

Titre: Modélisation petit-signal des transistors bipolaires à hétérojonction
Title:

Auteur: David Dousset
Author:

Date: 2003

Type: Mémoire ou thèse / Dissertation or Thesis

Référence: Dousset, D. (2003). Modélisation petit-signal des transistors bipolaires à hétérojonction [Mémoire de maîtrise, École Polytechnique de Montréal].
Citation: PolyPublie. <https://publications.polymtl.ca/7028/>

 **Document en libre accès dans PolyPublie**
Open Access document in PolyPublie

URL de PolyPublie: <https://publications.polymtl.ca/7028/>
PolyPublie URL:

Directeurs de recherche: Fadhel M. Ghannouchi
Advisors:

Programme: Non spécifié
Program:

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

**MODÉLISATION PETIT-SIGNAL DES TRANSISTORS BIPOLAIRES À
HÉTÉROJONCTION**

**DAVID DOUSSET
DÉPARTEMENT DE GÉNIE ÉLECTRIQUE
ET DE GÉNIE INFORMATIQUE
ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL**

**MÉMOIRE PRÉSENTÉ EN VUE DE L'OBTENTION
DU DIPLÔME DE MAITRISE ÈS SCIENCES APPLIQUÉES (M.SC.A.)
(GÉNIE ÉLECTRIQUE)
AVRIL 2003**



National Library
of Canada

Acquisitions and
Bibliographic Services

395 Wellington Street
Ottawa ON K1A 0N4
Canada

Bibliothèque nationale
du Canada

Acquisitions et
services bibliographiques

395, rue Wellington
Ottawa ON K1A 0N4
Canada

Your file Votre référence

Our file Notre référence

The author has granted a non-exclusive licence allowing the National Library of Canada to reproduce, loan, distribute or sell copies of this thesis in microform, paper or electronic formats.

The author retains ownership of the copyright in this thesis. Neither the thesis nor substantial extracts from it may be printed or otherwise reproduced without the author's permission.

L'auteur a accordé une licence non exclusive permettant à la Bibliothèque nationale du Canada de reproduire, prêter, distribuer ou vendre des copies de cette thèse sous la forme de microfiche/film, de reproduction sur papier ou sur format électronique.

L'auteur conserve la propriété du droit d'auteur qui protège cette thèse. Ni la thèse ni des extraits substantiels de celle-ci ne doivent être imprimés ou autrement reproduits sans son autorisation.

0-612-81542-0

Canada

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

Ce mémoire Intitulé :

**MODÉLISATION PETIT-SIGNAL DES TRANSISTORS BIPOLAIRES À
HÉTÉROJONCTION**

présenté par : DOUSSET David

en vue de l'obtention du diplôme de : Maîtrise ès Sciences Appliquées

a été dûment accepté par le jury d'examen constitué de :

M. LAURIN Jean-Jacques., Ph.D., président

M. GHANNOUCHI Fadhel.M, Ph.D., membre et directeur de recherche

M. KOUKI Ammar, Ph.D., membre

À Sharon et à notre rayon de soleil, Jeremy,

REMERCIEMENTS

J'aimerais remercier mon directeur de recherche, Fadhel Ghannouchi, qui m'a proposé ce sujet intéressant et qui m'a soutenu à tout point de vue au cours de cette maîtrise.

Un grand merci au professeur Ammar Kouki (ETS) pour sa perspicacité et ses conseils avisés. Mon travail n'aurait pas été possible sans les personnes qui ont formé la petite famille de modélisation, Rim Barrak et Ammar Issaoun. Un coup de chapeau à Jean-Frédéric Gagné (assistant de recherche) pour la qualité des mesures sous pointes.

Je voudrais également remercier le professeur Jean-Jacques Laurin pour avoir accepté de juger mon mémoire et d'être le président du jury.

Je n'oublie pas mon épouse Sharon et notre p'tit bout de chou, Jeremy, pour leurs encouragements et leur patience infinie.

Un clin d'œil à tous les étudiants, professeurs et techniciens du laboratoire Poly-Grames et plus particulièrement à Tamara, Emilia, Serge et Traïan qui sont devenus au fil du temps des amis.

Mes remerciements à Nathalie Lévesque, secrétaire aux études supérieures, pour sa gentillesse, son professionnalisme, et sa continuelle bonne humeur.

Une pensée particulière pour Serge Toutain (professeur à l'École Polytechnique de l'Université de Nantes) et Gérard Talazac (professeur au lycée technique Georges Cabanis, Brive). Ils ont symbolisé le battement d'aile qui m'a donné l'opportunité de faire cette maîtrise.

RÉSUMÉ

Les évolutions dans le domaine de la micro-électronique ont permis de concevoir des transistors bipolaires à hétérojonction qui répondent aux critères de vitesse, de puissance et d'intégration. Dans le domaine qui nous intéresse, les TBHs sont idéales pour les applications hyperfréquences de puissance. En effet, ils permettent, avec leur tenu en courant élevé ($J_c > 50 \text{ KA/cm}^2$) et leur gain important, d'obtenir d'excellentes performances en puissance, bénéficiant d'une diminution de la résistance de base. Cependant, si sa fabrication est maîtrisée, la réalisation de systèmes micro-ondes, en technologie hybride et monolithique, nécessite l'utilisation de méthodes de conception s'appuyant sur la simulation et la modélisation de l'élément actif. Cet objectif peut être atteint, d'une part grâce au développement des outils de simulation, et d'autre part grâce à une modélisation appropriée du composant. Dans le cadre de notre projet de maîtrise, nous nous sommes plus particulièrement intéressés à la modélisation petit-signal des TBHs. En effet, après avoir adopté un schéma électrique équivalent petit-signal, nous avons développé une méthode d'extraction des éléments le constituant qui s'appuie sur des mesures DC et paramètres-S. L'application de notre méthode d'extraction directe (qui ne nécessite pas de routine d'optimisation), pour un nombre suffisant de points de polarisation, nous a permis de déterminer les équations non linéaires des éléments R_{bb} , C_{bc} , C_c , C_{be} et τ_d qui ont une dépendance vis-à-vis du point de polarisation. Ainsi, ces équations permettront, une fois implantées dans le modèle complet (modèle grand-signal), de prédire le comportement du transistor en mode petit-signal et par extension en mode grand-signal.

ABSTRACT

Thanks to developments in the field of microelectronics, it is now possible to design heterojunction bipolar transistors that meet speed, power and integration requirements. In our area of interest, HBTs are ideal for microwave power applications. In fact, with their high current density ($J_c > 50 \text{ KA/cm}^2$) and their high gain, they show excellent power performance and enjoy a reduction in base resistance. Nevertheless, though their manufacture has been perfected, the production of hybrid technology and monolithic microwave systems requires the use of design methods that rely on the simulation and modeling of the active element. This objective can be achieved on the one hand, thanks to the development of simulation tools and on the other hand, thanks to modelling suited to the component. Within the framework of this Master's degree project we have focused particularly on the modelling of small signal HBTs. After having adopted a small signal equivalent electric circuit, we went on to develop a method to extract the value of its component elements. By applying our method of direct extraction (which does not require optimization routines) for a sufficient number of bias points, we were able to determine the non-linear equations for the elements R_{bb} , C_{bc} , C_c , C_{be} et τ_d which depend on the bias point. These equations thereby permit us, once implemented to predict the behaviour of the transistor in small signal mode and, by extension and in adding a DC model, in large signal mode.

TABLE DES MATIÈRES

DÉDICACE.....	IV
REMERCIEMENTS.....	V
RÉSUMÉ.....	VI
ABSTRACT	VII
TABLE DES MATIÈRES	VIII
LISTE DES TABLEAUX.....	XII
LISTE DES FIGURES	XIII
LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS.....	XVIII
INTRODUCTION GÉNÉRALE	1
1. DESCRIPTION PHYSIQUE ET ÉLECTRIQUE DU TBH	3
1.1. INTRODUCTION.....	4
1.2. LE TBH FACE À SES CONCURRENTS	4
1.3. STRUCTURE ÉPITAXIALE DU TBH GaInP/GaAs.....	8
1.3.1. Caractéristiques de la couche de base.....	9
1.3.2. Caractéristiques des couches d'émetteur et de collecteur.....	9
1.4. PHÉNOMÈNES PRÉSENTS DANS LES TBHS	11
1.5. FONCTIONS RÉALISABLES À PARTIR D'UN TBH.....	12
1.5.1. Amplificateur de puissance	13
1.5.2. Oscillateur.....	14
1.5.3. Conclusion.....	14

2. MODÈLES DC ET PETIT SIGNAL DES TBHS	15
2.1. INTRODUCTION.....	16
2.2. MODÈLES DC DES TBHS	16
2.2.1. <i>Modèle d'Ebers-Moll</i>	16
2.2.1.1. Modulation de la largeur de la base (effet Early).....	22
2.2.1.2. La forte injection.....	24
2.2.2. <i>Modèle de Gummel et Poon</i>	24
2.2.3. <i>Conclusion</i>	28
2.3. AUTRES PHÉNOMÈNES PRÉSENTS DANS LE TBH.....	29
2.3.1. <i>Phénomène de recombinaison</i>	29
2.3.2. <i>Phénomènes d'avalanche et de claquage</i>	30
2.3.3. <i>Tension d'offset</i>	31
2.3.4. <i>Effets thermiques dans le TBH</i>	32
2.4. MODÈLE PETIT SIGNAL POUR LE TBH	36
2.4.1. <i>Linéarisation du modèle fort signal</i>	36
2.4.1.1. Résistance dynamique R_{be}	37
2.4.1.2. Transconductance g_{mo}	37
2.4.1.3. La conductance de sortie g_o	38
2.4.1.4. Les Capacités C_{be} , C_c et C_{bc}	38
2.4.1.5. Le temps de transit τ_d	40
2.4.1.6. Les résistances d'accès.....	41
2.4.1.7. Les éléments parasites.....	41
2.5. CONCLUSION.....	42
3. EXTRACTION DES ÉLÉMENTS EXTRINSÈQUES DU MODÈLE PETIT-SIGNAL	43
3.1. INTRODUCTION.....	44
3.2. EXTRACTION DES ÉLÉMENTS PARASITES	45

3.2.1.	<i>Extraction des capacités parasites</i>	45
3.2.1.1.	Comparaison des méthodes EM et configuration bloquée.....	53
3.2.1.2.	Impact du déflaquage dans le cas de Nortel (EM) et dans le cas de la configuration bloquée.....	57
3.2.2.	<i>Extraction des inductances parasites</i>	63
3.2.2.1.	Méthode par polarisation directe.....	63
3.2.2.2.	Méthode par mesure à froid	66
3.2.3.	<i>Comparaison des configurations pour les éléments parasites</i>	81
3.3.	DÉTERMINATION DES RÉSISTANCES D'ACCÈS	83
3.3.1.	Résistance d'émetteur R_E	84
3.3.2.	Résistance de base R_b	85
3.3.3.	Résistance de collecteur R_c	86
3.4.	CONCLUSION	87

4. EXTRACTION DES ÉLÉMENTS INTRINSÈQUES DU MODÈLE PETIT-SIGNAL

4.1.	INTRODUCTION.....	89
4.2.	TOPOLOGIES POUR LA PARTIE INTRINSÈQUE DES TBHS.....	89
4.2.1.	Topologie en «T».....	90
4.2.2.	Topologie en « π ».....	91
4.3.	EXTRACTION DES ÉLÉMENTS INTRINSÈQUES.....	103
4.3.1.	Détermination de g_{mo} et de R_{be} avec mesures DC	103
4.3.2.	Détermination de C_{bc} , C_c , C_{be} , R_{bb} , R_o et de τ_d	106
4.3.2.1.	Déterminons le paramètre $Y_{11}^{ie} = \left. \frac{i_1^{ie}}{V_1^{ie}} \right _{V_2^{ie}=0}$	109
4.3.2.2.	Détermination de $Y_{22}^{ie} = \left. \frac{i_2^{ie}}{V_2^{ie}} \right _{V_1^{ie}=0}$, $Y_{12}^{ie} = \left. \frac{i_1^{ie}}{V_2^{ie}} \right _{V_1^{ie}=0}$, $Y_{21}^{ie} = \left. \frac{i_2^{ie}}{V_1^{ie}} \right _{V_2^{ie}=0}$	110

