\frac{1}{M_{REI}} - \frac{1}{M_{BEI}}\right)\right) \quad (5.26)$$

Les paramètres I_{BEIS} , I_{REIS} , M_{REI} et M_{BEI} sont extraits en réalisant une boucle itérative sur M_{BEI} et M_{REI} . A chaque boucle, une régression linéaire est faite sur (5.26) qui donne I_{BEIS} comme étant l'ordonnée à l'origine, I_{REIS} correspond à la pente et r le coefficient de corrélation. La boucle converge jusqu'à maximiser r .

L'extraction de I_{BEIS} , I_{REIS} , M_{BEI} et de M_{REI} est réalisée sur des mesures de courant base à $V_{BC}=0V$, et des V_{BE} compris entre 0.6V et 0.75V. Le courant base simulé est ensuite comparé

à la mesure comme illustré sur la figure 5.12. Ce courant a été normalisé par $\exp\left(\frac{V_{BE}}{V_T}\right)$ afin de mettre en évidence les écarts.

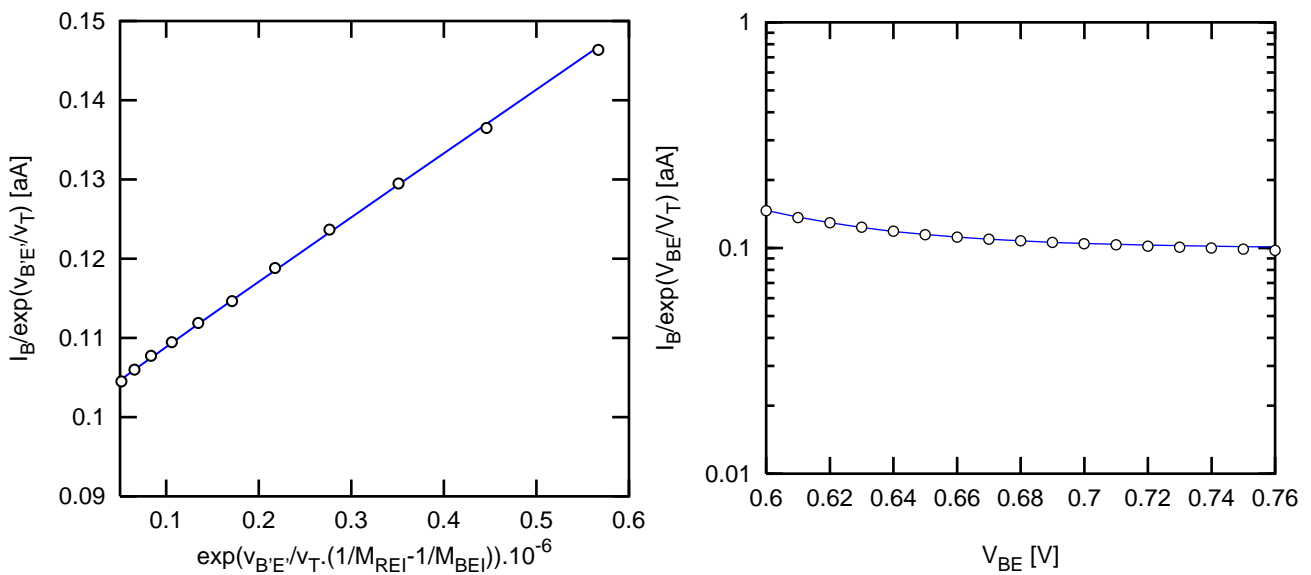


Fig. 5.12 :Extraction des paramètres et visualisation du courant de base normalisé par $\exp\left(\frac{V_{BE}}{V_T}\right)$.

Au terme de cette étape, les paramètres à faible injection des courants collecteur et base sont extraits. Ceci permet de simuler avec précision le gain en courant comme illustré sur la figure 5.13. La zone de forte injection sera traitée ultérieurement.

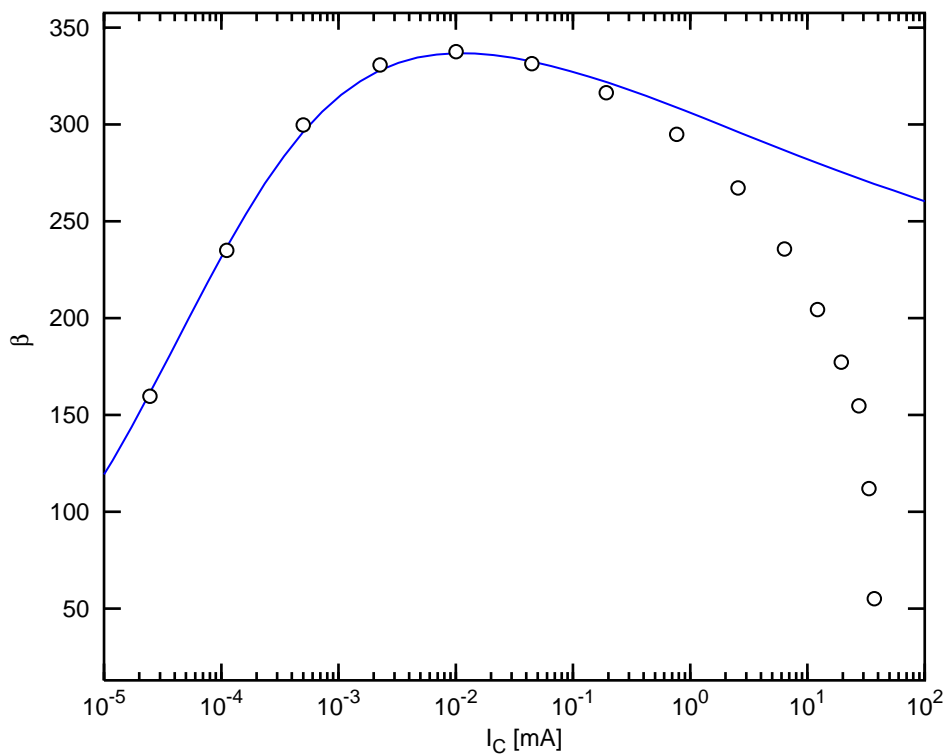


Fig. 5.13 : Comparaison théorie/mesures sur un gain en courant à $V_{BC}=0V$.

V.2.7 Courants Substrat et Base-Collecteur

Les structures employées étant dédiées aux mesures hyperfréquences, l'émetteur et le substrat sont connectés aux même potentiel. Le courant substrat n'est alors pas directement mesurable. Toutefois pour des V_{BC} positifs et des V_{BE} faibles, la jonction base-collecteur est passante et le transistor PNP parasite est débloqué. Il est donc possible de constater l'influence du transistor parasite et des courants base-collecteur sur les caractéristiques I_C et I_B pour des tensions se trouvant en régime de saturation.

A bas courant, le modèle peut se simplifier selon le schéma de la figure 5.14. Ce schéma permet d'écrire les relations du système (5.27).

$$I_C = I_T - I_{BC} - I_{SC} \approx I_T - I_{BC} \tag{5.27}$$

$$I_B = I_{TS} + I_{BE} + I_{BC}$$

Dans le cas particulier des tensions V_{BC} positives et pour $V = V_{BE} = V_{BC}$, le courant I_T est nul et

$$I_C = -I_{BC} \tag{5.28}$$

Le courant I_{BC} représente la somme des courants base-collecteur interne I_{BCI} (3.5) et externe I_{BCX} (3.7). Le partage entre la partie interne et externe du courant I_{BC} ne s'avère pas nécessaire pour la précision des simulations. Ainsi I_{BC} est considéré comme un courant interne et est

totalément décrit par l'équation (3.5) avec un facteur d'idéalité M_{BCI} égal à 1.

En utilisant (5.28), le courant de saturation I_{BCIS} est obtenu :

$$I_{BCIS} = -\frac{I_C}{\exp\left(\frac{V}{V_T}\right)} \tag{5.29}$$

Le courant I_{BE} étant calculable grâce aux paramètres extraits au paragraphe V.2.6, il est alors possible d'obtenir I_{TS} à partir de I_B (5.27) sachant $I_{BC} = -I_C$.

$$I_{TS} = I_B - I_{BE} + I_C$$

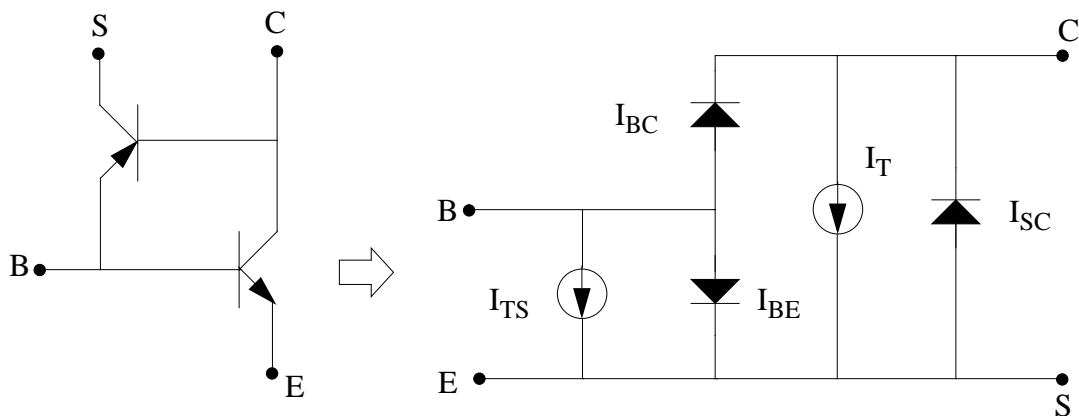


Fig. 5.14 :Schéma équivalent à faibles courants permettant de déterminer les courants base-collecteur et substrat.

d'où :

$$I_{TSS} = \frac{I_{TS}}{\exp\left(\frac{V}{V_T}\right)} \tag{5.30}$$

Les paramètres du courant substrat et base-collecteur ont été déterminés directement à partir des mesures. Une bonne adéquation est obtenue entre les simulations et les mesures comme illustré sur la figure 5.15. Cependant les mesures peuvent être imprécises ou bien le courant I_{TS} est trop faible dans le cas des technologies à isolement par tranchées. Dans les cas précédemment cités, I_{TSS} est imposé à :

$$I_{TSS} = \frac{I_{BE}}{\exp\left(\frac{V}{V_T}\right)} \cdot \frac{1}{10} \quad (5.31)$$

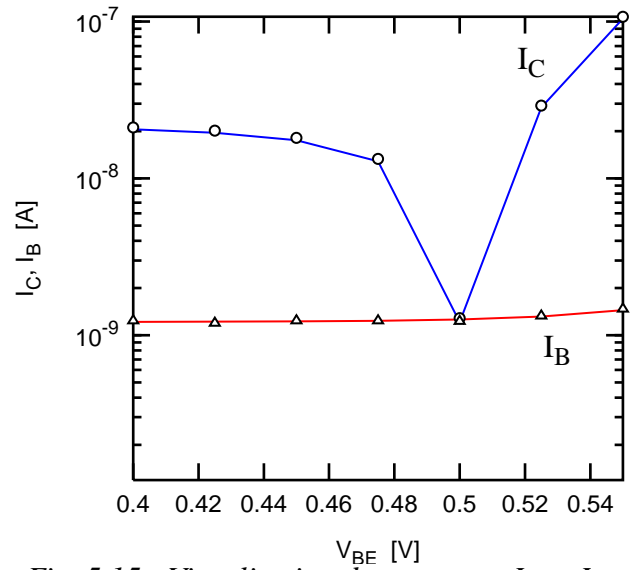


Fig. 5.15 : Visualisation des courants I_C et I_B après l'extraction de I_{TS} et I_{BC} pour $V_{BC}=0,5V$.

V.2.8 Résistance d'Emetteur

Plusieurs méthodes de détermination de la résistance d'émetteur ont été proposées dans la littérature. La plupart utilisent les mesures statiques pour leur facilité d'acquisition. Ces différentes méthodes sont présentées et comparées dans [12].

Une méthode similaire à celle présentée dans [1] a été développée et validée sur des données issues de mesures et de simulations. Cette méthode s'appuie sur l'impact constaté de la résistance d'émetteur R_E sur la

transconductance $g_m = \frac{dI_C}{dV_{BE}}$ du transistor. D'après le

schéma électrique de la figure 5.16 la tension externe V_{BE} peut s'exprimer selon :

$$V_{BE} = R_B \cdot I_B + V_{BEi} + R_E(I_C + I_B) \quad (5.32)$$

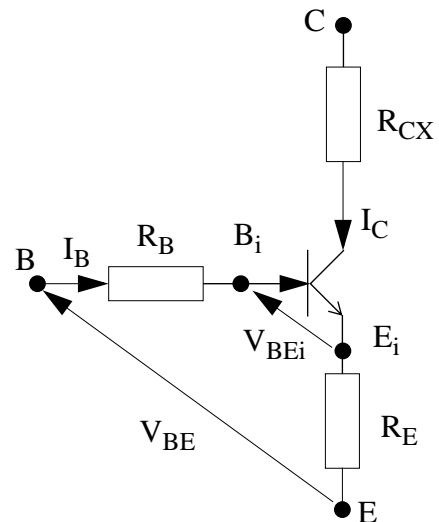


Fig. 5.16 :Schéma électrique simplifié permettant l'extraction de R_E .

En travaillant à $V_{BC}=0V$ et pour des V_{BE} en dessous du pic du f_T , on suppose le courant de transfert égal au courant collecteur.

$$I_C = \frac{C_{10} \cdot \exp\left(\frac{V_{BEi}}{V_T} - 1\right)}{Q_{P,T}} \quad (5.33)$$

Le logarithme de I_C (5.33) est considéré et fait apparaître V_{BEi} qui est calculée à partir de (5.32). Ce qui donne l'expression suivante :

$$\ln(I_C) = \ln C_{10} - \ln Q_{P,T} + \frac{1}{V_T} \left(V_{BE} - I_C \cdot \left(R_E + \frac{R_B}{\beta_0} \right) \right) \quad (5.34)$$

$$\text{avec } \beta_0 = \frac{I_C}{I_B}.$$

Cette dernière équation est ensuite dérivée par rapport à la tension externe V_{BE} . C_{10} étant constant avec V_{BE} , la dérivée de $\ln C_{10}$ est alors nulle. De plus, la dérivée de $\ln Q_{P,T}$ (variation faible de Q_{JEI} , $Q_{JCI}=0$, charges minoritaires négligeables) de même que le rapport R_B/β_0 (gain en courant grand pour les technologies avancées) sont considérés comme négligeables devant R_E dans cette zone de fonctionnement. D'où l'expression suivante :

$$\frac{d \ln I_C}{d V_{BE}} = \frac{1}{V_T} - \frac{R_E}{V_T} \cdot \frac{d I_C}{d V_{BE}} \quad (5.35)$$

La transconductance externe du transistor est définie comme $g_m = \frac{d I_C}{d V_{BE}}$.

Ainsi $\frac{d \ln I_C}{d V_{BE}} = \frac{d I_C}{d V_{BE}} \cdot \frac{1}{I_C} = \frac{g_m}{I_C}$, l'expression (5.35) s'exprime alors :

$$\frac{g_m}{I_C} = \frac{1}{V_T} - \frac{R_E}{V_T} \cdot g_m \quad (5.36)$$

I_C et g_m étant connus, la caractéristique correspondant à (5.36) est une droite dont l'ordonnée à l'origine et le coefficient directeur dépendent directement de la tension V_T et de la résistance d'émetteur.

La figure 5.17 illustre la méthode d'extraction de R_E sur des données mesurées. R_E est extraite dans la partie linéaire de la caractéristique se comportant selon (5.36). La tension V_{BE} est comprise entre 0,7V et 0,9V.

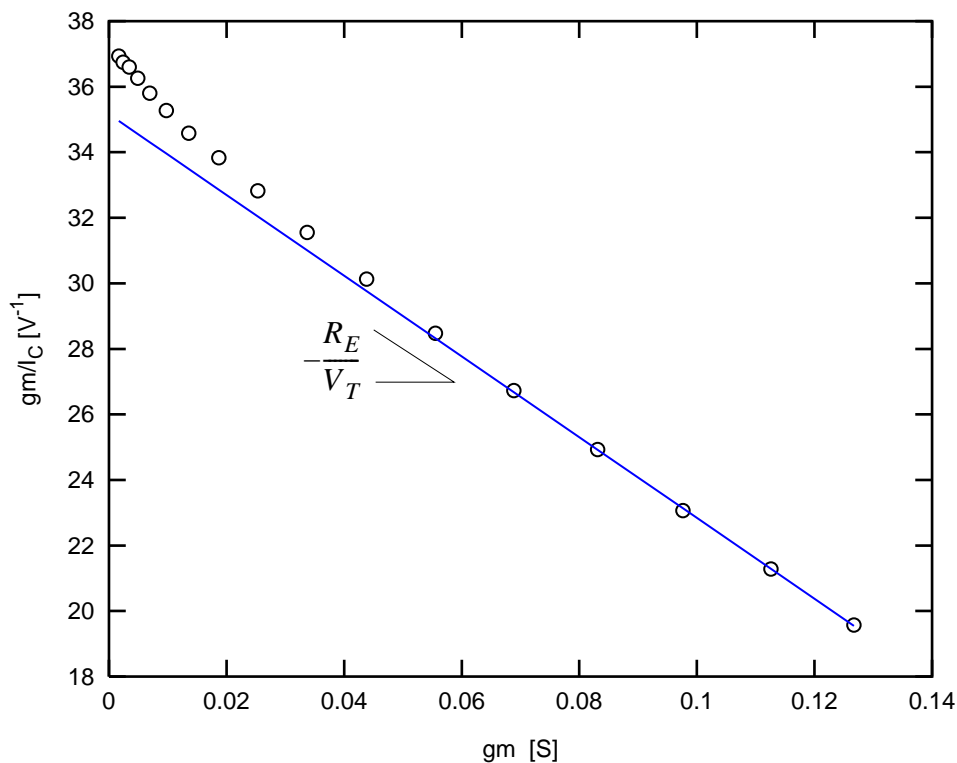


Fig. 5.17 : Extraction directe de R_E sur des données mesurées.

La méthode présentée ci-dessus a tout d'abord été validée sur des données issues de simulations. Pour ce faire, un jeu de paramètres modèle est utilisé pour générer des caractéristiques électriques, d'où l'appellation "données simulées". L'objectif de cette étape est d'extraire la même valeur de R_E que celle utilisée pour générer ces données. Cette procédure permet d'estimer l'erreur due à la méthode d'extraction elle-même puisque l'origine des données est parfaitement connue et n'est pas entâchée par l'imprécision des appareils de mesure.

La caractéristique $I_C(V_{BE})$ à $V_{BC}=0V$ est alors simulée puis la transconductance externe g_m est calculée à partir de la dérivée du logarithme de I_C . Une régression linéaire sur la courbe

$\frac{g_m}{I_C}(g_m)$ permet d'obtenir la résistance d'émetteur R_E associée. La même méthode a été

appliquée sur des transistors ayant des longueurs d'émetteur différentes afin de s'assurer de la cohérence géométrique du procédé d'extraction. Les résultats obtenus sont présentés dans le tableau V.1. Pour chaque ligne, la taille dessinée de la fenêtre d'émetteur du transistor ainsi que la valeur de R_E utilisée pour générer les données sont rappelées dans les deux premières colonnes. La résistance extraite selon la méthode précédemment développée est présentée dans la troisième colonne. Cette dernière résistance est alors utilisée comme condition initiale pour une optimisation globale sur la caractéristique $g_m(V_{BE})$, le résultat de cette optimisation est présenté dans la quatrième colonne. Un écart de l'ordre de 20% en moyenne est constaté entre la valeur R_E du modèle et la valeur extraite; ce qui nous donne la marge d'erreur due à la

méthode. Cet écart est acceptable dans la mesure où la valeur extraite permet de converger vers une valeur très similaire à la valeur de référence.

transistors ($W_{E0} \times L_{E0}$) [μm^2]	R_E modèle [Ω]	R_E extrait [Ω]	R_E optimisé [Ω]
0,4x1,6	23,62	27,3	23,73
0,4x6,4	4,735	6,06	4,769
0,4 x 12,8	2,638	2,855	2,647
0,4x25,6	1,141	1,45	1,149

Tableau V.1: Comparaison entre les valeurs R_E de références et celles extraites puis optimisées.

V.2.9 Résistance Collecteur externe

La résistance R_{CX} correspond à la somme de la résistance de la couche enterrée et celle du sinker qui sont indépendantes de la polarisation. Des structures de test spécifiques permettent d'obtenir les résistances unitaires de ces deux composantes. R_{CX} est ensuite calculée à partir de ces résistances et de la structure du transistor (chapitre IV et annexe D).

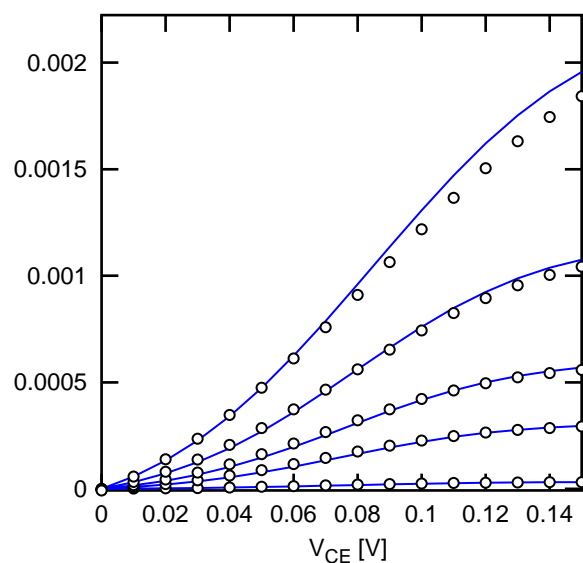


Fig. 5.18 : Optimisation de la résistance collecteur dans la zone de forte saturation.

Cette valeur donne une condition initiale en vue d'une optimisation globale sur la caractéristique de sortie $I_C(V_{CE})$ (cf. figure 5.18) dans la zone de forte saturation (faible V_{CE}) où la résistance R_{CX} est prédominante.

V.2.10 Résistance de base

Plusieurs méthodes ont été proposées pour extraire cette résistance à partir de mesures statiques [12]. Leur emploi s'avère peu efficace sur les transistors des nouvelles technologies. La méthode du demi-cercle [2] est intéressante car elle permet d'obtenir de meilleurs résultats que les précédentes. Cette méthode utilise les paramètres petits signaux du transistor en mode direct. La matrice admittance est alors calculée à partir du schéma simplifié du modèle petit signal de la figure 5.19.

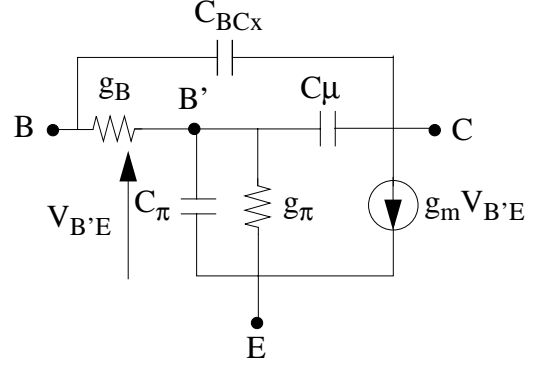


Fig. 5.19 :Schéma simplifié pour les petits signaux.

La résistance d'émetteur R_E est négligée car faible devant la résistance de base.

Les paramètres Y_{11} et Y_{12} s'expriment selon :

$$Y_{11} = \frac{g_B(g_\pi + j\omega(C_\mu + C_\pi))}{g_B + g_\pi + j\omega(C_\mu + C_\pi)} + j\omega C_{BCx} \quad (5.37)$$

$$Y_{12} = -\frac{g_B \cdot j\omega \cdot C_{BCx}}{g_B + g_\pi + j\omega(C_\mu + C_\pi)} - j\omega C_{BCx}$$

La somme de ces deux paramètres permet d'éliminer la composante externe C_{BCx} de la capacité base-collecteur :

$$Y_{11} + Y_{12} = \frac{g_B \cdot (g_\pi + j\omega C_\pi)}{g_B + g_\pi + j\omega(C_\pi + C_\mu)} \quad (5.38)$$

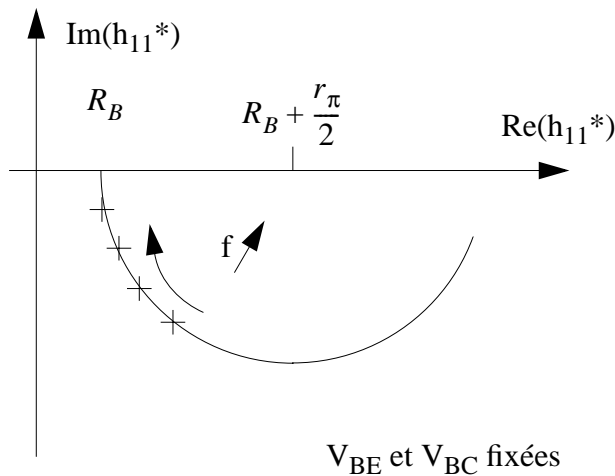
Le paramètre h_{11}^* est considéré dans la suite des calculs :

$$h_{11}^* = \frac{1}{Y_{11} + Y_{12}} = (R_B + r_\pi) \cdot \left(\frac{1 + j\omega \cdot \tau_1}{1 + j\omega \cdot \tau_2} \right) \quad (5.39)$$

Où $\tau_1 = \frac{C_\pi + C_\mu}{g_B + g_\pi}$ et $\tau_2 = \frac{C_\pi}{g_\pi}$.

h_{11}^* comporte un pôle et un zéro. Le tracé de sa partie imaginaire en fonction de sa partie réelle

donne un demi cercle de rayon $r = \frac{r_\pi}{2}$ et de centre $x_0 = R_B + \frac{r_\pi}{2}$.



$$Im(h_{11}^*) = \frac{(R_B + r_\pi) \cdot (1 + \omega^2 \tau_1 \tau_2)}{1 + \omega^2 \tau_2^2} \quad (5.40)$$

$$Re(h_{11}^*) = \frac{-(R_B + r_\pi) \cdot (\tau_2 - \tau_1)}{1 + \omega^2 \tau_2^2}$$

La figure 5.20 illustre la caractéristique $Im(h_{11}^*)$ en fonction de $Re(h_{11}^*)$ prévue par la théorie. Lorsque la fréquence $f(\omega)$ tend vers l'infinie, l'intersection de la courbe avec l'axe des réels est égale à R_B .

Fig. 5.20 : Représentation théorique du comportement du paramètre h_{11}^* .

L'optimisation de R_B sur le demi cercle n'est pas possible par manque de points. Une "linéarisation" du cercle est alors employée. L'équation du cercle est entièrement connue :

$$(x - x_0)^2 + y^2 = r^2 \quad (5.41)$$

avec $x = Re(h_{11}^*)$ et $y = Im(h_{11}^*)$.

Le développement de (5.41) donne :

$$y^2 + x^2 = r^2 - x_0^2 + 2x_0x \quad (5.42)$$

(5.42) est une droite dont l'ordonnée à l'origine vaut $b = r^2 - x_0^2$ et la pente $a = 2x_0$.

Une régression linéaire sur (5.42) permet d'obtenir a et b . Le centre du cercle x_0 et son rayon r sont obtenus :

$$x_0 = R_B + \frac{r_\pi}{2} = \frac{a}{2} \quad (5.43)$$

$$r = \frac{r_\pi}{2} = \sqrt{b + x_0^2} \quad (5.44)$$

La résistance de base R_B est calculée à partir de (5.43) et (5.44) pour un V_{BE} et un V_{BC} .

$$R_B = \frac{a}{2} - \sqrt{b + \frac{a^2}{4}} \quad (5.45)$$

La méthode de détermination est alors appliquée sur des paramètres S mesurés sur une plage de fréquences comprises entre 400 MHz et 100 GHz. La tension V_{BE} est compris entre 0,85 V et 1,1V et V_{BC} est fixé à 0V. Le comportement de la partie imaginaire du ratio h_{11}^* en fonction de sa partie réelle (cf. figure 5.21) est conforme à la théorie ce qui permet de valider les approximations faites.

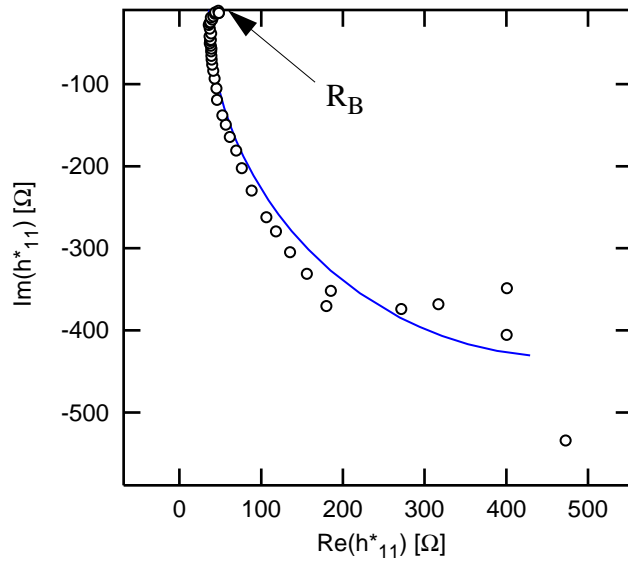


Fig. 5.21 :Extraction de R_B à partir des paramètres Y pour une polarisation donnée.

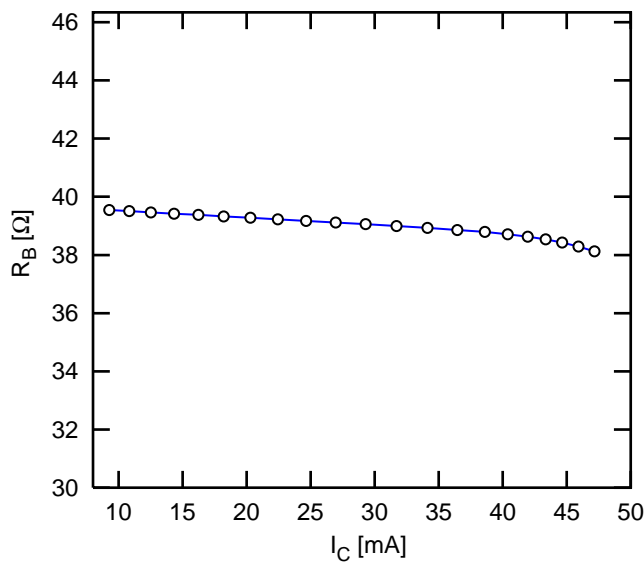


Fig. 5.22 : Optimisation de paramètres de R_B .

L'étude étant répétée sur tout l'intervalle de V_{BE} , la variation de la résistance de base avec la polarisation est obtenue (figure 5.22).

Les paramètres F_{DQR0} , R_{BX} , R_{BI0} et F_{QI} qui décrivent la variation de la résistance de base (cf. paragraphe III.2.5) avec la polarisation sont alors optimisés sur cette courbe.

Les paramètres décrivant le régime statique du dispositif ainsi que les éléments séries ont été extraits. La détermination des paramètres qui modélisent les effets de forte injection constitue la prochaine étape.

V.2.11 Détermination du temps de transit

La description semi-physique du temps de transit dans HICUM est un des points forts du modèle puisqu'il permet la prise en compte de la majorité des effets à forte injection qui sont la cause principale de la chute du f_T . A titre indicatif, treize paramètres sont requis pour décrire la variation de ce temps de transit contre seulement quatre pour celui du modèle SGPM. C'est pourquoi une optimisation globale de tous ces paramètres n'est pas envisageable. Il apparaît nécessaire de travailler sur le temps de transit τ_F issu de la mesure. Cependant ce temps de transit n'est pas directement mesurable hormis en utilisant la fréquence de transition f_T d'après (5.46) [15].

$$\frac{1}{2\pi f_T} = \tau_F + \left(R_{CX} + R_E + \frac{R_B}{\beta_0} \right) \cdot C_{BC} + \frac{\Sigma C}{g_m} \quad (5.46)$$

Les résistances séries R_{CX} , R_E et R_B , de même que la capacité totale base collecteur C_{BC} sont connues des étapes précédentes. β_0 est le gain en courant dynamique à faible fréquence. g_m est défini comme suit :

$$g_m = \left. \frac{dI_C}{dV_{BE}} \right|_{V_{BC}} \quad (5.47)$$

et

$$\Sigma C = C_{BC} + C_{BE} + C_{par} \quad (5.48)$$

Le terme C_{par} regroupe les capacités parasites telles que les capacités d'oxyde ou celles dues aux interconnexions métalliques.

De plus le temps de transit est décomposé en deux parties, l'une correspondant à son terme à faible injection τ_{F0} , l'autre correspondant à son augmentation à forte injection $\Delta\tau_F$:

$$\tau_F = \tau_{F0} + \Delta\tau_F \quad (5.49)$$

La première étape consiste à définir f_T .

La définition et la méthode de mesure suivante est appliquée [16].

L'existence de f_T est liée à celle d'un domaine fréquentiel où le gain dynamique en configuration émetteur-commun peut être assimilé à un système du premier ordre :

$$h_{fe}(f) = \frac{h_{fe0}}{1 + j \cdot \frac{f}{f_\beta}} \quad (5.50)$$

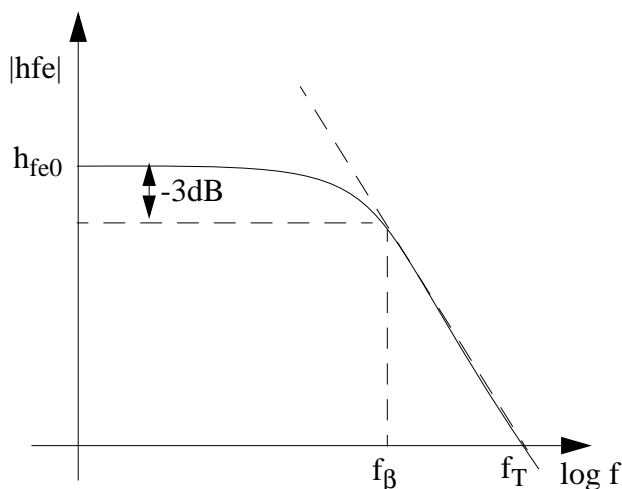


Fig. 5.23 : Définition de la fréquence de transition f_T à partir du gain dynamique.

Le module de h_{fe} vaut :

$$|h_{fe}| = \frac{h_{fe0}}{\sqrt{1 - \left(\frac{f}{f_\beta}\right)^2}} \quad (5.51)$$

Pour des fréquences f supérieures à f_β , (5.51) équivaut à :

$$|h_{fe}| \approx \frac{h_{fe0} \cdot f_\beta}{f} \quad (5.52)$$

Le produit gain-bande passante est donc constant. Le gain étant égal à 1 pour $f=f_T$, la fréquence de transition vaut :

$$f_T = h_{fe0} \cdot f_\beta \quad (5.53)$$

Cette dernière expression permet de faire apparaître f_T dans (5.50) qui devient :

$$h_{fe}(f) = \frac{h_{fe0}}{1 + j \cdot \frac{f}{f_T} \cdot h_{fe0}} \quad (5.54)$$

La partie imaginaire de l'inverse de h_{fe} donne f_T :

$$Im\left(\frac{1}{h_{fe}}\right) = \frac{f}{f_T} \quad (5.55)$$

f_T est obtenue à partir de la mesure de h_{fe} à une fréquence f_m telle que le gain soit équivalent à un filtre du premier ordre.

$$f_T = \frac{f_m}{\text{Im}\left(\frac{1}{h_{fe}(f_m)}\right)} \quad (5.56)$$

h_{fe} est calculé à partir des paramètres S et des règles de transformations de matrice S en matrice H (annexe D [1]) :

$$h_{fe} = \frac{-2S_{21}}{(1 - S_{11}) \cdot (1 + S_{22}) + S_{12} \cdot S_{21}} \quad (5.57)$$

La fréquence de transition f_T étant mesurée pour chaque polarisation V_{BE} à V_{BC} constant, il est alors possible de calculer τ_F à l'aide de (5.46) moyennant le calcul de la transconductance g_m (5.47).

Dans un premier temps g_m est approximée par $\frac{I_C}{V_T}$. Une interpolation linéaire (Δ) sur la

caractéristique $\frac{1}{2\pi f_T}\left(\frac{1}{I_C}\right)$ à faible courant permet d'obtenir le temps de transit à faible

injection τ_{F0} à partir de l'ordonnée à l'origine (cf. figure 5.24). La différence entre $\frac{1}{2\pi f_T}$ à

forte injection ($\frac{1}{I_C}$ faible) et (Δ) permet d'obtenir l'accroissement du temps de transit $\Delta\tau_F$.

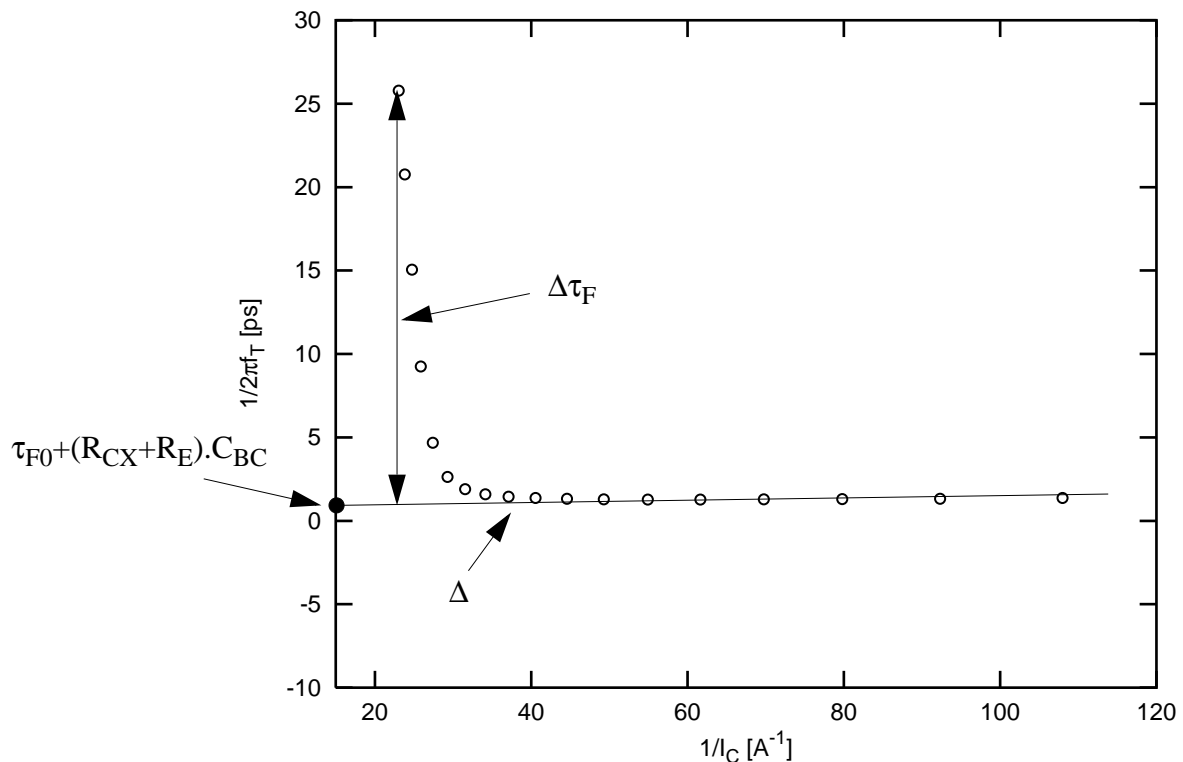


Fig. 5.24 : Détermination de $\tau_F(I_C)$ à partir de la caractéristique $f_T(I_C)$ pour un V_{BC} .

Pour les technologies avancées, les f_T peuvent atteindre des valeurs supérieures à 150 GHz correspondant à des τ_F de l'ordre de la pico-seconde. Dès lors, sur de telles technologies, une grande précision est requise sur la méthode de calcul du τ_F . Or, l'approximation $g_m = \frac{I_C}{V_T}$ dans l'équation (5.46) est imprécise dans la zone de forte injection étudiée et donc source d'erreurs pour la détermination de τ_F . Une solution [17] a été développée et doit être testée afin d'améliorer le calcul de τ_F . Ce calcul a été vérifié sur des données issues de simulation et doit être validé sur des mesures.

V.2.12 Temps de transit à faible injection

La variation du temps de transit à bas courant est donnée par :

$$\tau_{F0} = \tau_0 + \Delta\tau_{0H} \cdot (c - 1) + \tau_{BVL} \cdot \left(\frac{1}{c} - 1\right) \quad (5.58)$$

$$\text{avec } c = \frac{C_{BCI0}}{C_{BCI}} = \left(1 - \frac{V_{BCi}}{V_{DCI}}\right)^{Z_{CI}}$$

Pour chaque V_{BC} , le temps de transit τ_{F0} est déduit de la mesure via la méthode du paragraphe V.2.11. Par définition le paramètre τ_0 est obtenu directement de la mesure de τ_{F0} à $V_{BC}=0V$. Une optimisation des paramètres $\Delta\tau_{0H}$ et τ_{BVL} utilisant l'algorithme du simplex [8] est alors appliquée à la courbe $\tau_{F0}(V_{BC})$.

La figure 5.25 (a) présente une comparaison entre l'expression (5.58) et les données ayant servies à l'optimisation. La précision des paramètres extraits est alors testée sur les courbes de f_T pour les différents V_{BC} utilisés lors de l'extraction.

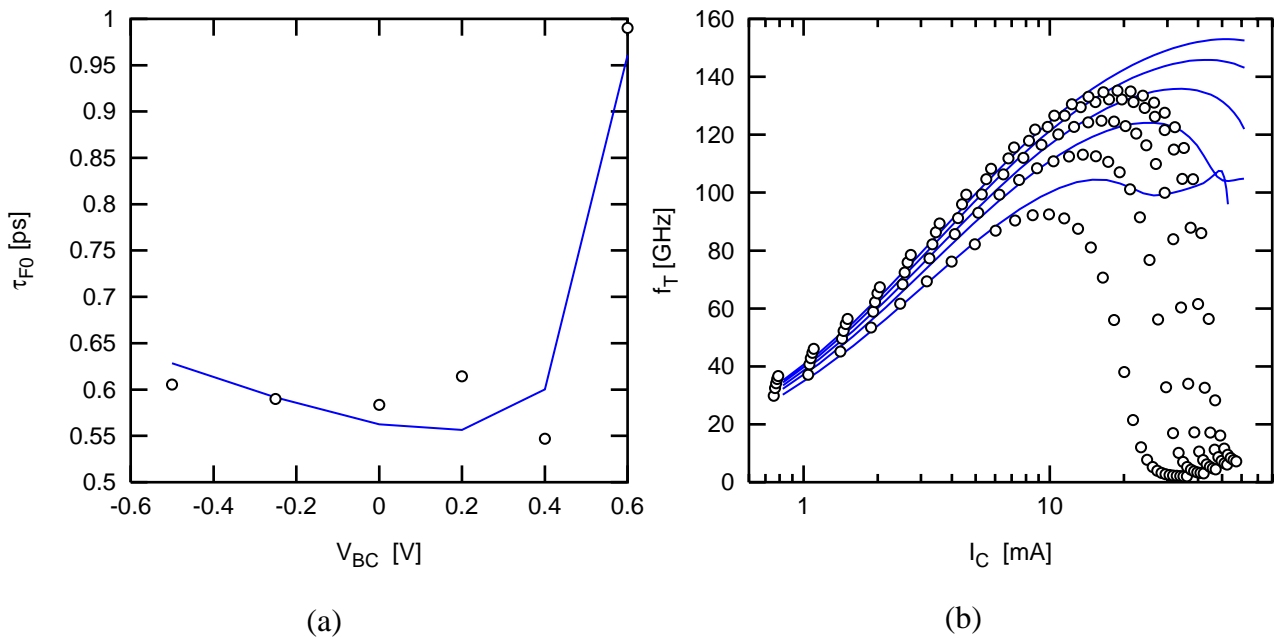


Fig. 5.25 :Extraction de la variation du temps de transit à faible injection (a) et comparaison modèle (ligne)/ expérience (points) du $f_T(I_C)$ (b).

Une bonne adéquation dans la zone de faible injection entre les données simulées et les mesures valide ainsi les valeurs des paramètres extraits comme le prouve la figure 5.25 (b).

Ces valeurs peuvent alors servir de conditions initiales en vue d'une optimisation globale sur l'intervalle V_{BE} correspondant à l'augmentation du f_T . Les paramètres A_{LJEI} et A_{LJEP} qui limitent la capacité BE peuvent être optimisés en même temps que τ_0 sur la caractéristique de f_T à $V_{BC}=0V$. En effet, dans cette zone de fonctionnement la capacité de jonction BE n'est pas négligeable et est équivalente à $A_{LJEI} \cdot C_{JEI0} + A_{LJEP} \cdot C_{JEP0}$.

V.2.13 Résolution du couplage entre le comportement statique et dynamique

A moyenne injection, la charge de diffusion des porteurs minoritaires peut être simplifiée par

$$Q_F \approx \tau_{F0} \cdot I_{TF} \quad (5.59)$$

Ce qui donne pour l'expression du courant de transfert, après normalisation du numérateur et du dénominateur par Q_{P0} , l'expression suivante :

$$I_T = \frac{\frac{C_{10}}{Q_{P0}} \cdot \left[\exp\left(\frac{V_{BE}}{V_T}\right) - \exp\left(\frac{V_{BC}}{V_T}\right) \right]}{1 + h_{JEI} \frac{Q_{JEI}}{Q_{P0}} + h_{JCI} \frac{Q_{JCI}}{Q_{P0}} + \frac{\tau_{F0}}{Q_{P0}} \cdot I_T} \quad (5.60)$$

Le terme $\frac{\tau_{F0}}{Q_{P0}}$ décrit le début de la chute du gain en courant en forte injection. Si pour le modèle SGPM, un seul paramètre suffit à décrire ce phénomène, deux paramètres τ_{F0} et Q_{P0} sont nécessaires pour le modèle HICUM. De plus, ces deux paramètres sont extraits dans des régimes différents : l'un est extrait en régime dynamique (τ_{F0}), l'autre en régime statique (Q_{P0}).

Un couplage entre ces deux régimes apparaît alors. Une mauvaise évaluation du rapport $\frac{Q_{P0}}{\tau_{F0}}$ entraîne donc une mauvaise description du courant à partir duquel le gain β chute comme l'illustre la figure 5.26.

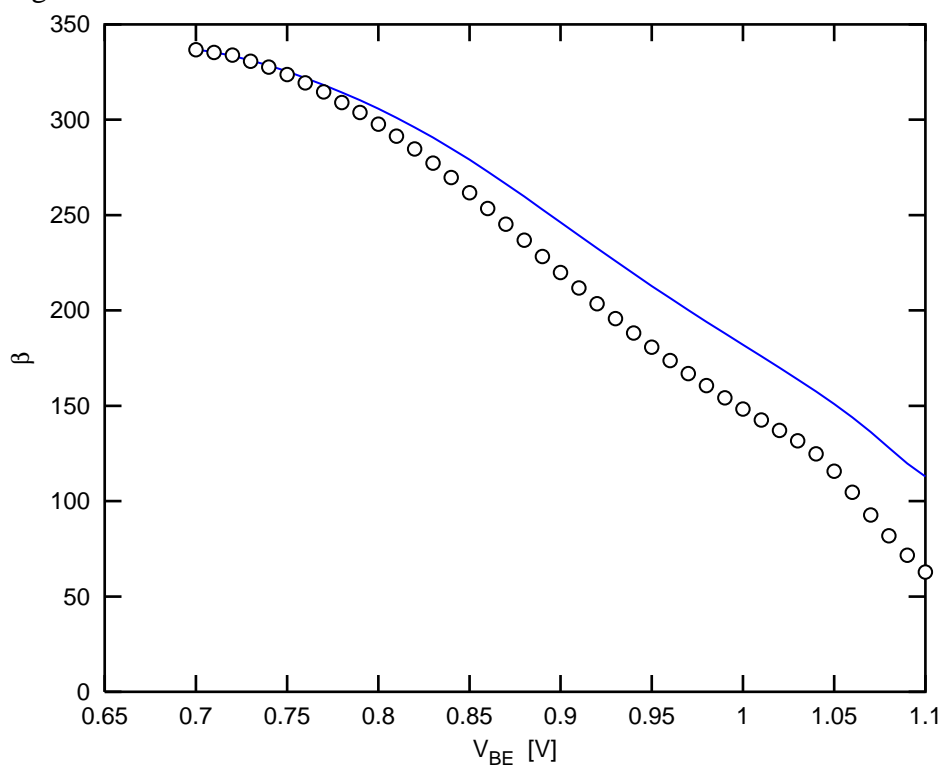


Fig. 5.26 : Mise en évidence du couplage statique/dynamique sur le gain.

En supposant que la valeur de τ_{F0} soit correcte, l'écart constaté sur le gain à moyenne injection provient d'une mauvaise évaluation de Q_{P0} . Rappelons que lors de l'étape décrite dans le

paragraphe V.2.4, c'est le ratio $\frac{Q_{P0}}{h_{JEI}}$ qui est obtenu. Par conséquent, la détermination du coefficient de pondération h_{JEI} permettra d'obtenir la valeur correcte de Q_{P0} .

Une étude qualitative a permis de mettre en évidence l'influence du paramètre h_{JEI} sur le gain avant sa chute. L'inverse du gain est dans ce cas considéré de manière à détecter plus aisément le courant de chute I_K (point d'inflexion). Le paramètre h_{JEI} est alors ajusté grâce à une méthode dichotomique. Pour chaque h_{JEI} , des simulations de gain sont réalisées pour des polarisations telles que I_C est inférieur à I_K (zone d'influence de h_{JEI}). Le critère d'arrêt de cette

méthode est donné par le coefficient de corrélation $|r|$ entre la mesure et la simulation. Le paramètre h_{JEI} est obtenu pour $|r|$ minimal. La figure 5.27 illustre la comparaison entre la mesure et la simulation de $1/\beta$ résultant de l'optimisation de h_{JEI} .

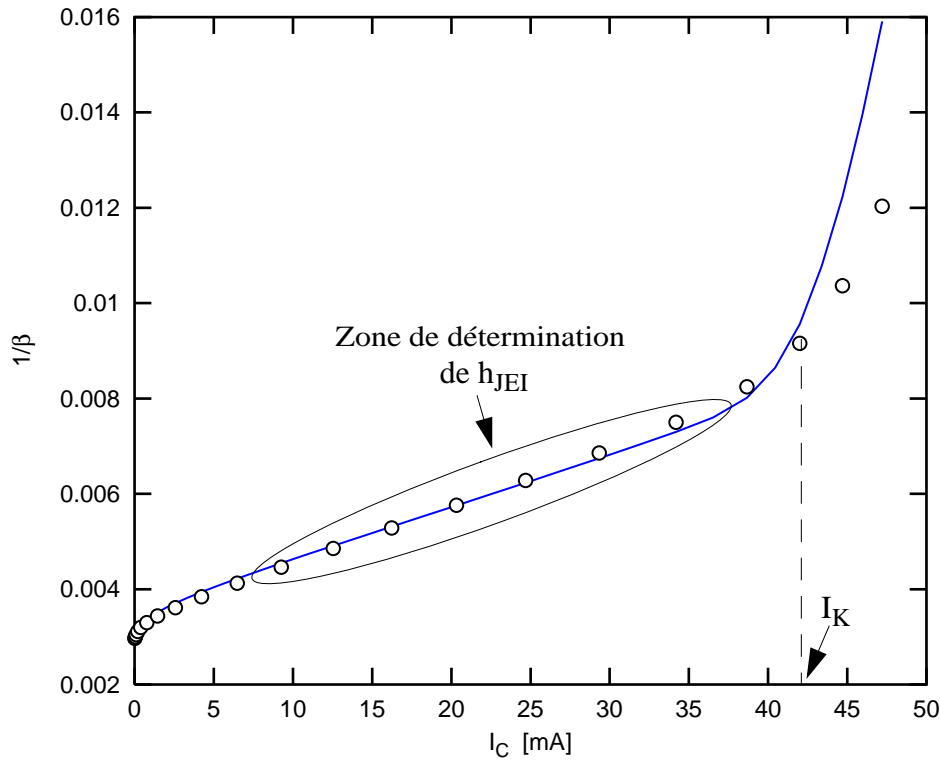


Fig. 5.27 :Extraction du facteur h_{JEI} sur l'inverse du gain.

L'extraction de h_{JEI} permet d'obtenir Q_{P0} , C_{10} et h_{JCI} à partir des ratios $\frac{C_{10}}{h_{JEI}}$, $\frac{Q_{P0}}{h_{JEI}}$ et $\frac{h_{JCI}}{h_{JEI}}$ déterminés aux paragraphes V.2.4 et V.2.5.

Après la résolution du couplage entre le comportement statique et dynamique, les paramètres qui décrivent l'augmentation du temps de transit à forte injection peuvent être extraits.

V.2.14 Courant critique

L'augmentation rapide du temps de transit $\Delta\tau_F$, et donc la chute du f_T , est caractérisée par le courant critique I_{CK} via :

$$\Delta\tau_F = \tau_{EF0} \cdot \left(\frac{I_{TF}}{I_{CK}}\right)^{g_{\tau E}} + \tau_{HCS} \cdot w^2 \left(1 + \frac{2 \cdot I_{CK}}{I_{TF} \cdot \sqrt{i^2 + A_{LHC}}}\right) \quad (5.61)$$

avec

$$i = 1 - \frac{I_{CK}}{I_{TF}} \text{ et } w = \frac{i + \sqrt{i^2 + A_{LHC}}}{1 + \sqrt{1 + A_{LHC}}} \quad (5.62)$$

Cette expression et les temps de transit calculés précédemment permettent de déterminer la variation du courant critique en fonction de la polarisation appliquée.

D'après (5.61), lorsque $I_C = I_{CK}$, $\Delta\tau_F$ est indépendant de la polarisation du transistor et prend une valeur constante $\Delta\tau_{ICK}$. La valeur $\Delta\tau_{ICK}$ sert alors de critère de détermination de I_{CK} . Pour chaque polarisation V_{BC} , I_{CK} est égal au courant collecteur correspondant à $\tau_{F0}(V_{BC}) + \Delta\tau_{ICK}$ comme l'illustre la figure 5.28 (a). La valeur adéquate pour $\Delta\tau_{ICK}$ est choisie de telle sorte que

les différentes courbes $\Delta\tau_F\left(\frac{I_C}{I_{CK}}\right)$ à V_{BC} constant soient le plus possible confondues [18] (cf figure 5.28 (b)).

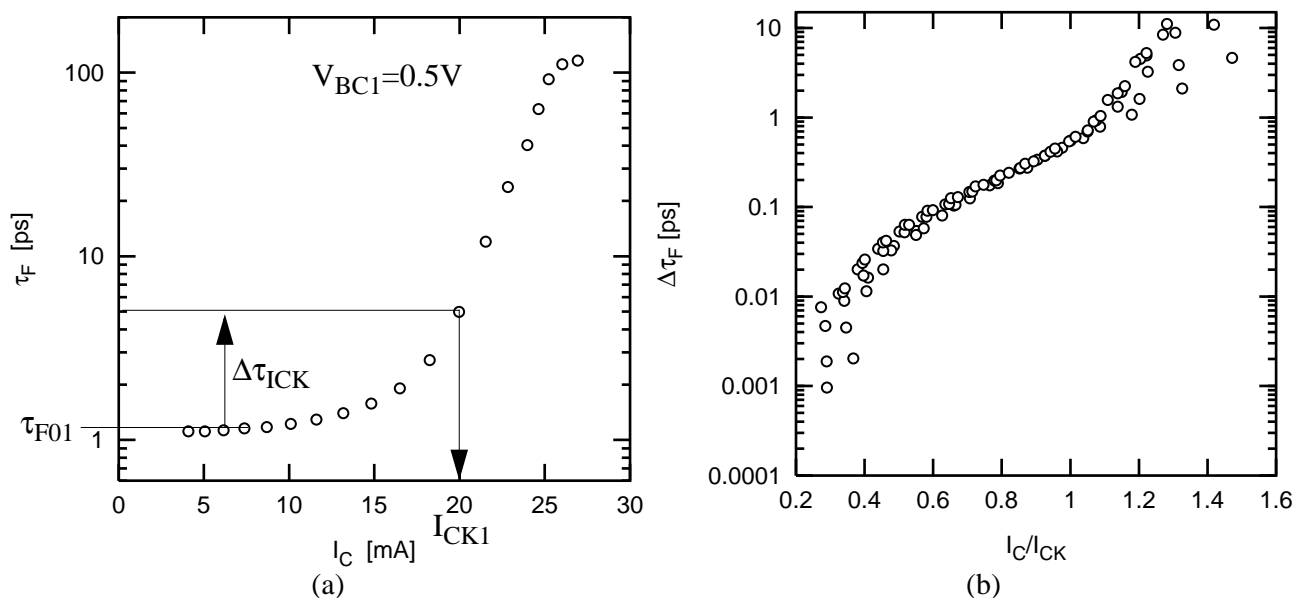


Fig. 5.28 : (a) Détermination du courant critique sur $\tau_F(I_C)$ et (b) visualisation des caractéristiques $\Delta\tau_F(I_C/I_{CK})$ pour V_{BC} compris entre $-0,5$ et $0,4$ V.

Pour chaque V_{BC} , un courant I_{CK} est ainsi obtenu (figure 5.28 (a)). A partir de sa tension V_{BE} correspondante, la tension interne V_{CEi} est calculée comme suit :

$$V_{CEi} = -V_{BC} + V_{BE} - (R_{CX} + R_E) \cdot I_{CK} \quad (5.63)$$

La variation du courant critique avec la polarisation, décrite par l'expression (3.28), est ainsi obtenue.

Les paramètres R_{CI0} , V_{LIM} , V_{PT} , V_{CES} qui interviennent dans cette variation sont alors optimisés sur la courbe présentée sur la figure 5.29.

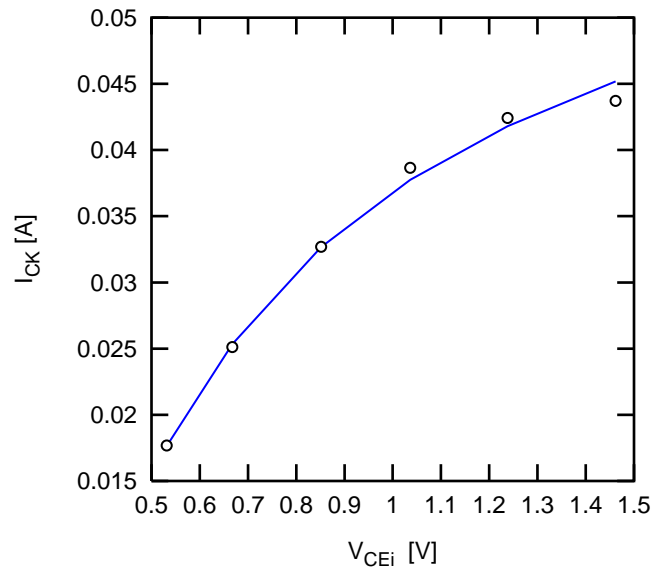


Fig. 5.29 : Optimisation des paramètres du courant critique.

V.2.15 Temps de transit à forte injection

Les paramètres décrivant le temps de transit dans l'émetteur neutre (T_{EF0} , $g_{\tau E}$), dans la base et le collecteur (T_{HCS} , A_{LHC}) sont extraits à partir des courbes de $\Delta\tau_F$ en fonction du courant collecteur normalisé par I_{CK} (cf. figure 5.30).

Le temps de transit dans l'émetteur est prépondérant pour des courants inférieurs à I_{CK}

($\frac{I_C}{I_{CK}} < 1$) alors que le temps de transit additionnel dans la base et le collecteur est plus

important pour des courants supérieurs à I_{CK} ($\frac{I_C}{I_{CK}} > 1$). C'est pourquoi les paramètres T_{EF0} et

$g_{\tau E}$ seront optimisés sur les courbes de $\Delta\tau_F$ tel que $\frac{I_C}{I_{CK}} < 1$, contrairement aux paramètres

T_{HCS} et A_{LHC} . A_{LHC} est un paramètre de lissage dont l'effet est important pour $\frac{I_C}{I_{CK}} \approx 1$.

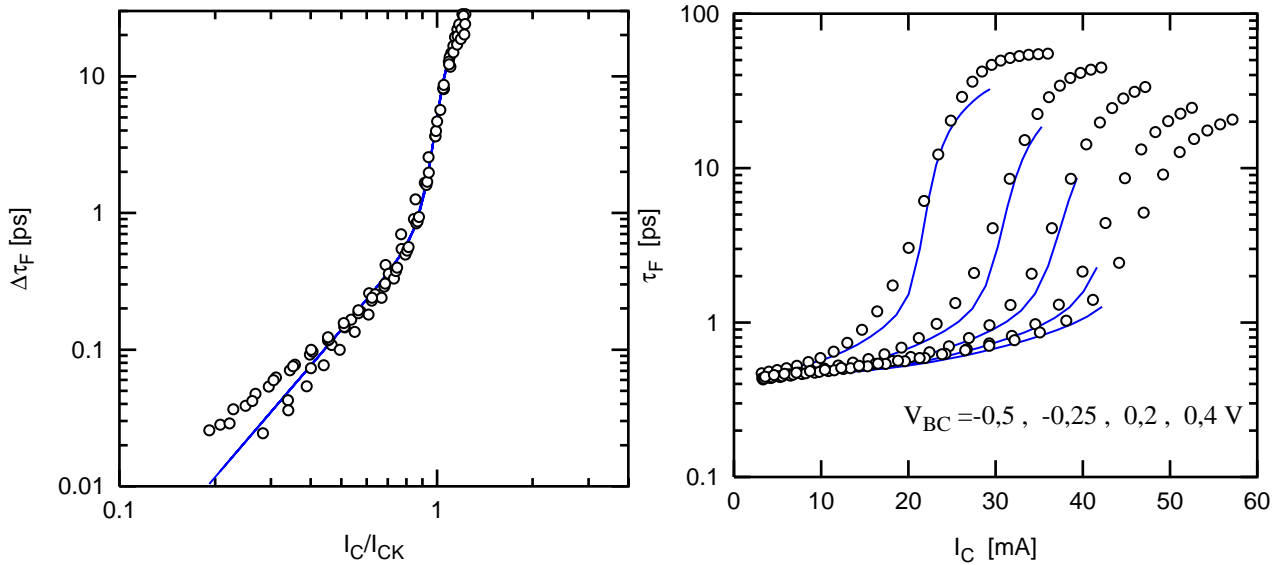


Fig. 5.30 : Optimisation des paramètres du temps de transit à fort courant.

A fort V_{BE} , les écarts sur les caractéristiques $\tau_F(I_C)$ proviennent d'une mauvaise évaluation des paramètres de saturation, τ_{HCS} et A_{LHC} , du temps de transit. D'autre part, à $V_{BE}=1,1$ V et $V_{BC}=0,4$ V, l'erreur sur le temps de transit est de l'ordre de 40% et de 20% sur I_C , ce qui souligne la corrélation entre les caractéristiques dynamiques et statiques.

V.2.16 Effets Non Quasi Statiques

A hautes fréquences, les porteurs réagissent aux stimulations électriques avec un temps de réaction non négligeable. Ces effets dits "Non Quasi Statiques" sont visibles sur la phase du gain dynamique h_{21} .

Les paramètres qui permettent de prendre en compte ces effets sont A_{LIT} et A_{LQF} . A_{LIT} est utilisé pour le calcul du délai parasite du courant de transfert et joue donc sur la transconductance g_m .

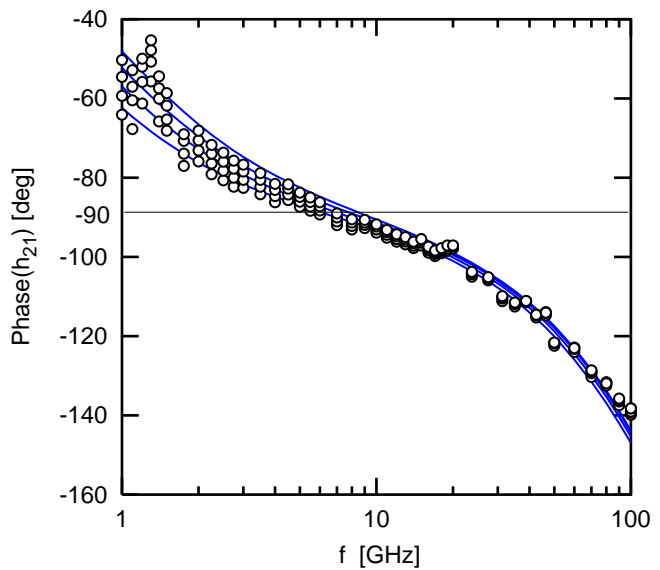


Fig. 5.31 : Optimisation des effets NQS.

A_{LQF} modélise le délai parasite sur la charge minoritaire C_{DE} qui intervient sur toutes les caractéristiques dynamiques. L'influence de ce paramètre est difficilement identifiable. De plus, la détermination de ces paramètres est rendue délicate car, dans la zone considérée, d'autres paramètres du premier ordre, tels que les capacités ou la résistance de base, sont tout aussi importants. L'optimisation de A_{LIT} et A_{LQF} doit donc être réalisée en dernier lieu. Par ailleurs, notons que ces paramètres sont extrêmement difficiles à décorréler. Ainsi A_{LQF} est fixé à sa valeur par défaut 0,22 et A_{LIT} est optimisé sur la phase de h_{21} dans la zone où celle-ci est proche de -90° (cas d'un filtre du premier ordre). Une bonne adéquation est obtenue entre les mesures et les simulations de la phase de h_{21} comme illustré sur la figure 5.31.

V.2.17 Validation

La validation de la stratégie décrite précédemment comporte deux étapes complémentaires. La première a pour but d'évaluer le degré de précision de la méthode en travaillant sur des données simulées. La seconde étape de validation, et la plus importante, consiste à tester la robustesse de la méthode en comparant les simulations aux données mesurées.

V.2.17.1 Test sur des données simulées

Afin de mieux évaluer le degré d'incertitude propre à la méthode, des données, dites simulées, sont générées à l'aide d'un simulateur et d'un jeu de paramètres servant de référence. Ainsi affranchie des erreurs induites par la mesure, l'application des méthodes d'extraction sur ces données synthétiques doit fournir un jeu de paramètres extrait similaire à celui qui tient lieu de référence (cf. tableau V.2).

Paramètre	Référence	Extrait	Erreur %
C_{10}	$5,607.10^{-31}$	$5,238.10^{-31}$	6
Q_{P0}	$4,624.10^{-15}$	$3,113.10^{-15}$	32
F_{AVL}	1,129.1002	1,137.1002	0,7
Q_{AVL}	$3,332.10^{-13}$	$3,336.10^{-13}$	0,12
H_{JEI}	$3,481.10^{-01}$	$3,702.10^{-01}$	0,6
H_{JCI}	$1,518.10^{-03}$	$1,550.10^{-03}$	2,1
I_{BEIS}	$1,077.10^{-19}$	$1,070.10^{-19}$	0,6
I_{REIS}	$8,128.10^{-14}$	$7,736.10^{-14}$	4,8
M_{REI}	2,621	2,603	0,68
I_{BCIS}	$5,425.10^{-20}$	$5,350.10^{-20}$	1,38
I_{BCXS}	$5,425.10^{-20}$	$5,350.10^{-20}$	1,38
I_{TSS}	$1,778.10^{-18}$	$1,779.10^{-18}$	0,05
R_E	3,750	4,066	8,4
R_{CX}	8,900	8,078	9,2

Paramètre	Référence	Extrait	Erreur %
τ_0	$5,394.10^{-13}$	$5,405.10^{-13}$	0,2
A_{LJEI}	2,029	1,931	4,8
A_{LJEP}	2,029	1,931	4,8
$\Delta\tau_{0H}$	$9,611.10^{-14}$	$2,906.10^{-13}$	202,3
τ_{BVL}	$1,000.10^{-14}$	$2,319.10^{-13}$	2220
R_{CI0}	8,819	8,388	4,8
V_{LIM}	0,4505	0,3767	16,4
V_{PT}	7,875	4,185	46
V_{CES}	0,06	0,1	66
τ_{EFO}	$9,32.10^{-13}$	$9,841.10^{-13}$	5,6
G_{TFE}	2,465	2,731	10,8
τ_{HCS}	$8,043.10^{-11}$	$9,783.10^{-11}$	21
A_{LHC}	$1,195.10^{-02}$	$4,841.10^{-03}$	59

Tableau V.2: Comparaison entre les paramètres de référence et ceux extraits.

La figure 5.32 présente les comparaisons théorie/données simulées des différentes caractéristiques qui ont servi lors de l'extraction. Ces comparaisons permettent de visualiser l'impact des écarts entre les paramètres extraits et ceux de référence sur les caractéristiques électriques.

L'ensemble des paramètres statiques est extrait avec une précision très satisfaisante. L'erreur de 32% sur le paramètre Q_{P0} n'est pas suffisamment significative pour faire apparaître une différence notable sur la courbe $I_C(V_{BE})$ à faible injection. L'extraction des résistances est suffisamment précise pour permettre d'obtenir un temps de transit τ_0 à $V_{BC}=0V$ convenable (erreur<0,5%). Cependant, une importante erreur de plus de 200% est constatée sur les paramètres décrivant la variation en V_{BC} du temps de transit à bas courant (τ_{BVL} et $\Delta\tau_{0H}$). Ces paramètres sont fortement corrélés, plusieurs couples de solutions sont alors possibles. Cependant les résultats sont satisfaisants puisqu'une bonne adéquation est obtenue sur les courbes de f_T entre la théorie et les données. Malgré les écarts (50% en moyenne) notés sur les paramètres V_{LIM} , V_{PT} et V_{CES} du courant critique, la résistance interne R_{CI0} est extraite avec précision permettant ainsi de prendre convenablement en compte la chute du f_T . Ceci démontre l'importance de cette résistance et donc la nécessité d'une bonne définition du courant critique. De même une définition correcte de ce dernier permet de déterminer facilement les paramètres qui décrivent l'augmentation du temps de transit.