4.3.2.3.	Détermination de la résistance de sortie R_o	115
4.3.2.4.	Détermination de la résistance R_{bb}	118
4.3.2.5.	Détermination de la somme $C_{bc}+C_c+2g_oR_eC_{be}$	119
4.3.2.6.	Détermination de la capacité C_{be}	121
4.3.2.7.	Détermination de la capacité C_c	123
4.3.2.8.	Détermination de la capacité C_{bc}	125
4.3.2.9.	Détermination du temps de transit τ_d	125
4.3.3.	<i>Résultats de l'extraction pour un point de polarisation</i>	127
4.3.3.1.	Influence de la capacité C_{ce}	130
4.3.4.	<i>Détermination des équations non linéaires des éléments passifs ...</i>	134
4.3.4.1.	Équation non-linaire pour C_{bc}	142
4.3.4.2.	Équation non-linaire pour C_c	148
4.3.4.3.	Équation non-linaire pour R_{bb}	154
4.3.4.4.	Équation non-linaire pour τ_d	158
4.3.4.5.	Équation non-linaire pour C_{be}	161
4.4.	CONCLUSION	166
CONCLUSION GÉNÉRALE		167
BIBLIOGRAPHIE		170
5.	ANNEXE A : EXTRACTION POUR LE TBH 2X20μM²	173
6.	ANNEXE B : EXTRACTION POUR LE 2X10μM² ET LE 2X25μM²	178

LISTE DES TABLEAUX

Tableau 1-1: Principales bandes de fréquences micro-ondes.....	5
Tableau 1-2: Comparaison des structures à effet de champ et bipolaires	7
Tableau 2-1: Conductivité thermique en fonction du matériau pour $T=300K$	33
Tableau 3-1: Valeurs des éléments parasites extraits dans [3.5].....	54
Tableau 3-2: Extraction des éléments intrinsèques pour les 2 déflaquages	59
Tableau 4-1: Comparaison entre les valeurs extraites et optimisées.....	95
Tableau 4-2: Valeurs numériques de l'extraction pour $V_{ce}=2V$ et $I_b=74.6\mu A$	127
Tableau 4-3: Valeurs d'extraction des paramètres R_{bb} , C_{be} , C_{bc} , C_c et τ_d	135
Tableau 4-4: Évolutions des tensions aux bornes des capacités C_{be} , C_{bc} et C_c	142
Tableau 4-5: Détermination des paramètres C_{bco} , V_{jCbc} , m_{Cbc} en fonction de I_b	144
Tableau 4-6: Détermination des paramètres C_{co} , V_{jCc} et m_{Cc} en fonction de I_b	149
Tableau 4-7: Détermination des paramètres a et b en fonction de I_b	155
Tableau 4-8: Détermination des paramètres a et b en fonction de V_{ce}	158
Tableau 4-9: Détermination des paramètres a , b , c et d en fonction de V_{ce}	162

LISTE DES FIGURES

Figure 1-1: Courbes $I_c=f(V_{ce})$ pour le TBH $2 \times 25 \mu\text{m}^2$ de surface d'émetteur	6
Figure 1-2: Exemple de structure épitaxiale d'un TBH GaInp/GaAs [1.5]	8
Figure 1-3: Illustration de la fréquence de transition pour un TBH.....	10
Figure 1-4: Structure simplifiée d'un récepteur HF.....	12
Figure 2-1: Régimes de fonctionnement des transistors bipolaires.....	16
Figure 2-2: Représentation du modèle statique d'Ebers et Moll.....	17
Figure 2-3: Forme hybride en π du modèle d'Ebers et Moll	21
Figure 2-4: Variation de I_c induite par la modulation de la largeur de base.....	22
Figure 2-5: Visualisation de la tension d'Early avec les courbes $I_c=f(V_{ce})$	23
Figure 2-6: Topologie du modèle Gummel-Poon	25
Figure 2-7: Tension d'offset pour un TBH $2 \times 25 \mu\text{m}^2$	31
Figure 2-8: Simulation $I_c=f(V_{ce})$ sans les effets thermiques	35
Figure 2-9: Simulation $I_c=f(V_{ce})$ en tenant compte les effets thermiques	35
Figure 2-10: Topologie grand signal Gummel-Poon modifié pour le TBH.....	36
Figure 2-11: Circuit électrique équivalent petit signal du TBH.....	37
Figure 3-1: Modèle petit signal en « π » avec les 17 paramètres à déterminer.....	44
Figure 3-2: Configuration bloquée du TBH pour J.M Belquin.....	46
Figure 3-3: Configuration bloquée du TBH pour notre modèle.....	46
Figure 3-4: Vérifications des équations 3.5 à 3.7.....	48
Figure 3-5: Détermination théorique des capacités parasites.....	50
Figure 3-6: Configuration bloquée du TBH pour J-G Tartarin.....	51
Figure 3-7: Optimisation des capacités mesurées et parasites [3.7].....	53
Figure 3-8: (a) schéma petit signal et (b) configuration bloquée pour [3.5]	53
Figure 3-9: Capacités parasites en fonction de $(1-V_{be}/V_j)^{-m_j}$ [3.5].....	54
Figure 3-10: Étapes successives pour le déflaquage pour [3.5]	55

Figure 3-11: Comparaison entre le déflaquage de [3.5] et celui de Nortel [3.1]	56
Figure 3-12: Déflaquage selon [3.5] en conservant uniquement C_{cep}	56
Figure 3-13: Vérification de la valeur numérique des éléments parasites	57
Figure 3-14: Comparaison des paramètres-S avec les éléments parasites	58
Figure 3-15: Simulation en paramètres-S pour les 2 méthodes de déflaquage	60
Figure 3-16: Extraction pour le point de polarisation $V_{ce}=2v$ et $I_b=50.6\mu A$	61
Figure 3-17: Extraction pour le point de polarisation $V_{ce}=4.5v$ et $I_b=5.9\mu A$	62
Figure 3-18: TBH en mode saturée [3.4]	64
Figure 3-19: Variations des inductances en fonction de $1/I_e$	66
Figure 3-20: Schéma équivalent pour $V_{ce}=0$ et $I_c=0$	67
Figure 3-21: Schéma équivalent à « froid » de la partie intrinsèque.....	67
Figure 3-22: Transformation en « π » du schéma équivalent	68
Figure 3-23: Calcul du coefficient directeur ϑ_e	79
Figure 3-24: Deux configurations possibles pour les éléments parasites.....	81
Figure 3-25: Simulation des paramètres-S pour le $V_{ce}=4v$ et $I_b=50.6\mu A$	82
Figure 3-26: Module et phase des paramètres S_{11} et S_{22} à $V_{ce}=4v$, $I_b=50.6\mu A$	82
Figure 3-27: Module et phase des paramètres S_{12} et S_{21} à $V_{ce}=4v$ et $I_b=50.6\mu A$	83
Figure 3-28: Détermination de la résistance R_E pour le $2 \times 25\mu m^2$	84
Figure 3-29: Détermination de la résistance R_b pour le $2 \times 25\mu m^2$	85
Figure 3-30: Détermination de la résistance R_c pour le $2 \times 25\mu m^2$	86
Figure 4-1: (a) Topologie en «T»; (b) Topologie en « π ».....	89
Figure 4-2: (a) g_{mo} calculée; (b) τ_d calculé à $V_{ce}=3v$, $I_c=39mA$	93
Figure 4-3: (a) R_{be} calculée; (b) C_{be} calculée; (c) $\omega\tau$ calculé; pour le point $V_{ce}=3v$ et $I_c=39mA$	94
Figure 4-4: Simulation des paramètres-S pour les topologies en «T» et en « π »	96
Figure 4-5: Paramètres-S pour les deux topologies	96
Figure 4-6: Simulation des paramètres S_{11} et S_{22} pour $V_{ce}=3v$ et $I_c=39mA$	97
Figure 4-7: Simulation des paramètres S_{12} et S_{21} pour $V_{ce}=3v$ et $I_c=39mA$	97

Figure 4-8: g_{mo} calculée pour le point $V_{ce}=3v$, $I_c=12.5mA$	98
Figure 4-9: (a) τ_d calculé; (b) R_{be} calculée; (d) C_{be} calculé; à $V_{ce}=3v$, $I_c=12.5mA$	99
Figure 4-10: $\omega\tau$ calculé pour le point $V_{ce}=3v$ et $I_c=12.5mA$	100
Figure 4-11: Topologies en «T» et « π » pour $V_{ce}=3v$ et $I_c=12.5mA$	101
Figure 4-12: Paramètres-S mesurés et simulés avec les deux topologies	102
Figure 4-13: Optimisation des paramètres τ_d et R_{bb} de la topologie en « π »	102
Figure 4-14: Configurations possibles pour les mesures $I_c=f(V_{be})$ et $I_b=f(V_{be})$	104
Figure 4-15: Coefficients de non-idéalité et des courants de saturation	105
Figure 4-16: Déflaquage des résistances d'accès	106
Figure 4-17: Partie intrinsèque du transistor TBH.....	107
Figure 4-18: transformation de la structure en T à la structure en π	107
Figure 4-19: Schéma de simulation de $Z_{11}^e - Z_{12}^e$, $Z_{22}^e - Z_{12}^e$ et de $Z_{12}^e - Z_{21}^e$	113
Figure 4-20: Simulations des équations $Z_{11}^e - Z_{12}^e$, $Z_{22}^e - Z_{12}^e$ et $Z_{12}^e - Z_{21}^e$	114
Figure 4-21: Valeur numérique de $\frac{1+g_{mo}R_{be}}{g_{mo}R_{be}}$ pour $V_{ce}=2v$ et $V_{ce}=3v$	116
Figure 4-22: extraction de la valeur de $\Re\left[\left(Z_{12}^{ie} - Z_{21}^{ie}\right)^{-1}\right]$ en BF	117
Figure 4-23: extraction de la valeur de R_{bb}	118
Figure 4-24: extraction de la valeur de $\left(\omega\Im\left[Z_{21}^{ie}\right]\right)^{-1}$ en BF	120
Figure 4-25: extraction de la valeur de la pente de $\omega^2\Re\left[Z_{22}^{ie} - Z_{12}^{ie}\right]$ en BF.....	122
Figure 4-26: extraction de la valeur numérique de $\Re\left[Z_{11}^{ie} - Z_{12}^{ie}\right]$ en HF.....	124
Figure 4-27: extraction de la valeur de la pente de $-\omega\Im\left[Z_{22}^{ie} - Z_{12}^{ie}\right]$ en BF	126
Figure 4-28: Simulation des paramètres-S pour le point $V_{ce}=2v$ et $I_b=74.6\mu A$	128
Figure 4-29: Visualisation des Paramètres-S dans l'abaque de Smith.....	128
Figure 4-30: Paramètres-S en module et en phase pour $V_{ce}=2v$ et $I_b=74.6\mu A$	129
Figure 4-31: Erreurs relatives pour les modules des paramètres-S.....	129
Figure 4-32: Erreurs relatives pour les phases des paramètres-S.....	130