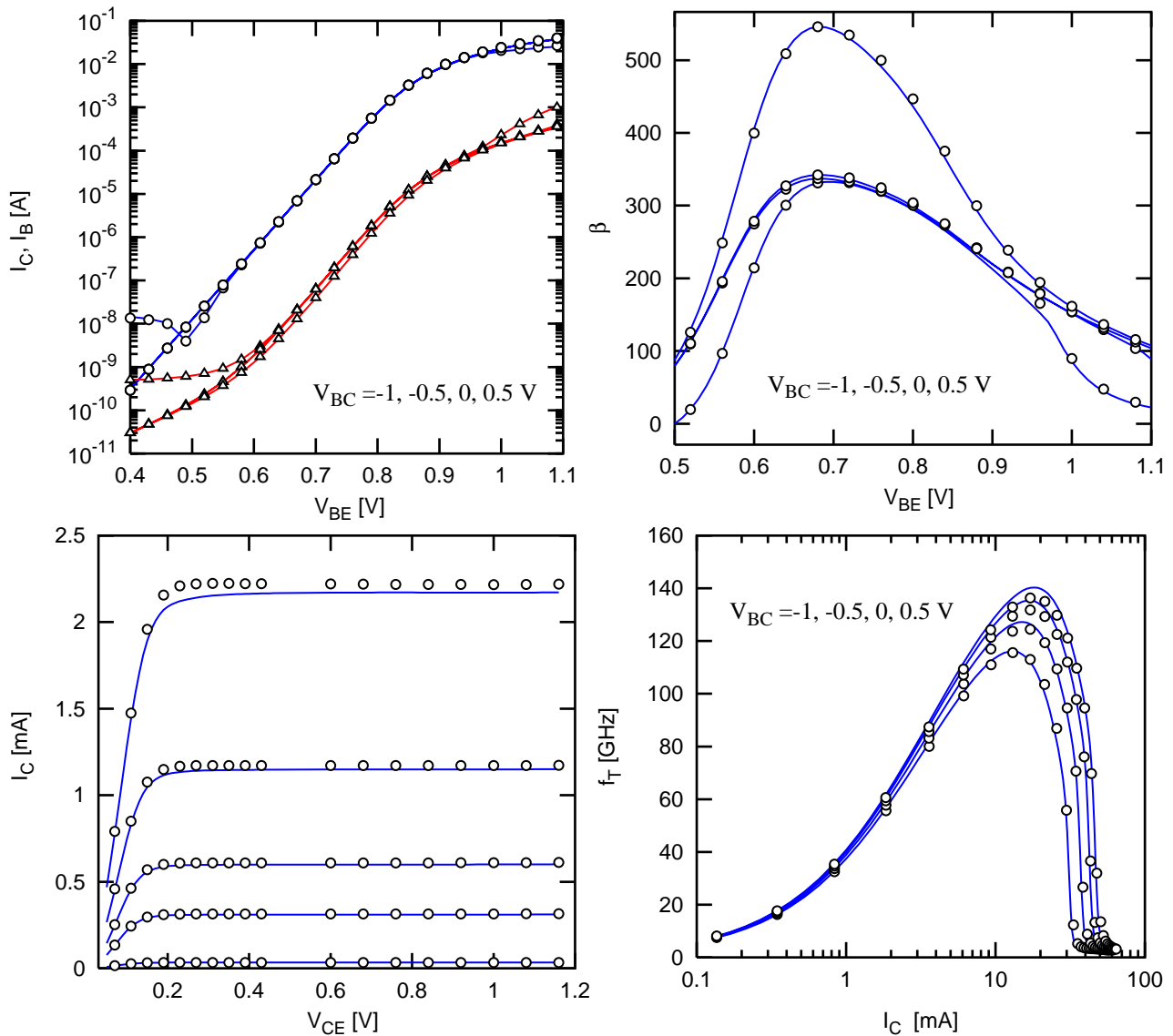


Fig. 5.32 : Comparaison entre les données “synthétiques” (points) et les simulations (lignes) réalisées à partir des paramètres extraits.

Compte tenu des résultats obtenus sur les comparaisons théorie/données et des écarts constatés entre les paramètres de référence et ceux extraits, les étapes les plus critiques sont :

- L'évaluation des résistances émetteur et collecteur pour leur impact notable sur la détermination du temps de transit.
- Le calcul du temps de transit à partir des mesures qui, s'il n'est pas suffisamment précis, donnera une mauvaise image du véritable temps de transit dans la structure et donc autant de triplets (τ_0 , τ_{BVL} , $\Delta\tau_{0H}$).
- Enfin, une mauvaise évaluation du courant critique via le paramètre $\Delta\tau_{ICK}$ (cf. paragraphe V.2.14) impliquera une mauvaise évaluation de la résistance R_{CI0} et de là,

une mauvaise évaluation des différents paramètres décrivant le temps de transit à forte injection (τ_{EF0} , $g_{\tau E}$, τ_{HCS} et A_{LHC}).

V.2.17.2 Test sur des mesures

Après validation sur des données “synthétiques”, les résultats de cette méthode doivent être confrontés aux mesures réalisées sur silicium. De façon à évaluer la robustesse de la stratégie, deux axes d'étude ont été menés. Le premier concerne la validation de la stratégie sur plusieurs transistors d'une même technologie, mais de tailles différentes afin de vérifier la signification physique des paramètres extraits ainsi que leurs cohérences avec la géométrie.

Dans un deuxième temps, la stratégie a été appliquée sur trois technologies SiGe développées au centre de recherche et développement de STMicroelectronics basé à Crolles. Leurs performances en terme de pic de f_T sont de l'ordre de 45 GHz, de 70 GHz et de 150 GHz. Tester la stratégie sur des technologies ayant des performances croissantes permet de confronter la méthode à des comportements physiques différents (auto-échauffement sur la technologie 150 GHz plus critique que celle à 45 GHz). De même les limites du modèle sont évaluées avec l'évolution des technologies.

La figure 5.33 présente des comparaisons entre la simulation réalisée avec les paramètres issus de la stratégie expliquée précédemment et les caractéristiques mesurées d'un transistor de taille d'émetteur $0,25 \times 12,65 \mu\text{m}^2$ ayant un pic de f_T autour de 150 GHz. Ces caractéristiques représentent le gain en courant, les courants base et collecteur en fonction de V_{BE} , la caractéristique de sortie $I_C(V_{CE})$ et les courbes $f_T(I_C)$ pour plusieurs V_{BC} .

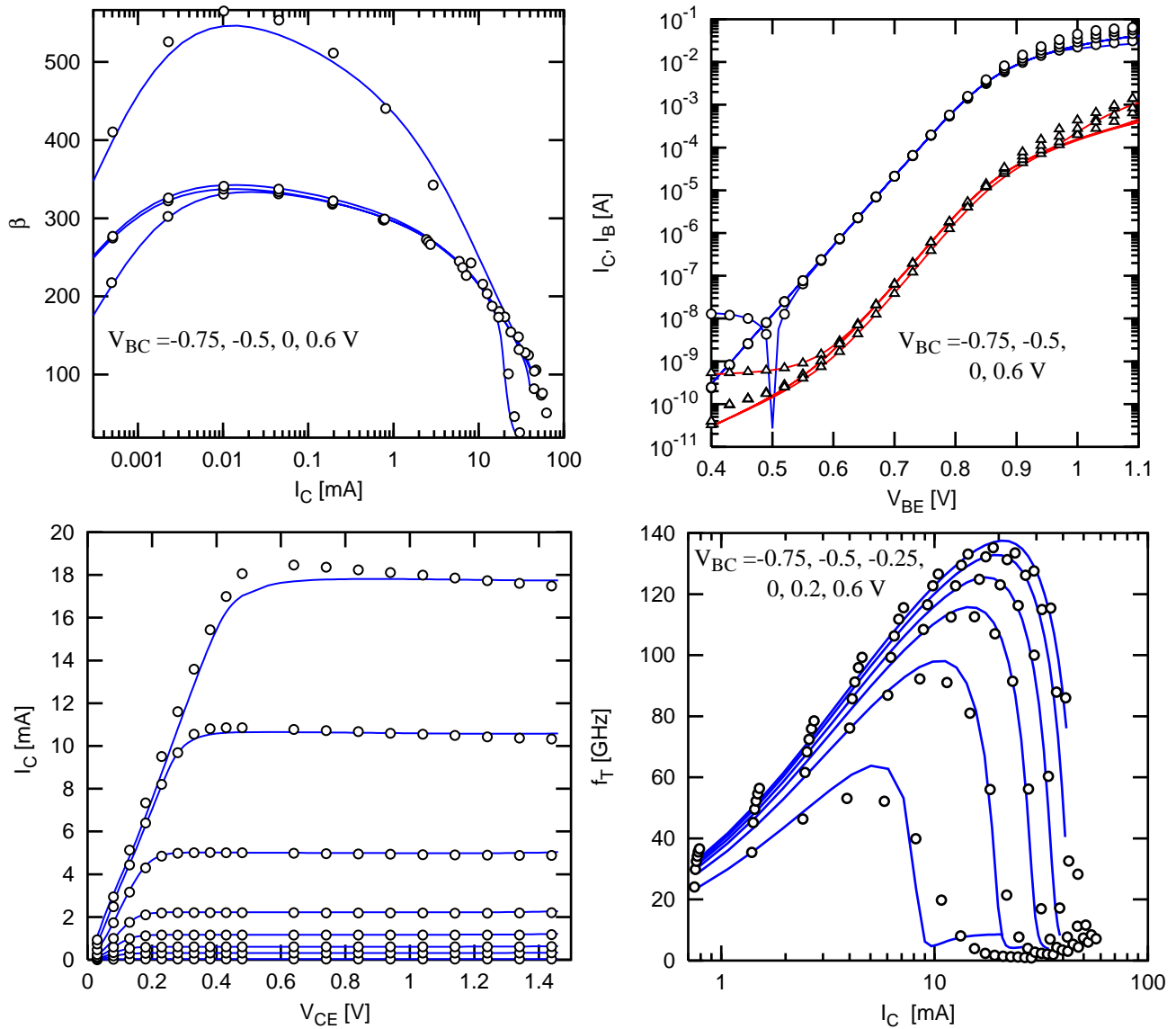


Fig. 5.33 : Comparaison mesures (points)/simulations (lignes) sur les principales caractéristiques d'un transistor de taille $0,25 \times 12,65 \mu\text{m}^2$ et de pic de f_T de 150 GHz.

Une bonne adéquation est obtenue entre la simulation et les mesures et ce, au-delà de la chute du f_T , assurant que le modèle HICUM donne des résultats satisfaisants pour les technologies les plus avancées.

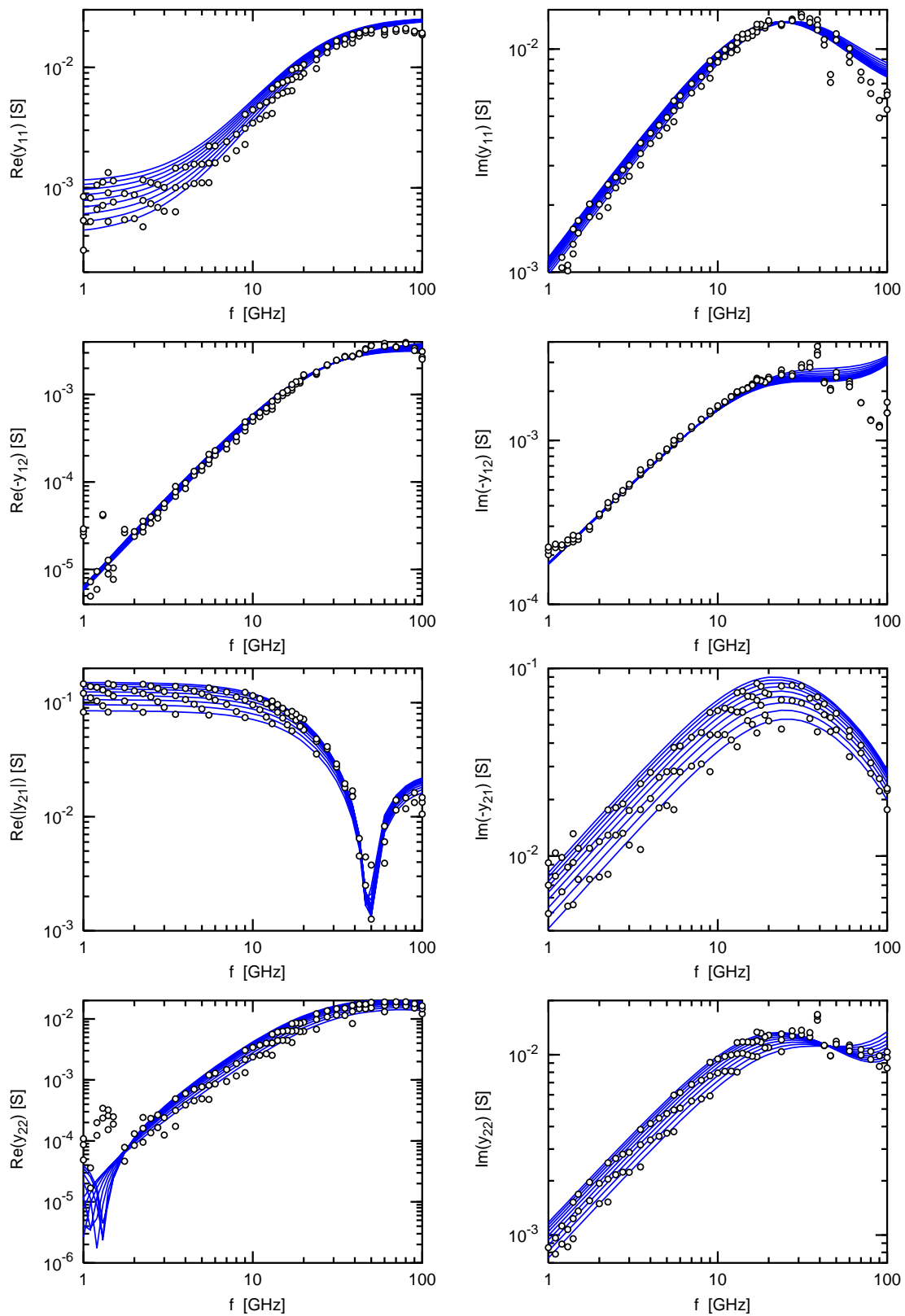


Fig. 5.34 : Comparaisons simulations/mesures des paramètres Y à $V_{BC}=0V$, V_{BE} compris entre $0,86V$ et $0,94V$ pour un transistor de taille $0,25 \times 12,65 \mu m^2$ et de pic de f_T de $150 GHz$.

Pour le même transistor, les paramètres petit signal Y sont mesurés et simulés. La précision obtenue sur une large gamme de fréquences entre les simulations et les mesures valide les paramètres de modèle (figure 5.34).

La figure 5.35 montre les résultats obtenus sur des transistors ayant des tailles d'émetteur dessinées similaires à celles utilisées précédemment mais dans des technologies différentes. Seules les courbes de f_T sont présentées car elles sont significatives de l'amélioration apportée par le modèle HICUM sur la description des effets fort courant.

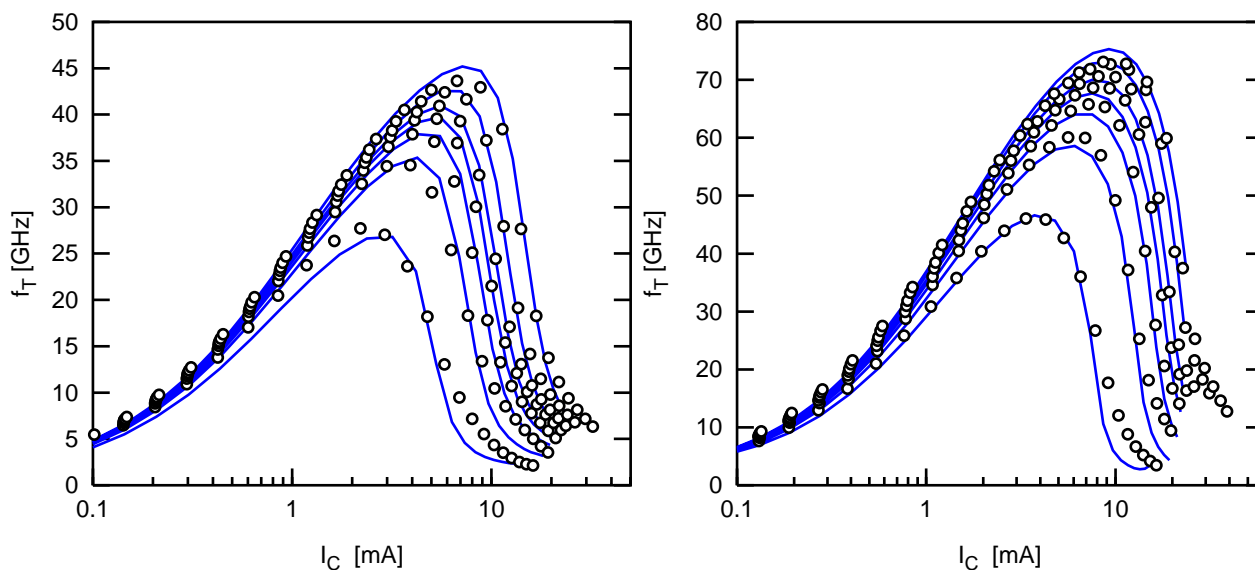


Fig. 5.35 : Comparaisons théorie/expérience sur des transistors de technologies différentes, de taille d'émetteur dessinée $0,4 \times 12,8 \mu\text{m}^2$ et pour des V_{BC} compris entre $-1,5$ et $0,5\text{V}$.

Une bonne description du maximum du f_T est obtenue pour plusieurs V_{BC} ce qui tend à valider la robustesse de la stratégie mais aussi le domaine d'application du modèle.

V.2.18 Conclusion

La stratégie d'extraction décrite ci-dessus permet d'obtenir un jeu de paramètres de modèle pour un transistor donné [19]. Les différentes étapes d'extraction ont été présentées en détail. Cette stratégie a pu être, par la suite, testée avec succès sur des technologies différentes, permettant ainsi de valider le modèle et les méthodes développées.

L'étape suivante consiste à valider la physique du modèle en étudiant les lois géométriques de ses paramètres. Pour ce faire une stratégie est développée afin d'extraire les paramètres dits "unitaires" propres à la technologie et indépendants de la configuration du transistor. Cette stratégie est présentée dans les paragraphes suivants.

V.3 Stratégie d'extraction multi-géométries

L'objectif de cette stratégie est la détermination d'un jeu de paramètres correspondant au modèle paramétré présenté au chapitre III et dont les principaux résultats sont présentés dans [20].

Une attention particulière doit être apportée au choix des transistors employés. Une visualisation préalable des principales caractéristiques, telles que le gain en courant de tous les transistors, permettra d'isoler ceux ayant un comportement géométrique anormal par rapport aux autres.

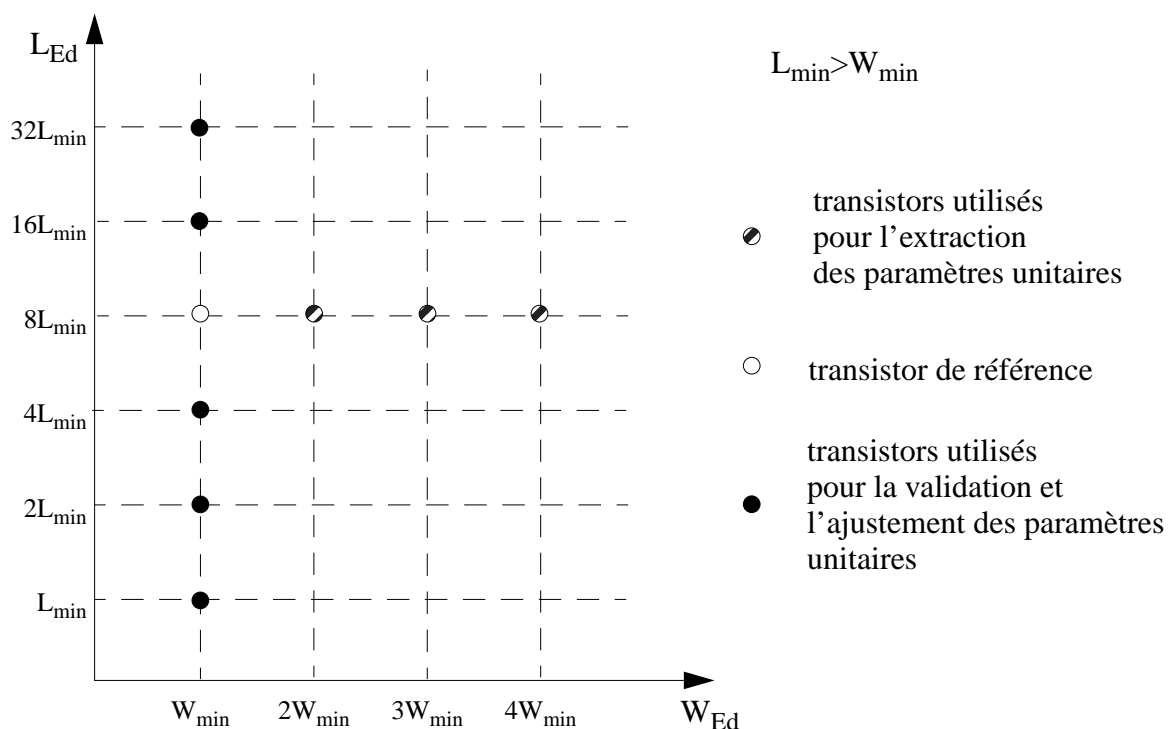


Fig. 5.36 : Transistors utilisés pour la stratégie d'extraction multi-géométries.

Les transistors à étudier ayant été sélectionnés, ils peuvent être classés selon trois catégories représentées sur la figure 5.36. La première est composée de transistors ayant la même longueur d'émetteur dessinée L_{Ed} mais de largeur W_{Ed} différentes, ce qui permet de travailler sur des variations de ratio périmètre/surface plus importantes et donc d'en déduire des lois géométriques significatives. Le choix de la longueur commune s'est porté sur une valeur suffisamment grande ($8L_{min}$) pour pouvoir négliger les effets de coin. Parmi ces transistors, celui ayant la largeur minimale est défini comme transistor de référence et sera utilisé pour l'extraction des paramètres indépendants de la géométrie. Les transistors à largeur d'émetteur minimale et de différentes longueurs constituent la dernière catégorie. Ils permettent entre autres de valider le jeu de paramètres unitaires extraits à partir de la première catégorie de transistors, mais également d'ajuster certains paramètres unitaires tels que la résistance

spécifique d'émetteur ou ceux du temps de transit.

La stratégie d'extraction multi-géométries peut alors être appliquée suivant la séquence de la figure 5.37.

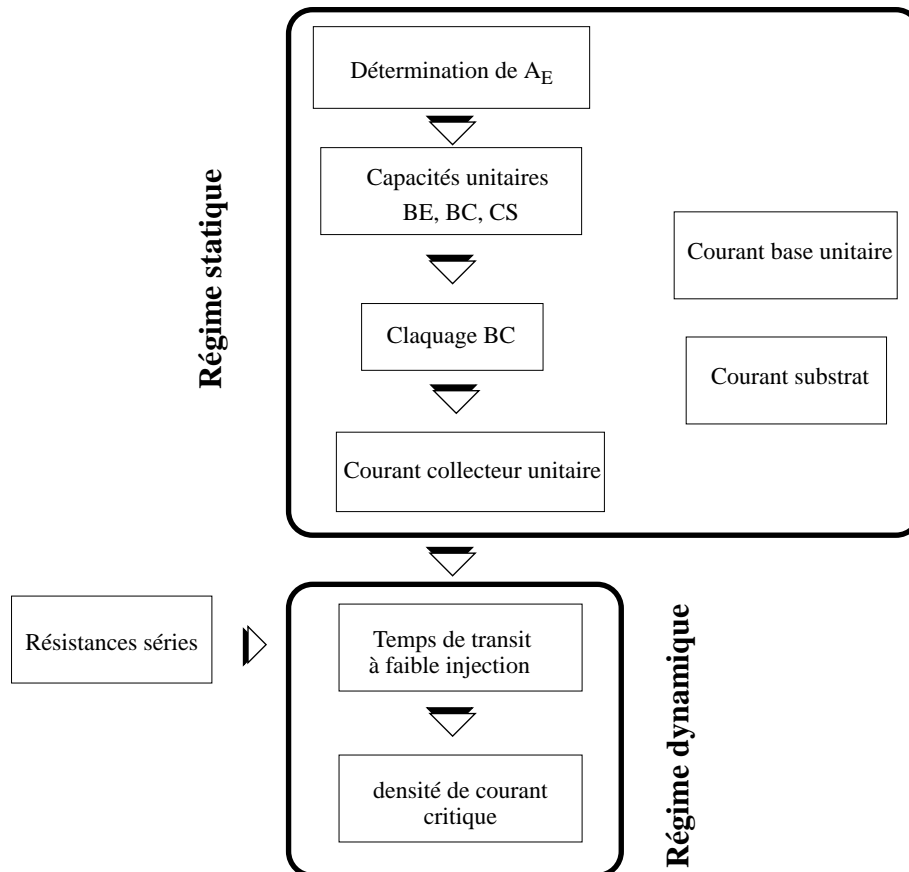


Fig. 5.37 : Organigramme de la stratégie multi-géométries.

Avant toute extraction, l'étape préliminaire est la connaissance des règles de dessin permettant de concevoir le dispositif et nommées "données technologiques". Ces données permettent le calcul des capacités d'oxide et d'interconnexions qui vont être soustraites des capacités totales BE, BC et CS.

L'extraction des capacités unitaires réalisée par la suite permettra de différencier les capacités internes des capacités externes.

La connaissance des capacités unitaires internes rendra ensuite possible l'extraction des paramètres unitaires du courant d'avalanche et du courant collecteur. L'extraction des paramètres unitaires du courant base et substrat clôturera la description du régime statique.

Tout comme la stratégie mono-géométrie, les résistances par carré ou leurs paramètres spécifiques doivent être déterminés avant d'entamer la détermination de la loi géométrique du temps de transit à bas courant ainsi que celle du courant critique à fort courant.

V.3.1 Principe d'extraction du modèle paramétré [21]

Les grandeurs physiques M telles que les courants et les capacités de déplétion, peuvent s'exprimer comme étant la somme (cf. (5.64)) de leur partie surfacique M_I , d'une partie périmétrique M_P et d'une composante de coin M_C .

$$M = M_I \cdot A_0 + M_P \cdot P_0 + M_C \quad (5.64)$$

L'aire A_0 et le périmètre P_0 sont les grandeurs géométriques dont dépend M .

Pour les transistors ayant $L_E \gg W_E$, la composante de coin M_C devient négligeable. En normalisant par A_0 , (5.64) s'exprime selon (5.65).

$$\frac{M}{A_0} = M_I + M_P \cdot \frac{P_0}{A_0} \quad (5.65)$$

Une régression linéaire sur (5.65) permet alors d'obtenir la composante surfacique M_I comme étant l'ordonnée à l'origine, le coefficient directeur donne la composante périphérique M_P .

Dans le cas où l'on voudrait exprimer le paramètre M comme une composante purement surfacique, une aire effective A est introduite selon l'approche multi-géométrie (cf. chapitre IV). La largeur W et la longueur L effective sont calculées selon :

$$W = W_0 + 2\gamma$$

$$L = L_0 + 2\gamma \quad (5.66)$$

Ceci permet de reformuler (5.64) selon (5.67).

$$M = M_I \cdot A = M_I \cdot (W_0 + 2\gamma) \cdot (L_0 + 2\gamma) \quad (5.67)$$

Le développement du terme de droite permet de faire apparaître l'aire A_0 et le périmètre P_0 .

$$M = M_I \cdot A_0 + M_I \cdot \gamma \cdot P_0 + 4\gamma^2 \cdot M_I \quad (5.68)$$

Les équations (5.64) et (5.68) étant équivalentes, les termes suivants sont identifiés :

$$M_P = M_I \cdot \gamma$$

$$M_C = 4 \cdot \gamma^2 \cdot M_I \quad (5.69)$$

γ et M_I sont déterminées à partir de la variation de M en fonction de la largeur W_0 . En effet, en développant (5.68) et en considérant la caractéristique $M(W_0)$, une régression linéaire sur (5.70) permet d'obtenir la composante surfacique M_I et γ à partir du coefficient directeur m et de l'ordonnée à l'origine p (cf. (5.71) et (5.72)) dans le cas où l'étude est réalisée à longueur L_0 constante.

$$M = M_I \cdot (L_0 + 2\gamma) \cdot W_0 + M_I \cdot (L_0 + 2\gamma) \cdot 2\gamma \quad (5.70)$$

$$M_I = \frac{m}{(L_0 + 2\gamma)} \quad (5.71)$$

$$\gamma = \frac{p}{2 \cdot m} \quad (5.72)$$

Connaissant M_I et γ , M_P est connue et permet le calcul des composantes interne et externe du modèle HICUM.

V.3.2 Détermination de la surface effective du transistor interne

Dans le modèle HICUM, le transistor interne est caractérisé par le courant de transfert I_T , les capacités C_{BEI} et C_{BCI} ainsi que les courants de base I_{BEI} et I_{BCI} . Le courant de transfert et les capacités internes de déplétion sont liés par l'intégrale de charge généralisée. Du fait de la répartition latérale du courant de base, la définition de sa surface effective est différente de celle du courant collecteur.

V.3.2.1 Surface effective du courant de transfert

Contrairement aux capacités et aux courants de base, le modèle ne partage pas le courant de transfert I_T en une composante surfacique et une composante périmétrique. Cependant, ce courant n'est pas exempt de phénomènes bidimensionnels, c'est pourquoi l'approche décrite au précédent paragraphe lui est appliquée. Une aire effective A_E , plus importante que la surface active, est alors définie selon (5.67) et la figure 4.2 via le terme γ_C (paragraphe IV.2).

L'extraction de γ_C est réalisée à partir du courant collecteur mesuré à faible injection et $V_{BC}=0V$ sur des transistors de même longueur d'émetteur mais de largeurs différentes. La longueur d'émetteur est suffisamment grande devant la largeur pour pouvoir négliger les effets tridimensionnels. La figure 5.38(a) illustre l'extraction de γ_C sur la courbe $I_C(W_{E0})$ pour chaque V_{BE} . La variation de γ_C en fonction de la polarisation est présentée sur la figure 5.38(b). L'utilisation de la variance V de γ_C , calculée sur l'intervalle de V_{BE} étudié, permet de s'affranchir des points aberrants et d'obtenir une moyenne plus représentative.

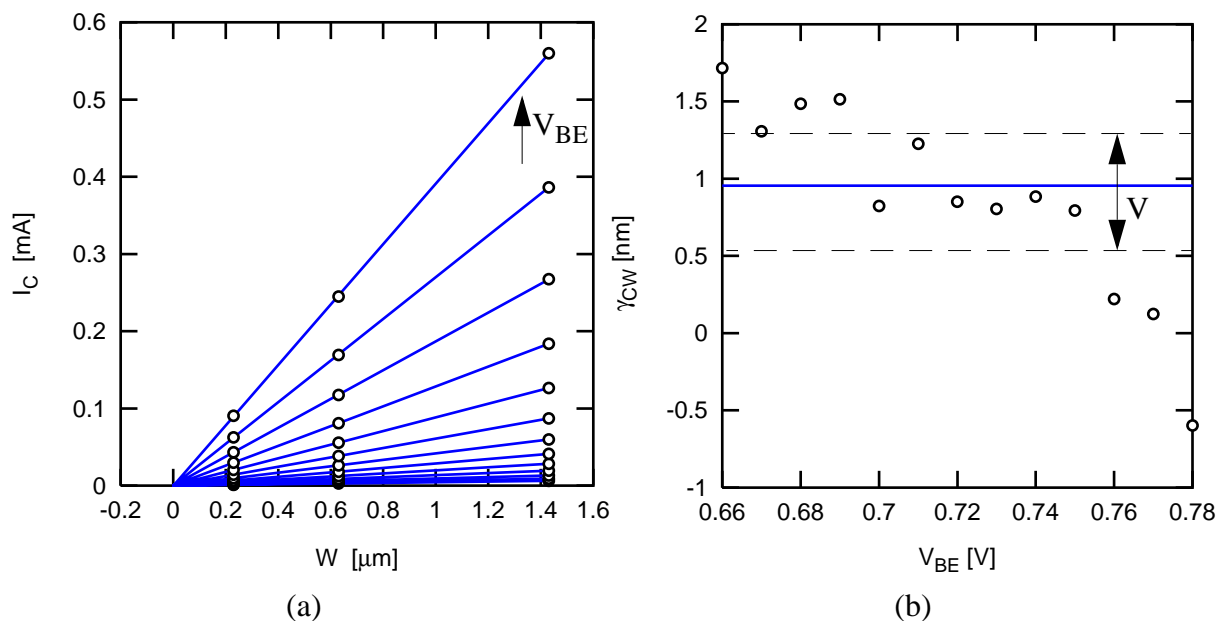


Fig. 5.38 : Détermination de γ_C sur des transistors de largeurs d'émetteur différentes et de même longueur $12,8\mu\text{m}$ à $V_{BC}=0\text{V}$ et V_{BE} compris entre $0,66\text{V}$ et $0,78\text{V}$.

V.3.2.2 Surface effective du courant de base

Contrairement au courant collecteur, l'essentiel du courant base ne passe pas à la verticale de l'émetteur mais se répartit très largement à la périphérie de la jonction base-émetteur. Comme expliqué au paragraphe IV.5, le courant base possède sa propre aire effective. Cette aire effective est calculée à partir du paramètre γ_B et de l'aire émetteur réelle selon (4.27). La méthode de détermination du γ_C est alors appliquée sur I_B pour obtenir γ_B . La variation du courant base en fonction de la largeur d'émetteur W_{E0} est tracée pour plusieurs V_{BE} (cf. figure 5.39 (a)). γ_B est ainsi extrait à partir de l'intersection des courbes avec l'axe des abscisses. La variation de γ_B avec la polarisation est ensuite présentée sur la figure 5.39 (b). Cette dernière courbe illustre la difficulté de trouver une zone de polarisation où le paramètre est constant. Cette dispersion traduit la dépendance de la répartition du courant avec la polarisation.

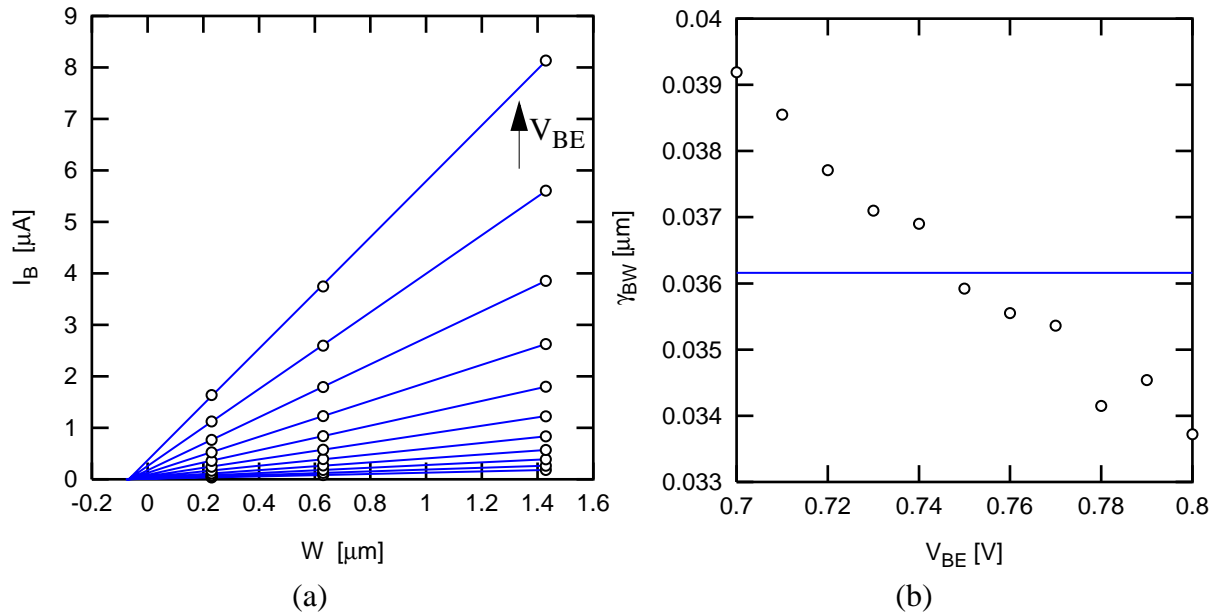


Fig. 5.39 : Détermination de γ_B à $V_{BC}=0V$ sur des transistors de même longueur d'émetteur et de différentes largeurs.