Figure 4-33: Schéma équivalent petit-signal en tenant compte de C_{ce}	131
Figure 4-34: Erreurs sur les modules des paramètres-S avec et sans C_{ce}	131
Figure 4-35: Erreurs sur les phases des paramètres-S avec et sans C_{ce}	132
Figure 4-36: Paramètres S_{21} et S_{22} avec et sans la capacité C_{ce}	133
Figure 4-37: positionnement des points d'extraction sur la courbe I_c - V_{ce}	134
Figure 4-38: Paramètres C_{be} (a), C_c (b) et C_{bc} (c) en fonction de V_{ce}	136
Figure 4-39: Paramètres R_{bb} (a) et τ_d (b) en fonction de V_{ce}	137
Figure 4-40: Paramètres C_{be} (a), C_c (b) et C_{bc} (c) en fonction de I_b	138
Figure 4-41: Paramètres R_{bb} (a) et τ_d (b) en fonction de I_b	139
Figure 4-42: Représentation des tensions aux bornes des capacités	140
Figure 4-43: Évolution de $C_{bc_ed} = f(V_{Cbc})$ pour $80\mu A < I_b < 400\mu A$	143
Figure 4-44: Évolution de C_{bco} , V_{jCbc} et m_{Cbc} pour $80\mu A < I_b < 400\mu A$	144
Figure 4-45: Erreurs de C_{bc1} et C_{bc2} par rapport à C_{bc_ed} ($80\mu A < I_b < 400\mu A$).....	146
Figure 4-46: Comparaison entre l'équation de C_{bc1} et C_{bc_ed} ($80\mu A < I_b < 400\mu A$)	147
Figure 4-47: Comparaison entre l'équation de C_{bc2} et C_{bc_ed} ($80\mu A < I_b < 400\mu A$)	147
Figure 4-48: Évolution de $C_{c_ed} = f(V_{Cc})$ pour $80\mu A < I_b < 400\mu A$	148
Figure 4-49: Évolution de C_{co} , V_{jCc} et m_{Cc} pour $80\mu A < I_b < 400\mu A$	149
Figure 4-50: Courbes $I_c = f(V_{ce})$ et les droites de charges idéales	150
Figure 4-51: Évolution de C_{co} , V_{jCc} et m_{Cc} pour $80\mu A < I_b < 320\mu A$	151
Figure 4-52: Erreurs de C_{c1} , C_{c2} et de C_{c3} par rapport à C_{c_ed} pour $80\mu A < I_b < 400\mu A$	152
Figure 4-53: Comparaison entre C_{c1} et C_{c_ed} pour $80\mu A < I_b < 400\mu A$	153
Figure 4-54: Comparaison entre C_{c2} et C_{c_ed} pour $80\mu A < I_b < 400\mu A$	153
Figure 4-55: Comparaison entre C_{c3} et C_{c_ed} pour $80\mu A < I_b < 400\mu A$	154
Figure 4-56: Évolution de a et b pour $80\mu A < I_b < 400\mu A$	155
Figure 4-57: Erreurs de R_{bb1} et R_{bb2} par rapport à R_{bb_ed} pour $80\mu A < I_b < 400\mu A$	156
Figure 4-58: Comparaison entre R_{bb1} et R_{bb_ed} pour $80\mu A < I_b < 400\mu A$	157
Figure 4-59: Comparaison entre R_{bb1} et R_{bb_ed} pour $80\mu A < I_b < 400\mu A$	157
Figure 4-60: Évolution de a et b pour $1v < V_{ce} < 4v$	158

Figure 4-61: Erreurs de τ_{d1} et de τ_{d2} par rapport à τ_{d_ed} pour $1v < V_{ce} < 4v$	159
Figure 4-62: Comparaison entre τ_{d1} et τ_{d_ed} pour $1v < V_{ce} < 4v$	160
Figure 4-63: Comparaison entre τ_{d2} et τ_{d_ed} pour $1v < V_{ce} < 4v$	160
Figure 4-64: Évolution de a, b, c et d pour $1v < V_{ce} < 4v$	163
Figure 4-65: Erreurs de C_{be1} , C_{be2} et de C_{be3} par rapport à C_{be_ed} pour $1v < V_{ce} < 4v$	164
Figure 4-66: Évolutions entre C_{be1} , C_{be2} , C_{be3} et C_{be_ed} pour $1v < V_{ce} < 4v$	165
Figure 5-1: Simulations paramètres-S pour $V_{ce}=1v$ et $80\mu A < I_b < 320\mu A$	173
Figure 5-2: Simulations paramètres-S pour ($V_{ce}=1v$, $I_b=400\mu A$) et ($V_{ce}=2v$ et $80\mu A < I_b < 240\mu A$)	174
Figure 5-3: Simulations paramètres-S ($V_{ce}=2v$, $I_b=320\mu A$, $I_b=400\mu A$) et ($V_{ce}=3v$, $I_b=80\mu A$, $I_b=160\mu A$)	175
Figure 5-4: Simulations paramètres-S pour ($V_{ce}=4v$, $I_b=80\mu A$) et ($V_{ce}=3v$ et $240\mu A < I_b < 400\mu A$)	176
Figure 5-5: Simulations paramètres-S pour $V_{ce}=4v$ et $160\mu A < I_b < 400\mu A$	177
Figure 6-1: Simulations paramètres-S pour le $2 \times 25\mu m^2$ et $1GHz < f < 40GHz$	178
Figure 6-2: Simulations paramètres-S pour le $2 \times 10\mu m^2$ et $1GHz < f < 40GHz$	179

LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS

BJT :	Transistor à Jonction Bipolaire ("Bipolar Junction Transistor »)
TBH :	Transistor Bipolaire à Hétérojonction ("Heterojunction Bipolar Transistor")
GaAS:	Arséniure de Gallium
DC :	Courant Continu ("Direct Current")
A to D :	Analog-to-Digital
RF :	Radio Fréquence
K :	Constante de Boltzman
q :	Charge d'électron
Vbe :	Tension base-émetteur
Vce :	Tension collecteur-émetteur
Rb :	Résistance de contact au niveau de la base
Rc :	Résistance de contact au niveau du collecteur
RE :	Résistance de contact au niveau de l'émetteur
Lb :	Inductance parasite de la base
Lc :	Inductance parasite du collecteur
Le :	Inductance parasite de l'émetteur
Cpbe :	Capacité parasite du plot d'accès de la base
Cpce :	Capacité parasite du plot d'accès du collecteur
Cpbc :	Capacité parasite du plot d'accès de la base
Cbc :	Capacité de base-collecteur extrinsèque

Cc :	Capacité de base-collecteur intrinsèque
Cbe :	Capacité base-émetteur
gm:	Transconductance
go :	Conductance de sortie
Rbe :	Conductance d'entrée
τ_d :	Temps de transit collecteur-émetteur
Sij :	Paramètres S petit-signal d'un transistor
Yij :	Paramètres Y petit-signal d'un transistor
Pin :	Puissance d'entrée du transistor
Pout:	Puissance de sortie
SDD:	Symbolically Defined Devices
ADS:	Advanced Design System
B-E :	Jonction Base-Émetteur
B-C :	Jonction Base-Collecteur
dB :	Décibel
dBm :	Exprime une puissance en décibel par rapport à une puissance de 1mW
MOCVD :	Metal Organic Chemical Vapour Deposition (épitaxie en phase vapeur aux organométalliques)
MBE :	Molecular Beam Epitaxy (épitaxie par jets moléculaire)

INTRODUCTION GÉNÉRALE

Durant les vingt dernières années, le transistor bipolaire à hétérojonction (TBH) sur GaAs a été le fruit de larges recherches dans le but d'améliorer ses performances dans les diverses applications micro-ondes. Cependant, pour améliorer ce composant actif, il est important de comprendre les processus et mécanismes qui régissent son fonctionnement. C'est pourquoi il est important de le caractériser et de le modéliser en régime de courant continu (DC), petit signal et grand signal. Deux approches sont possibles, la modélisation physique, qui prend en considération les aspects technologiques, thermiques et de propagation et la deuxième approche est celle du concepteur de circuits, qui se soucie principalement de pouvoir reproduire au mieux le comportement électrique du composant, pour lui permettre d'effectuer des simulations de systèmes qui soient rapides et fiables.

La diversité des applications susceptibles d'utiliser un TBH (amplificateur de puissance : tension élevée, courants élevés, rendement en puissance ajoutée élevée ; amplificateur faible bruit : facteur de bruit minimal, gain linéaire, grande portée dynamique) nécessite de pouvoir disposer d'un modèle précis et fiable afin de l'implanter dans des logiciels de CAO (comme HP ADS d'Agilent).

Notre travail, qui a été de modéliser le TBH en régime petit signal, représente le maillon d'une chaîne menant au modèle complet (modèle capable de reproduire le comportement DC, linéaire et non linéaire) de ce composant actif. Ce projet est le fruit d'une entente entre la compagnie Nortel Networks, l'École de Technologie Supérieure et l'École Polytechnique de Montréal. Notre cahier des charges, pour la modélisation petit signal, était de pouvoir disposer d'une méthode d'extraction rapide, robuste (en termes de convergence) et précise de tous les éléments constituant le circuit électrique équivalent

choisi. De plus, notre modèle petit signal devait être capable de prédire le comportement du transistor pour des fréquences se trouvant à la limite supérieure de la bande K.

Le premier chapitre présente les différences entre le FET et le TBH. Nous décrivons les avantages de ce dernier et nous terminons ce chapitre par sa description physique et électrique, et ce, en donnant les principaux modèles de transistor bipolaire: le modèle d'Ebers-Moll et le modèle de Gummel-Poon.

Dans le second chapitre, nous comparons les différentes techniques d'extraction du modèle petit signal qui peuvent se présenter sous la forme d'une optimisation pure, d'une méthode hybride, qui consiste en une extraction directe suivie par une optimisation et enfin l'extraction dite analytique, qui utilise des mesures de paramètres-S et DC. Nous montrons également dans ce chapitre les deux topologies possibles, en « Π » et en «T», pour la modélisation de la partie intrinsèque du transistor, pour une topologie.

Le chapitre trois présente notre technique d'extraction des paramètres du circuit électrique ainsi que sa validation avec deux transistors de Nortel (avec des surfaces d'émetteur de $2 \times 10 \mu\text{m}^2$ et $2 \times 25 \mu\text{m}^2$) et un transistor de Win (dont la surface est de $2 \times 20 \mu\text{m}^2$).

Enfin, le mémoire se termine par une synthèse des travaux effectués ainsi que des suggestions pour des travaux futurs.

CHAPITRE I

DESCRIPTION PHYSIQUE ET ÉLECTRIQUE DU TRANSISTOR BIPOLAIRE À HÉTÉROJONCTION

1.1. Introduction

Depuis le développement de la microélectronique, le Silicium est le matériau de base qui a su s'imposer rapidement sur le marché des composants électroniques. Sa parfaite maîtrise technologique a permis la réalisation de circuits satisfaisant la plupart des besoins des concepteurs. Cependant, le besoin de performances de plus en plus élevées (grande vitesse de fonctionnement alliée à de forts gains en puissance) dans des domaines spécifiques, tels que les communications spatiales civiles ou militaires, a nécessité la recherche de solutions nouvelles pouvant répondre à de telles demandes.

Aujourd'hui le TBH («Un composant (..) dans lequel une des régions est constituée d'un matériau semi-conducteur ayant une plus grande largeur de bande interdite que les autres régions[1.1]») vient compléter une palette de transistors hyperfréquences déjà commercialisés tels que les dispositifs à effet de champ (Field Effect Transistor et Metal Semiconductor Field Effect Transistor), les transistors HEMT (High Electron Mobility Transistor), ainsi que le transistor bipolaire au Silicium.

1.2. Le TBH face à ses concurrents

Dans le domaine de l'amplification HF de puissance, le transistor bipolaire au Silicium se trouve limité à des bandes de fréquences de type L ou S jusqu'au environ des 4 GHz (cf. tableau 1.1), mais permet de dissiper des puissances très élevées pouvant atteindre 100 Watts à 3 GHz pour un fonctionnement en classe C avec un haut rendement en puissance ajoutée. Ces dispositifs sont classiquement intégrés dans des montages hybrides avec leur circuit d'adaptation. Pour des fréquences supérieures, on retrouve les avantages intrinsèques du GaAs, qui sont :

- Forte mobilité électronique,
- Les valeurs de la résistance de base et de la capacité de jonction sont faibles, ce qui permet d'augmenter la fréquence de coupure.
- Un substrat semi-isolant minimisant les capacités parasites et permettant une intégration monolithique plus aisée qu'avec le Silicium.