V.3.3 Capacités unitaires

Cette étape doit permettre d'évaluer les composantes unitaires surfacique et périmétrique des capacités de déplétion. Les capacités totales de jonction des transistors considérés sont dans un premier temps extraites à partir des paramètres hyper-fréquences comme décrit au paragraphe V.2.1. Ces capacités sont corrigées des capacités parasites telles que les capacités d'interconnexion ou d'oxyde ce qui permet de travailler sur les véritables capacités de jonction du dispositif. Comme expliqué au paragraphe V.3.1, ces capacités sont la somme d'une capacité surfacique $C_A(V)$, d'une capacité périmétrique $C_P(V)$ et d'une capacité dite de "coin" qui prend en compte les effets 3D. Pour l'extraction, seuls les transistors ayant une longueur d'émetteur supérieure à leur largeur ont été sélectionnés de sorte que les effets de "coin" soient négligeables. Les capacités BE, BC et CS peuvent être calculées selon :

$$C(V) = C_A(V) \cdot A + C_P(V) \cdot P \quad (5.73)$$

Chaque composante peut s'exprimer selon (5.74) où C_{A0} représente la capacité surfacique à polarisation nulle associée à son potentiel de diffusion V_A et son exposant de jonction Z_A . Les éléments équivalents C_P , V_P et Z_P décrivent la variation de la composante périmétrique avec la polarisation.

$$C_A(V) = \frac{C_{A0}}{\left(1 - \frac{V}{V_A}\right)^{Z_A}} \quad C_P(V) = \frac{C_{P0}}{\left(1 - \frac{V}{V_P}\right)^{Z_P}} \quad (5.74)$$

L'extraction des capacités $C_A(V)$ et $C_P(V)$ et de leurs paramètres est expliquée ci-dessous.

Il est nécessaire de préciser que les polarisations appliquées aux bornes de la capacité totale et des capacités interne et externe sont supposées égales à celles appliquées aux noeuds terminaux Base-Emetteur et Base-Collecteur. Cette hypothèse est validée dans la mesure où l'intervalle d'extraction se situe dans une zone de fonctionnement permettant de négliger les chutes de tension dans les résistances séries.

Deux approches ont été développées afin d'extraire les paramètres unitaires précédemment cités. L'une considère que les potentiels et exposants surfaciques et périmétriques sont égaux. L'autre détermine pour chaque composante son jeu de paramètres.

Afin d'évaluer laquelle des deux approches peut être utilisée, les capacités de déplétion des transistors servant à l'extraction sont normalisées par leur valeur à polarisation nulle. D'après (5.73) cette valeur à polarisation nulle peut se mettre sous la forme :

$$C_0 = C_{A0} \cdot A + C_{P0} \cdot P \quad (5.75)$$

Les expressions $C_A(V)$ et $C_P(V)$ de (5.74) sont utilisées dans (5.73). Si $V_A=V_P$ et $Z_A=Z_P$ et en utilisant (5.75), (5.73) se met sous la forme :

$$C(V) = C_0 \cdot \frac{1}{\left(1 - \frac{V}{V_A}\right)^{Z_A}} \quad (5.76)$$

Le ratio $\frac{C(V)}{C_0}$ est donc équivalent à $\frac{1}{\left(1 - \frac{V}{V_A}\right)^{Z_A}}$ qui est indépendant de la géométrie.

Ainsi la surperposition des ratios $\frac{C(V)}{C_0}$ pour plusieurs transistors permet de déterminer si les potentiels et exposants de la jonction surfaciques et périmétriques sont égaux.

La figure 5.40 illustre cette évaluation en comparant le comportement des capacités base-collecteur et base-émetteur. Les capacités normalisées base-collecteur sont confondues, contrairement à la jonction base-émetteur. Ceci implique que les paramètres V_{DCI} et V_{DCX} sont égaux de même que les paramètres Z_{CI} et Z_{CX} . Les paramètres de la capacité BE V_{DEI} et V_{DEP} , Z_{EI} et Z_{EP} sont différents entre eux.

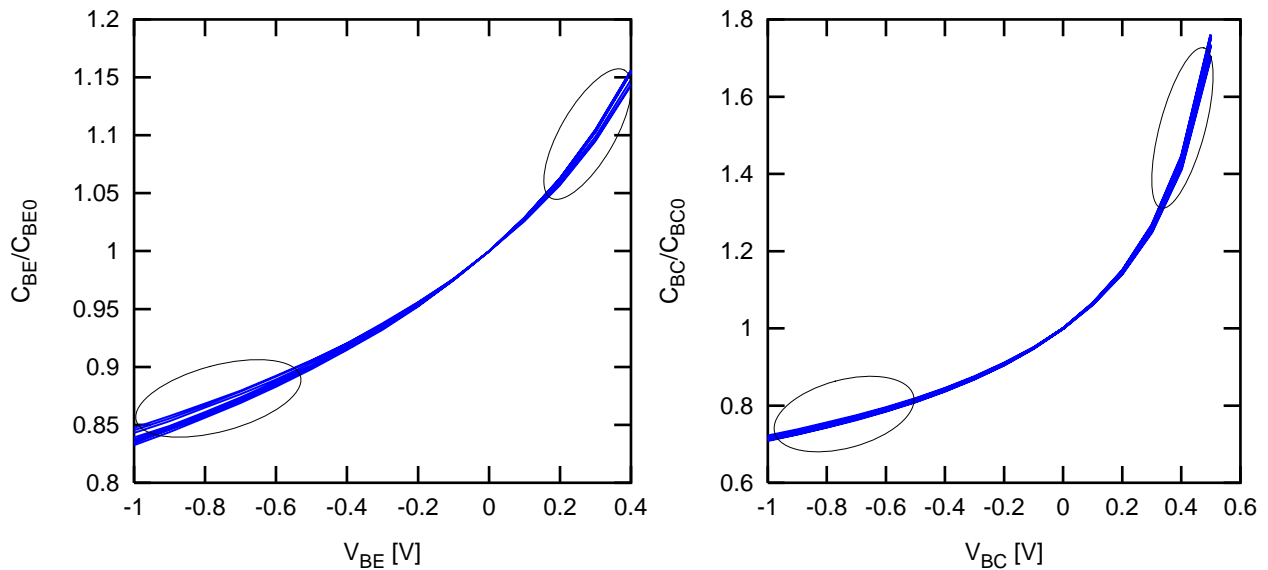


Fig. 5.40 : Superposition des capacités normalisées BE et BC de plusieurs transistors démontrant l'égalité entre les potentiels et exposants surfaciques et périmétriques.

V.3.3.1 Potentiels et exposants de jonctions identiques

La détermination des potentiels et des exposants de jonction est réalisée en utilisant la méthode détaillée au paragraphe V.2.1. Les capacités normalisées sont considérées comme données d'entrées lors de la mise en application de cette méthode.

La figure 5.41 (a) illustre les comparaisons obtenues entre les capacités normalisées issues de la mesure et celles simulées. L'extraction des capacités surfaciques et périmétriques se fait selon le principe donné par l'équation (5.65) en utilisant uniquement la valeur de la capacité

totale de déplétion à polarisation nulle. Une régression linéaire sur la courbe $\frac{C_{BC}}{A_{Ed}} \left(\frac{P_{Ed}}{A_{Ed}} \right)$ (cf.

figure 5.41 (b)) permet donc d'obtenir les composantes unitaires C_{JCA} et C_{JCP} . Rappelons que A_{Ed} et P_{Ed} sont respectivement la surface et le périmètre dessinés de la fenêtre émetteur (cf. paragraphe IV.4.2).

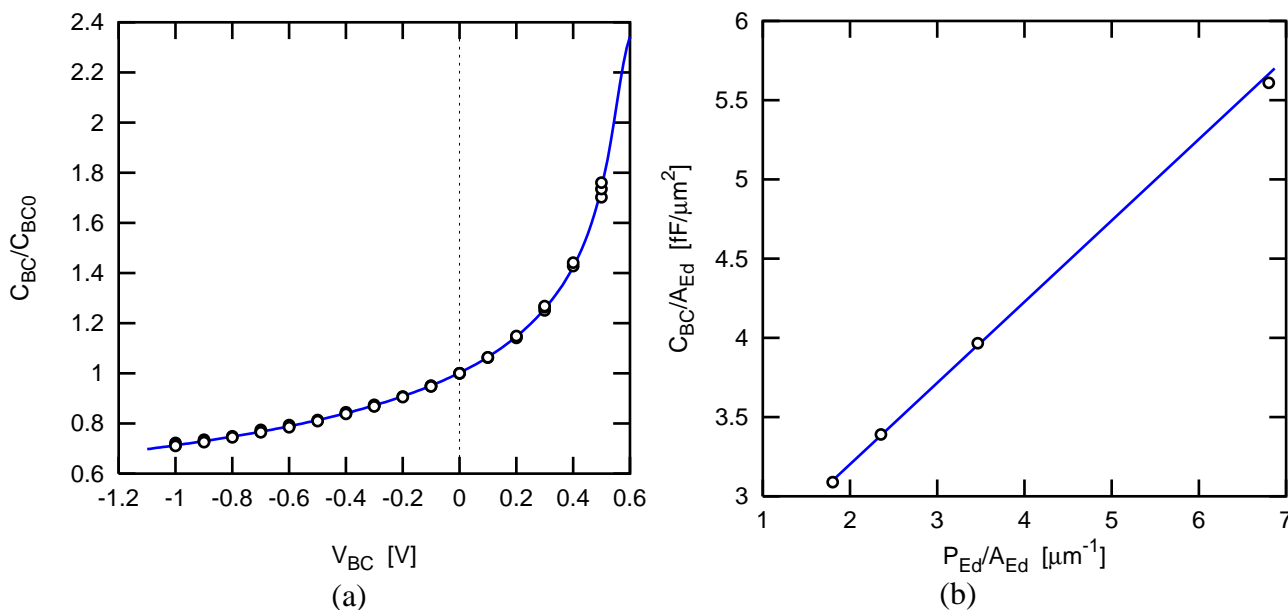


Fig. 5.41 :Extraction des paramètres unitaires de la capacité BC à partir de transistors ayant des largeurs d'émetteur différentes mais de même longueurs.

Enfin les capacités totales sont régénérées et comparées aux mesures (cf. figure 5.42).

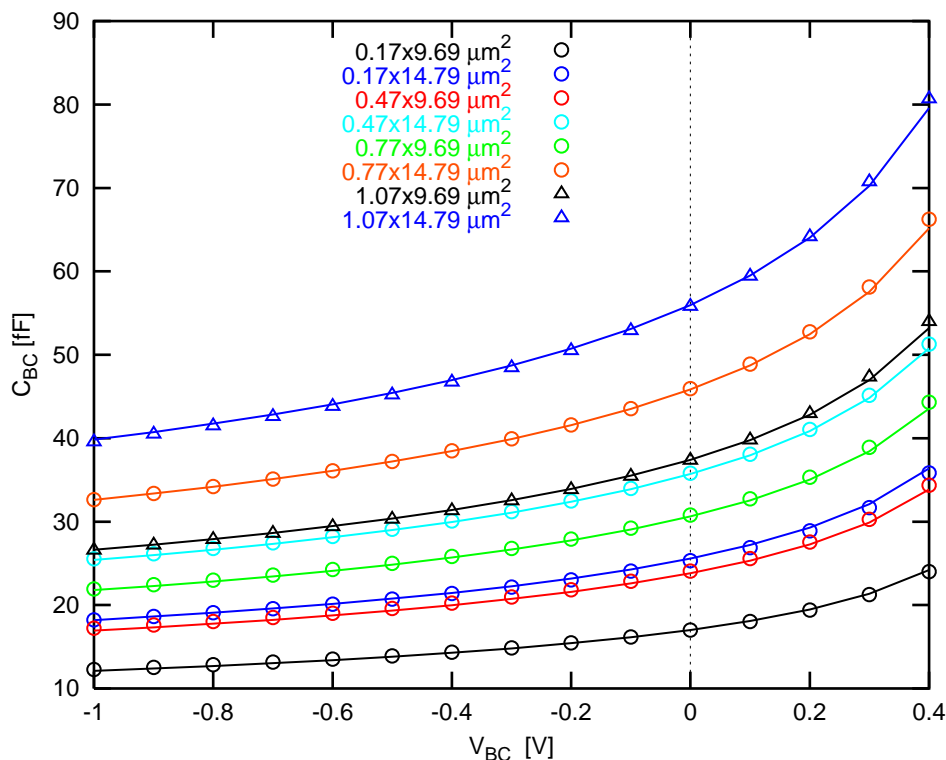


Fig. 5.42 :Régénération des capacités base-collecteur à partir des paramètres unitaires.

V.3.3.2 Potentiels et exposants de jonction différents

La méthode précédemment citée pour extraire les composantes unitaires est appliquée ici sur plusieurs polarisations comme l'illustrent les courbes $\frac{C_{BE}}{A_{E0}} \left(\frac{P_{E0}}{A_{E0}} \right)$ de la figure 5.43.

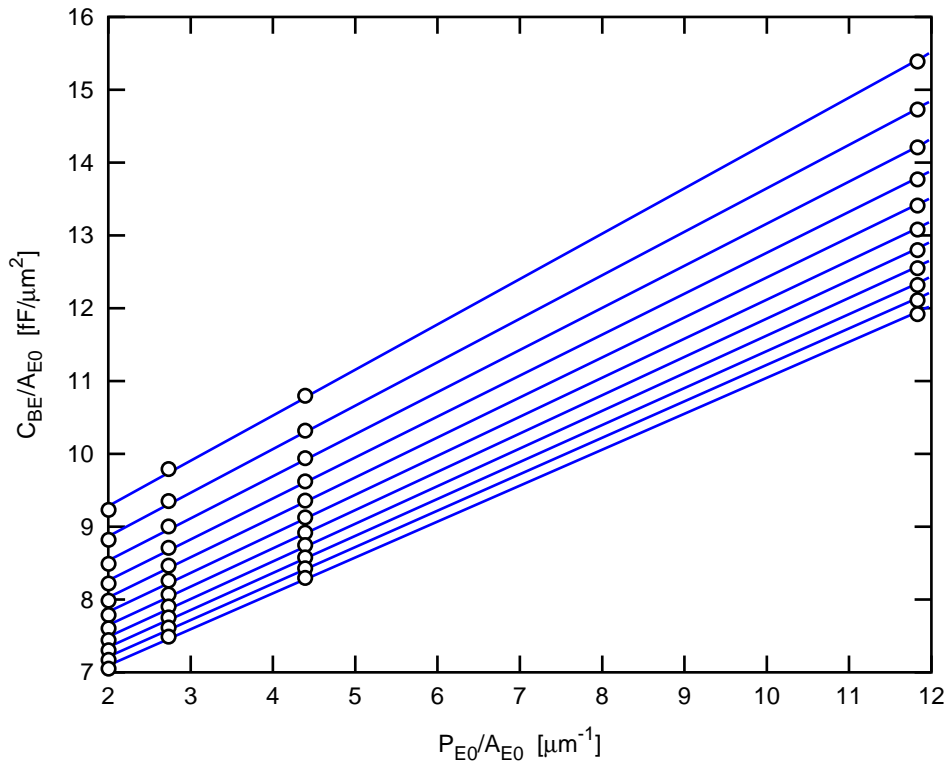


Fig. 5.43 :Extraction des capacités surfaciques et périmétriques de la capacités BE sur des transistors de largeurs d'émetteur différentes et de même longueur pour des V_{BE} compris entre -0,6V et 0,4V.

Les variations des capacités surfaciques et périmétriques en fonction de la polarisation sont ainsi obtenues et présentées sur la figure 5.44. Les paramètres propres à chaque capacité sont alors déterminés selon la méthode décrite au paragraphe V.2.1.

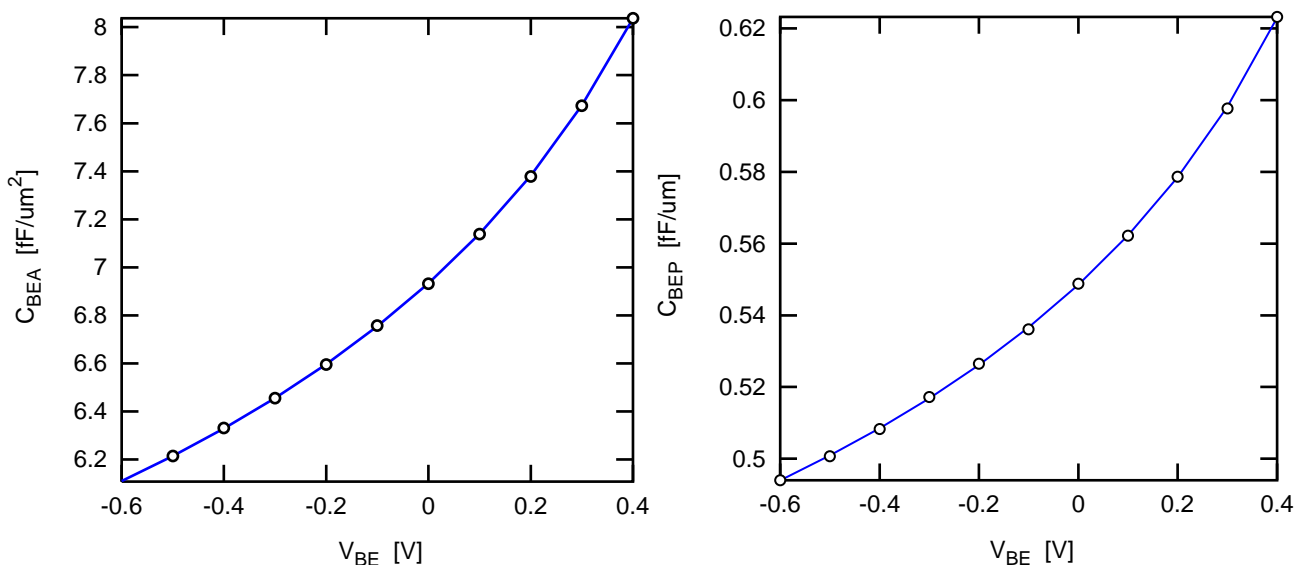


Fig. 5.44 : Composantes surfacique et périmétrique de la capacité base-émetteur extraites (symboles) et simulées (lignes).

De même que pour l'approche précédente, les capacités totales sont régénérées à partir des paramètres unitaires extraits et comparées aux mesures (figure 5.45). La précision obtenue sur les comparaisons entre la théorie et l'expérience permet de valider la méthode.

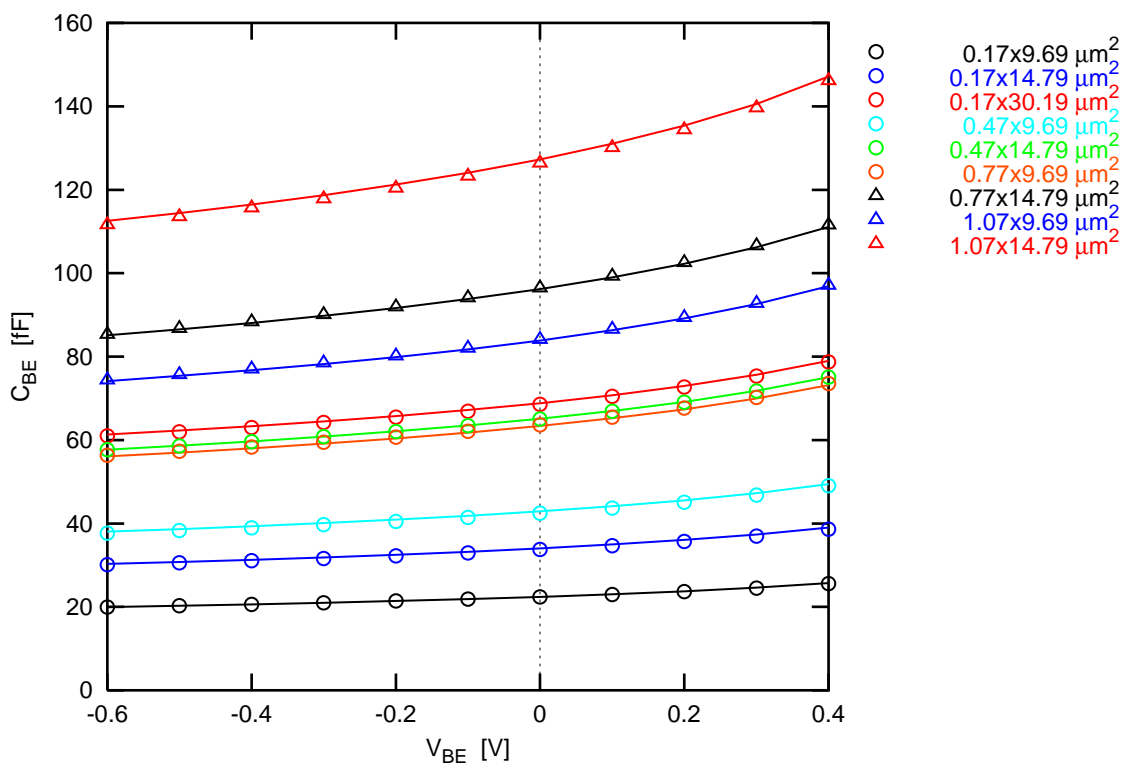


Fig. 5.45 : Régénération des capacités base-émetteur à partir des paramètres unitaires.

V.3.4 Densité du courant d'avalanche

L'extraction des paramètres unitaires du courant d'avalanche reprend le même schéma que la méthode utilisée lors de l'approche mono-géométrie. En effet, le facteur multiplicatif introduit au paragraphe V.2.3, doit être indépendant de la géométrie d'après (5.17) :

$$M - 1 = \frac{I_{AVL}}{I_{C0}} = F_{AVL}(V_{DCI} + V_{CB}) \cdot \exp\left(\frac{-Q_{AVL}}{C_{JCI0} \cdot (V_{DCI} + V_{CB})}\right) \quad (5.77)$$

La charge Q_{AVL} et la capacité C_{JCI0} étant proportionnelles à la même surface d'émetteur effective A_E ((2.116) et (4.23) respectivement), le terme exponentiel est bien sans dimension, de même que le produit $F_{AVL} \cdot (V_{DCI} + V_{CB})$. L'expression (5.77) peut s'écrire :

$$M - 1 = \frac{I_{AVL}}{I_{C0}} = F_{AVL}(V_{DCI} + V_{CB}) \cdot \exp\left(\frac{-q_{AVL}}{C_{JCA} \cdot (V_{DCI} + V_{CB})}\right) \quad (5.78)$$

Où q_{AVL} représente la charge élémentaire de Q_{AVL} . C_{JCA} est la capacité BC surfacique à 0V.

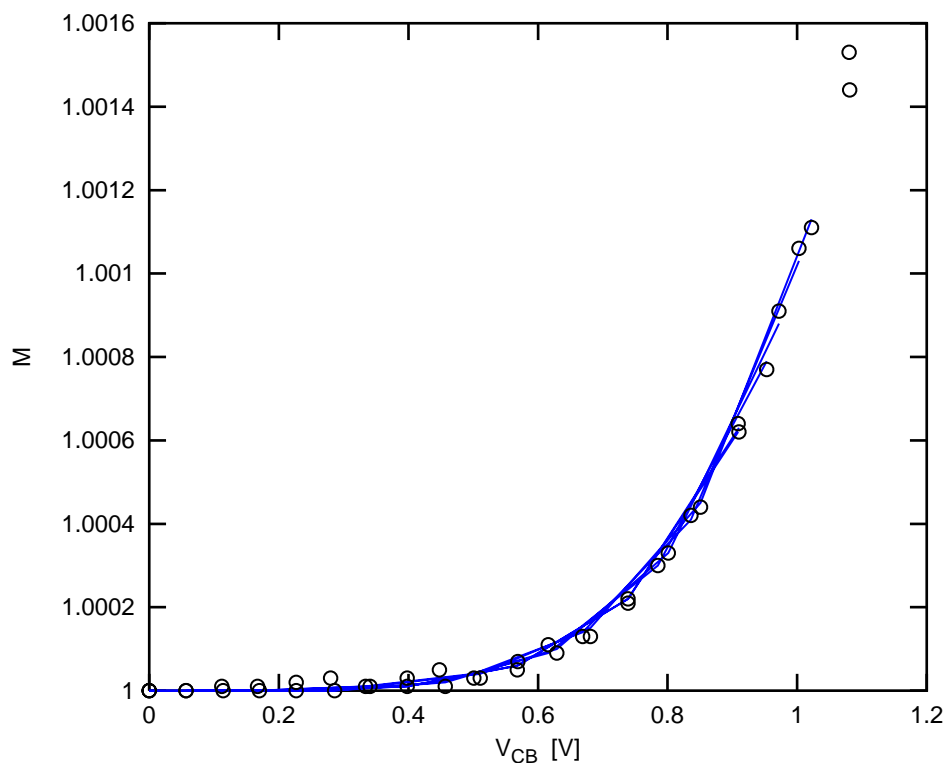


Fig. 5.46 :Extraction des paramètres unitaires d'avalanche.

Après calcul du facteur M pour chaque transistor, la superposition des courbes (cf. figure 5.46) montre que ce facteur est bien indépendant de la géométrie. Les transistors utilisés ont des largeurs et des longueurs d'émetteur différentes.

La méthode décrite au paragraphe V.2.3 est alors appliquée sur l'ensemble des points M (cf. figure 5.47). La régression linéaire sur le logarithme de (5.78) donne F_{AVL} à partir de

l'ordonnée à l'origine. La pente donne la charge élémentaire q_{AVL} selon :

$$q_{AVL} = -C_{JCA0} \cdot V_{DCI} \cdot pente \tag{5.79}$$

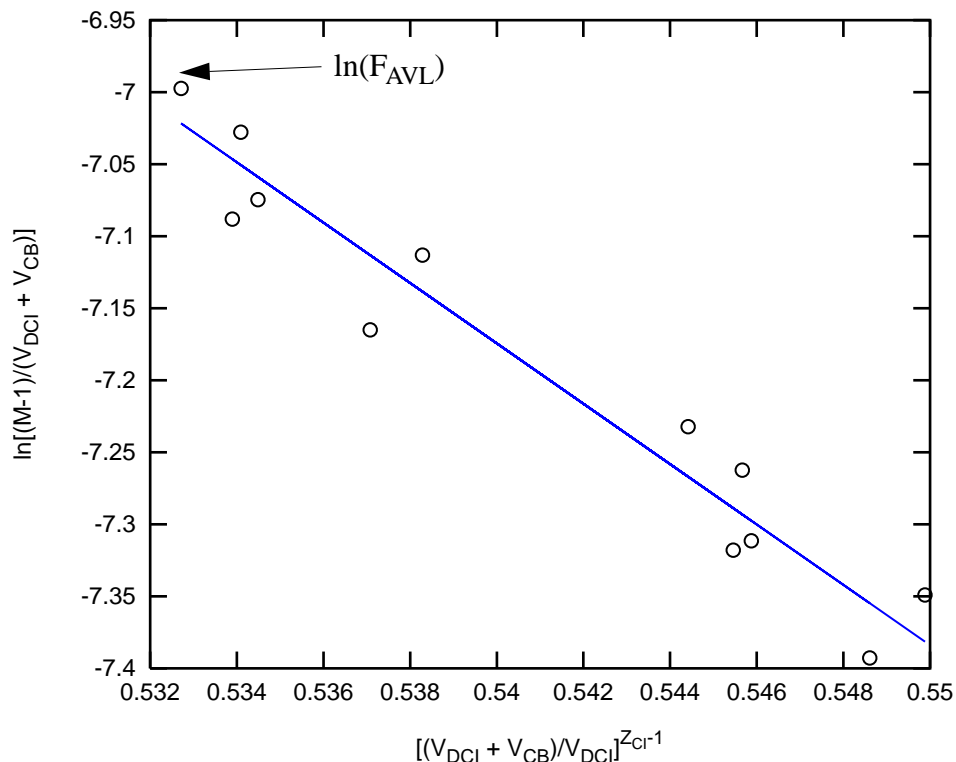


Fig. 5.47 :Extraction des paramètres unitaires pour le courant d'avalanche.

V.3.5 Densité de courant collecteur

L'extraction des paramètres unitaires, C_{10u} (4.15) et Q_{P0u} (4.9), du courant collecteur est réalisée suivant l'approche détaillée au paragraphe V.2.4. A $V_{BC}=0V$ la densité de courant surfacique J_{TA} (4.14) peut s'écrire selon l'équation suivante :

$$J_{TA} \cong \frac{C_{10u} \cdot \exp\left(\frac{V_{BE}}{V_T}\right)}{Q_{P0u} + h_{JEI} \cdot Q_{JEA}} \tag{5.80}$$

J_{TA} est déterminée comme étant l'ordonnée à l'origine des courbes $\frac{I_C}{A_{E0}} \left(\frac{P_{E0}}{A_{E0}}\right)$ (cf. figure 5.48

(a) d'après la méthode décrite au paragraphe V.3.1 (5.65). A_{E0} et P_{E0} sont la surface et le périmètre réels de la fenêtre d'émetteur.

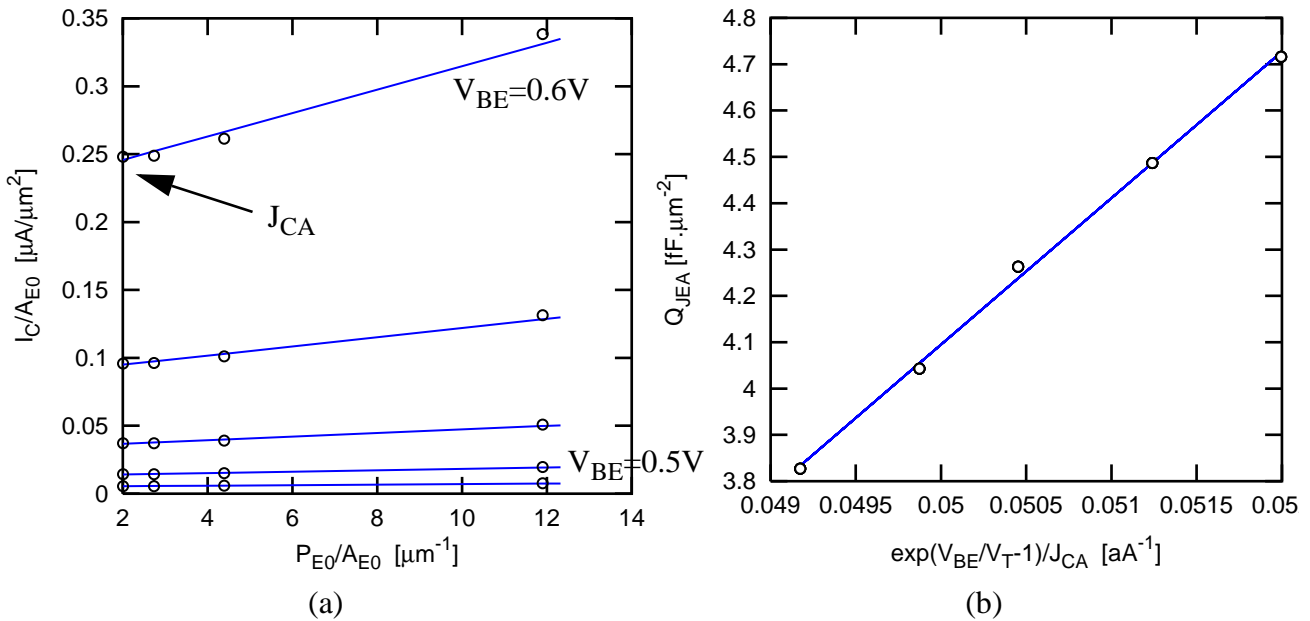


Fig. 5.48 :Extraction de la densité de courant collecteur surfacique et de ses paramètres unitaires sur des transistors de largeurs d'émetteur différentes.

Une régression linéaire sur (5.81) permet d'obtenir les ratios $\frac{C_{10u}}{h_{JEI}}$ et $\frac{Q_{P0u}}{h_{JEI}}$.

$$Q_{JEA} = \frac{C_{10u}}{h_{JEI}} \cdot \frac{\exp\left(\frac{V_{BE}}{V_T}\right)}{J_{TA}} - \frac{Q_{P0u}}{h_{JEI}} \tag{5.81}$$

Q_{JEA} est connue d'après (4.10).

Tout comme l'approche mono-géométrique, le paramètre h_{JEI} est supposé être égal à 1 et sera optimisé lorsque les paramètres unitaires du temps de transit à bas courant seront connus. h_{JEI} étant indépendant de la géométrie, la méthode de détermination décrite au paragraphe V.2.13 sera appliquée au transistor de référence.

Les courants collecteur des transistors qui ont servis à l'extraction et ceux servant à la validation, sont régénérés et comparés aux mesures comme illustré sur la figure 5.49. Le courant collecteur est normalisé par $\exp\left(\frac{V_{BE}}{V_T}\right)$ afin de mieux apprécier l'erreur commise entre les courants simulés et ceux mesurés.

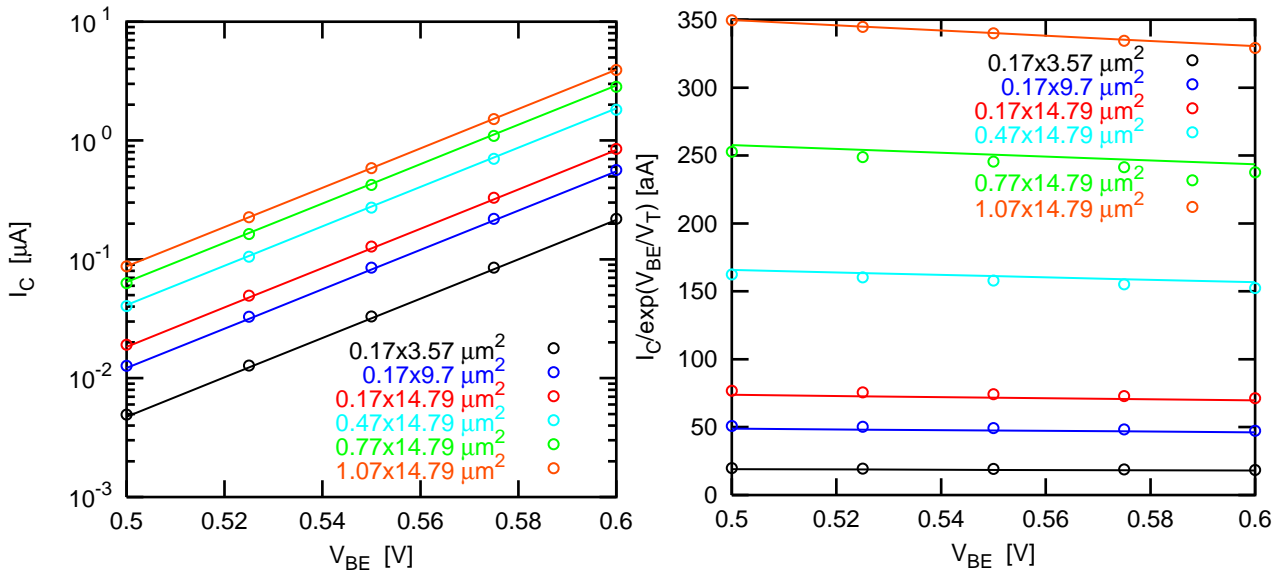


Fig. 5.49 :Regénération des courants collecteur à $V_{BC}=0V$ et pour des transistors de largeurs et de longueurs d'émetteurs différentes.

V.3.6 Densité de courant base émetteur

Contrairement au courant collecteur, le modèle du courant base-émetteur est partagé explicitement en une composante interne et une externe. La composante externe est calculée à partir de la densité surfacique J_{BA} selon (4.38) et (4.39).

La densité surfacique est elle-même la somme d'une densité de courant idéal et d'une densité de courant de recombinaison. L'extraction de ces deux paramètres unitaires est réalisée d'après la méthode appliquée dans le cas de la stratégie mono-géométrie pour le courant base. Cette méthode est adaptée au cas multi-géométrie en considérant l'équation suivante :

$$\frac{J_{BA}}{\exp\left(\frac{V_{BE}}{M_{BEI} \cdot V_T}\right)} = J_{BEIS} + J_{REIS} \cdot \exp\left(\frac{V_{BE}}{V_T} \left(\frac{1}{M_{REI}} - \frac{1}{M_{BEI}}\right)\right) \quad (5.82)$$

La caractéristique $J_{BA}(V_{BE})$ provient des courbes $\frac{I_B}{A_{E0}} \left(\frac{P_{E0}}{A_{E0}}\right)$ (cf. figure 5.50). J_{BA} est obtenue de la même façon que la densité de courant collecteur J_{TA} (cf. paragraphe V.3.5) pour chaque polarisation V_{BE} appliquée.