Bande	Intervalle de fréquences (GHz)	Bande	Intervalle de fréquences (GHz)
L	0.39 – 1.55	S	1.55 – 3.9
C	3.9 – 6.2	X	6.2 – 10.9
K	10.9 – 36	Q	36 – 46
V	46 – 56	W	56 – 100

Tableau 1-1: Principales bandes de fréquences micro-ondes

Le développement des composés III-V a ainsi permis un essor très rapide de la filière transistor à effet de champ, notamment à grille SCHOTTKY MESFET. Ce dispositif a été intégré dans les applications hyperfréquences pour des fréquences d'environ 20 GHz, y compris le domaine de l'amplification à faible coût forte puissance en classes A et AB. Des puissances de 20 Watts sont disponibles pour des fréquences inférieures à 8 GHz, avec cependant une limitation due aux tensions de claquage de ce type de transistor. Parallèlement, la technologie des TBHs à base de composé III-V GaAlAs/GaAs ou GaInP/GaAs est proposée par les fondeurs pour des applications allant jusqu'à 30 GHz. Parmi les applications HF les plus convoitées aujourd'hui (oscillateurs faibles bruit, circuits analogiques/numériques...), l'amplification de puissance appliquée à la radiotéléphonie mobile ou encore aux radars à balayage se prête bien aux technologies TBH sur GaAs par rapport aux TEC. En effet, la structure verticale de type «Mésa» des TBH permet d'accéder à de fortes tensions de claquage favorable à la mise

en œuvre d'amplificateurs de puissance fonctionnant en classe B et C. De plus, la réalisation de bases très minces (typiquement 1000 Å) et très fortement dopées permet d'atteindre des gains en puissance élevés. Enfin, si l'on compare les sections des deux structures, les densités de puissance par unité de longueur du doigt d'émetteur sont 4 à 10 fois plus élevées [1.2] dans le cas des TBH. Il en résulte des structures de transistors beaucoup plus compactes.

Cependant, l'inconvénient majeur du TBH réside dans sa médiocre conductivité thermique. Ce dispositif est alors pénalisé pour les fortes densités de puissance par un auto-échauffement, entraînant une décroissance des performances en raison de la dégradation de la mobilité des électrons. Cet effet d'auto-échauffement peut être visible dans la région active sur le tracé de I_c en fonction de V_{ce} (figure 1.1).

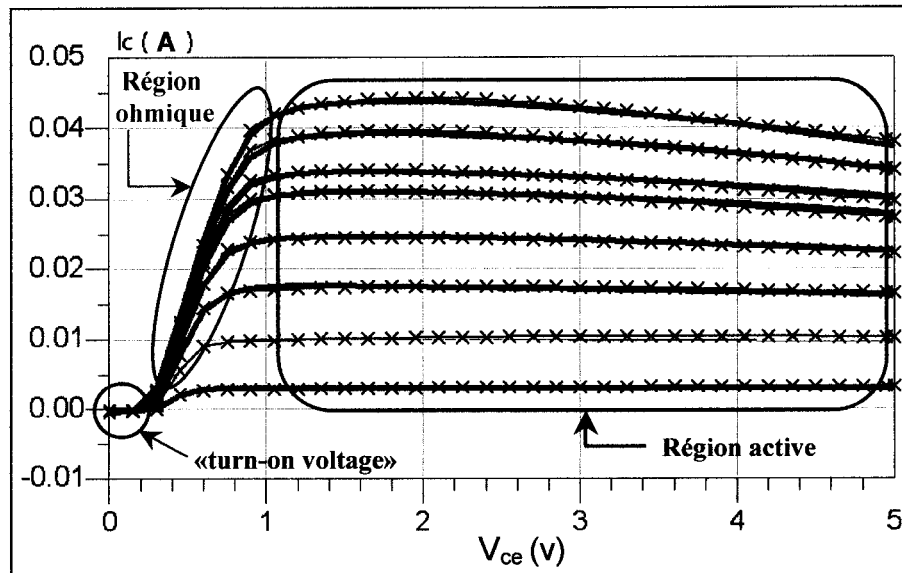


Figure 1-1: Courbes $I_c=f(V_{ce})$ pour le TBH $2 \times 25 \mu\text{m}^2$ de surface d'émetteur

Pour des valeurs de courant I_c supérieures à 15mA le gain statique, qui est lié à l'augmentation de température, décroît. A titre de comparaison, pour une même densité de puissance, le GaAs présente une conductivité thermique ($K_{\text{GaAs}} = 0.52 \text{ W/cm/}^\circ\text{C}$)

presque trois fois inférieure à celle du Silicium ($K_{Si} = 1.46 \text{ W/cm/}^{\circ}\text{C}$), ce qui entraîne une dégradation importante des performances du transistor. L'évacuation de l'énergie thermique hors du TBH est un problème difficile à résoudre par rapport aux TEC. En pratique, les applications de puissance nécessitant une réduction de la résistance thermique du circuit conduisent soit à un amincissement du substrat [1.5], soit à un mode de fonctionnement pulsé moins pénalisant au niveau thermique qu'un mode de fonctionnement continu. Nous résumons dans le tableau 1.2 ci-dessous les principales caractéristiques des transistors TEC et TBH.

Caractéristiques	TEC	TBH
Structure	Structure horizontale	Structure verticale
Largeur de bande interdite	Étroite	Large
Substrat	Non semi-isolant	Semi-isolant (réduction de l'effet parasite des connexions)
Courant/couches	Parallèle	Perpendiculaire
Fréquence de coupure	faible	Élevée
Fréquence maximale	Moyenne	Faible
Tension de claquage (source)	Faible (Schottky latérale grille-drain)	Élevée (jonction Base-Collecteur)
Densité de puissance	Moyenne	Élevée
Courant de collecteur	Moyen	Élevé (meilleur en haute puissance)
Temps de transit	Grand	Faible
Transconductance (g_m)	Faible	10 à 100 fois plus élevée
Problèmes thermiques	Non	Oui
Bruit en phase ($1/f$)	Élevé	Faible
Bruit d'amplitude	Moyen	Élevé
Réalisation technologique	Facile	Plus complexe

Tableau 1-2: Comparaison des structures à effet de champ et bipolaires

Enfin, le TBH, initialement développé dans les filières à base de composés III-V GaAlAs ou GaInP sur GaAs, est orienté actuellement vers la mise en œuvre d'un matériau à faible gap tel que l'alliage SiGe, permettant ainsi d'atteindre des fréquences de coupure plus élevées et des performances en bruit intéressantes. Pour les applications de puissance, ce type de dispositif présente une lacune importante sur le plan de la tenue en tension, laissant dans ce domaine l'avantage au GaAs.

1.3. Structure épitaxiale du TBH GaInP/GaAs

Nous avons représenté sur la figure 1.2 la coupe de la structure épitaxiale d'un transistor GaInp/GaAs. La structure comporte 4 niveaux principaux:

- L'émetteur GaInp de type N⁻, la couche de base GaAs dopée P⁺,
- Le collecteur GaAs dopé N⁻ et le sous-collecteur GaAs dopé N⁺.

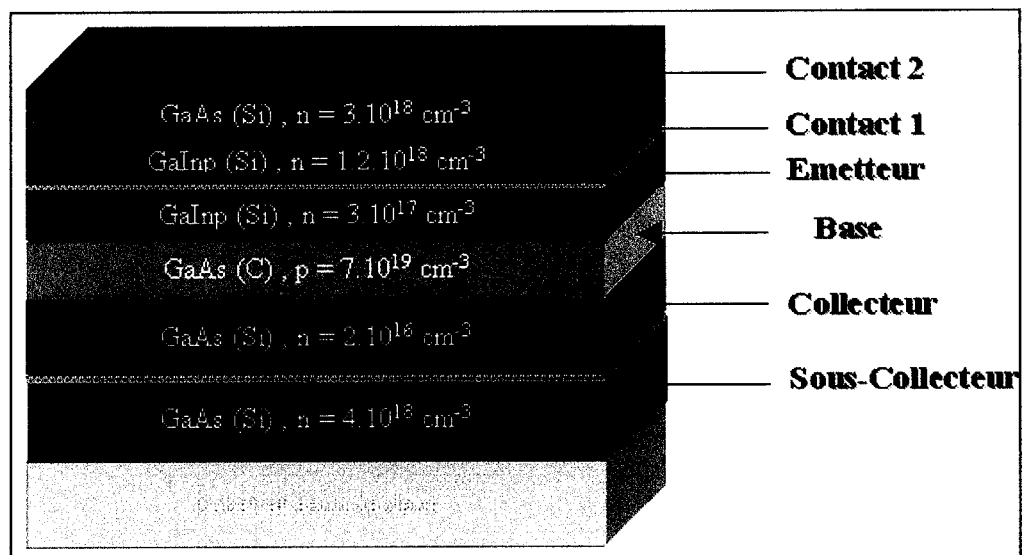


Figure 1-2: Exemple de structure épitaxiale d'un TBH GaInp/GaAs [1.5]

1.3.1. Caractéristiques de la couche de base

La couche de base présente deux caractéristiques importantes qui conditionnent le bon fonctionnement des TBHs. La première est sa faible épaisseur (environ 120 nm), ce qui entraîne une diminution du temps de transit des porteurs dans la base et donc une aptitude des composants à fonctionner à des fréquences élevées.

Le niveau de dopage de la base est de l'ordre de $7.10^{19} \text{ cm}^{-3}$ afin d'assurer une faible valeur de la résistance d'accès tout en conservant une faible épaisseur de la couche de la base (120 nm).

L'écart entre les niveaux de dopage de la zone de base et de la zone d'émetteur ($N^- = 3.10^{17} \text{ cm}^{-3}$) est possible par la présence de l'hétérojonction. La zone de charge d'espace émetteur-base s'étend alors largement dans l'émetteur faiblement dopé, ce qui contribue à réduire la valeur de la capacité de jonction.

1.3.2. Caractéristiques des couches d'émetteur et de collecteur

Les couches de GaInP (contact 1) et de GaAs (contact 2) fortement dopées sont destinées à assurer une prise de contact de qualité. En effet, il n'est pas possible d'obtenir des contacts ohmiques sur la couche de l'émetteur en GaInP qui est faiblement dopée ($N^- = 3.10^{17} \text{ cm}^{-3}$). Il en va de même pour le collecteur pour lequel la prise de contact s'effectue sur le sous-collecteur fortement dopé ($N^+ = 4.10^{18} \text{ cm}^{-3}$).

Le faible taux de dopage du collecteur entraîne une diminution de la capacité entre base et collecteur, paramètre primordial qui conditionne l'aptitude du composant à fonctionner à des fréquences élevées. La sélectivité infinie entre le GaInP et le GaAs est importante car une surgravure de la couche de base amène une augmentation de la

résistance extrinsèque de base et donc une diminution de la fréquence d'oscillation maximum du composant f_{\max} .

$$f_{\max} = \sqrt{\frac{f_T}{8\pi R_{\text{base}} C_{jbc}}} \quad (1.1)$$

R_{base} et C_{jbc} : la résistance totale de base et la capacité totale de la jonction base-collecteur

f_T : la fréquence de transition du composant avec

$$f_T = \frac{1}{2\pi\tau_{EC}} = \frac{1}{2\pi[(C_{TE} + C_{TC}) \cdot R_E + \tau_B + \tau_{ZCE} + C_{TC} \cdot R_C]} \quad (1.2)$$

La fréquence de transition représente la fréquence pour laquelle le gain du transistor est unitaire (figure 1.3).

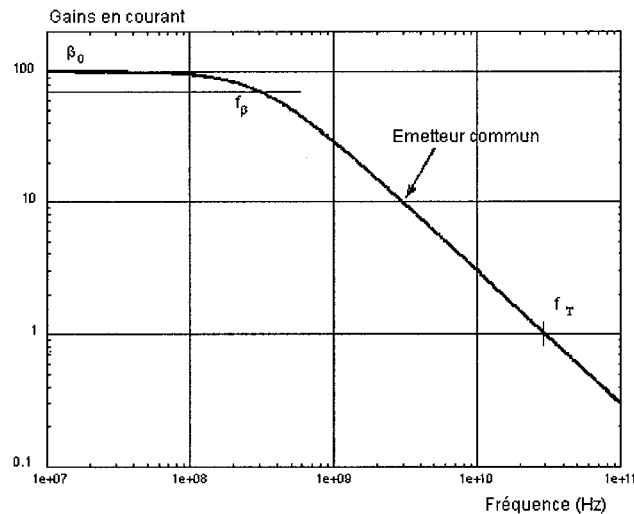


Figure 1-3: Illustration de la fréquence de transition pour un TBH

Un des avantages du TBH par rapport au TEC tient du fait qu'il est un composant essentiellement vertical, dans lequel le transport des charges s'effectue selon une

direction normale à la surface, contrairement au TEC pour lequel la conduction est surfacique et parallèle aux couches. Cette configuration particulière permet d'obtenir des densités de puissance plus importantes puisque toute la surface de l'émetteur participe à la conduction de courant. De plus, la conduction s'effectuant dans le volume du transistor, les états de surface auront une influence réduite par rapport au TEC.

1.4. Phénomènes présents dans les TBHs

Les effets d'avalanche et de claquage sont présents dans les transistors ayant des zones de collecteur de faible épaisseur. A titre d'exemple [1.3], les tensions de claquage mesurées, base-émetteur et base-collecteur, sont de l'ordre de 20v.

L'effet Kirk intervient lorsque la densité des électrons en transit dans la zone de charge d'espace de la jonction base-collecteur compense intégralement la charge induite par les impuretés dopantes du collecteur. La zone de charge d'espace s'étend alors dans le collecteur tout en reculant dans la zone de base contribuant ainsi à l'élargissement de l'épaisseur de base effective. Ce phénomène entraîne une forte augmentation du temps de transit dans la base et donc une diminution de la fréquence de transition f_t .

L'effet Early se présente comme une modulation de l'épaisseur effective de base par la tension inverse de polarisation base-collecteur. En raison du fort niveau de dopage de la base, la pénétration de la zone de charge d'espace dans la base reste limitée et l'effet Early ne peut avoir lieu. Ce qui assure un comportement linéaire du composant (utilisation du TBH pour des applications à faible taux de distorsion harmonique) et permet l'obtention de forts gains en tension.

Le phénomène de défocalisation intervient pour les forts niveaux de courant et il est lié à la résistance longitudinale de base, résistance qui privilégie une conduction de

courant à la périphérie de l'émetteur et qui contribue à une diminution apparente de la surface active d'émetteur. Le calcul du courant critique au-delà duquel le phénomène de défocalisation est susceptible d'intervenir [1.5] montre que ce phénomène est rejeté en dehors des limites de fonctionnement normal ($J_{\text{défoc}} \sim 3.2 \cdot 10^4 \text{ A/cm}^2$).

Après avoir brièvement présenté la physique du TBH, nous allons donner une liste non exhaustive de son champ d'application.

1.5. Fonctions réalisables à partir d'un TBH

La figure 1.3 montre le schéma synoptique d'un récepteur hyperfréquence. Ce dernier est constitué de quatre fonctions principales, l'étage d'entrée formé d'un amplificateur faible bruit, le mélangeur, l'oscillateur local et l'étage amplificateur à fréquence intermédiaire, toutes susceptibles d'être réalisées à partir de TBH. Notons que l'étage d'émission regroupe quasiment les mêmes fonctions avec cependant la particularité supplémentaire d'avoir un amplificateur de puissance à sa sortie.

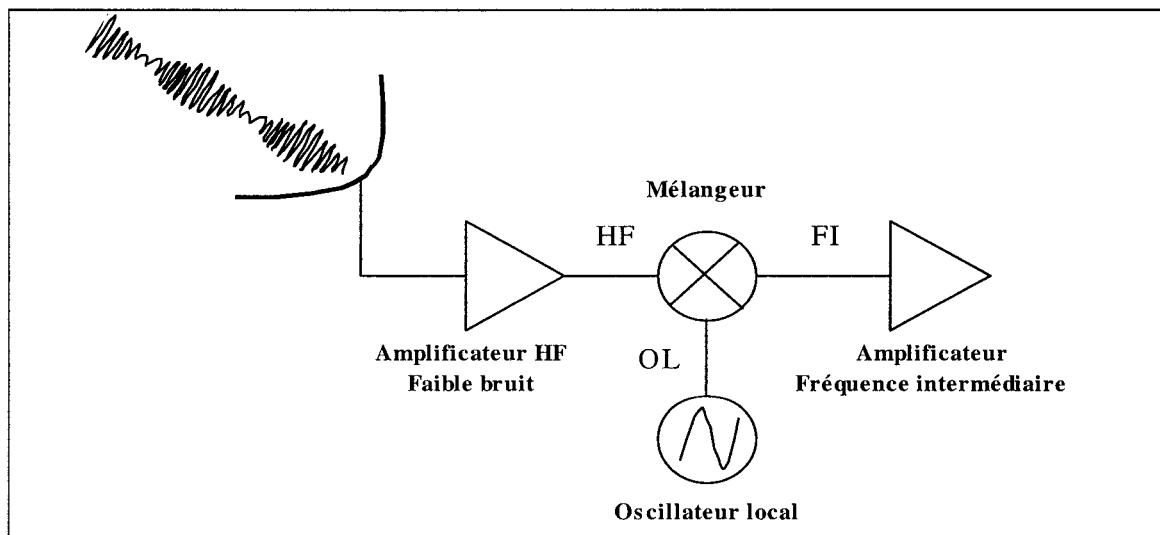


Figure 1-4: Structure simplifiée d'un récepteur HF

1.5.1. Amplificateur de puissance

C'est par le développement des communications mobiles, que le TBH a vu son importance croître pour tout ce qui concerne l'amplification HF. En effet, le critère d'autonomie lié aux batteries des mobiles implique des conditions draconiennes sur le rapport en puissance ajouté (PAE). Ce rapport est défini comme le produit du rendement collecteur η_c ($\eta_c = \frac{P_{OUT}}{P_{DC}}$) par la quantité $(1 - \frac{1}{G})$ et G représente le gain. Le PAE est adapté à la mesure de l'amplification de puissance des TBHs puisqu'il intègre à la fois la puissance continue dissipée à la jonction base-émetteur et le terme de gain G. L'optimisation du PAE passe par le choix d'une classe de fonctionnement, choix qui s'effectue au détriment de la linéarité et donc de la distorsion du signal. Par exemple, des TBH GaInP/GaAs fabriqués par Thomson CSF/LCR et polarisés en classe C ($V_{ce}=7V$ et $V_{be}=1V$) permettent d'atteindre une puissance de sortie de l'ordre de 200 mW avec un PAE de 90% à la fréquence de 1.8 GHz [1.5].

A l'heure actuelle, les résultats obtenus avec des TBHs sont du même ordre de grandeur que ceux obtenus sur des circuits MMIC à base de TEC. De plus, en dépit des contraintes liées à la faible valeur de la conductivité thermique du GaAs (diminution du PAE en raison de la présence de résistances de «ballast» en série sur l'émetteur) et notamment du phénomène d'emballement thermique, les TBHs sont capables de véhiculer des densités de puissance encore plus importantes (jusqu'à 6.2 mW/ μm^2).

Il est un domaine pour lequel le TBH présente un net avantage sur les TEC, c'est celui de l'amplification. En effet, grâce à la réduction du temps de transit des porteurs dans la structure, des transistors peuvent être réalisés avec des performances fréquentielles élevées ($f_t \approx 35GHz$ et $f_{max} \approx 70GHz$). Ceci permet d'envisager la réalisation d'amplificateurs « push-pull » délivrant de fortes puissances en sortie tout en ayant une bonne linéarité et un rendement élevé. Si l'amplification de puissance est un axe de

développement pour les TBH, les oscillateurs et mélangeurs peuvent également tirer profit des qualités intrinsèques du TBH.

1.5.2. Oscillateur

La génération de signaux à fréquence fixe ou variable peut être réalisée à partir d'oscillateurs fixes ou d'oscillateurs contrôlés en tension. Dans les deux cas, les critères d'optimisation sont un rendement élevé et un faible bruit de phase. Et avec un TBH, il est possible d'obtenir un « varactor » à partir des couches réalisant la jonction collecteur-base, et donc de réaliser un VCO. A titre d'exemple, J.P Roux cite la réalisation d'un oscillateur contrôlé en tension réalisé à partir de trois TBHs et en technologie MMIC ($1.5 \times 1.5 \text{ mm}^2$). Le VCO obtenu a une plage d'accord de 30% autour de la fréquence centrale de 3.6 GHz, une puissance de sortie comprise entre 7.5 et 8.5 dBm, une réjection du deuxième harmonique inférieure à -25 dB et un bruit de phase mesuré à 100 kHz de la porteuse de se situant à -70 dBc/Hz .

1.5.3. Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre quelques propriétés physiques transistor bipolaire à hétérojonction, puis nous avons effectué une comparaison entre le TBH et le TEC, enfin, quelques applications à partir de TBH ont été données. Nous allons dans le chapitre suivant, expliciter les modèles DC d'Ebers-Moll et de Gummel-Poon ainsi que le modèle petit signal que nous avons adopté.

CHAPITRE II

MODÈLES DC ET PETIT SIGNAL DES TBHs

2.1. Introduction

Ce chapitre présente dans un premier temps les deux modèles conventionnels DC, le modèle d'Ebers-Moll et le modèle de Gummel-Poon. Puis nous expliciterons les éléments qui constituent le schéma électrique équivalent petit signal.

2.2. Modèles DC des TBHs

2.2.1. Modèle d'Ebers-Moll

Ce modèle, qui décrit le fonctionnement statique en régime fort signal du transistor bipolaire, a été établi par les physiciens EBERS et MOLL en 1954 [2.1]. Il est valable pour tous les régimes de fonctionnement du bipolaire: bloqué (I), normal (II), saturé (III) et inverse (IV). Ces quatre cas sont représentés sur la figure 2 .1.

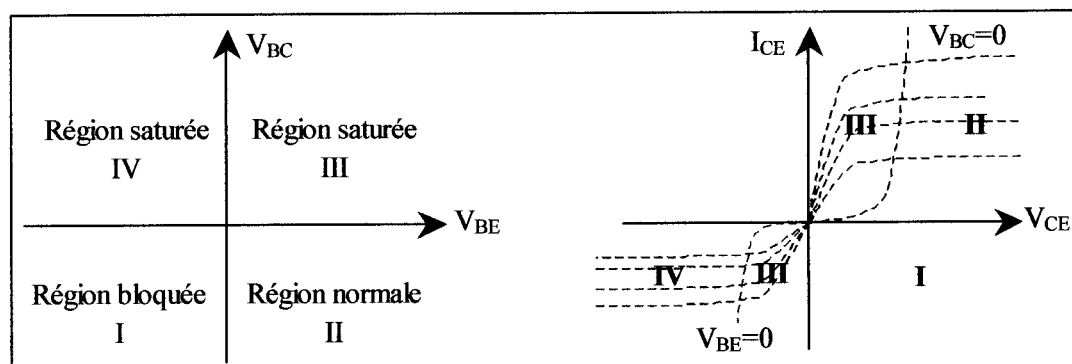


Figure 2-1: Régimes de fonctionnement des transistors bipolaires

Le modèle est basé sur la représentation électrique des deux jonctions base-émetteur (BE) et base-collecteur (BC) qui constituent le transistor bipolaire. Cela se traduit par deux diodes en parallèle sur deux sources de courant contrôlées par les tensions internes

aux bornes de ces jonctions (figure 2.2). Les diodes déterminent si la jonction est polarisée en inverse ou en direct.