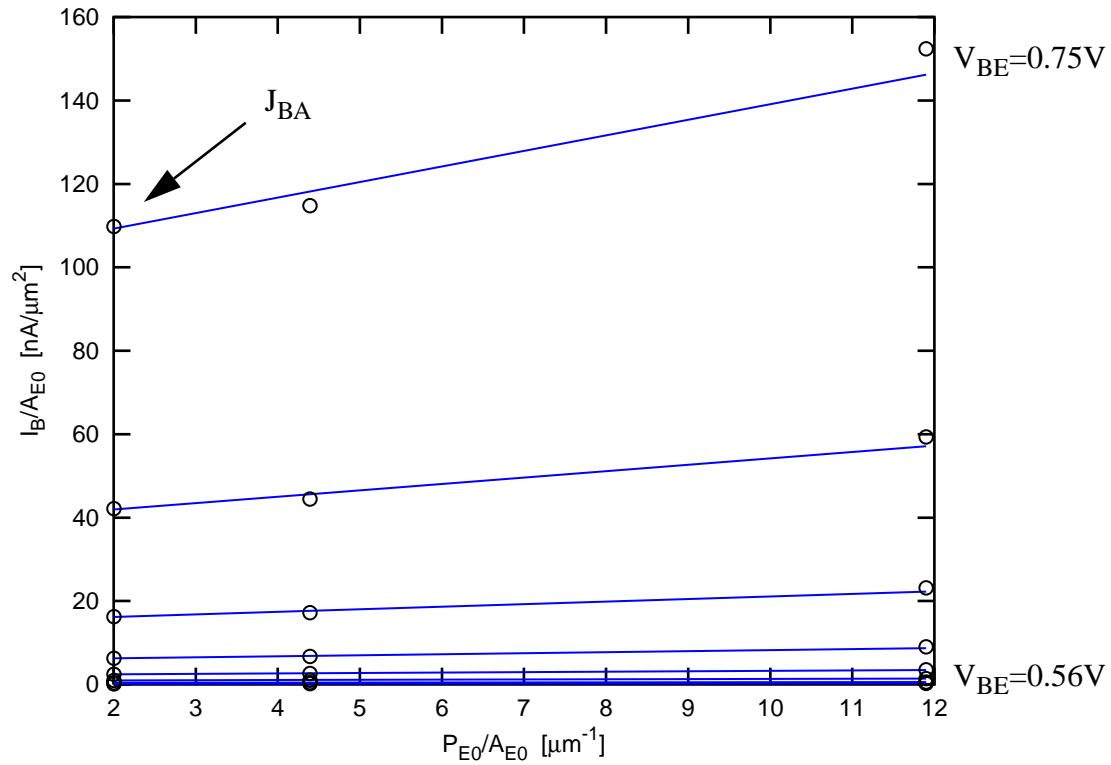


Fig. 5.50 :Extraction de $J_{BA}(V_{BE})$ à partir de transistors de largeurs d'émetteur différentes.

Une boucle itérative sur (5.82) est appliquée et permet d'obtenir les paramètres unitaires du courant de base J_{BEIS} , J_{REIS} , M_{BEI} et M_{REI} .

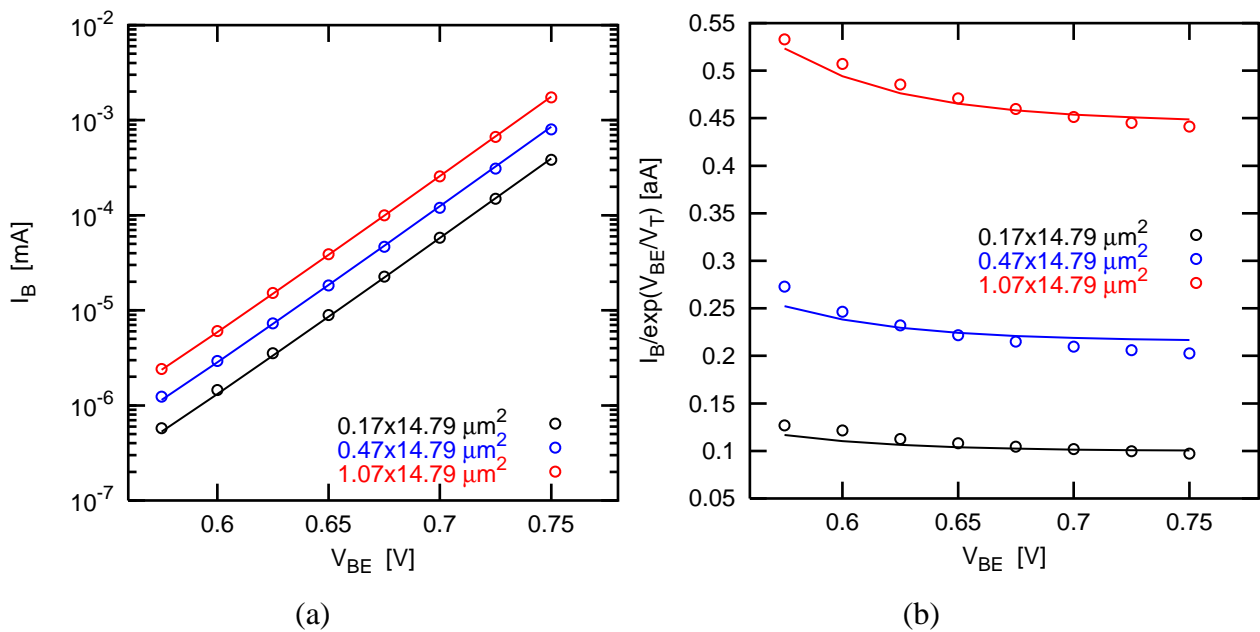


Fig. 5.51 :Courants de base-émetteur régénérés à $V_{BC}=0\text{V}$ sur des transistors ayant

servis à l'extraction.

Les courants base-émetteur régénérés à partir des paramètres unitaires (paragraphe IV.5) sont comparés aux mesures à $V_{BC}=0V$. Ces comparaisons sont présentées sur la figure 5.51. La

figure 5.51 (b) représente les courants de base normalisés par $\exp\left(\frac{V_{BE}}{V_T}\right)$.

La détermination des paramètres unitaires du courant base-émetteur et ceux du courant collecteur, permet de visualiser les gains en courant des transistors ayant servi à l'extraction. La figure 5.52 représente les comparaisons entre les gains simulés et les mesures. Ces comparaisons permettent de vérifier la prise en compte correcte des variations géométriques des courants. Dans le cas présenté ci-dessous l'erreur commise à $V_{BE}=0,7V$ est de seulement 3% ce qui, pour un modèle unitaire prenant en compte les variations géométriques en longueur et en largeur, est tout à fait acceptable.

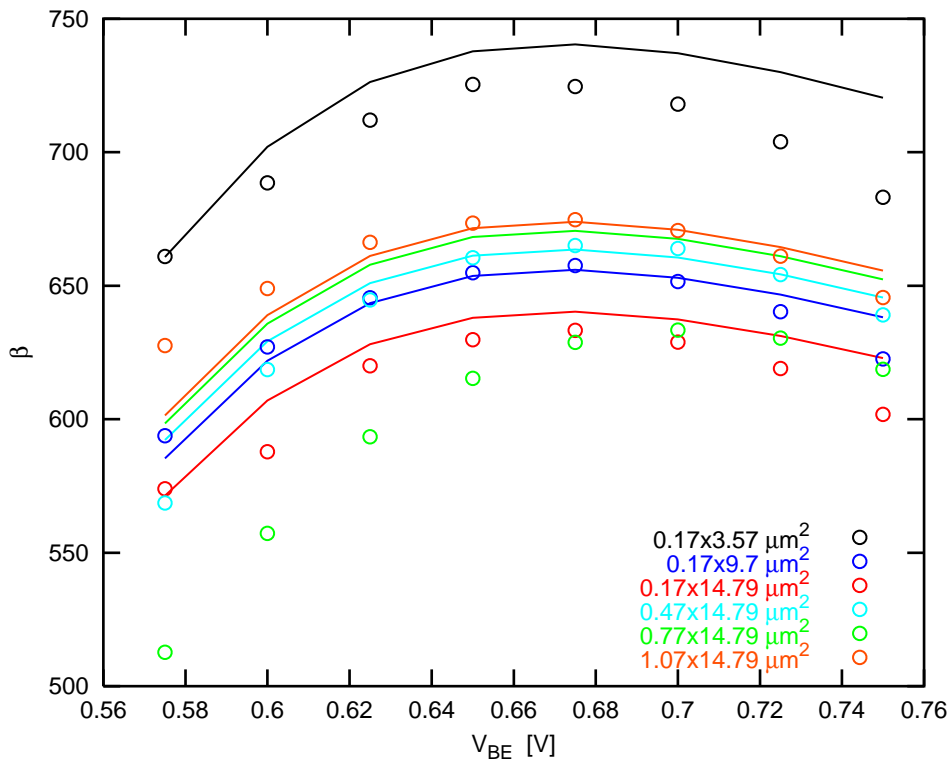


Fig. 5.52 : Courbes de gain régénérées à $V_{BC}=0V$.

Avec le courant base-émetteur s'achève l'extraction des paramètres unitaires décrivant les caractéristiques à bas et moyen courant. La détermination des éléments spécifiques des résistances séries doit suivre pour permettre l'extraction des paramètres unitaires dynamiques.

V.3.7 Résistance émetteur

La résistance surfacique d'émetteur est extraite à partir des différentes R_E déterminées sur plusieurs transistors. La méthode décrite au paragraphe V.2.8 est appliquée pour extraire ces résistances.

Les résistances d'émetteur doivent suivre la variation géométrique donnée par (5.83) où A_{E0} représente l'aire réelle.

$$R_E = \frac{R_{KE}}{A_{E0}} + \frac{R_{VIA}}{n_{via}} \tag{5.83}$$

Cette expression est reformulée suivant :

$$R_E \cdot n_{via} = R_{KE} \cdot \frac{n_{via}}{A_{E0}} + R_{VIA} \tag{5.84}$$

Le calcul du nombre de vias est détaillé dans l'annexe C.

Une régression linéaire sur la caractéristique $R_E \cdot n_{via}$ en fonction de $\frac{n_{via}}{A_{E0}}$ donne R_{VIA} comme ordonnée à l'origine et R_{KE} son coefficient directeur.

La figure 5.53 (a) illustre la loi géométrique précédemment citée.

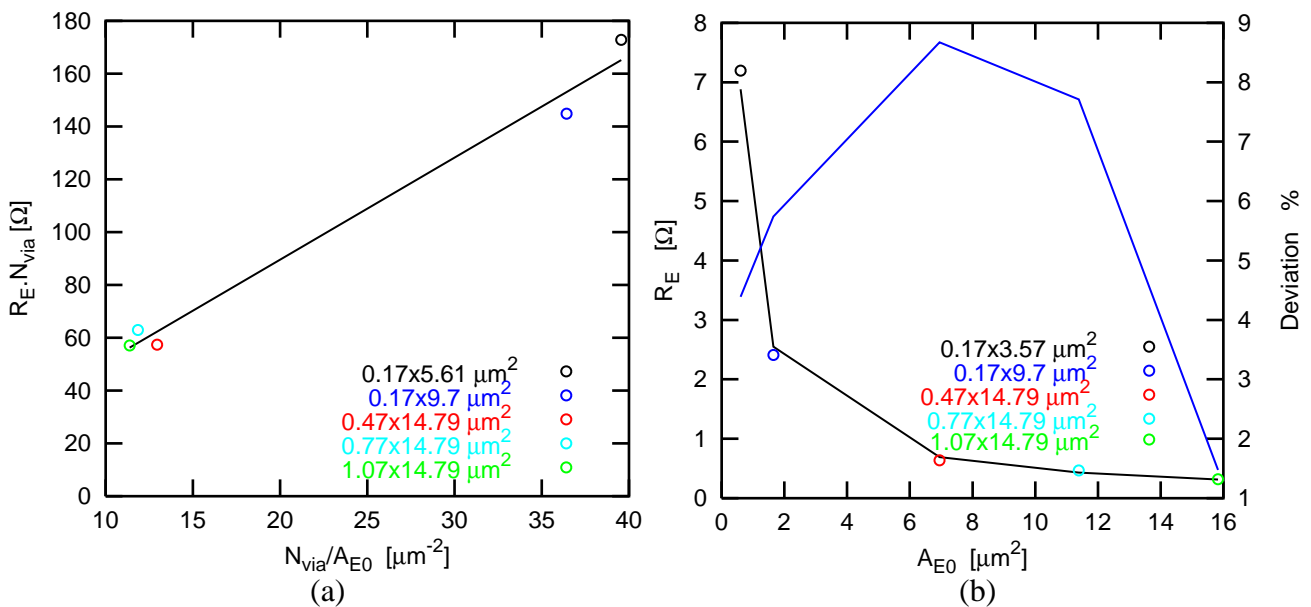


Fig. 5.53 :Extraction de la résistance carré émetteur.

Les résistances extraites et la théorie sont ensuite comparées sur la figure 5.53 (b). Le pourcentage d'erreur ainsi obtenu ne dépasse pas les 10%.

V.3.8 Résistance collecteur et résistance de base

V.3.8.1 Résistance externe de collecteur

La résistance de collecteur externe R_{CX} est évaluée à partir de l'expression analytique présentée au paragraphe IV.6.3.

$$R_{CX} = R_{sk} + R_{blx} + x \cdot R_{bli} \quad (5.85)$$

Cette expression dépend de la configuration du transistor en terme de nombre de doigts de collecteur et d'émetteur via le facteur x .

R_{sk} est la résistance du puits collecteur et s'exprime selon (4.60). R_{blx} est la résistance de la couche enterrée entre le puits sinker et le premier contact émetteur (4.61). Enfin R_{bli} est la résistance de la couche enterrée sous les contacts émetteur (4.62).

Les calculs de ces résistances font intervenir les résistances par carré de la couche enterrée R_{SBL} et celle du puits collecteur R_{KC} . Ces deux résistances sont extraites à partir de structures de test spécifiques présentées en annexe D.

V.3.8.2 Résistance de base

De même que la résistance collecteur, les éléments internes R_{BIO} et externe R_{BX} de la résistance de base sont calculés à partir des lois géométriques décrites au paragraphe IV.6.2. Les paramètres R_{SSI} , R_{SPO} et R_{SBX} sont des données issues de la technologie. La résistance par carré de la base pincée R_{SBI0} est extraite à partir des structures spécifiques décrites en annexe D.

V.3.9 Temps de transit à bas courant

Comme présenté au chapitre IV, seul le temps de transit τ_0 à $V_{BC}=0V$ qui décrit le régime à bas courant, varie avec la géométrie. Deux composantes unitaires lui sont associées, une interne τ_{0I} et l'autre externe τ_{0P} .

Cette variation avec la géométrie est donnée par l'expression :

$$\tau_0 = \tau_{0I} \cdot \frac{A_{E0}}{A_E} + \tau_{0P} \cdot \left(1 - \frac{A_{E0}}{A_E}\right) \quad (5.86)$$

Afin de déterminer ces composantes interne et externe, les temps de transit à $V_{BC}=0V$ de plusieurs transistors sont déterminés à partir des courbes de f_T suivant la méthode décrite au paragraphe V.2.11. Ces différents temps de transit sont représentés sur la figure 5.54 (a).

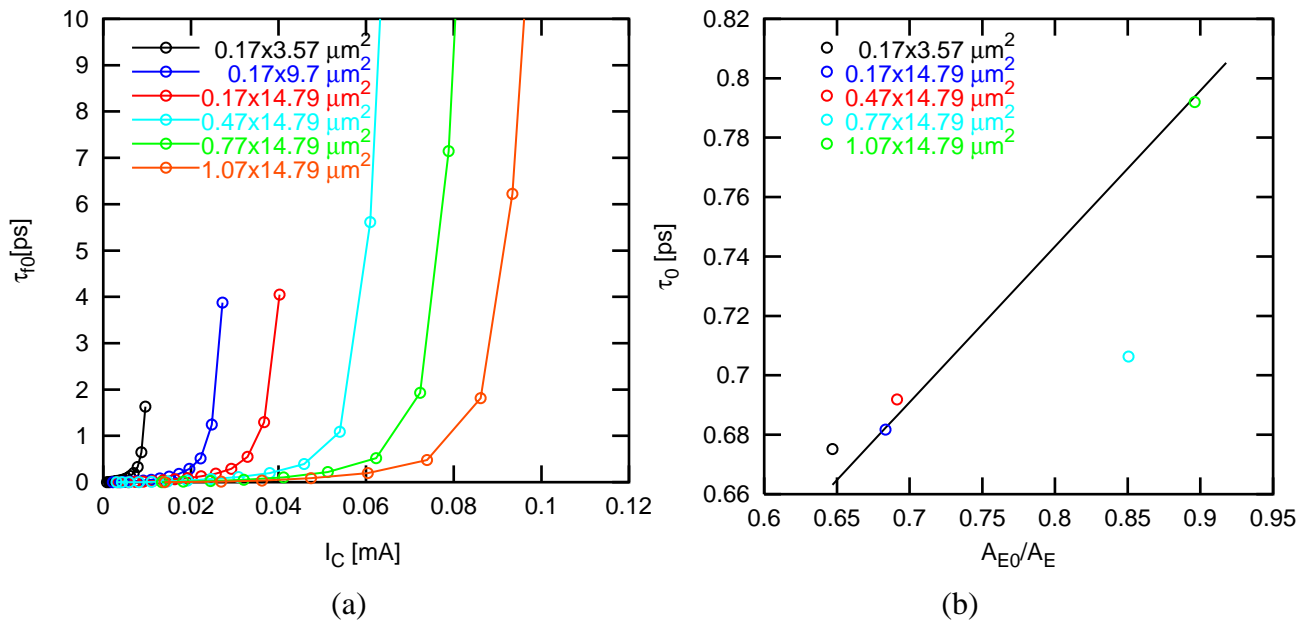


Fig. 5.54 : Extraction des temps de transit sur plusieurs transistors et détermination de leurs composantes unitaires.

A faible injection, le temps de transit τ_0 est obtenu de ces caractéristiques et tracé en fonction du ratio $\frac{A_{E0}}{A_E}$ comme illustré sur la figure 5.54 (b). Cette dernière courbe correspond à l'équation (5.86) modifiée comme suit:

$$\tau_0 = \tau_{0P} + (\tau_{0I} - \tau_{0P}) \cdot \frac{A_{E0}}{A_E} \quad (5.87)$$

Une régression linéaire sur cette caractéristique permet d'obtenir les temps de transit unitaires à partir de la pente p et de l'ordonnée à l'origine i .

$$\tau_{0P} = i \quad (5.88)$$

$$\tau_{0I} = p - \tau_{0P} \quad (5.89)$$

A l'issue de cette étape, les caractéristiques de f_T à $V_{BC}=0V$ sont régénérées et comparées aux mesures comme présenté sur la figure 5.55.

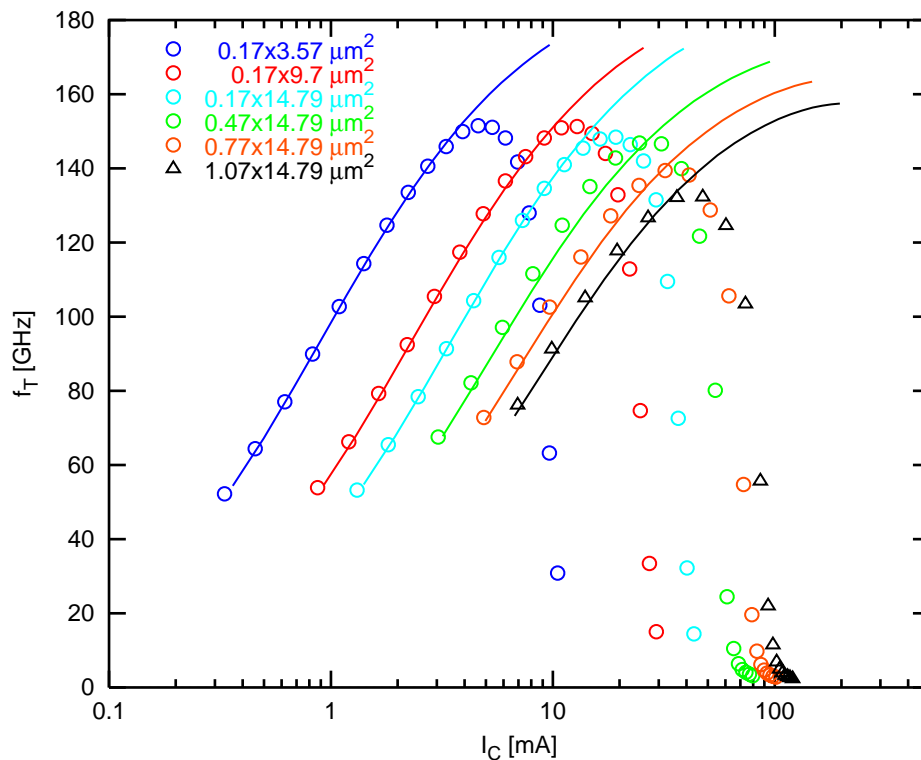


Fig. 5.55 : Caractéristiques dynamiques à $V_{BC}=0V$ après extraction des paramètres unitaires du temps de transit à bas courant.

Les paramètres fort courant n'ayant pas été extraits, la chute du f_T n'est donc pas prise en compte dans les simulations. Les paramètres τ_{BVL} et $\Delta\tau_{0H}$ décrivant la variation du temps de transit avec V_{BC} sont extraits sur le transistor de référence selon la méthode du paragraphe V.2.12.

V.3.10 Densité de courant critique

Afin d'extraire ses paramètres unitaires, le courant critique I_{CK} est déterminé sur les courbes $\tau_f(V_{BE})$ à $V_{BC}=0V$ des différents transistors (cf. figure 5.54 (a)). La même approche (cf. paragraphe V.2.14) que celle utilisée pour la stratégie mono-géométrie est appliquée dans ce cas. Chaque I_{CK} est évalué comme étant le courant collecteur pour lequel $\tau_f = \Delta\tau_{ICK}$.

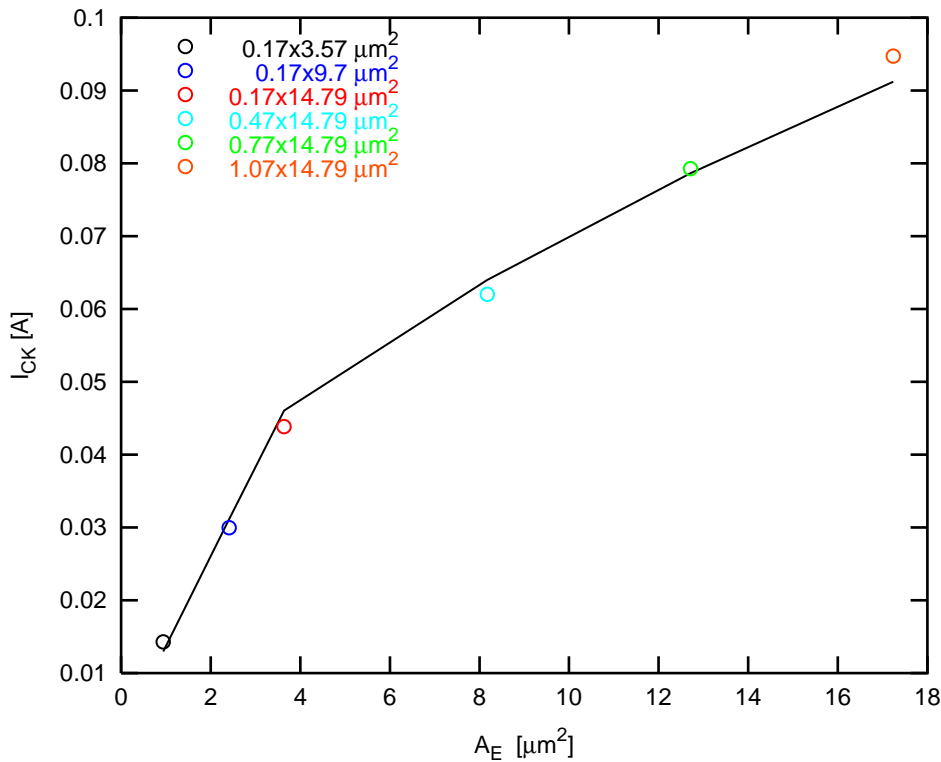


Fig. 5.56 :Variation géométrique du courant critique.

La variation du courant critique en fonction de la surface d'émetteur effective est ainsi obtenue et représentée sur la figure 5.56. Le paramètre unitaire R_{KCI0} et le paramètre de "scaling" Δ_C (chapitre IV), sont ensuite optimisés sur cette caractéristique.

V.4 Résultats

La stratégie multi-géométries a été testée sur une technologie BiCMOS SiGeC ayant un f_T de 150GHz. Le modèle "scalable" a été construit en utilisant quatre transistors de largeurs variables. Des simulations sont ensuite réalisées en utilisant les lois géométriques, les paramètres unitaires et les dimensions des transistors. Ces simulations sont comparées aux mesures afin d'apprécier la précision de la démarche multigéométrie et de tester le modèle "scalable". La figure 5.57 présente les comparaisons faites sur les transistors qui ont servi à l'extraction des paramètres unitaires. Ces comparaisons concernent les caractéristiques I_C et I_B en fonction de V_{BE} et f_T en fonction de I_C pour $V_{BC}=0V$.

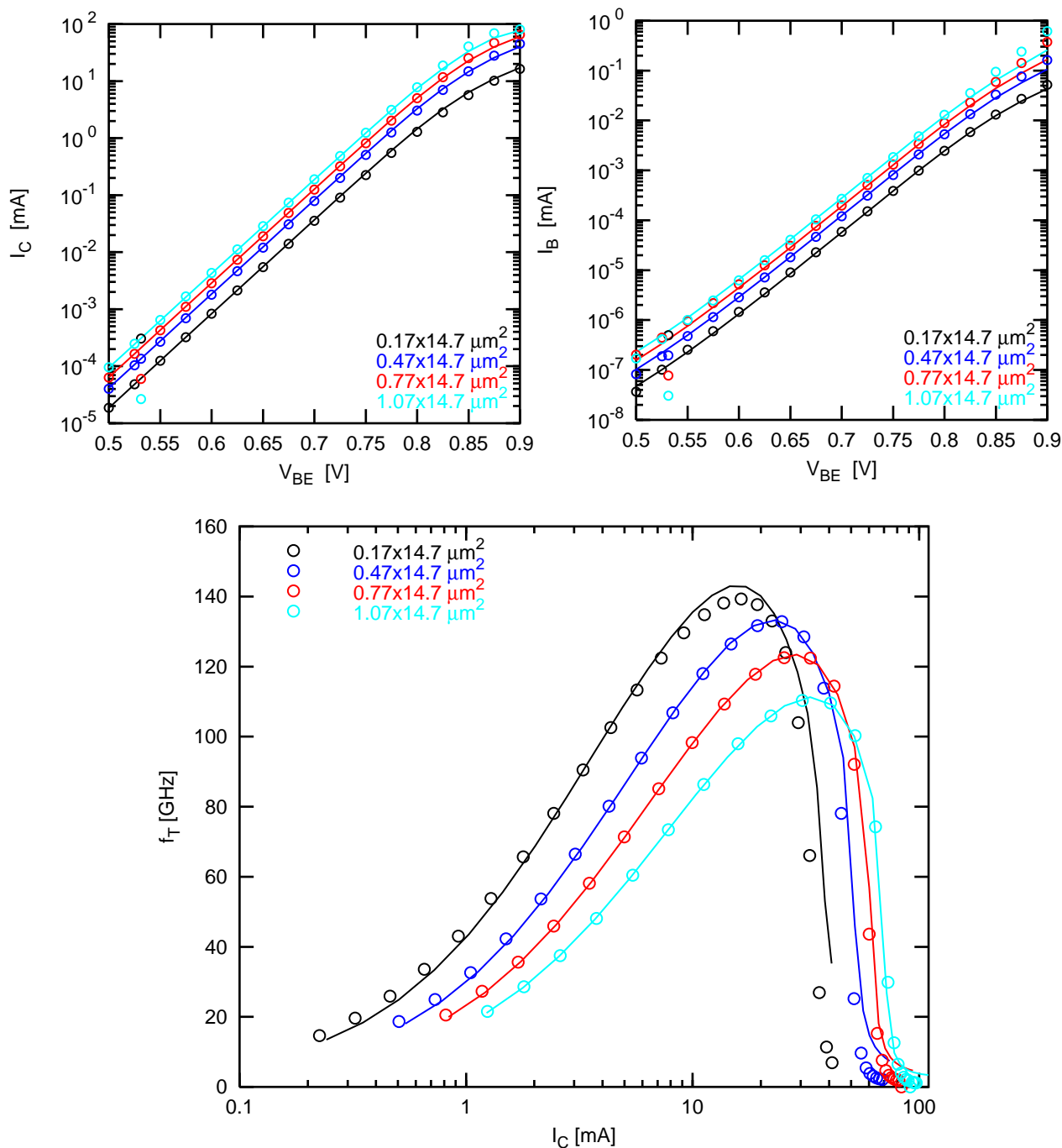


Fig. 5.57 : Comparaison simulations/mesures les principales caractéristiques à $V_{BC}=0V$ sur des transistors de largeurs d'émetteur variables.

La bonne adéquation entre les simulations et les mesures obtenue sur l'ensemble des transistors à W_E variable ne constitue pas une validation puisque le modèle a été extrait à partir de ces transistors. Les simulations faites sur des transistors à L_E variable donnent de comparaisons satisfaisantes (cf. figure 5.58). La plus petite des longueurs montre des différences entre la simulation et la mesure qui sont probablement dues aux effets 3D ou bien à la dispersion de la

technologie.

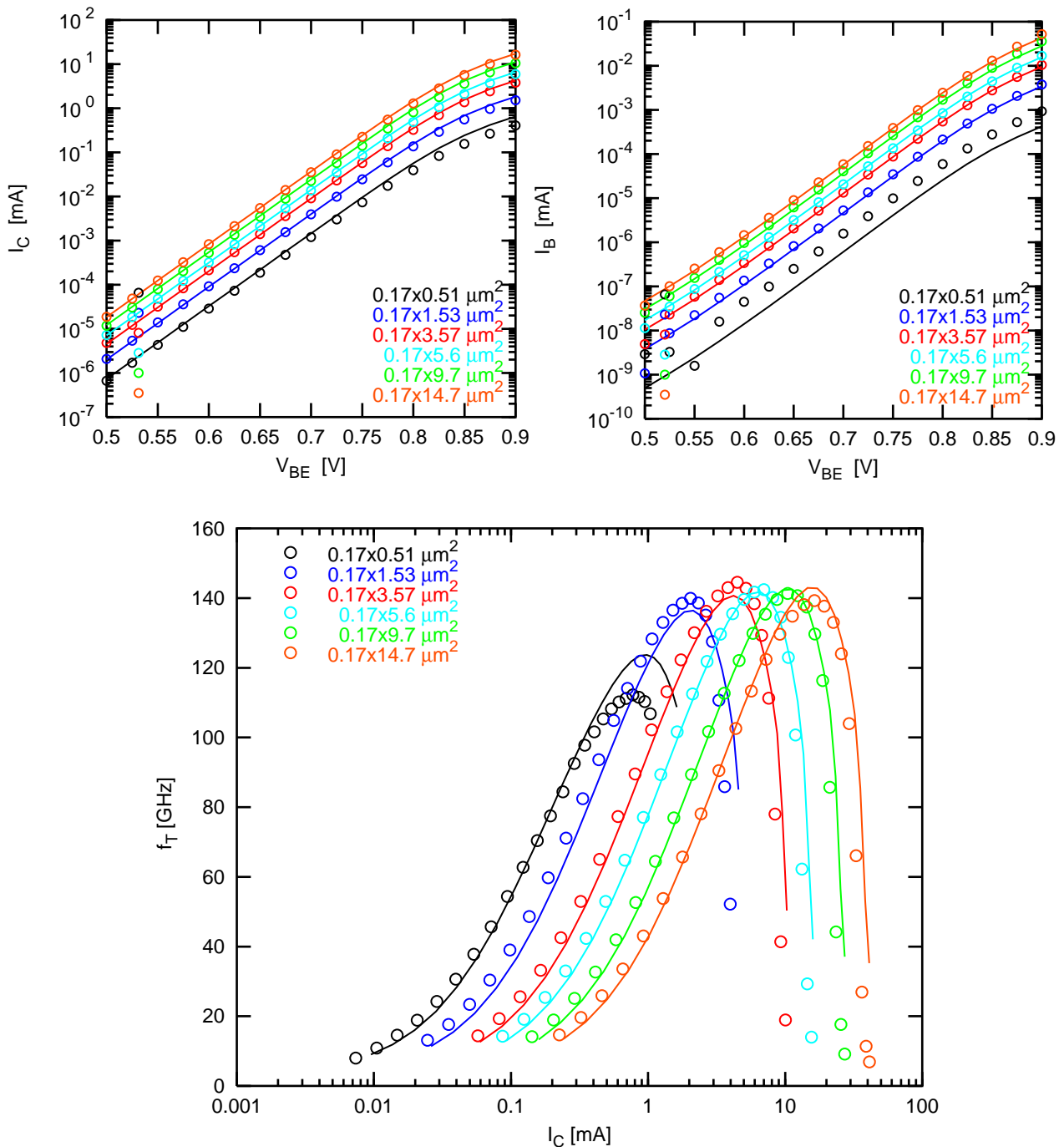


Fig. 5.58 : Comparaison simulations/mesures des principales caractéristiques à $V_{BC}=0V$ sur des transistors de longueurs d'émetteur variables.

Pour une meilleure prise en compte des effets de coin, la surface réelle A_{E0} doit être corrigée du terme de coin décrit par son rayon r_c [1].

Enfin le modèle paramétré a été testé sur des structures possédant plusieurs doigts d'émetteur, de base ou de collecteur. Les comparaisons présentées sur la figure 5.59 sont suffisamment

précises pour valider l'approche multigéométrie.

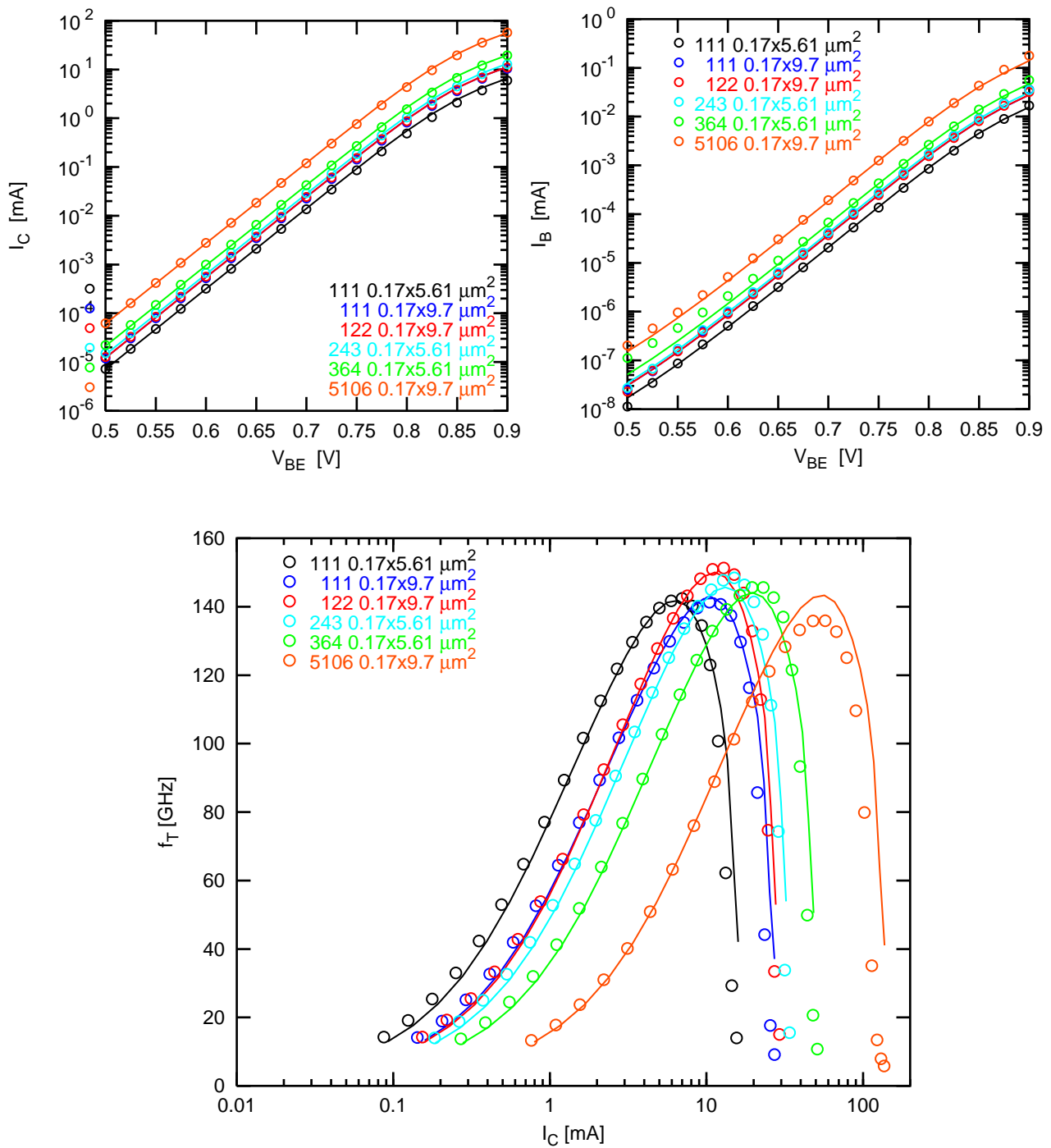


Fig. 5.59 : Comparaison simulations/mesures des principales caractéristiques à $V_{BC}=0V$ sur des transistors de configurations différentes.