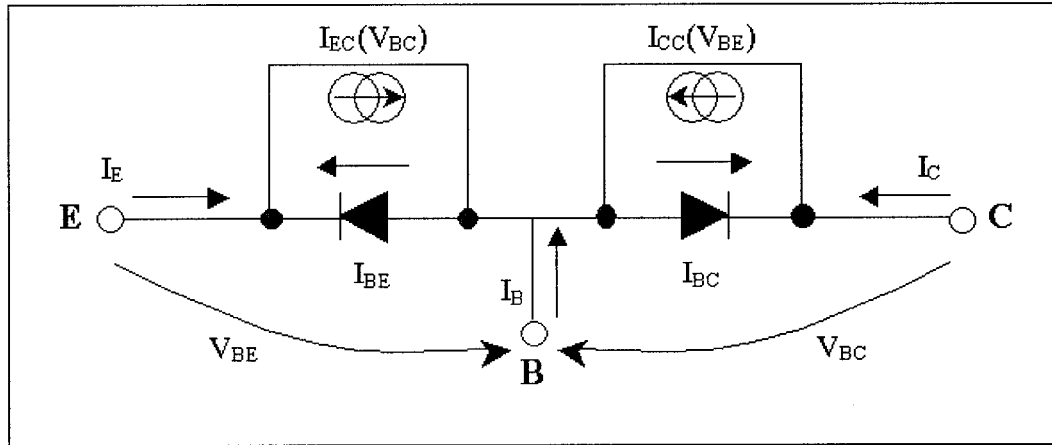


Figure 2-2: Représentation du modèle statique d'Ebers et Moll

En prenant comme référence positive le sens des courants entrants dans la structure, les courants aux trois accès du composant sont donnés par :

$$I_C = I_{CC} - I_{BC} \quad (2.1)$$

$$I_E = I_{EC} - I_{BE} \quad (2.2)$$

$$I_B = I_{BE} + I_{BC} - I_{CC} - I_{EC} \quad (2.3)$$

Les courants I_{BE} et I_{BC} traversant les jonctions B-E et B-C sont de la forme:

$$I_{BE} = I_{ES} \left(e^{\frac{qV_{BE}}{kT}} - 1 \right) \quad (2.4)$$

$$I_{BC} = I_{CS} \left(e^{\frac{qV_{BC}}{kT}} - 1 \right) \quad (2.5)$$

Où I_{ES} et I_{CS} les courants de saturation des jonctions base-émetteur et base-collecteur.

La commande en tension est traduite par les sources de courant dépendantes des courants I_{BE} et I_{BC} :

$$I_{CC} = \alpha_F \cdot I_{BE} \quad (2.6)$$

$$I_{EC} = \alpha_R \cdot I_{BC} \quad (2.7)$$

Où α_F et α_R les gains en courants direct et inverse en mode Base-Commune.

Les courants terminaux dans cette version peuvent alors être exprimés de la façon suivante:

$$I_C = \alpha_F \cdot I_{BE} - I_{BC} = \alpha_F \cdot I_{ES} \left(e^{\frac{qV_{BE}}{kT}} - 1 \right) - I_{CS} \left(e^{\frac{qV_{BC}}{kT}} - 1 \right) \quad (2.8)$$

$$I_E = \alpha_R \cdot I_{BC} - I_{BE} = \alpha_R \cdot I_{CS} \left(e^{\frac{qV_{BC}}{kT}} - 1 \right) - I_{ES} \left(e^{\frac{qV_{BE}}{kT}} - 1 \right) \quad (2.9)$$

$$I_B = (1 - \alpha_F) I_{BE} - (1 - \alpha_R) I_{BC} \quad (2.10)$$

A partir de ces expressions, une première simplification qui permet de réduire le nombre de paramètres (I_{ES} , I_{CS} , α_F et α_R) consiste à émettre l'hypothèse de réciprocité, qui peut se traduire par l'égalité suivante :

$$\alpha_F \cdot I_{ES} = \alpha_R I_{CS} = I_S \quad (2.11)$$

Cette relation s'interprète physiquement en considérant la partie commune des courants de saturation base-émetteur et base-collecteur résultant de l'analyse dans la région de base. Elle a été vérifiée expérimentalement sur la plupart des transistors bipolaires lors des premières validations du modèle d'Ebers et Moll [2.1]. Les gains direct et inverse α_F et α_R correspondent aux proportions de courant des jonctions qui atteignent respectivement le collecteur et l'émetteur. Cette expression permet ainsi d'introduire la version du modèle qui consiste cette fois à prendre comme référence les courants qui traversent les sources contrôlées de la structure de la figure 2.2. Celle-ci est conservée avec maintenant les expressions suivantes pour les courants:

$$I_{CC} = I_S \left(e^{\frac{qV_{BE}}{kT}} - 1 \right) \quad (2.12)$$

$$I_{EC} = I_S \left(e^{\frac{qV_{BC}}{kT}} - 1 \right) \quad (2.13)$$

I_S est le courant de saturation de l'ensemble du courant transporté dans la base

Les expressions des courants terminaux deviennent, en considérant la non-idéalité des jonctions :

$$I_C = I_{CC} - \frac{I_{EC}}{\alpha_R} = I_S \left(e^{\frac{qV_{BE}}{n_F kT}} - 1 \right) - \frac{I_S}{\alpha_R} \left(e^{\frac{qV_{BC}}{n_R kT}} - 1 \right) \quad (2.14)$$

$$I_E = I_{EC} - \frac{I_{CC}}{\alpha_F} = I_{CS} \left(e^{\frac{qV_{BC}}{n_R kT}} - 1 \right) - \frac{I_S}{\alpha_F} \left(e^{\frac{qV_{BE}}{n_F kT}} - 1 \right) \quad (2.15)$$

$$I_B = \left(\frac{1}{\alpha_F} - 1 \right) \cdot I_{CC} - \left(\frac{1}{\alpha_R} - 1 \right) \cdot I_{EC} \quad (2.16)$$

n_F et n_R sont respectivement les coefficients de non-idéalité direct et inverse.

Cette version permet également de définir ce modèle sous une forme hybride en π , plus représentative d'un fonctionnement en émetteur commun et plus facile à linéariser par la suite (figure 2.3). Dans cette nouvelle représentation, les deux sources de courant commandées en tension I_{CC} et I_{EC} sont réunies en une seule source, I_{CT} , dont l'expression est $I_{CT} = I_{CC} - I_{EC}$. Les gains β_F (en direct) et β_R (en inverse) en configuration émetteur-commun sont alors introduits. Ils s'expriment en fonction de α_F et α_R de la façon suivante :

$$\beta_F = \frac{\alpha_F}{1 - \alpha_F} \quad (2.17)$$

$$\beta_R = \frac{\alpha_R}{1 - \alpha_R} \quad (2.18)$$

Les courants I_C , I_B et I_E deviennent dans cette configuration :

$$I_C = I_{CC} - I_{EC} - \frac{I_{EC}}{\beta_R} = I_{CT} - \frac{I_{EC}}{\beta_R} \quad (2.19)$$

$$I_E = I_{EC} - I_{CC} - \frac{I_{CC}}{\beta_F} = -I_{CT} - \frac{I_{CC}}{\beta_F} \quad (2.20)$$

$$I_B = \frac{I_{CC}}{\beta_F} + \frac{I_{EC}}{\beta_R} \quad (2.21)$$

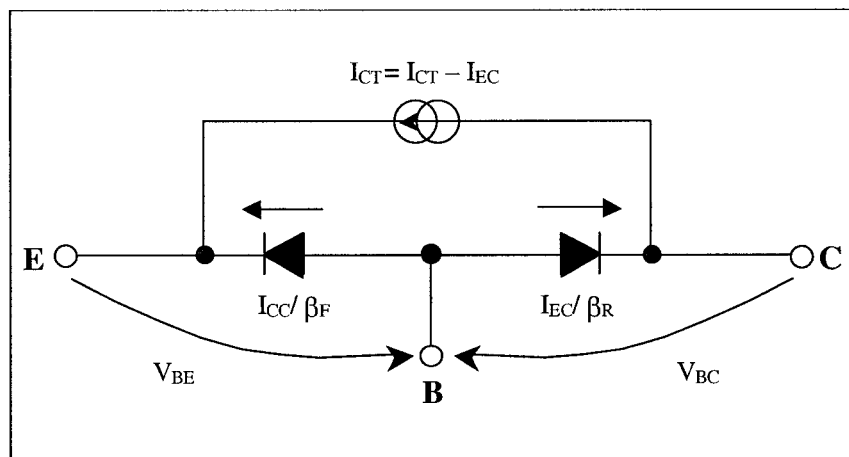


Figure 2-3: Forme hybride en π du modèle d'Ebers et Moll

Afin d'obtenir une représentation plus complète du fonctionnement et de décrire le comportement dynamique du composant, des éléments capacitifs, inductifs et résistifs doivent être pris en considération.

2.2.1.1. Modulation de la largeur de la base (effet Early)

Le modèle décrit ci-dessus peut être plus proche du comportement réel du transistor en prenant en considération certains effets comme la modulation de la largeur de base. En effet, la variation de la charge d'espace du côté de la jonction base-collecteur, induite par la tension inverse V_{BC} , entraîne une variation de la largeur de la base, et donc de la zone active. Cet effet peut être constaté (figure 2.4) à partir des caractéristiques $I_C = f(V_{BE})$ pour un fonctionnement normal ($V_{BE} > 0$, $V_{BC} > 0$).

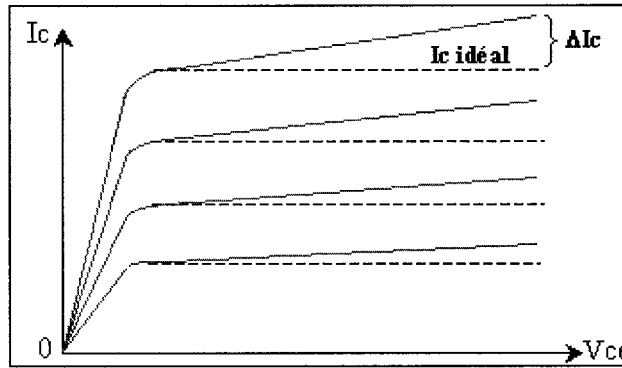


Figure 2-4: Variation de I_C induite par la modulation de la largeur de base

L'expression de la largeur de base W_B en fonction de V_{BC} peut s'écrire [2.3] :

$$W_B = W_B(0) \cdot \left(1 + \frac{V_{BC}}{V_A} \right) \quad (2.22)$$

$W_B(0)$: largeur initiale de la base à $V_{BC} = 0$

Cette expression permet de rendre compte de l'Effet d'Early sur les grandeurs dépendantes de la largeur de base telles que le courant de saturation I_S :

$$I_S = \frac{I_S(0)}{\left(1 + \frac{V_{BC}}{V_A}\right)} \quad (2.23)$$

L'expression du courant I_{CC} devient (avec $I_S(0)$: courant de saturation à $V_{BC}=0$) :

$$I_{CC} = \frac{I_S(0)}{\left(1 + \frac{V_{BC}}{V_A}\right)} \left(e^{\frac{qV_{BE}}{n_F kT}} - 1 \right) \quad (2.24)$$

En régime de fonctionnement normal, l'effet Early entraîne une augmentation du courant I_C en fonction de la tension V_{CE} qui croît, ce qui entraîne une décroissance de la résistance de sortie. De plus, la réduction de la zone quasi-neutre de la base (ce qui signifie une diminution du temps de transit dans la base) W_B induit une augmentation du gain en courant. On peut visualiser la tension d'Early, sur la figure 2.5, qui est l'extrapolation des pentes des $I_C = f(V_{CE})$ avec l'axe des tensions collecteur-émetteur.

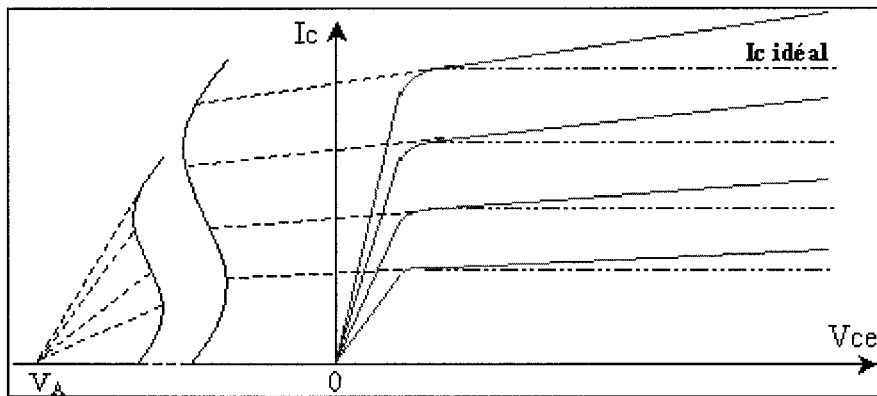


Figure 2-5: Visualisation de la tension d'Early avec les courbes $I_C = f(V_{ce})$

Il est toutefois difficile de déterminer la valeur de la tension d'Early, sauf à faible niveau de courant. En effet, les effets thermiques, qui sont importants pour les TBHs, font apparaître des pentes négatives pour les courants de collecteur plus importants.

2.2.1.2. La forte injection

A fort niveau de courant, l'injection de porteurs minoritaires en transit dans la base devient égale ou dépasse la concentration donnée des porteurs majoritaires par le dopage de la base. Cette forte injection entraîne une diminution de la variation de courant I_C en fonction de V_{BE} à fort niveau de courant. Cette variation est prise en considération [2.4] en écrivant :

$$I_C = \frac{I_S}{\left(1 + \theta e^{\frac{qV_{BE}}{2kT}}\right)} \left(e^{\frac{qV_{BE}}{n_F kT}} - 1 \right) \quad (2.25)$$

θ : paramètre qui rend compte de la forte injection

2.2.2. **Modèle de Gummel et Poon**

Ce modèle, élaboré par Gummel et Poon en 1970 [2.5], est plus performant pour les forts niveaux de courants. Il est donc mieux adapté à la modélisation des transistors de puissance. C'est un modèle basé sur le principe que la charge de base dépend de grandeurs de polarisations appliquées. La différence majeure avec le modèle d'Ebers et Moll est dans l'expression du courant I_{CT} . Sa topologie est présentée sur la figures 2.6.

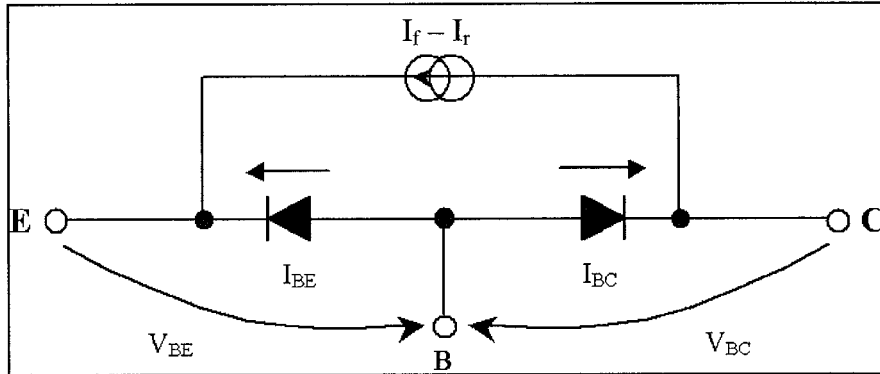


Figure 2-6: Topologie du modèle Gummel-Poon

Pour un transistor NPN, le courant d'électrons qui circule entre l'émetteur et le collecteur peut s'écrire de la façon suivante :

$$I_n = \frac{(qn_i S)^2 D_n}{Q_b} \left(e^{\frac{qV_{BE}}{n_f kT}} - 1 \right) - \frac{(qn_i S)^2 D_n}{Q_b} \left(e^{\frac{qV_{BC}}{n_r kT}} - 1 \right) = I_f - I_r \quad (2.26)$$

Avec n_i : concentration intrinsèque; D_n : constante de diffusion des électrons; S : surface idéale active du transistor; Q_b : charge totale de majoritaires stockée dans la base; n_f et n_r : coefficients d'idéalité des deux jonctions.

Ce courant d'électrons I_n est la différence des deux courants direct I_f et inverse I_r , générés par les deux jonctions du transistor. Q_b peut être normalisée à sa valeur de polarisation nulle ($V_{BE}=0$, $V_{BC}=0$) Q_{bo} , qui correspond à la charge de base fixée:

$$q_b = \frac{Q_b}{Q_{bo}} \quad (2.27)$$

L'expression (2.14) sera alors de la forme :

$$I_n = I_f - I_r = \frac{I_{ss}}{q_b} \left(e^{\frac{qV_{BE}}{n_f kT}} - 1 \right) - \frac{I_{ss}}{q_b} \left(e^{\frac{qV_{BC}}{n_r kT}} - 1 \right) \quad (2.28)$$

Avec

$$I_{ss} = \frac{(qn_i S)^2 D_n}{Q_{bo}} \quad (2.29)$$

Le terme I_{ss} est la constante fondamentale de ce modèle définie en l'absence de tension appliquée. La charge Q_b est la somme de 5 termes [2.6] :

$$Q_b = Q_{bo} + Q_e + Q_c + Q_f + Q_r \quad (2.30)$$

Avec Q_{bo} : charge de base fixe indépendante des conditions de polarisations; Q_e et Q_c : charges stockées des zones désertées des jonctions, Q_f ($=\tau_f \cdot I_f$) et Q_r ($=\tau_r \cdot I_r$): respectivement les charges en excès de porteurs injectés par les courants direct et inverse.

La normalisation par rapport à Q_{bo} donne finalement :

$$q_b = 1 + \frac{Q_e}{Q_{bo}} + \frac{Q_c}{Q_{bo}} + \frac{Q_f}{Q_{bo}} + \frac{Q_r}{Q_{bo}} = 1 + q_e + q_c + q_f + q_r \quad (2.31)$$

$\left(q_c = \frac{Q_c}{Q_{bo}} \approx \frac{V_{BC}}{V_A} \right)$ et $\left(q_e = \frac{Q_e}{Q_{bo}} \approx \frac{V_{BE}}{V_B} \right)$: modélisent la modulation de la base (due à la variation des zones de charges d'espace côté émetteur et collecteur),

$\left(q_f = \frac{Q_f}{Q_{bo}} \approx B \cdot \frac{\tau_f I_f}{Q_{bo}} \right)$ et $\left(q_r = \frac{Q_r}{Q_{bo}} \approx \frac{\tau_r \cdot I_r}{Q_{bo}} \right)$: modélisent les effets des charges totales des porteurs excédentaires stockées dans la base ($V_{BE} \neq 0$ et $V_{BC} = 0$).

Avec

V_A, V_B : tension d'Early directe et inverse ; τ_d et τ_r : temps de transit direct et inverse des porteurs dans la structure E-C; B : facteur multiplicatif pour tenir compte de l'effet Kirk.

Dans ces conditions, l'expression du courant commandé s'écrit :

$$I_{CT}(V_{BE}, V_{BC}, q_b) = I_n(V_{BE}, V_{BC}, q_b) = \frac{I_{ss}}{q_b} \left(e^{\frac{qV_{BE}}{n_f kT}} - e^{\frac{qV_{BC}}{n_r kT}} \right) \quad (2.32)$$

Dans la topologie, les courants I_{BE} et I_{BC} représentent les courants de base qui se partagent respectivement vers le collecteur et l'émetteur. Ils sont équivalents à ceux utilisés dans le modèle d'Ebers et Moll et ils peuvent s'exprimer par :

$$I_{BE} = \frac{I_f}{\beta_f} \quad (2.33)$$

$$I_{BC} = \frac{I_r}{\beta_r} \quad (2.34)$$

Enfin, le comportement dynamique du modèle est pris en considération avec les variations en fonction du temps des charges Q_e , Q_f , Q_c et Q_r . Les expressions des courants terminaux du modèle de Gummel-Poon s'écrivent alors :

$$I_C = I_{CT}(q_b) - I_{BC} - \frac{\delta Q_e}{\delta t} - \frac{\delta Q_r}{\delta t} \quad (2.35)$$

$$I_E = -I_{CT}(q_b) - I_{BE} - \frac{\delta Q_c}{\delta t} - \frac{\delta Q_f}{\delta t} \quad (2.36)$$

$$I_B = I_{BE} + I_{BC} + \frac{\delta Q_b}{\delta t} \quad (2.37)$$

2.2.3. Conclusion

Le modèle de Gummel et Poon est plus performant [2.7] pour modéliser le comportement du transistor aussi bien à faible niveau de courant qu'à plus fort niveau. Il permet de prendre en considération les phénomènes qui sont typiques du TBH, c'est à dire la modulation de la base ou encore la forte injection. Le prix à payer est l'augmentation du nombre de paramètres à extraire.

Dans le paragraphe suivant, nous allons voir les autres effets qui peuvent exister et pris en considération dans un modèle.

2.3. Autres phénomènes présents dans le TBH

2.3.1. Phénomène de recombinaison

A faible courant, l'influence des phénomènes de recombinaisons à l'interface, dans les zones de charges d'espace et en surface du transistor par rapport au courant global, n'est plus négligeable. La variation des courants de recombinaison peut être représentée par une expression classique de diode, sur chacune des jonctions:

$$I_r = I_{sr} \left(e^{\frac{qV}{nkT}} - 1 \right) \quad (2.38)$$

Avec I_{sr} : courant de saturation; n : facteur d'idéalité; V : tension de commande

Ainsi, les expressions des courants de recombinaison entre B-E et B-C sont :

$$I_{RE} = I_{SE} \left(e^{\frac{qV_{BE}}{n_e kT}} - 1 \right) \quad (2.39)$$

$$I_{RC} = I_{SC} \left(e^{\frac{qV_{BC}}{n_r kT}} - 1 \right) \quad (2.40)$$

Avec I_{SC} : courant de saturation de la jonction B-C; I_{SE} : courant de saturation de la jonction B-E

2.3.2. Phénomènes d'avalanche et de claquage

Ces phénomènes apparaissent quand les jonctions sont polarisées en inverse. Le courant peut augmenter de façon importante et entraîner la destruction du composant par claquage de la jonction. L'augmentation de courant est modélisé en ajoutant un terme multiplicatif pour la jonction base-collecteur en inverse [2.8]:

$$M_C = \frac{1}{1 - \left| \frac{V_{BC}}{BV_{CBO}} \right|^{\gamma_C}} \quad (2.41)$$

$$I_C = M_C \cdot I_{CC} \quad (2.42)$$

Avec BV_{CBO} : tension de claquage de la jonction base-collecteur ($10v \leq BV_{CBO} \leq 20v$)

De la même façon, dans le cas de l'utilisation en inverse de la jonction B-E, on a:

$$M_E = \frac{1}{1 - \left| \frac{V_{BE}}{BV_{EBO}} \right|^{\gamma_E}} \quad (2.43)$$

$$I_E = M_E \cdot I_{EC} \quad (2.44)$$

BV_{EBO} : tension de claquage de la jonction base-émetteur ($3v \leq BV_{EBO} \leq 10v$)

BV_{CEO} , obtenue avec la base en circuit ouvert, est la tension de claquage la plus faible, et BV_{CES} correspond à une mesure avec la base et l'émetteur en court-circuit, le transistor est alors en régime saturé. Pour éviter la destruction du composant, les signaux appliqués peuvent être des impulsions, minimisant ainsi le temps d'application et le temps de mesure.

2.3.3. Tension d'offset

La présence d'une tension d'offset collecteur-émetteur non négligeable, lorsque le courant collecteur est nul en configuration émetteur commun, est observée généralement sur les transistors bipolaires à hétérojonction (figure 2.7).