V.5 Conclusion

Les stratégies d'extraction qui permettent d'obtenir un jeu de paramètres pour un transistor ainsi qu'un jeu de paramètres unitaires ont été présentées. Certaines méthodes mono-géométriques ont été réutilisées dans la stratégie multi-géométries en changeant uniquement les données à traiter. Ces stratégies ont ensuite été testées sur des mesures issues de différentes technologies. Le modèle scalable a notamment été validé sur la technologie SiGeC la plus avancée en terme de performances dynamiques, développée au sein de STMicroelectronics. Il a donc été démontré qu'un modèle paramétré pouvait être développé et couvrir un large choix de transistors bipolaires NPN. Cependant des améliorations sont envisageables concernant les transistors de plus petites tailles.

V.6 Référence

- [1] M. Schröter, "Methods for extracting parameters of geometry scalable compact bipolar transistor models", University of Technology Dresden, Septembre 2000.
- [2] C. Gardiola, "Contribution à l'étude du transistor bipolaire et aux techniques d'extraction des paramètres de modèle en hautes fréquences", stage de fin d'étude pour l'école supérieure d'électricité, 1998.
- [3] I. Getreu, "Modeling the Bipolar Transistor", Tektronic Inc, Oregon, 1976.
- [4] D. Berger, N. Gambetta, D. Céli, C. Dufaza, "Extraction of the Base-Collector capacitance splitting along the base resistance using HF measurements", BCTM, pp. 180-183, September 2000.
- [5] M. Schröter, H.M. Rein, "A Generalized Integral Charge-Control Relation and its Application to Compact Models for Silicon-Based HBT's", IEEE Trans. Electron Dev., Vol. 40, No 11, November 1993.
- [6] S. Lee, "A new technique to extract intrinsic and extrinsic Base-Collector capacitances of bipolar transistors using Y-parameter equation", soumis au BCTM 2002.
- [7] B. Ardouin, T. Zimmer, H. Mnif, P. Fouillat, D. Berger, D. Céli, "Bipolar Transistor's Intrinsic and Extrinsic Capacitance Determination", Proc. SISPAD 2001, International Conference on Simulation of Semiconductor Processes and Devices, Athens, September 2001.
- [8] W.H. Press, B.P. Flannery, S.A. Teukolsky, W.T. Vetterling, "Numerical Recipes, The Art of Scientific Computing", Cambridge University Press, 1989
- [9] N. Gambetta, "HICUM Compact Model Low Injection Transfer Current Parameters Extraction", rapport interne, STMicroelectronics.

- [10] H. Tran, "Investigation of SiGe Heterojunction Bipolar Transistors with Respect to Compact Modelling for Integrated Circuit Design", Thesis of the Ottawa-Carleton Institute of Electrical Engineering, September 1997.
- [11] D. Céli, D. Berger, "Direct Extraction of Base-Collector weak avalanche HICUM model parameters", HICUM users's meeting, Minneapolis 2001.
- [12] J. Berkner, "A Survey of DC-Methods for Determining the Series Resistances of Bipolar Transistors including the new DIsub - Method", HP4062 & IC-CAP User Meeting, Octobre 1994.
- [13] J.P. Nougier, "Méthodes de calcul numérique", 3^e édition, Edition Masson, 1989.
- [14] T. Nakadai, K. Hashimoto, "Measuring the base resistance of bipolar transistors", BCTM, Octobre 1991.
- [15] H.M. Rein, "Proper Choice of the Measuring Frequency for Determining f_T of Bipolar Transistors", Solid-State Electronics, Vol. 26, pp. 75-83, 1983.
- [16] H.K. Gummel, "On the Definition of the Cutoff Frequency f_T ", Proc 1969.
- [17] M. Malorny, M. Schröter, D. Céli, D. Berger, "An improved method for determining the transit time of Si/SiGe bipolar transistors", BCTM, Octobre 2003.
- [18] B. Ardouin, et al, "Transit Time Parameter Extraction for the HICUM Bipolar Model", pp. 106-109, BCTM 2001.
- [19] D. Berger, D. Céli, M. Schröter, M. Malorny, T. Zimmer, B. Ardouin, "HICUM Parameter Extraction Methodology for a Single Transistor Geometry", BCTM, Octobre 2002.
- [20] D. Berger, D. Céli, F. Pourchon, "A Geometry scalable parameter extraction method with application to HICUM", HICUM Workshop, Toulouse, October 2003.
- [21] H.M. Rein, "A simple Method for Separation of the internal and external (peripheral) Currents of Bipolar Transistors", IEEE Solid State Electronics, Vol. 27, No 7, pp. 625-631, 1984.
- [22] M. Schröter, "Physical Modeling of Lateral Scaling in Bipolar Transistors", IEEE Solid State Circuits, Vol. 31, No 10, October 1996.

Conclusion générale

La forte demande du marché du multimédia et des téléphones mobiles a favorisé le développement de transistors bipolaires à hétérojonctions SiGe de plus en plus performants en terme de rapidité. Ils sont ainsi utilisés majoritairement dans les circuits radio-fréquences. L'emploi du transistor bipolaire dans des régimes de fonctionnement de forte injection nécessite l'amélioration des modèles compacts servants aux simulations des circuits intégrés. Les effets physiques du second ordre pour les technologies antérieures sont pris en compte dans ces nouveaux modèles. L'objectif de notre étude a consisté à sélectionner un modèle de transistor bipolaire dédié aux applications hautes fréquences, à le tester et à le valider sur des technologies avancées. Cette démarche impliquait la compréhension d'un modèle grâce à une confrontation entre son comportement électrique et celui du transistor. Ceci devait permettre une évaluation des limites du modèle mais également son utilisation par les concepteurs grâce à la livraison de bibliothèques de composants pour la conception des circuits.

Le premier chapitre a été consacré à la définition d'un modèle compact afin de définir le cadre de l'étude. Le contexte a été précisé, notamment la nécessité de remplacer le modèle standard de Spice Gummel Poon par un nouveau modèle compact beaucoup plus physique et mieux adapté aux exigences requises par les concepteurs. Ces exigences ont été énumérées et les modèles candidats à cette standardisation ont été présentés. La précision du modèle à décrire les phénomènes physiques qui régissent les régimes de forte injection a constitué le critère décisif de notre choix d'étude, le modèle HICUM (HIgh CUrrent Model).

Les origines physiques du modèle HICUM ont été détaillées au chapitre II. Le comportement physique du transistor bipolaire a donc été présenté selon deux axes d'étude. Le premier était unidimensionnel et a permis de définir la répartition des charges dans le dispositif. Ces charges ont ensuite été utilisées lors de la formulation des expressions du courant de transfert (relation de l'Intégrale de Charge Généralisée) et de celle du temps de transit. Ce temps de transit est une quantité fondamentale pour le modèle puisqu'il reflète les effets de forte injection. Les expressions des composantes du courant de base et le courant d'avalanche ont été données. Le deuxième axe était l'étude bidimensionnelle du transistor par l'évaluation de la résistance de base et celle de l'élargissement du courant collecteur. Une étude de l'effet de la température sur les grandeurs physiques des semiconducteurs concluait ce chapitre.

Dans le troisième chapitre, le modèle HICUM a été présenté en décrivant l'ensemble des éléments qui composent son schéma équivalent. Ces éléments ont été formulés à partir des équations du chapitre précédent. Le point fort de ce modèle est la description du courant de transfert par l'intégrale de charge qui permet de définir tous les régimes de fonctionnement du transistor en une seule équation. Une attention particulière a été apportée dans la prise en compte des effets dus à l'introduction du Germanium dans la base des nouvelles technologies. Le modèle du temps de transit est basé sur la description physique de cette entité qui devient une donnée primordiale du modèle. Cette formulation semi-physique permet des simulations des caractéristiques dynamiques beaucoup plus précises à fortes polarisations. Cependant le temps de transit apparaît explicitement dans l'expression du courant de transfert, ce qui crée une corrélation entre les descriptions statique et dynamique du transistor. L'extraction des paramètres deviendra alors plus délicate. Un réseau permettant d'évaluer l'auto-échauffement a

également été inclus dans le modèle. Cet effet thermique est de plus en plus prononcé dans les technologies avancées car les puissances consommées deviennent importantes et la taille des dispositifs diminue. La prise en compte de cet effet par le modèle est donc un atout majeur.

La base physique du modèle HICUM a permis le développement d'un modèle paramétré. Ce modèle est décrit au chapitre IV. Il est composé de paramètres dits unitaires qui sont indépendants de la géométrie du transistor. Des lois sont alors déterminées afin de permettre le calcul d'un jeu de paramètres HICUM pour un transistor donné à partir des paramètres unitaires. La mise en place de ce modèle paramétré donnera au concepteur un degré de liberté plus grand pour l'optimisation de son application. Cette optimisation passe par le choix approprié de la taille des transistors. La construction de ce modèle nécessite la définition géométrique d'une aire de référence. Cette définition est conditionnée par l'expression du courant de transfert dans le modèle HICUM. La formulation des lois paramétriques sur les capacités de jonctions et le temps de transit découle du choix de l'aire de référence. Des calculs analytiques de la résistance externe du collecteur et de la résistance de base ont été utilisés et devront être améliorés.

Un modèle est inutilisable s'il n'est pas associé à des techniques qui permettent d'extraire ses paramètres. Le chapitre V est dédié à la description des deux stratégies d'extraction mises en place afin d'obtenir un jeu de paramètres HICUM pour un transistor (stratégie mono-géométrie) et un jeu de paramètres unitaires (stratégie multi-géométries). Les différentes étapes ont été détaillées et ont permis de se familiariser aux techniques de détermination de paramètres. L'erreur propre aux méthodes d'extraction a été évaluée sur la stratégie mono-géométrie ce qui a permis d'isoler les étapes critiques notamment la résolution du couplage entre le comportement statique et dynamique. Ce couplage est à la fois le point fort et le point faible du modèle car s'il permet une meilleure description des comportements dynamiques et statiques, les paramètres sont plus difficiles à extraire. Cependant le point le plus important de ce chapitre est la validation des différentes stratégies sur des mesures de caractéristiques électriques de transistors à haut débit. Les premières bibliothèques incluant le modèle paramétré ont pu être livrées aux concepteurs. Les différentes comparaisons entre le modèle et la physique ont donné des résultats qui permettent de justifier le choix d'étude du modèle puisque les simulations sont précises dans les zones de fonctionnement à forte injection et répondent aux attentes des concepteurs évoquées au chapitre d'introduction. Une attention particulière doit être apportée sur la valeur des paramètres qui décrivent les régimes à forte polarisation pour lesquels le phénomène d'auto-échauffement devient non-négligeable. Ce phénomène n'étant pas considéré, les paramètres extraits sont donc impactés et peuvent être "effectifs".

En perspective, le test et le développement du modèle paramétré doivent être poursuivis afin de garantir une solution robuste et homogène quel que soit le type de technologie. Un remaniement des lois paramétriques n'est pas exclu dans les futurs travaux.

L'évaluation du modèle de bruit reste à faire ainsi qu'une étude statistique des paramètres afin de fournir des modèles pire cas aux concepteurs.

Conclusion générale

L'extraction des paramètres de variation en température et celle de la résistance thermique doivent être effectuées ce qui permettra de tester le comportement thermique du modèle ainsi que la prise en compte de l'auto-échauffement. Cet auto-échauffement devra être intégré dans les différentes méthodes d'extraction développées lors de ce travail afin d'obtenir des paramètres plus réalistes.

Enfin, le modèle est en perpétuel développement au fur et à mesure des avancements technologiques et des besoins des concepteurs. Parmi ces besoins citons la modélisation des transistors de puissance et la prise en compte des phénomènes d'échauffement inter-transistors.

ANNEXE A : Physique des semiconducteurs

A.1 Définition des termes utilisés

Notation	Signification	Unité
n_i	concentration intrinsèque de porteurs	m^{-3}
n	concentration des électrons	m^{-3}
p	concentration de trous	m^{-3}
N	dopage net	m^{-3}
φ_n, φ_p	quasi-niveau de Fermi des porteurs	V
V, ψ	potentiel électrostatique	V
E	champ électrique	$V.m^{-1}$
V_T	tension thermodynamique kT/q	V
T	Température	K
q	charge élémentaire	eV
ϵ	permittivité du matériau	$F.m^{-1}$
D_n, D_p	coefficient de diffusion des porteurs	$m^2.s^{-1}$
μ_n, μ_p	mobilité des porteurs	$m^2.V^{-1}.s^{-1}$
R	taux de recombinaison des porteurs	$m^{-3}.s^{-1}$
G	taux de génération des porteurs	$m^{-3}.s^{-1}$
J_n, J_p	densité de courant des porteurs	$A.m^{-2}$

Les termes définis dans le tableau précédent sont utilisés pour décrire les équations des semi-conducteurs suivantes.

A.2 Equations des semiconducteurs

D'après la statistique de Boltzmann, la densité de porteurs dans un semiconducteur à l'équilibre et en présence d'un champ électrique $E = -grad V = -grad \psi$ s'écrit :

$$n = n_i \cdot \exp\left(\frac{\psi - \phi_n}{V_T}\right) \text{ pour les électrons} \quad (\text{A.1})$$

$$p = n_i \cdot \exp\left(\frac{\phi_p - \psi}{V_T}\right) \text{ pour les trous} \quad (\text{A.2})$$

$$p \cdot n = n_i^2 \cdot \exp\left(\frac{\phi_p - \phi_n}{V_T}\right) \quad (\text{A.3})$$

La figure A.1 représente le diagramme des bandes d'énergie pour un transistor à l'équilibre thermodynamique et celui d'un transistor polarisé en direct ($V_{BE} > 0$, $V_{BC} < 0$).

A l'équilibre thermodynamique $\phi_n = \phi_p = \phi$, ce qui permet de retrouver la loi d'action de masse $pn = n_i^2$. Les barrières de potentiel au niveau de la zone de charge d'espace (ZCE) base-émetteur V_{DEI} et de celle base-collecteur V_{DCI} sont introduites.

Lorsque le transistor est polarisé en direct, les tensions appliquées sont définies comme suit :

$$V_{B'E'} = \phi_n(0) - \phi_p(x_{jbe}) \quad (\text{A.4})$$

$$V_{B'C'} = \phi_p(x_{jbe}) - \phi_n(x_C) = \phi_p(x_{jbc}) - \phi_n(x_C) \quad (\text{A.5})$$

x_C indique le contact collecteur.

Les expressions (A.4) et (A.5) donnent celle de la tension $V_{C'E'} = V_{C'B'} + V_{B'E'}$:

$$V_{C'E'} = \phi_n(x_C) - \phi_n(0) \quad (\text{A.6})$$

La différence de potentiel totale appliquée aux bornes des ZCE vaut:

$$\psi_{BE} = V_{B'E'} - V_{DEI} \text{ pour la jonction base-émetteur et} \quad (\text{A.7})$$

$$\psi_{BC} = V_{B'C'} - V_{DCI} \text{ pour la jonction base-collecteur.} \quad (\text{A.8})$$

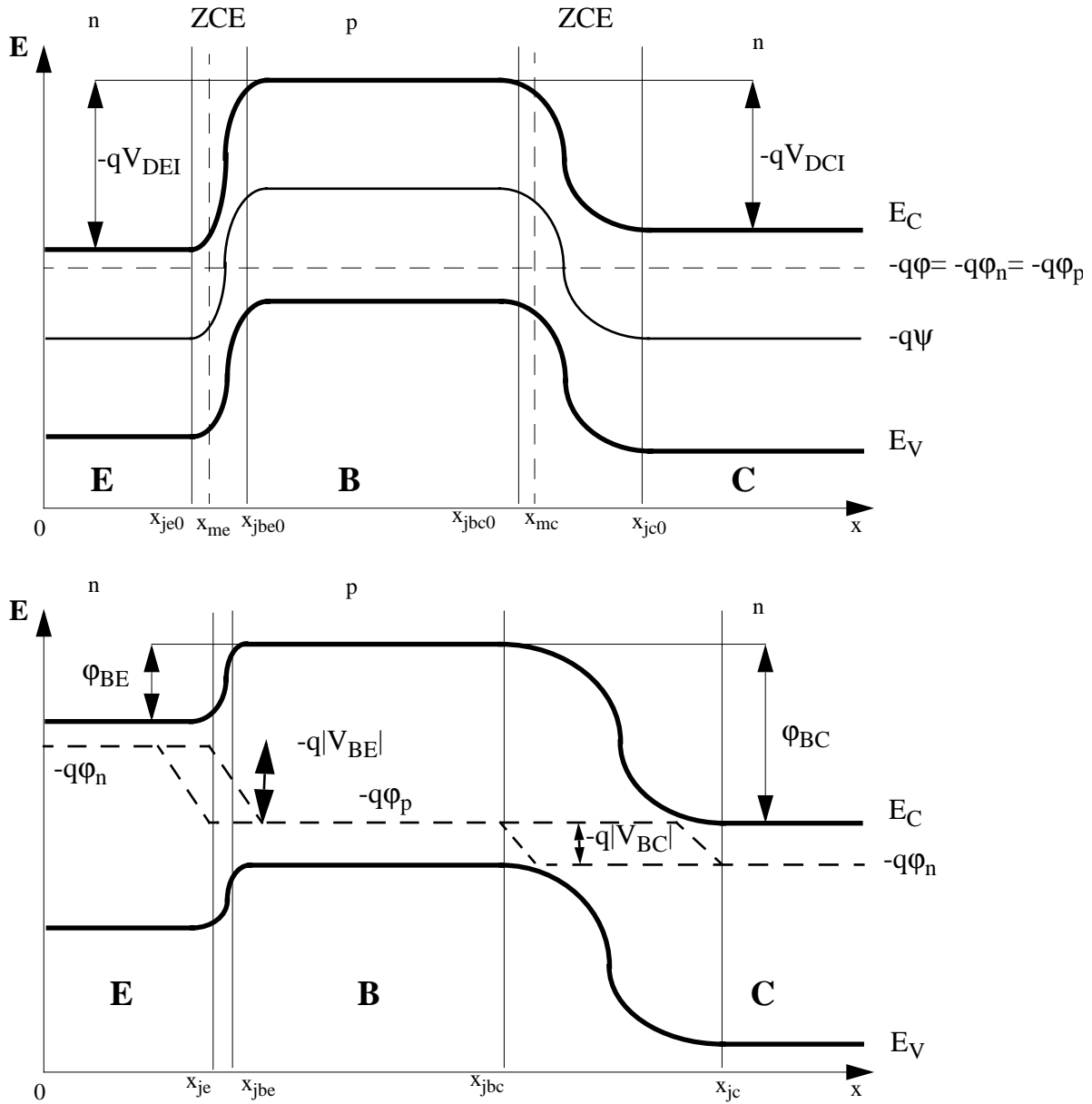


Fig. A.1 :Diagrammes des bandes d'énergie pour un transistor à l'équilibre thermodynamique et polarisé en direct.

1 Equations de base

A partir des équations de Maxwell appliquées aux matériaux semiconducteurs, les deux équations différentielles de base sont déduites. Ces équations sont communément appelées équation de Poisson ((A.9)) et équations de continuité ((A.10), (A.11)). Le taux de génération G dû à des phénomènes externes est négligé dans les expressions suivantes.

$$\operatorname{div} E = \frac{-q(N + p - n)}{\epsilon} \quad (\text{A.9})$$

$$\operatorname{div} J_n = q \left(R + \frac{\partial n}{\partial t} \right) \quad (\text{A.10})$$

$$\operatorname{div} J_p = q \left(R + \frac{\partial p}{\partial t} \right) \quad (\text{A.11})$$

Le courant dans les semiconducteurs est la somme de deux mécanismes : l'un de diffusion, l'autre de conduction ((A.12) et (A.13)).

$$J_n = J_{ndiff} + J_{ncond} \quad (\text{A.12})$$

$$J_p = J_{pdiff} + J_{pcond} \quad (\text{A.13})$$

Le courant de diffusion, J_{ndiff} ou J_{pdiff} , est dû à un gradient de concentration et s'exprime selon (A.14) et (A.15).

$$J_{pdiff} = -qD_p \operatorname{grad} p \quad (\text{A.14})$$

$$J_{ndiff} = qD_n \operatorname{grad} n \quad (\text{A.15})$$

Le courant de conduction, J_{ncond} ou J_{pcond} , est causé par un champ électrique appliqué E :

$$J_{ncond} = q\mu_n n E \quad (\text{A.16})$$

$$J_{pcond} = q\mu_p p E \quad (\text{A.17})$$

L'équilibre thermique permet d'écrire la relation d'Einstein (A.18) qui lie la mobilité des électrons (respectivement des trous) à leur coefficient de diffusion.

$$\frac{D_n}{\mu_n} = \frac{D_p}{\mu_p} = \frac{kT}{q} = V_T \quad (\text{A.18})$$

A l'aide de (A.1), on peut écrire :

$$\operatorname{grad} n = \frac{n_i}{V_T} \cdot \exp\left(\frac{\Psi - \Phi_n}{V_T}\right) \cdot \operatorname{grad}(\Psi - \Phi_n) = \frac{n}{V_T} \cdot (\operatorname{grad} \Psi - \operatorname{grad} \Phi_n) \quad (\text{A.19})$$

J_n peut alors s'exprimer comme suit :

$$J_n = q \frac{D_n}{V_T} n \cdot (\operatorname{grad} \Psi - \operatorname{grad} \Phi_n) + q\mu_n n \cdot E \quad (\text{A.20})$$

En remarquant que $E = -\operatorname{grad} V = -\operatorname{grad} \Psi$ et en utilisant la relation d'Einstein, l'équation de transport des électrons est obtenue :

$$J_n = -q\mu_n n \cdot \operatorname{grad} \Phi_n \quad (\text{A.21})$$

De même l'équation de transport des trous peut s'écrire :

$$J_p = -q\mu_p p \cdot \operatorname{grad} \Phi_p \quad (\text{A.22})$$

A.3 Capacités de transition

La théorie classique est basée sur l'hypothèse de zone déplétée (pas de porteurs minoritaires). Ceci implique que :

- Les densités de charge correspondent à celles des porteurs majoritaires.
- Le modèle d'un condensateur plan de profondeur égale à la largeur de la ZCE est utilisé.

Ces approximations étant posées, la dépendance de la capacité avec le potentiel v appliqué à ses bornes est obtenue :

$$C_J = \frac{C_{J0}}{\left(1 - \frac{v}{V_J}\right)^{Z_J}} \quad (\text{A.23})$$

C_{J0} est la capacité à $v=0V$, V_J le potentiel de la jonction à l'équilibre et Z_J le coefficient de jonction.

Dans le cas des jonctions abruptes, Z_J vaut 1/2.

Le potentiel de jonction V_J s'exprime en fonction des dopages N_D (donneurs) et N_A (accepteurs) qui constituent la capacité :

$$V_J = V_T \ln\left(\frac{N_D N_A}{n_i^2}\right) \quad (\text{A.24})$$

Enfin C_{J0} est calculée en fonction de N (densité moyenne de charge) selon :

$$C_{J0} = A_E \cdot \left(\frac{\epsilon q N}{2V_J}\right)^{Z_J} \quad (\text{A.25})$$

Cependant la formulation classique (A.23) n'est plus suffisamment précise pour les zones de fortes polarisations.

- Capacité base-émetteur

A forte polarisation, la capacité base-émetteur tend vers une valeur maximale avant de diminuer. Ceci est dû aux porteurs minoritaires injectés dans la ZCE, qui par effet de recombinaison avec les charges ionisées, tendent à stabiliser puis diminuer la densité de charge. De plus, (A.23) fait apparaître un pôle à $V_{B'E'}=V_{JE}$, ce qui pose des problèmes de convergence dans les simulateurs.

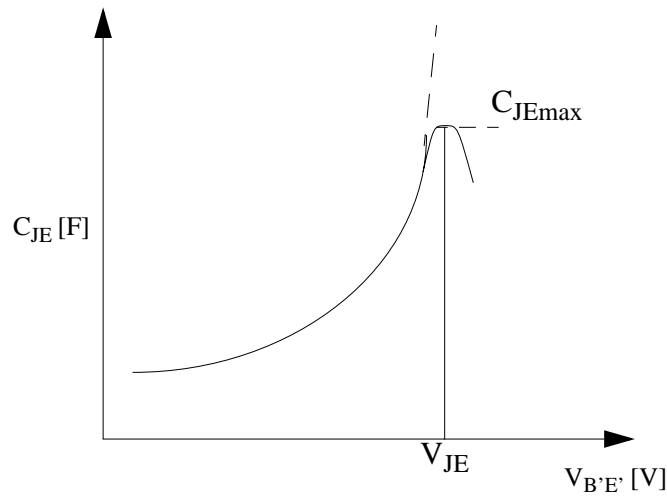


Fig. A.2 :Capacité de transition base-émetteur en fonction de VBE.

- Capacité base-collecteur

Les écarts avec (A.23) sont plus importants pour des fortes polarisations en inverse. Le collecteur de largeur w_C est alors complètement déplété et la jonction ne peut plus s'étendre. La capacité devient constante avec la polarisation. Cet effet se produit pour $V_{B'C'} = -(V_{PT} - V_{JC})$ avec la tension de "punch-through":

$$V_{PT} = \frac{qN_C}{2\epsilon} w_C^2 \tag{A.26}$$

ANNEXE B : Liste des paramètres du modèle HICUM

Les tableaux suivants présentent un récapitulatif des paramètres du modèle HICUM ainsi que leur signification, leur unité et leur valeur par défaut.

B.1 Courant de transfert

N°	Nom	Signification	Unité	Valeur par défaut
1	C_{10}	Constante reliée au courant de saturation	A.C	2.10^{-30}
2	Q_{P0}	Charge des trous à polarisation nulle	C	2.10^{-14}
3	I_{CH}	Courant pour les effets 2D-3D	A	0
4	h_{FE}	Facteur de pondération pour la charge Q_{FE}		1
5	h_{FC}	Facteur de pondération pour la charge Q_{FC}		1
6	h_{JEI}	Facteur de pondération pour la charge Q_{JEI}		1
7	h_{JCI}	Facteur de pondération pour la charge Q_{JCI}		1

B.2 Courant base-émetteur

N°	Nom	Signification	Unité	Valeur par défaut
8	I_{BEIS}	Courant de saturation interne idéal	A	1.10^{18}
9	M_{BEI}	Facteur de non idéalité du courant de saturation interne		1
10	I_{REIS}	Courant de saturation de recombinaison interne	A	0
11	M_{REI}	Facteur de non idéalité du courant de saturation de recombinaison interne		2
12	I_{BEPs}	Courant de saturation externe idéal	A	0
13	M_{BEP}	Facteur de non idéalité du courant de saturation externe		1

N°	Nom	Signification	Unité	Valeur par défaut
14	I_{REPS}	Courant de saturation de recombinaison externe	A	0
15	M_{REP}	Facteur de non idéalité du courant de saturation de recombinaison externe		2

B.3 Courant base-collecteur

N°	Nom	Signification	Unité	Valeur par défaut
16	I_{BCIS}	Courant de saturation interne	A	1.10^{-16}
17	M_{BCI}	Facteur de non idéalité du courant de saturation interne		1
18	I_{BCXS}	Courant de saturation externe	A	0
19	M_{BCX}	Facteur de non idéalité du courant de saturation externe		1

B.4 Courant tunnel base-émetteur

N°	Nom	Signification	Unité	Valeur par défaut
20	I_{BETS}	Courant de saturation tunnel	A	0
21	ABET	Facteur du courant tunnel		40

B.5 Courant avalanche base-collecteur

N°	Nom	Signification	Unité	Valeur par défaut
22	F_{AVL}	Facteur du courant d'avalanche	V^{-1}	0
23	Q_{AVL}	Facteur exponentiel du courant d'avalanche	C	0

B.6 Résistances séries

N°	Nom	Signification	Unité	Valeur par défaut
24	R_{BCI0}	Résistance de base interne à polarisation nulle	Ω	0
25	R_{BX}	Résistance de base externe	Ω	0
26	F_{GEO}	Facteur de dépendance géométrique pour la défocalisation en courant		1
27	F_{DQR0}	Facteur de correction de Q_{P0} pour la modulation de la conductivité		0
28	F_{CRBI}	Facteur de pondération pour la capacité totale interne		0
29	F_{QI}	Rapport charge interne sur charge totale des porteurs minoritaires		0.75
30	R_E	Résistance d'émetteur	Ω	0
31	R_{CX}	Résistance de collecteur externe	Ω	0

B.7 Capacités de diffusion

N°	Nom	Signification	Unité	Valeur par défaut
32	τ_0	Temps de transit à faible injection à $V_{BC}=0V$	s	0
33	$\Delta\tau_{0H}$	Constante de temps permettant de prendre en compte la modulation de la largeur de la base et de la zone d'espace de charge BC	s	0
34	τ_{BVL}	Constante de temps permettant de prendre en compte la modulation de la vitesse des porteurs à faible $V_{C'E'}$	s	0
35	τ_{EF0}	Temps de transit dans l'émetteur	s	0
36	$g_{\tau E}$	Exposant pour la dépendance en courant du temps de transit dans l'émetteur		1
37	τ_{HCS}	Temps de saturation dans la base et le collecteur neutre	s	0
38	A_{LHC}	Facteur de lissage pour le temps de transit dans la base et le collecteur neutre		0.1
39	F_{THC}	Facteur de pondération entre le temps de transit dans la base et celui dans le collecteur		0
40	R_{CI0}	Résistance collecteur interne	Ω	150
41	V_{LIM}	Tension séparant les zones de faibles et de fortes injections	V	0.1
42	V_{CES}	Tension de saturation interne	V	0.01
43	V_{PT}	Tension de punch-trough	V	10000
44	τ_R	Temps de transit en inverse	s	0

B.8 Capacités d'oxyde

N°	Nom	Signification	Unité	Valeur par défaut
45	C_{EOX}	Capacité d'oxyde base-émetteur	F	0
46	C_{COX}	Capacité d'oxyde base-collecteur	F	0
47	F_{BC}	Facteur de partage de la capacité base collecteur externe		1

B.9 Effets Non-Quasi-Statiques

N°	Nom	Signification	Unité	Valeur par défaut
48	A_{LQF}	Facteur pour le délai sur la charge des porteurs minoritaires		0.22
49	A_{LIT}	Facteur pour le délai sur le courant collecteur		0.45

B.10 Capacités de jonction**1 Capacité base-émetteur**

N°	Nom	Signification	Unité	Valeur par défaut
50	C_{JEI0}	Capacité de déplétion interne à polarisation nulle	F	0
51	V_{DEI}	Potentiel de jonction interne	V	0.9
52	Z_{EI}	Exposant de jonction interne		0.5
53	A_{LJEI}	Facteur d'ajustage de la capacité maximale		2.5

N°	Nom	Signification	Unité	Valeur par défaut
54	C_{JEPO}	Capacité de déplétion externe à polarisation nulle	F	0
55	V_{DEP}	Potentiel de jonction externe	V	0.9
56	Z_{EP}	Exposant de jonction externe		0.5
57	A_{LJEP}	Facteur d'ajustage de la capacité externe maximale		2.5

2 Capacité base-collecteur

N°	Nom	Signification	Unité	Valeur par défaut
58	C_{JCI0}	Capacité de déplétion interne à polarisation nulle	F	0
59	V_{DCI}	Potentiel de jonction interne	V	0.7
60	Z_{CI}	Exposant de jonction interne		0.4
61	V_{PTCI}	Tension de punch-through interne	V	10000
62	C_{JCX0}	Capacité de déplétion externe à polarisation nulle	F	0
63	V_{DCX}	Potentiel de jonction externe	V	0.7
64	Z_{CX}	Exposant de jonction externe		0.4
65	V_{PTCX}	Tension de punch-through externe	V	10000

3 Capacité collecteur-substrat

N°	Nom	Signification	Unité	Valeur par défaut
66	C_{JS0}	Capacité de déplétion interne à polarisation nulle	F	0
67	V_{DS}	Potentiel de jonction interne	V	0.6

N°	Nom	Signification	Unité	Valeur par défaut
68	Z_S	Exposant de jonction interne		0.5
69	V_{PTS}	Tension de punch-through	V	1000

B.11 Transistor substrat

N°	Nom	Signification	Unité	Valeur par défaut
70	I_{TSS}	Courant de saturation substrat	A	0
71	M_{SF}	Coefficient de non idéalité en direct		1
72	M_{SR}	Coefficient de non idéalité en inverse		1
73	I_{SCS}	Courant de saturation de la diode CS	A	0
74	M_{SC}	Facteur de non-idéalité de la diode CS		1
75	T_{SF}	Temps de transit	s	0.9
76	R_{SU}	Résistance substrat	Ω	0
77	C_{SU}	Capacité substrat	F	0

B.12 Bruit

N°	Nom	Signification	Unité	Valeur par défaut
78	K_F	Coefficient de bruit flicker		0
79	A_F	Facteur exponentiel de bruit flicker		2
80	K_{RBI}	Facteur pour la résistance de base		1

ANNEXE C : Paramètres du modèle paramétré

La mise en place du modèle paramétré suppose la connaissance de données technologiques permettant de calculer certains paramètres de modèle tels que la résistance de base, la résistance collecteur.

C.1 Dimensions utiles

La vue en coupe d'un transistor (figure C.1) présente quelques dimensions utiles qui sont récapitulées dans la tableau C.1.

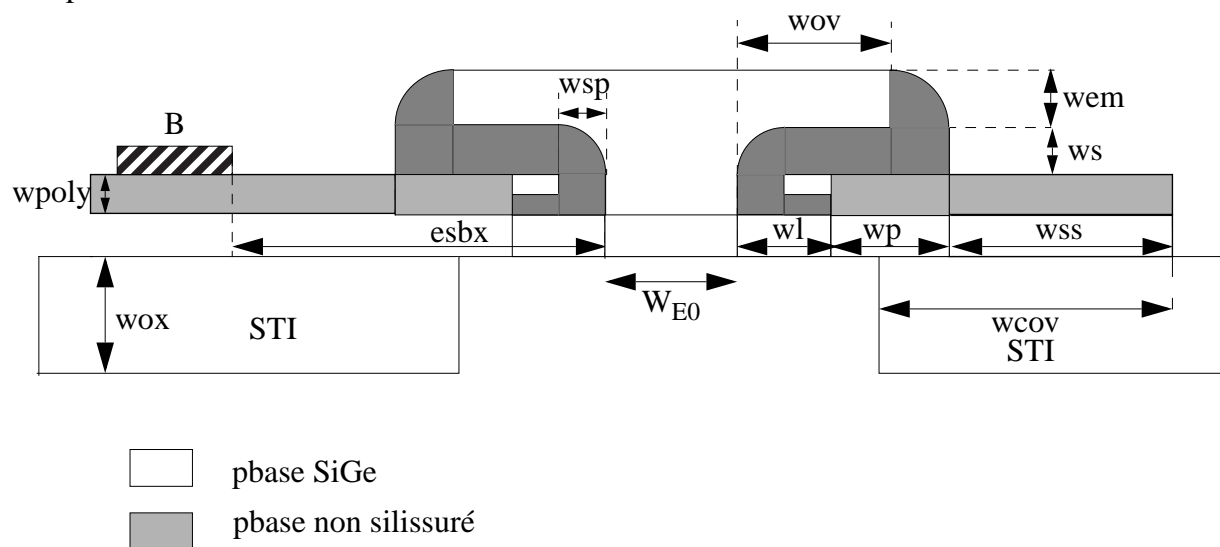


Fig. C.1 : Coupe verticale d'un transistor NPN pour définition des données technologiques nécessaires à la construction du modèle paramétré.

Paramètre modèle impliqué	Notation	Définition
	W_{Ed}	largeur d'émetteur dessinée
	L_{Ed}	longueur d'émetteur dessinée
	nbe	nombre de doigts d'émetteur
	nbb	nombre de doigts de base

Tableau C.1: Tableau des données technologiques nécessaires pour le calcul des paramètres du modèle HICUM.

Paramètre modèle impliqué	Notation	Définition
	nbc	nombre de doigts de collecteur
	elpb	largeur de la jonction base-collecteur
	bpb	longueur de la jonction base-collecteur
R_{CX}	lbl	longueur de la couche enterrée
	wsk	largeur puit collecteur
	lsk	longueur puit collecteur
	wblx	distance entre émetteurs et puits collecteurs
	wbli	distance entre deux émetteurs
RE	wcon	largeur contact émetteur
	scon	espace entre deux contacts
	dpole	distance entre polyémetteur et fenêtre émetteur
	dcon	distance entre polyémetteur et contact
R_{BX}	wss	polybase silissuré/SiGe
	wp	polybase non silissuré
	wl	SiGe sous le spacer
	esbx	distance entre le contact base et la fenêtre émetteur
C_{EOX}	wov	largeur polyémetteur
	wsp	largeur spacer nitride
	wem	épaisseur polyémetteur
	ws	épaisseur oxyde
	wpoly	épaisseur polybase
C_{COX}	wox	épaisseur tranchée STI
	wcov	distance de couverture STI-polybase

Tableau C.1: Tableau des données technologiques nécessaires pour le calcul des paramètres du modèle HICUM.

C.2 Evaluation du nombre de vias pour le calcul de la résistance d'émetteur

Le calcul du nombre de vias est référencé par rapport aux dimensions du polyémetteur (figure C.2) dans les différentes technologies étudiées. Tous les vias ont la même largeur w_{con} et sont espacés entre eux de s_{con} . La distance minimale à respecter entre un contact et la fenêtre du polyémetteur est de d_{con} . La longueur du polyémetteur peut alors s'exprimer en fonction du nombre de via en longueur n_{vial} :

$$L_{poly} = 2 \times d_{con} + w_{con} \times n_{vial} + (n_{vial} - 1) \times s_{con} \quad (C.1)$$

Le même calcul peut être fait pour la largeur du polyémetteur en fonction du nombre de vias en largeur n_{viaw} :

$$W_{poly} = 2 \times d_{con} + w_{con} \times n_{viaw} + (n_{viaw} - 1) \times s_{con} \quad (C.2)$$

n_{vial} et n_{viaw} sont données par les expressions (C.1) et (C.2) :

$$n_{vial} = \frac{L_{poly} - 2 \times d_{con} + s_{con}}{w_{con} + s_{con}} \quad (C.3)$$

$$n_{viaw} = \frac{W_{poly} - 2 \times d_{con} + s_{con}}{w_{con} + s_{con}} \quad (C.4)$$

Le nombre total de vias du dispositif vaut alors :

$$n_{via} = n_{viaw} \times n_{vial} \quad (C.5)$$

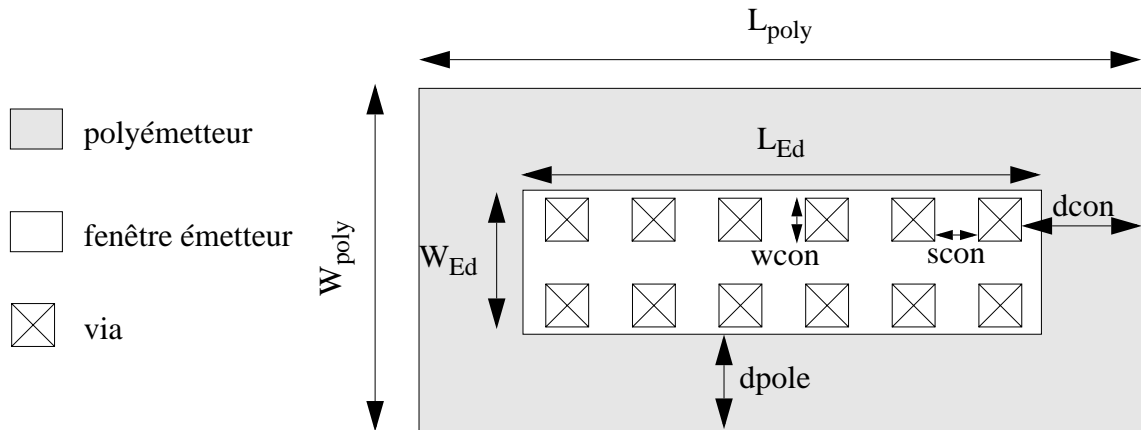


Fig. C.2 :Représentation des dimensions permettant le calcul du nombre de via.

C.3 Résistance de base

Afin de calculer la résistance de base externe, il est nécessaire d'introduire la résistance par carré r_{LS} qui est en série avec la résistance de base pincée R_{SBX} et la résistance du polybase silissurée R_{SPO} (cf. figure 4.4 et figure 4.5).

Cette résistance r_{LS} est calculée comme suit. La résistance R_{LS} est dans un premier temps définie :

$$R_{LS} = \frac{r_{LS} \cdot w_{ls}}{L_{E0}} \tag{C.6}$$

Or d'après le schéma équivalent de la figure C.3, R_{LS} est la somme des composantes situées sous les spacers et s'exprime selon (C.7).

$$R_{LS} = R_1 + R_2 = \frac{R_{SBX} \cdot wl}{L_{E0}} + \frac{R_{SPO} \cdot wp}{L_{E0}} \tag{C.7}$$

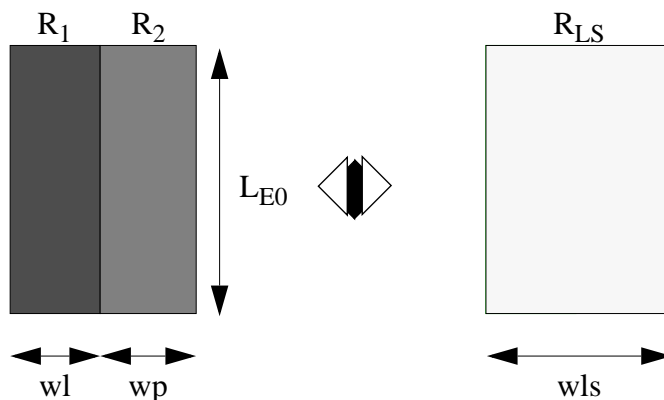


Fig. C.3 :Détermination de la résistance équivalente sous les spacers.

D'après les expressions précédentes, la résistance par carré r_{LS} vaut alors :

$$r_{LS} = \frac{R_{SBX} \cdot wl + R_{SPO} \cdot wp}{L_{E0}} \tag{C.8}$$

C.4 Paramètres unitaires

1 Densité de courant de transfert

N°	Nom	Signification	Unité	Valeur par défaut
1	C_{10u}	Constante unitaire pour la GICCR	$C.A.m^{-4}$	0
2	Q_{P0u}	Charge unitaire des trous à polarisation nulle	$C.m^{-2}$	0
3	γ_C	Ratio entre composante périmétrique et surfacique de I_C	m	0
4	J_{CH}	Courant spécifique pour les effets fortes injections	$A.m^{-2}$	1000
5	h_{JEI}	Facteur de pondération de la charge de déplétion base-émetteur		1
6	h_{JCI}	Facteur de pondération de la charge de déplétion base-émetteur		1
7	h_{FE}	Facteur de pondération de la charge de déplétion base-émetteur		1
8	h_{FC}	Facteur de pondération de la charge de déplétion base-émetteur		1

2 Densité de courant base émetteur

N°	Nom	Signification	Unité	Valeur par défaut
9	J_{BEIS}	Densité de saturation interne	$A.m^{-2}$	0
10	M_{BEI}	Facteur de non idéalité		1
11	J_{REIS}	Densité de recombinaison interne	$A.m^{-2}$	0
12	M_{REI}	Facteur de non idéalité de recombinaison		2
13	M_{BEP}	Facteur de non idéalité externe		1

N°	Nom	Signification	Unité	Valeur par défaut
14	M_{REP}	facteur de non idéalité de recombinaison		2
15	γ_B	Ratio courant périmétrique sur courant surfacique	m	0

3 Densité de courant base-collecteur

	Nom	Signification	Unité	Valeur par défaut
16	J_{BCIS}	Densité de courant de saturation interne	$A.m^{-2}$	0
17	M_{BCI}	Facteur de non idéalité interne		1
18	J_{BCXS}	Densité de courant de saturation externe	$A.m^{-2}$	0
19	M_{BCX}	Facteur de non idéalité externe		1

4 Densité de courant tunnel

N°	Nom	Signification	Unité	Valeur par défaut
20	J_{BTES}	Densité de courant tunnel	$A.m^{-2}$	0
21	A_{BET}	Facteur exponentiel		40

5 Densité de courant d'avalanche

N°	Nom	Signification	Unité	Valeur par défaut
22	F_{AVL}	Facteur d'avalanche		0
23	Q_{AVLu}	Charge unitaire d'avalanche	$C.m^{-2}$	0

6 Résistances séries

N°	Nom	Signification	Unité	Valeur par défaut
24	R _{SBI0}	Résistance carré de base interne à polarisation nulle	Ωm^2	0
25	R _{SBX}	Résistance carré de base externe	Ωm^2	0
26	R _{SPO}	Résistance par carré du polybase	Ω	
27	R _{SSI}	Résistance par carré du poly silisuré	Ω	
28	F _{GEO}	Facteur de dépendance géométrique pour la défocalisation en courant		0,6557
29	F _{DQR0}	Facteur de correction de Q _{P0} pour la modulation de la conductivité		0
30	F _{CRBI}	Facteur de pondération pour la capacité totale interne		0
31	F _{QI}	Rapport charge interne sur charge totale des porteurs minoritaires		1
32	R _{KE}	Résistance spécifique d'émetteur	Ωm^2	0
33	R _{VIA}	Résistance unitaire de contact émetteur	Ω	0
34	R _{KC}	Résistance carré du sinker	Ωm^2	0
35	R _{SBL}	Résistance carré de la couche enterrée	Ωm^2	0

7 Capacités de jonction

7.1 Base-émetteur

N°	Nom	Signification	Unité	Valeur par défaut
36	C _{JEA}	Composante surfacique	F.m ⁻²	0
37	V _{DEI}	Potentiel de jonction interne	V	0,9

N°	Nom	Signification	Unité	Valeur par défaut
38	Z_{EI}	Exposant de jonction interne		0,5
39	A_{LJEI}	Facteur d'ajustement de la valeur maximale de C_{BE} interne		2,5
40	C_{JEP}	Composante périmétrique	$F.m^{-2}$	0
41	V_{DEP}	Potentiel de jonction externe	V	0,9
42	Z_{EP}	Exposant de jonction externe		0,5
43	A_{LJEP}	Facteur d'ajustement de la valeur maximale de C_{BE} interne		2,5

7.2 ase-collecteur

N°	Nom	Signification	Unité	Valeur par défaut
44	C_{JCA}	Composante surfacique	$F.m^{-2}$	0
45	V_{DCI}	Potentiel de jonction interne	V	0,7
46	Z_{CI}	Exposant de jonction interne		0,4
47	V_{PTCI}	Tension de punch-trough interne	V	100
48	C_{JCP}	Composante périmétrique	$F.m^{-2}$	0
49	V_{DCX}	Potentiel de jonction externe	V	0,7
50	Z_{CX}	Exposant de jonction externe		0,4
51	V_{PTCX}	Tension de punch-trough externe	V	100

7.3 Collecteur-substrat

N°	Nom	Signification	Unité	Valeur par défaut
52	C_{JSA}	Composante surfacique	$F.m^{-2}$	0

N°	Nom	Signification	Unité	Valeur par défaut
53	V_{DS}	Potentiel de jonction interne	V	0,6
54	Z_{CS}	Exposant de jonction interne		0,5
55	V_{PTS}	Tension de punch-trough interne	V	100
56	C_{JCP}	Composante périmétrique	F.m ⁻²	0

8 Capacité de diffusion base-émetteur

N°	Nom	Signification	Unité	Valeur par défaut
57	τ_{OI}	Composante interne du temps du transit à bas courant	s	0
58	τ_{OP}	Composante externe du temps de transit à bas courant	s	0
59	$\Delta\tau_{OH}$	Constante de temps à faible injection pour la modulation de la zone de charge base-collecteur	s	0
60	τ_{BVL}	Constante de temps modélisant la modulation de la vitesse des porteurs à faible $V_{C'E}$	s	0
61	R_{KCI0}	Résistance collecteur interne par carré	$\Omega.m^2$	0
62	V_{LIM}	Potentiel de jonction externe	V	0,5
63	V_{PT}	Tension de punch-trough	V	0,4
64	V_{CES}	Tension de saturation interne	V	0,1
65	τ_{EF0}	Temps de transit dans l'émetteur neutre	s	0
66	$g_{\tau E}$	Facteur exponentiel pour la dépendance en courant du temps de transit dans l'émetteur		1
67	τ_{HCS}	Temps de saturation à fortes injections	s	0
68	A_{LHC}	Coefficient de lissage		0,1

9 Défocalisation du courant collecteur à fortes injections

N°	Nom	Signification	Unité	Valeur par défaut
69	DELC	$w_C \cdot \tan(\delta_C)$	m	0

10 Transistor substrat

N°	Nom	Signification	Unité	Valeur par défaut
70	J_{TSS}	Densité de saturation	$A.m^{-2}$	0
71	M_{SF}	Coefficient de non idéalité en direct		1
72	M_{SR}	Coefficient de non idéalité en inverse		1
73	J_{SCS}	Densité de saturation de la diode CS	$A.m^{-2}$	0
74	M_{SC}	Coefficient de non idéalité de la diode CS		1
75	T_{SF}	Temps de transit	s	0
76	R_{SU}	Résistance substrat	$\Omega.m^2$	0
77	C_{SU}	Capacité substrat	$F.m^{-2}$	0

C.5 Dépendence en température

N°	Nom	Signification	Unité	Valeur par défaut
78	V_{GB}	Tension de bandgap à 0K	V	1,17
79	A_{LB}	Coefficient en température du gain en courant	K^{-1}	5.10^{-3}
80	A_{LT0}	Coefficient en température de τ_0 du premier ordre	K^{-1}	0

N°	Nom	Signification	Unité	Valeur par défaut
81	K_{T0}	Coefficient en température de τ_0 du second ordre	K^{-2}	0
82	ZETACI	Coefficient en température de R_{CI0}		0
83	ALVS	Coefficient en température de la vitesse des porteurs	K^{-1}	0
84	ALCES	Coefficient en température de V_{CES}	K^{-1}	0
85	ZETARBI	Coefficient en température de R_{BI0}		0
86	ZETARBX	Coefficient en température de R_{BX}		0
87	ZETARCX	Coefficient en température de R_{CX}		0
88	ZETARE	Coefficient en température de R_E		0
89	ALFAV	Coefficient en température de F_{AVL}	K^{-1}	0
90	ALQAV	Coefficient en température de Q_{AVL}	K^{-1}	0

ANNEXE D :Caractérisation électrique

D.1 Conditions de mesure en régime statique

1 Caractéristiques de Gummel

Ces caractéristiques permettent d'extraire les paramètres des courants collecteur et base en régime statique ainsi que la résistance émetteur.

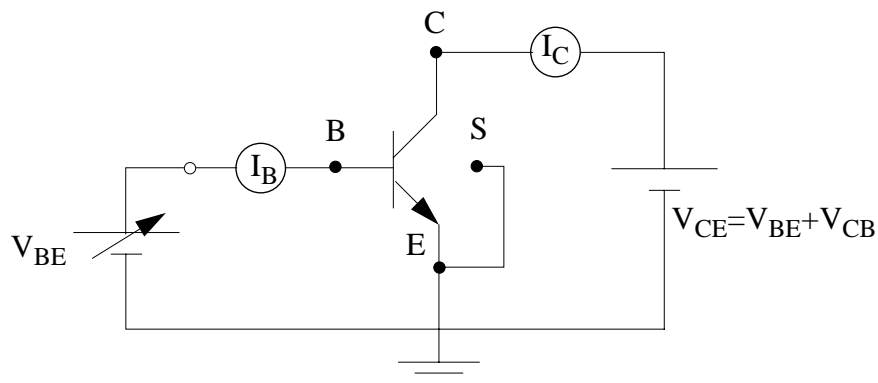


Fig. D.1 : Conditions de mesures des caractéristiques de Gummel.

Les courants base et collecteur sont mesurés à V_{CB} constante pour une tension V_{BE} variant entre 0,4V et 1,1V de sorte à couvrir les zones de recombinaisons pour I_B et celles à fortes injections. La tension V_{CB} varie de -0,5V à une tension maximale V_{CBmax} inférieure à la tension de claquage BV_{CE0} .

2 Tension de claquage, effet Early direct

Les paramètres du courant d'avalanche, la tension de claquage et l'effet Early direct sont extraits à partir des mesures statiques réalisées à V_{BE} constant et V_{CB} variant de 0V à la tension V_{CBmax} . V_{BE} est choisi de telle sorte que le transistor fonctionne en régime de faibles injections (avant le pic du f_T).

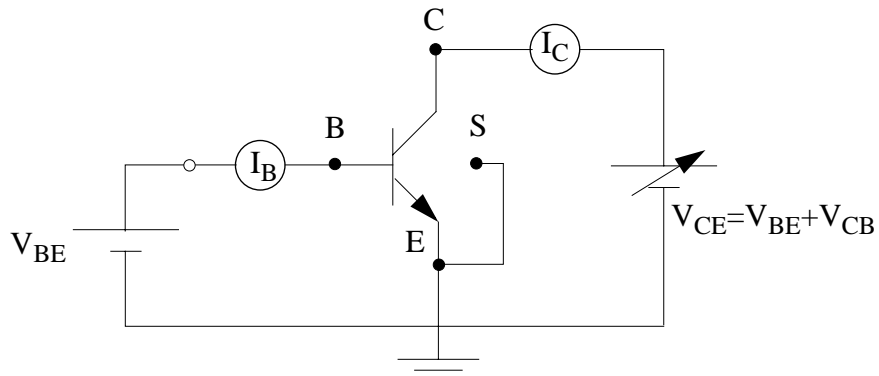


Fig. D.2 : Conditions de mesure permettant de déterminer la tension de claquage et l'effet Early direct.

3 Caractéristiques de sorties

Les caractéristiques de sorties sont composées des courbes $I_C(V_{CE})$ et $V_{BE}(V_{CE})$ à I_B constant. Elles permettent d'optimiser la résistance collecteur externe et les courants de base en inverse ainsi que le courant de saturation I_{TSS} . V_{CE} varie de $-0,1V$ jusqu'au $B_{V_{CE0}}$. Le courant base varie de $I_{Bmax}/500$ à I_{Bmax} correspondant à une chute de 50% du maximum du gain en courant.

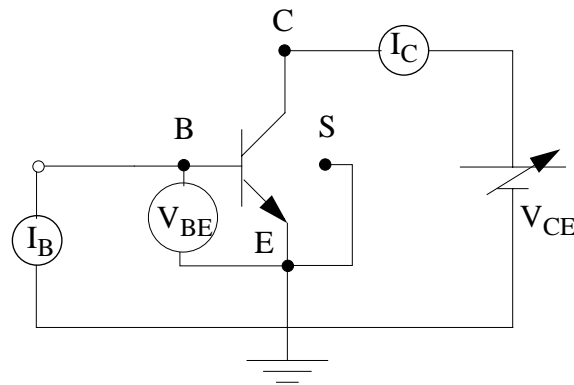


Fig. D.3 : Conditions de mesure pour les caractéristiques de sortie.

D.2 Conditions de mesure en régime dynamique

1 Principe de mesures hyperfréquences

Les mesures dynamiques permettent l'accès aux données représentant le temps de transit. Ces mêmes mesures dynamiques peuvent servir à déterminer les capacités, les résistances séries, l'excès de phase où le caractère distribué des éléments. Le transistor peut être assimilé à un quadripôle représenté sur la figure D.4.

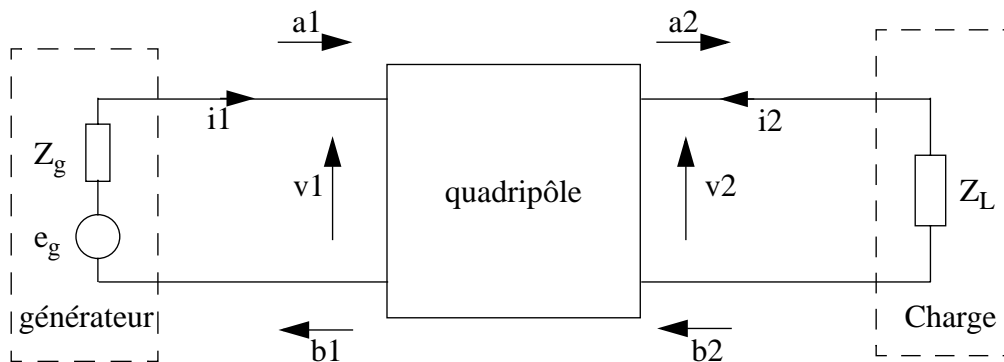


Fig. D.4 :Schéma électrique d'un quadripôle en petits signaux.

Les matrices suivantes permettent de décrire le fonctionnement du quadripôle.

Matrice de dispersion S

$$\begin{bmatrix} b1 \\ b2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} a1 \\ a2 \end{bmatrix}$$

Matrice hybride H

$$\begin{bmatrix} v1 \\ i2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} h_{11} & h_{12} \\ h_{21} & h_{22} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} i1 \\ v2 \end{bmatrix}$$

Matrice impédance Z

$$\begin{bmatrix} v1 \\ v2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Z_{11} & Z_{12} \\ Z_{21} & Z_{22} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} i1 \\ i2 \end{bmatrix}$$

Matrice admittance Y

$$\begin{bmatrix} i1 \\ i2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Y_{11} & Y_{12} \\ Y_{21} & Y_{22} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} v1 \\ v2 \end{bmatrix}$$

Des transformations permettent de passer d'une représentation à l'autre, les rendant équivalentes entre elles.

Les mesures hyperfréquences sont effectuées par un analyseur vectoriel de réseaux HP-8510 évaluant les 4 paramètres S. Ces paramètres S comprennent ceux du transistor plus ceux dus à la chaîne de mesure et aux connexions qu'il convient d'éliminer.

Pour s'affranchir de ces éléments parasites, 2 étapes sont réalisées successivement comme l'indique la figure D.5.

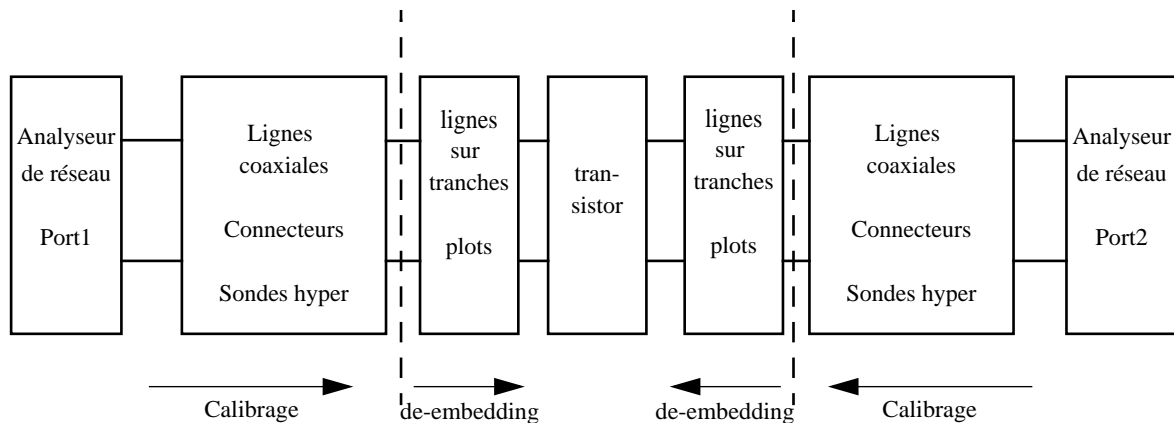


Fig. D.5 :Différenciation des étapes de calibration et de “de-embedding”.

- **Le calibration**

Le calibration ou étalonnage permet d'éliminer les éléments parasites dus à la chaîne de mesure (appareillage, câbles, pointes hyperfréquences...). La méthode employée pour effectuer cette opération utilise un court circuit (Short), un circuit ouvert (Open), une charge (Load) et une ligne de transmission (Thru), l'ensemble étant situé sur un substrat de calibration (céramique) livré par le fournisseur des pointes hyperfréquences.

- **La correction (“de-embedding”)**

Cette correction permet d'éliminer les parasites dus aux connexions (entre les pointes et le transistor). Un circuit Ouvert (Open) est alors mesuré et permet d'évaluer les éléments de connexions. La figure D.6 représente le motif sur tranche permettant de réaliser les mesures. Les plots COM (Emetteur) et SUB (Substrat) sont reliés au plan de masse (mode Emetteur COMmun) ainsi qu'au silicium. Le plot IN (Base) est relié au port1 et le plot OUT (Collecteur) au plot 2. L'agrandissement droit présente le dispositif connecté dans le motif, l'agrandissement gauche représente le même motif sans le dispositif (circuit Open). Le “de-embedding” va donc permettre d'éliminer l'influence des éléments reliant les plots au dispositif en mesurant les parasites de transmission (effet antenne), de réflexion et capacitif (plot IN/OUT sur Substrat).

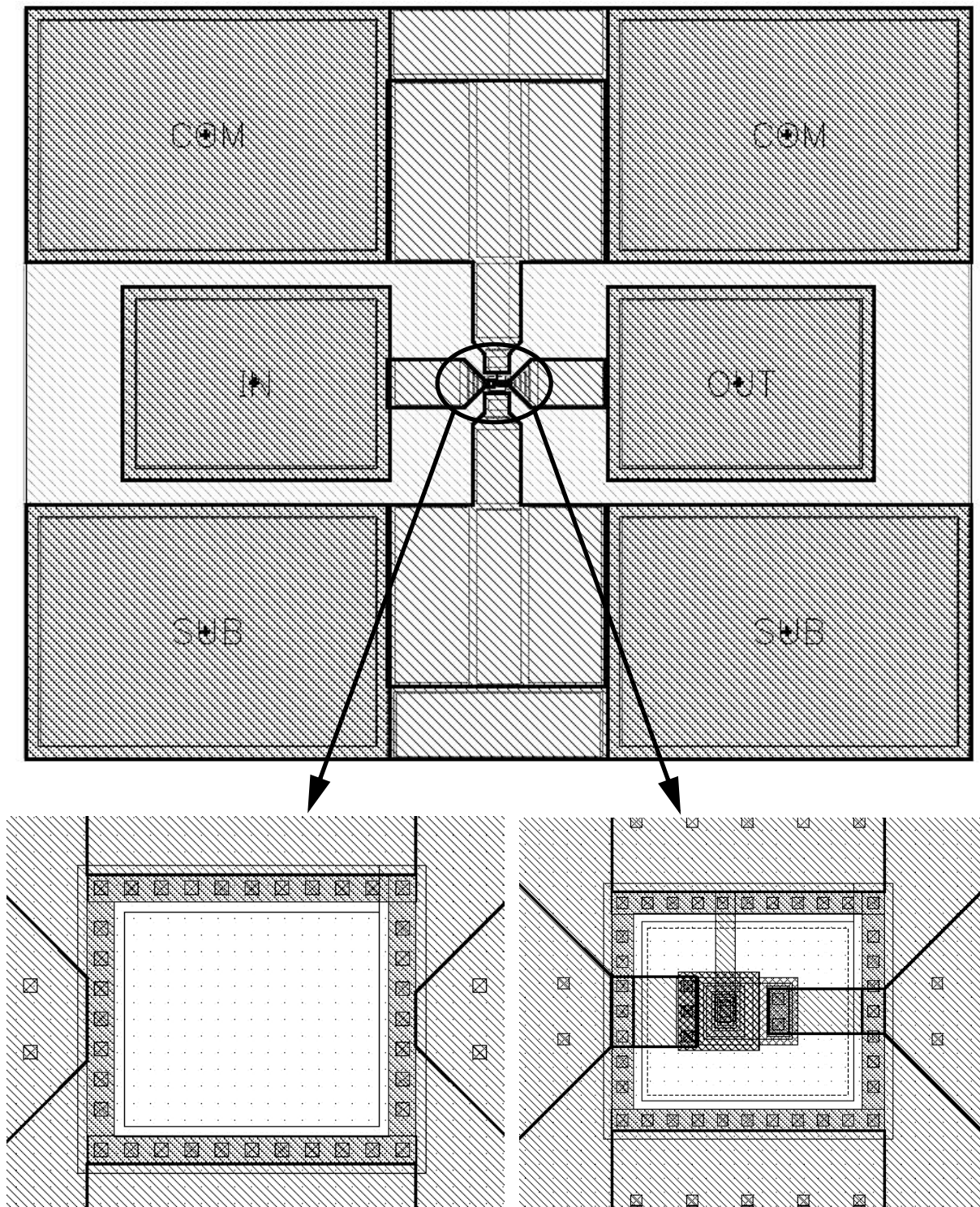


Fig. D.6 : Structures en circuit ouvert et dispositif pour les mesures hyperfréquences.

L'étape de "de-embedding" est donc une méthode de correction pour laquelle il est nécessaire de choisir un modèle d'erreur et la procédure appropriée permettant l'extraction des paramètres. Il a été démontré [1] que les éléments parasites prédominant dus à la structure sont

en parallèle avec le transistor. Le schéma équivalent de la figure D.7 illustre le modèle d'erreur utilisé. Les admittances Y_{P_be} , Y_{P_bc} et la transconductance Y_{P_ce} représentent les éléments parasites mesurés avec le circuit "open". Travailler dans le domaine des paramètres Y possède l'avantage de réduire les efforts de correction à une simple soustraction de matrices.

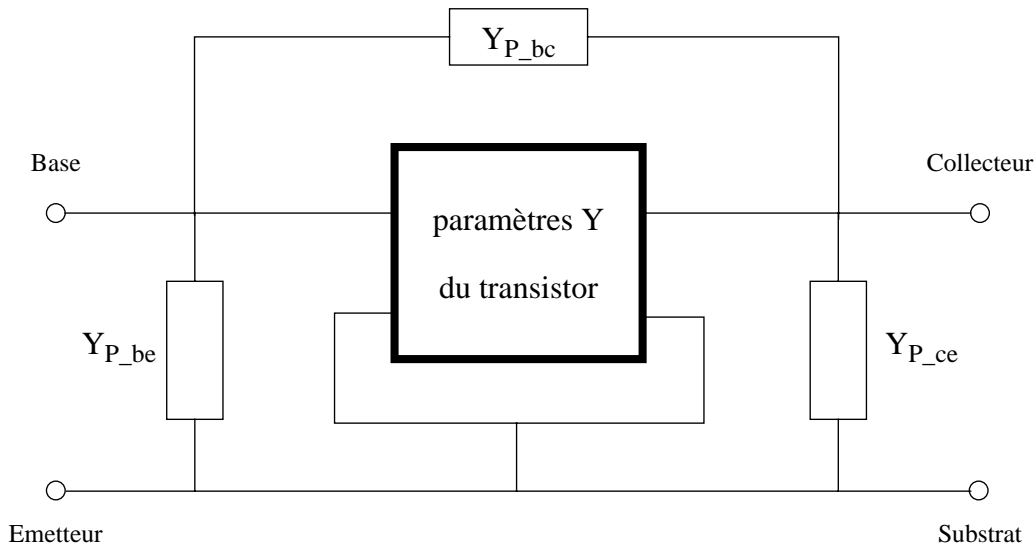


Fig. D.7 :Schéma équivalent de la structure en circuit ouvert.

Ainsi la matrice du circuit "open" est définie selon :

$$\begin{bmatrix} Y_{open} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Y_{P_be} + Y_{P_bc} & -Y_{P_bc} \\ -Y_{P_bc} & Y_{P_ce} + Y_{P_bc} \end{bmatrix} \tag{D.1}$$

Celle du transistor est donnée par :

$$\begin{bmatrix} Y_{device} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} y_{D11} & y_{D12} \\ y_{D21} & y_{D22} \end{bmatrix} \tag{D.2}$$

D'après le schéma équivalent de la figure D.7, la matrice du dispositif sous test Y_{DUT} vaut alors:

$$\begin{bmatrix} Y_{DUT} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Y_{open} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} Y_{device} \end{bmatrix} \tag{D.3}$$

La procédure d'obtention des paramètres Y du transistor commence donc par la mesure de la matrice admittance du circuit "open" suivie de celle du DUT. La matrice Y_{device} est obtenue à partir de (D.3) :

$$\begin{bmatrix} Y_{device} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Y_{DUT} \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} Y_{open} \end{bmatrix} \tag{D.4}$$

2 Capacités de déplétion BE et BC

Les capacités de déplétion BE et BC sont déterminées à partir des paramètres S selon les conditions de mesures illustrées sur la figure D.8. Les paramètres S sont mesurés entre les deux ports 1 et 2 pour des tensions V_B variant de 0,5 à -1 V et des fréquences comprises dans l'intervalle [400MHz-100GHz]. La tension du collecteur est nulle.

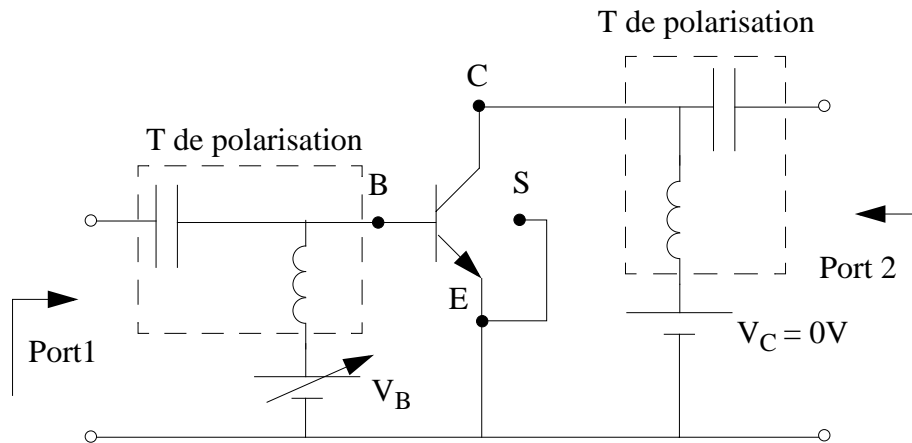


Fig. D.8 : Conditions de mesure pour la détermination des capacités de déplétion BE et BC.

3 Capacités de déplétion BC et CS

La capacité BC peut être aussi déterminée via le protocole de mesure illustré sur la figure D.9. Celui ci permet également d'accéder à la capacité CS. La fréquence varie de 400MHz à 100GHz pour une tension V_C variant entre 0V et la tension de claquage $B_{V_{CE0}}$.

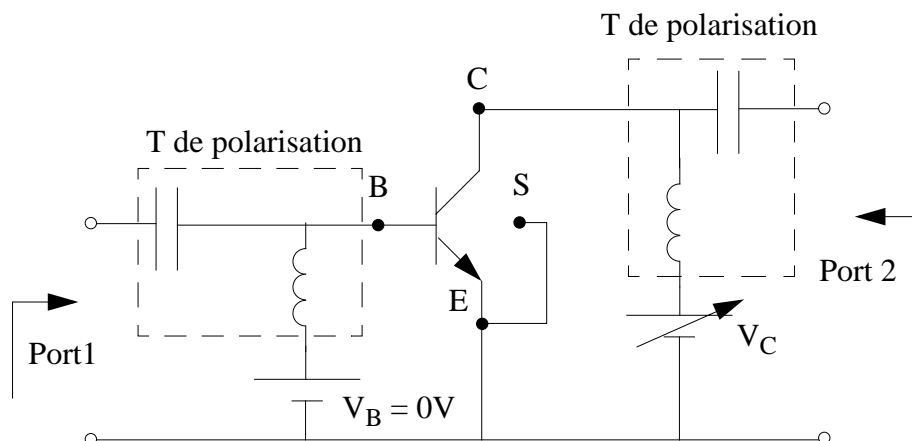


Fig. D.9 : Conditions de mesure afin de déterminer les capacités de déplétion BC et CS.

4 Paramètres S en régime normal de fonctionnement

Les paramètres S sont mesurés sur une plage de fréquences comprises entre 400 MHz et 100GHz lorsque le transistor fonctionne en régime direct. V_{BE} est compris entre 0,6V et 1,1V et V_{BC} varie entre $-V_{BCmax} (< -BV_{CE0})$ et 0,5V. Ces mesures permettent l'extraction des paramètres du temps de transit, de la résistance de base ainsi que les effets Non Quasi Statique.

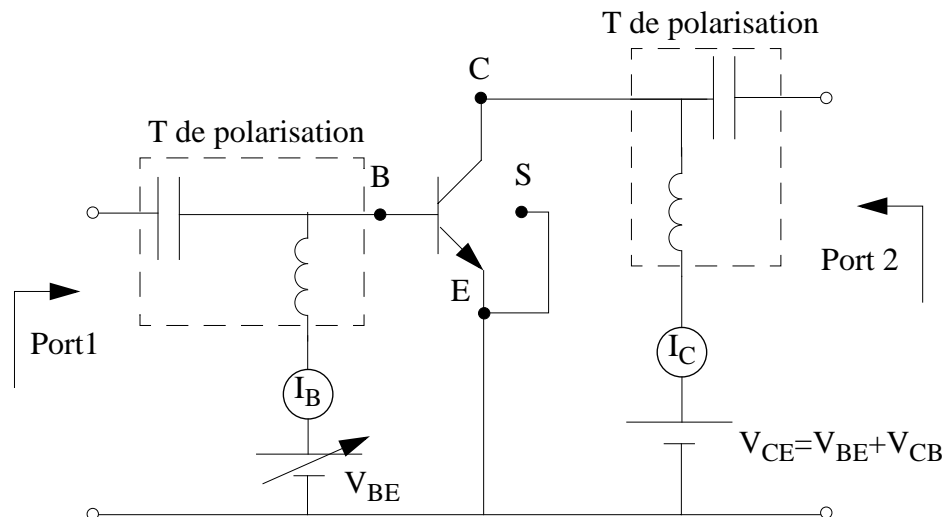


Fig. D.10 : Protocole de mesure des paramètres S .

D.3 Structures de test spécifiques [2]

Ces structures de test sont développées afin de déterminer des composantes propres à la technologie telles que les résistances par carré.

1 Résistance collecteur

Le calcul de la résistance collecteur nécessite la connaissance de la résistance par unité de surface du puit collecteur R_{KC} et celle par carré de la couche enterrée R_{SBL} . La structure de test représentée de façon schématisée sur la figure D.11 est utilisée afin d'extraire les deux composantes de R_{CX} .

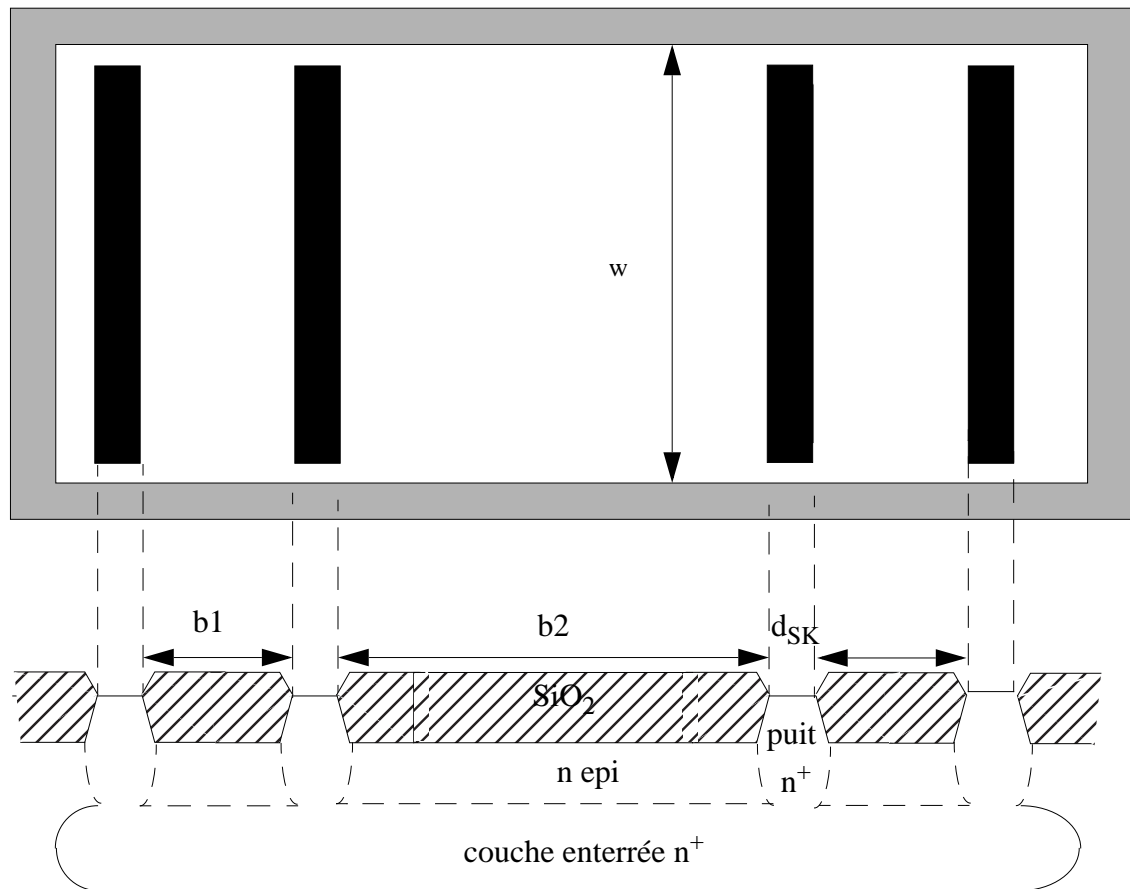


Fig. D.11 : Vue de dessus et coupe verticale de la structure de test à quatre noeuds permettant la détermination des composantes de R_{CX} .

Deux structures de test ayant des largeurs w_1 et w_2 différentes sont utilisées. L'emploi de ces deux structures permet d'éliminer la composante latérale du courant en travaillant sur la différence de largeur $\Delta w = w_1 - w_2$.

1.1 Résistance par carré de la couche enterrée.

La figure D.12 présente les conditions de mesure appliquées à la structure de test afin d'extraire la résistance par carré de la couche enterrée.

Un courant I_{AD} est imposé entre les noeuds A et D. La tension V_{BC} est ensuite mesurée. Sous ces conditions, le courant ne se propage que dans la couche enterrée et non dans les puits sinker.

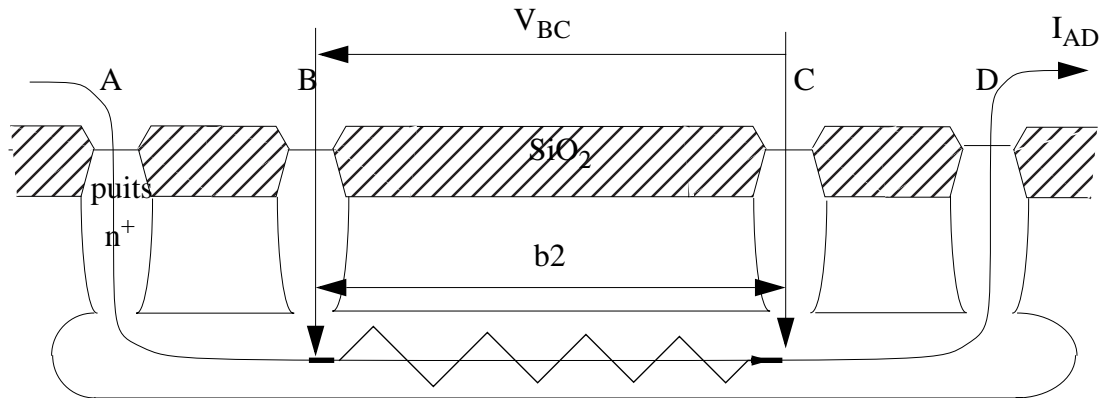


Fig. D.12 :Conditions de mesure de la résistance de la couche enterrée.

Les équations permettant d’obtenir les résistances de couche enterrée R_{BL1} et R_{BL2} des deux structures sont formulées et la résistance par carrée R_{SBL} obtenue.

$$\left. \begin{aligned} R_{BL1} &= \frac{V_{BC}}{I_{AD}} = R_{SBL} \cdot \frac{b_2}{w_1} \\ R_{BL2} &= \frac{V_{BC}}{I_{AD}} = R_{SBL} \cdot \frac{b_1}{w_1} \end{aligned} \right\} \Rightarrow R_{SBL} = (|R_{BL1}| - |R_{BL2}|) \cdot \frac{1}{\frac{b_2}{w_1} - \frac{b_1}{w_1}} \quad (D.5)$$

1.2 Résistance par carré du puit collecteur

La figure D.13 représente les conditions de mesure appliquée à la structure pour l’obtention de la résistance par carré du puit collecteur.

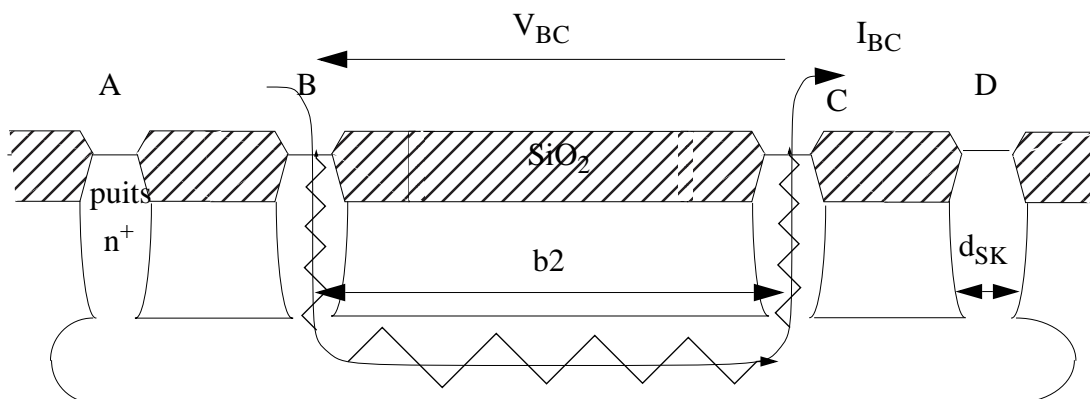


Fig. D.13 :Conditions de mesure de la résistance du puit sinker.

Un courant I_{BC} est imposé entre les noeuds B et C. La différence de potentiel entre ces bornes

est mesurée. La résistance par carré du puit collecteur R_{KC} est alors extraite :

$$\left. \begin{aligned} R_{BC1} &= \frac{V_{BC}}{I_{BC}} = R_{SBL} \cdot \frac{b_2}{w_1} + 2 \cdot \frac{R_{KC}}{w_1} \\ R_{BC2} &= \frac{V_{BC}}{I_{BC}} = R_{SBL} \cdot \frac{b_2}{w_1} + 2 \cdot \frac{R_{KC}}{w_2} \end{aligned} \right\} \Rightarrow \quad (D.6)$$

$$R_{KC} = \frac{|R_{BC1}| - |R_{BC2}| - R_{SBL} \cdot \left(\frac{L_{BC}}{w_1} - \frac{L_{BC}}{w_2} \right)}{2 \cdot \left(\frac{1}{w_1} - \frac{1}{w_2} \right)} \quad (D.7)$$

2 Résistance de base pincée

La structure de test suivante (cf. figure D.14) permet d'extraire la composante par carré de la résistance interne base R_{SBI0} . Cette structure est un transistor double base avec un émetteur entourant

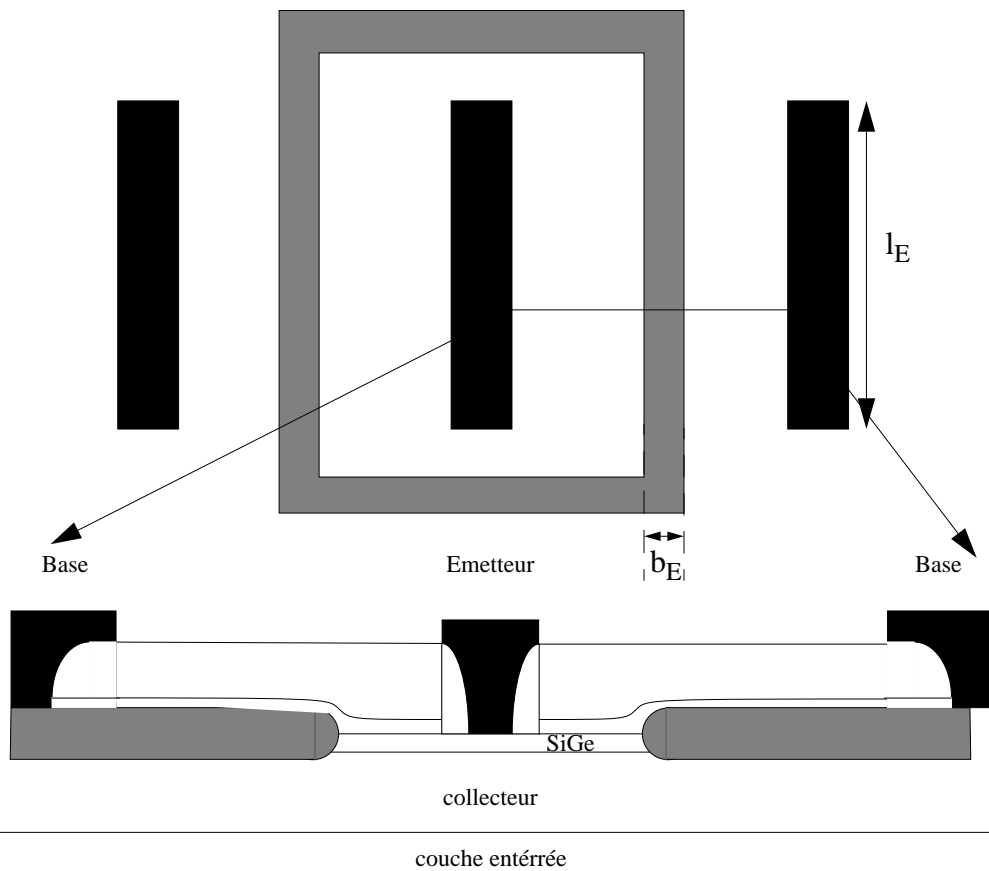


Fig. D.14 : Vue de dessus et vue en coupe d'une structure de test permettant l'extraction de la résistance de base pincée R_{SBI0} .

Deux structures de test ayant des longueurs l_E distinctes sont utilisées afin de travailler sur la longueur résultante $\Delta l_E = l_{E1} - l_{E2}$. Ceci permet de s'affranchir des courants latéraux. La structure est mesurée selon les conditions suivantes :

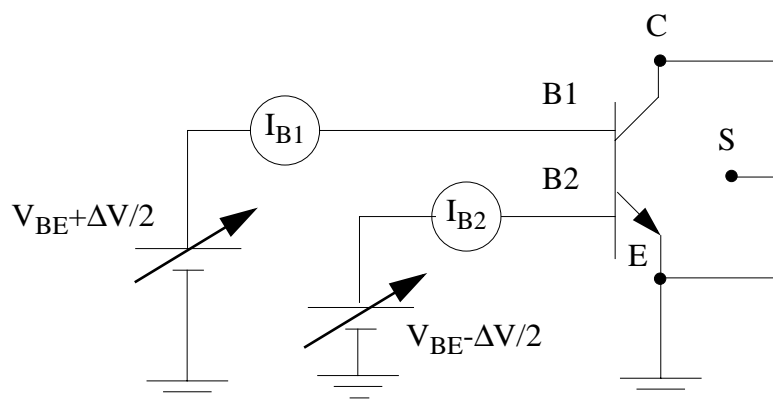


Fig. D.15 : Conditions de mesure de la résistance pincée R_{SBI0} .

La tension V_{BE} varie de $-0,5V$ à $0,5V$. ΔV est fixé à $20mV$. Sous ces conditions le courant I_{BE} est négligeable et I_{B1} vaut approximativement $-I_{B2}$. Le courant base effectif $I_B = \frac{I_{B1} - I_{B2}}{2}$ est considéré.

Les deux structures de longueurs l_{E1} et l_{E2} sont polarisées à l'identique. La résistance équivalente à une structure de longueur $\Delta l = l_{E1} - l_{E2}$ est ainsi extraite :

$$R = \frac{\Delta V}{I_{B1l_{E2}} - I_{B1l_{E1}}} = \frac{2\Delta V}{(I_{B1l_{E2}} - I_{B2l_{E2}}) \cdot (I_{B1l_{E1}} - I_{B1l_{E1}})} \quad (D.8)$$

La résistance R est la somme d'une résistance externe R_{BXs} et d'une résistance interne dépendant de R_{SBI} .

$$R = R_{BXs} + \frac{R_{SBI}}{2} \cdot \frac{b_E}{l_{E2} - l_{E1}} \quad (D.9)$$

R_{SBI} est donc obtenue comme étant l'intersection de la courbe $R\left(\frac{b_E}{l_{E2} - l_{E1}}\right)$ pour chaque V_{BE} .

La variation de R_{SBI} avec la polarisation est ainsi déterminée. R_{SBI0} correspond donc à la valeur de R_{SBI} pour $V_{BE}=0V$.

D.4 Références

- [1] P.J Van Wijnen, "On the Characterization and Optimization of High-Speed Silicon Bipolar Transistors", Philips research laboratories Eindhoven, Netherlands, 1991.
- [2] M. Schröter, "Test Structures for Bipolar Transistor Compact Modeling and Parameter Extraction", University of Technology Dresden, Germany, June 2000.

LISTE DES FIGURES

CHAPITRE :Introduction générale

Tableau 01	Historique des paramètres typiques des transistors bipolaires.	10
------------	---	----

CHAPITRE I :Introduction à la modélisation

Figure 1.1 :	Circuit équivalent du modèle SPICE Gummel-Poon.	19
Figure 1.2 :	Circuit équivalent du modèle VBIC.	21
Figure 1.3 :	Circuit équivalent du modèle MEXTRAM.	23
Figure 1.4 :	Circuit équivalent du modèle HICUM d'un transistor NPN.	25
Tableau I1	Comparaison du niveau de modélisation des effets physiques nécessaires pour la description des transistors à haut débit dans les différents modèles compacts.	26

CHAPITRE II :Origine physique du modèle HICUM

Figure 2.1 :	Coupe verticale simplifiée d'un transistor NPN.	30
Figure 2.2 :	Profil du dopage de Germanium dans la base.	31
Figure 2.3 :	Profil d'impureté d'un transistor bipolaire à la verticale de la fenêtre émetteur.	32

Figure 2.4 : Visualisation des différentes charges dans le dispositif.	33
Figure 2.5 : Concentration en trous dans l'émetteur neutre	43
Figure 2.6 : Mécanismes de captures et d'émissions de porteurs dans la bande interdite.	44
Figure 2.7 : Définition des régimes d'injection sur les caractéristiques de $f_T(I_C)$ et $\tau_F(I_C)$ à $V_{BC}=0V$.	46
Figure 2.8 : Variation de la vitesse des porteurs avec le champ électrique.	48
Figure 2.9 : Profil des électrons dans la base neutre avec et sans l'hypothèse de saturation de la vitesse des porteurs v_C .	49
Figure 2.10 : Schématisation du champ électrique à fort V_C dans la jonction base-collecteur selon le niveau d'injection.	52
Figure 2.11 : Représentation du champ électrique dans la zone de charge d'espace base-collecteur.	56
Figure 2.12 : Interprétation graphique des effets non quasi statique sur le gain dynamique h_{21} .	58
Figure 2.13 : Représentation des résistances de base externe et interne.	59
Figure 2.14 : R_{SBI} normalisée par R_{SBI0} issue de simulation comparée aux deux approximations.	61
Figure 2.15 : Réseau diode-résistance pour la modélisation DC de la polarisation le long de la base interne et schéma équivalent associé.	62
Tableau III Récapitulatif des fonctions de défocalisation calculées pour deux types de configurations.	66
Figure 2.16 : Représentation géométrique 2D de la défocalisation du courant collecteur.	68
Figure 2.17 : Défocalisation du courant collecteur dans la zone d'injection.	70
Tableau III Paramètres permettant de calculer le coefficient en température z .	73
Figure 2.18 : Variation du coefficient en température des résistances en fonction du dopage.	74

CHAPITRE III :Description du modèle HICUM

Figure 3.1 : Circuit équivalent du modèle HICUM grand signal.	83
---	----

Figure 3.2 :	Représentation de la capacité base émetteur et de la tension v_j en fonction de V_{BE} .	86
Figure 3.3 :	Représentation de la capacité base collecteur et des tensions v_{jr} et v_{jm} en fonction de $V_{B'C'}$.	88
Figure 3.4 :	Partage de la capacité base-collecteur autour de R_{BX} à $V_{BC}=0V$.	88
Figure 3.5 :	Variation théorique du courant critique I_{CK} avec la tension $V_{C'E'}$.	91
Figure 3.6 :	Circuit équivalent du modèle petit signal.	94
Figure 3.7 :	Mise en évidence de l'auto-échauffement sur les caractéristiques de sortie mesurées d'un transistor de taille $0,3 \times 14,9 \text{ mm}^2$ ayant un pic de f_T égal à 150GHz.	103
Figure 3.8 :	Schéma équivalent modélisant l'auto-échauffement.	103
Figure 3.9 :	Implémentation de l'auto-échauffement dans les simulateurs électriques.	104

CHAPITRE IV :Modèle paramétré

Figure 4.1 :	Principe du modèle paramétré.	108
Figure 4.2 :	Définition de l'aire effective A_E .	109
Tableau IV1	Définition des résistances par carré et des dimensions nécessaires au calcul des éléments interne et externe de la résistance de base.	115
Figure 4.3 :	Définition des dimensions et résistances par carré qui composent la résistance de base.	116
Figure 4.4 :	Décomposition de la résistance de base externe pour une structure à un seul contact base.	117
Figure 4.5 :	Décomposition de la résistance de base pour une structure à double contacts base. L'axe de symétrie permet de simplifier le calcul en ne considérant que la résistance d'une moitié de la structure.	118
Figure 4.6 :	Définition des dimensions pour le calcul de la résistance collecteur.	120
Figure 4.7 :	Décomposition de la résistance collecteur externe pour une structure à un contact collecteur.	121

Figure 4.8 : Décomposition de la résistance collecteur externe pour une structure ayant un nombre pair d'émetteurs et deux contacts collecteur (a) et schéma équivalent (b).	122
Figure 4.9 : Décomposition de la résistance collecteur externe pour une structure ayant un nombre impair d'émetteurs et deux contacts collecteur (a) et schéma équivalent du réseau $p+1$.	123

CHAPITRE V :Stratégies d'extraction

Figure 5.1 : Stratégie d'extraction des paramètres HICUM.	131
Figure 5.2 : Modèle petit signal en mode bloqué utilisé pour la détermination des capacités de jonction.	132
Figure 5.3 : Détermination de la capacité BC à partir des paramètres Y.	133
Figure 5.4 : Extraction des paramètres des capacités de transistion et comparaison entre le modèle (lignes) et les mesures (points).	134
Figure 5.5 : Définition des composantes surfacique et périmétrique de la capacité C_{jBE} .	135
Figure 5.6 : Schéma équivalent simplifié (a) permettant l'évaluation du partage de la capacité BC le long de la résistance de base interne à partir de la partie imaginaire de Y_{12} (b).	136
Figure 5.7 : Schéma électrique simplifié pour l'extraction du courant d'avalanche.	137
Figure 5.8 : Caractéristique normalisée du courant base en fonction de V_{CB} , à faible V_{BE} . Sa décroissance est due à l'augmentation de I_{AVL} .	137
Figure 5.9 : Extraction des paramètres du courant d'avalanche.	138
Figure 5.10 : Extraction des paramètres à faible injection du courant de transfert à $V_{BC}=0V$ (a) et vérification sur le courant collecteur normalisé (b).	140
Figure 5.11 : Extraction du paramètre h_{JCI} .	141
Figure 5.12 : Extraction des paramètres et visualisation du courant de base normalisé par .	142
Figure 5.13 : Comparaison théorie/mesures sur un gain en courant à $V_{BC}=0V$.	143
Figure 5.14 : Schéma équivalent à faibles courants permettant de déterminer les courants base-collecteur et substrat.	144
Figure 5.15 : Visualisation des courants I_C et I_B après l'extraction de I_{TS} et I_{BC} pour	

$V_{BC}=0,5V.$	145
Figure 5.16 : Schéma électrique simplifié permettant l'extraction de R_E .	145
Figure 5.17 : Extraction directe de R_E sur des données mesurées.	147
Tableau V1 Comparaison entre les valeurs R_E de références et celles extraites puis optimisées.	148
Figure 5.18 : Optimisation de la résistance collecteur dans la zone de forte saturation.	148
Figure 5.19 : Schéma simplifié pour les petits signaux.	149
Figure 5.20 : Représentation théorique du comportement du paramètre h_{11*} .	150
Figure 5.21 : Extraction de R_B à partir des paramètres Y pour une polarisation donnée.	151
Figure 5.22 : Optimisation de paramètres de R_B .	151
Figure 5.23 : Définition de la fréquence de transition f_T à partir du gain dynamique.	153
Figure 5.24 : Détermination de $\tau_F(I_C)$ à partir de la caractéristique $f_T(I_C)$ pour un V_{BC} .	154
Figure 5.25 : Extraction de la variation du temps de transit à faible injection (a) et comparaison modèle (ligne)/ expérience (points) du $f_T(I_C)$ (b).	156
Figure 5.26 : Mise en évidence du couplage statique/dynamique sur le gain.	157
Figure 5.27 : Extraction du facteur h_{JEI} sur l'inverse du gain.	158
Figure 5.28 : (a) Détermination du courant critique sur $\tau_F(I_C)$ et (b) visualisation des caractéristiques $\Delta\tau_F(I_C/I_{CK})$ pour V_{BC} compris entre -0,5 et 0,4 V.	159
Figure 5.29 : Optimisation des paramètres du courant critique.	160
Figure 5.30 : Optimisation des paramètres du temps de transit à fort courant.	161
Figure 5.31 : Optimisation des effets NQS.	161
Tableau V1 Comparaison entre les paramètres de référence et ceux extraits.	163
Figure 5.32 : Comparaison entre les données "synthétiques" (points) et les simulations (lignes) réalisées à partir des paramètres extraits.	164
Figure 5.33 : Comparaison mesures (points)/simulations (lignes) sur les principales caractéristiques d'un transistor de taille $0,25 \times 12,65 \mu m^2$ et de pic de f_T de 150 GHz.	166

Figure 5.34 : Comparaisons simulations/mesures des paramètres Y à $V_{BC}=0V$, V_{BE} compris entre 0,86V et 0,94V pour un transistor de taille $0,25 \times 12,65 \mu m^2$ et de pic de f_T de 150 GHz.	167
Figure 5.35 : Comparaisons théorie/expérience sur des transistors de technologies différentes, de taille d'émetteur dessinée $0,4 \times 12,8 \mu m^2$ et pour des V_{BC} compris entre -1,5 et 0,5V.	168
Figure 5.36 : Transistors utilisés pour la stratégie d'extraction multi-géométries.	169
Figure 5.37 : Organigramme de la stratégie multi-géométries.	170
Figure 5.38 : Détermination de γ_C sur des transistors de largeurs d'émetteur différentes et de même longueur $12,8 \mu m$ à $V_{BC}=0V$ et V_{BE} compris entre 0,66V et 0,78V.	173
Figure 5.39 : Détermination de γ_B à $V_{BC}=0V$ sur des transistors de même longueur d'émetteur et de différentes largeurs.	174
Figure 5.40 : Superposition des capacités normalisées BE et BC de plusieurs transistors démontrant l'égalité entre les potentiels et exposants surfaciques et périmétriques.	176
Figure 5.41 : Extraction des paramètres unitaires de la capacité BC à partir de transistors ayant des largeurs d'émetteur différentes mais de même longueurs.	177
Figure 5.42 : Régénération des capacités base-collecteur à partir des paramètres unitaires.	177
Figure 5.43 : Extraction des capacités surfaciques et périmétriques de la capacités BE sur des transistors de largeurs d'émetteur différentes et de même longueur pour des V_{BE} compris entre -0,6V et 0,4V.	178
Figure 5.44 : Composantes surfacique et périmétrique de la capacité base-émetteur extraites (symboles) et simulées (lignes).	179
Figure 5.45 : Régénération des capacités base-émetteur à partir des paramètres unitaires.	179
Figure 5.46 : Extraction des paramètres unitaires d'avalanche.	180
Figure 5.47 : Extraction des paramètres unitaires pour le courant d'avalanche.	181
Figure 5.48 : Extraction de la densité de courant collecteur surfacique et de ses paramètres unitaires sur des transistors de largeurs d'émetteur différentes.	182
Figure 5.49 : Régénération des courants collecteur à $V_{BC}=0V$ et pour des transistors de largeurs et de longueurs d'émetteurs différentes.	183
Figure 5.50 : Extraction de $J_{BA}(V_{BE})$ à partir de transistors de largeurs d'émetteur différentes.	

.....	184
Figure 5.51 : Courants de base-émetteur régénérés à $V_{BC}=0V$ sur des transistors ayant servis à l'extraction.	184
Figure 5.52 : Courbes de gain régénérées à $V_{BC}=0V$.	185
Figure 5.53 : Extraction de la résistance carré émetteur.	186
Figure 5.54 : Extraction des temps de transit sur plusieurs transistors et détermination de leurs composantes unitaires.	188
Figure 5.55 : Caractéristiques dynamiques à $V_{BC}=0V$ après extraction des paramètres unitaires du temps de transit à bas courant.	189
Figure 5.56 : Variation géométrique du courant critique.	190
Figure 5.57 : Comparaison simulations/mesures les principales caractéristiques à $V_{BC}=0V$ sur des transistors de largeurs d'émetteur variables.	191
Figure 5.58 : Comparaison simulations/mesures des principales caractéristiques à $V_{BC}=0V$ sur des transistors de longueurs d'émetteur variables.	192
Figure 5.59 : Comparaison simulations/mesures des principales caractéristiques à $V_{BC}=0V$ sur des transistors de configurations différentes.	193

Annexe A :Physique des semiconducteurs

Figure A.1 :Diagrammes des bandes d'énergie pour un transistor à l'équilibre thermodynamique et polarisé en direct.	204
Figure A.2 :Capacité de transition base-émetteur en fonction de V_{BE} .	207

Annexe B :

Annexe C :Paramètres du modèle paramétré

Figure C.1 :Coupe verticale d'un transistor NPN pour définition des données technologiques nécessaires à la construction du modèle paramétré.	220
Figure C.2 :Représentation des dimensions permettant le calcul du nombre de via.	222
Figure C.3 :Détermination de la résistance équivalente sous les spacers.	223

Annexe D :Caractérisation électrique

Figure D.1 :Conditions de mesures des caractéristiques de Gummel.	232
Figure D.2 :Conditions de mesure permettant de déterminer la tension de claquage et l'effet Early direct.	233
Figure D.3 :Conditions de mesure pour les caractéristiques de sortie.	233
Figure D.4 :Schéma électrique d'un quadripôle en petits signaux.	234
Figure D.5 :Différenciation des étapes de calibrage et de "de-embedding".	235
Figure D.6 :Structures en circuit ouvert et dispositif pour les mesures hyperfréquences.	236
Figure D.7 :Schéma équivalent de la structure en circuit ouvert.	237
Figure D.8 :Conditions de mesure pour la détermination des capacités de déplétion BE et BC.	238
Figure D.9 :Conditions de mesure afin de déterminer les capacités de déplétion BC et CS.	238
Figure D.10 :Protocole de mesure des paramètres S.	239
Figure D.11 :Vue de dessus et coupe verticale de la structure de test à quatre noeuds permettant la détermination des composantes de R_{CX} .	240
Figure D.12 :Conditions de mesure de la résistance de la couche enterrée.	241
Figure D.13 :Conditions de mesure de la résistance du puit sinker.	241
Figure D.14 :Vue de dessus et vue en coupe d'une structure de test permettant l'extraction de la résistance de base pincée R_{SBI0} .	243
Figure D.15 :Conditions de mesure de la résistance pincée R_{SBI0} .	243

Résumé

Le développement de transistors bipolaires dédiés aux applications hautes fréquences a mis en évidence les limites des modèles électriques de ce dispositif. Le transistor étant utilisé dans des conditions de fonctionnement fortement non-linéaires, le modèle employé lors de la conception du circuit doit pouvoir décrire le comportement physique du transistor sur une large gamme de polarisation.

Après avoir défini les besoins des utilisateurs ainsi que les modèles disponibles dans le domaine public, le choix d'étude du modèle HICUM a été fait. La physique du transistor bipolaire est rappelée afin de décrire ce modèle.

La compréhension des origines physiques du modèle a permis, par la suite, de développer un modèle dit paramétré. Ce modèle paramétré prend en compte les variations géométriques des paramètres physiques du transistor.

Cette étude est complétée par la description des étapes d'extraction des paramètres du modèle HICUM ainsi que ceux du modèle paramétré. La mise en place de ces méthodes a permis de valider les deux modèles sur des transistors à hétérojonctions SiGe les plus rapides.

Abstract

The development of bipolar transistors using in high frequencies applications highlights the limits of the electrical model of this active device. As the device works in extremely non-linear conditions, the used model must describe accurately the physical behaviour of the transistor in a wide bias range.

After specifying the requirement of designers and the available models in the public domain, the HICUM model has been chosen for the study. Then the physics of the bipolar transistor is reminded in order to describe this model.

The physical understanding of the model has allowed to develop a scalable model. This scalable model takes into account the geometrical dependencies of the bipolar transistor.

The description of the different extraction steps needed to obtain the HICUM model and the scalable model parameter is performed. These methods have contributed to validate the both models on high speed SiGe heterojunction transistors.

Mots clés

Modélisation
Transistor bipolaire
Modèle HICUM
Modèle paramétré
Méthode d'extraction

Key words

Modelisation
Bipolar transistor
HICUM model
Scalable model
Extraction methods