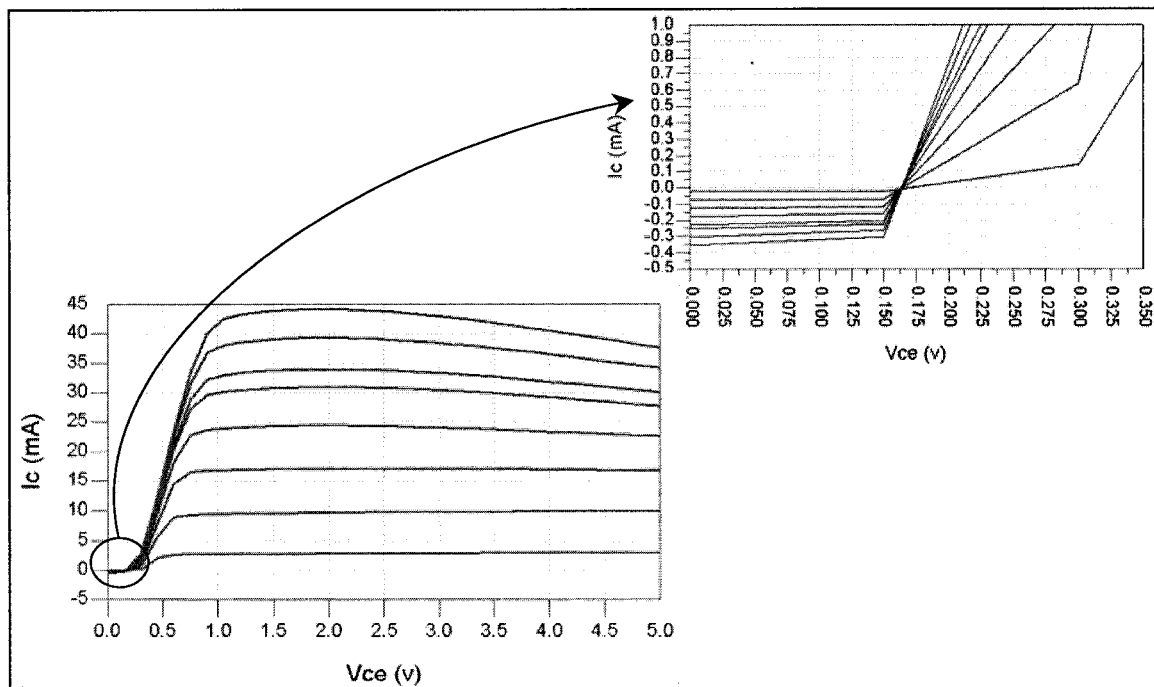


Figure 2-7: Tension d'offset pour un TBH $2 \times 25 \mu\text{m}^2$

Cet effet résulte de la dissymétrie des tensions de conduction entre l'hétérojonction ($V_{bi} \sim 1.3\text{V}$) et l'homojonction de collecteur ($V_{bi} \sim 1.3\text{V}$), et par le "spike" de conduction sur

l'hétérojonction [2.9]. Cette tension parasite augmente la valeur de la tension de saturation. Elle augmente la puissance consommée dans les circuits logiques et diminue la variation des excursions des signaux dynamiques pour des circuits analogiques.

Les expressions des courants définis dans le modèle d'Ebers-Moll permettent de prendre en considération cette tension d'offset. En effet, pour $I_c=0$ et sans considérer les résistances d'accès, les équations sont :

$$V_{CEoff} = V_T \cdot \ln \left[\left(\frac{I_B}{I_S} \right)^{ne} \cdot \left(\frac{I_{SC}}{I_B} \right)^{nf} \right] \quad (2.45)$$

2.3.4. Effets thermiques dans le TBH

En excluant les perturbations dues à la température ambiante, la puissance dissipée liée à la polarisation continue crée dans le transistor une augmentation de la température selon l'expression :

$$\Delta T = R_{TH}(T) \cdot \Delta P \quad (2.46)$$

Avec ΔP : la variation de puissance dissipée; ΔT : la variation de température; R_{th} : la résistance thermique du transistor qui peut être définie par :

$$R_{TH}(T) = \frac{e}{K(T) \cdot S} \quad (2.47)$$

Avec e , S et K qui représentent respectivement l'épaisseur, la surface et la conductivité thermique du matériau.

Le facteur K , qui varie en fonction du matériau, est exprimé en $W/^{\circ}C.cm$ et il a une dépendance non-linéaire vis à vis de la température. Le tableau 2.1 donne des valeurs de conductivité thermique pour divers matériaux semi-conducteurs [2.14] :

Matériau	$K(T)$ à 300K
Germanium GE	0.586
Silicium Si	1.465
Arsinure de Gallium GaAs	0.44
Phosphure d'indium InP	0.65

Tableau 2-1: Conductivité thermique en fonction du matériau pour $T=300K$

L'auto-échauffement agit de façon plus ou moins notable sur les propriétés intrinsèques du transistor et les grandeurs électriques qui en dépendent. Les paramètres qui varient en fonction de la température sont:

- Les courants de saturation
- Les courants de recombinaison et d'avalanche
- La tension base-émetteur et la tension thermique
- Le temps de transit
- La résistance thermique

- Le gain en courant
- Les facteurs d'idéalité
- La fréquence de coupure
- La fréquence maximale d'oscillation

La prise en considération des phénomènes thermiques est une condition sine qua non dans l'élaboration d'un modèle précis du TBH. Pour illustrer et quantifier l'importance des effets d'auto-échauffement, nous avons effectué une simulation $I_C=f(V_{CE})$ sans et avec les effets thermiques dont les résultats sont donnés aux figures 2.15 et 2.16. On remarque très nettement sur cette dernière les pentes négatives pour les forts courant I_B . Ces pentes peuvent principalement être attribuées aux variations avec la température des paramètres du courant de base, qui sont liés aux propriétés de l'hétérojonction, et qui contrôlent le gain en courant dans le domaine de fonctionnement normal. La tension V_{BE} présente également une variation négative avec la température, généralement de l'ordre de 1 à 2 mV/C° [2.15].

Il est donc important de faire une modélisation thermoélectrique du TBH pour rendre compte avec précision des effets de la température.

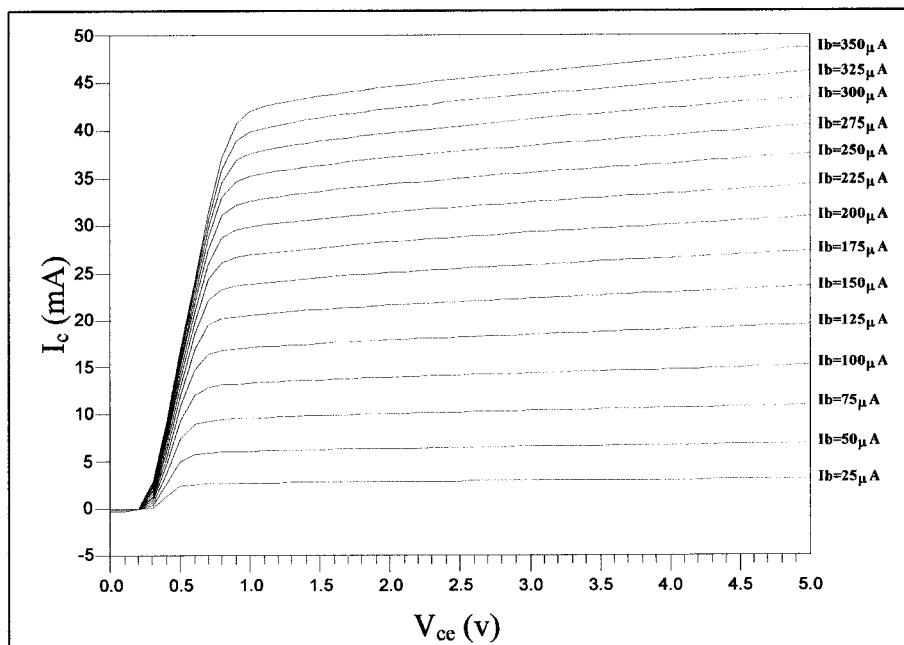


Figure 2-8: Simulation $I_c=f(V_{ce})$ sans les effets thermiques

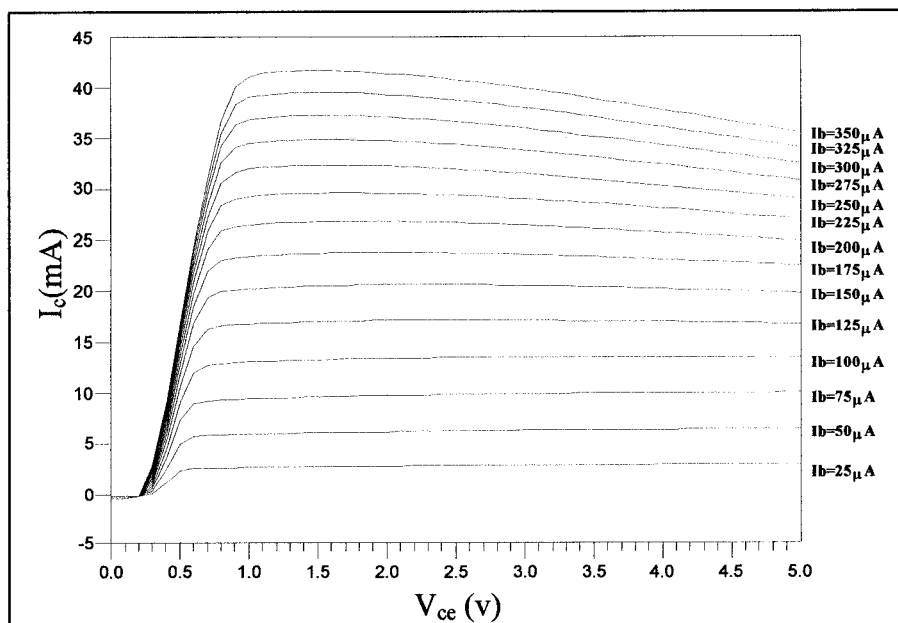


Figure 2-9: Simulation $I_c=f(V_{ce})$ en tenant compte les effets thermiques

2.4. Modèle petit signal pour le TBH

L'utilisation d'un modèle petit signal est justifié lors de l'application de signaux sur le composant ayant une amplitude très faible autour d'un point de polarisation donné. Les éléments de ce schéma équivalent sont alors considérés indépendants du niveau appliqué.

2.4.1. Linéarisation du modèle fort signal

Le modèle dynamique petit signal du transistor bipolaire à hétérojonction peut être établi en linéarisant le modèle de Gummel-Poon modifié fort signal. Sa représentation est donnée à la figure 2.10.

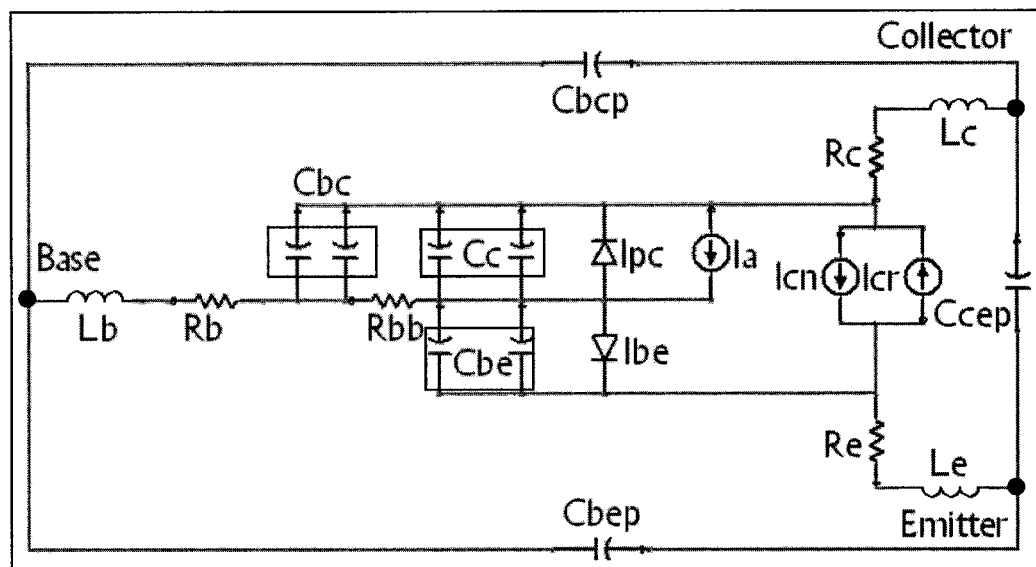


Figure 2-10: Topologie grand signal Gummel-Poon modifié pour le TBH

Chaque élément non-linéaire va être remplacé par son schéma équivalent petit signal. En suivant cette procédure, on obtient le type de configuration suivante pour le modèle petit signal du TBH (figure 2.9).

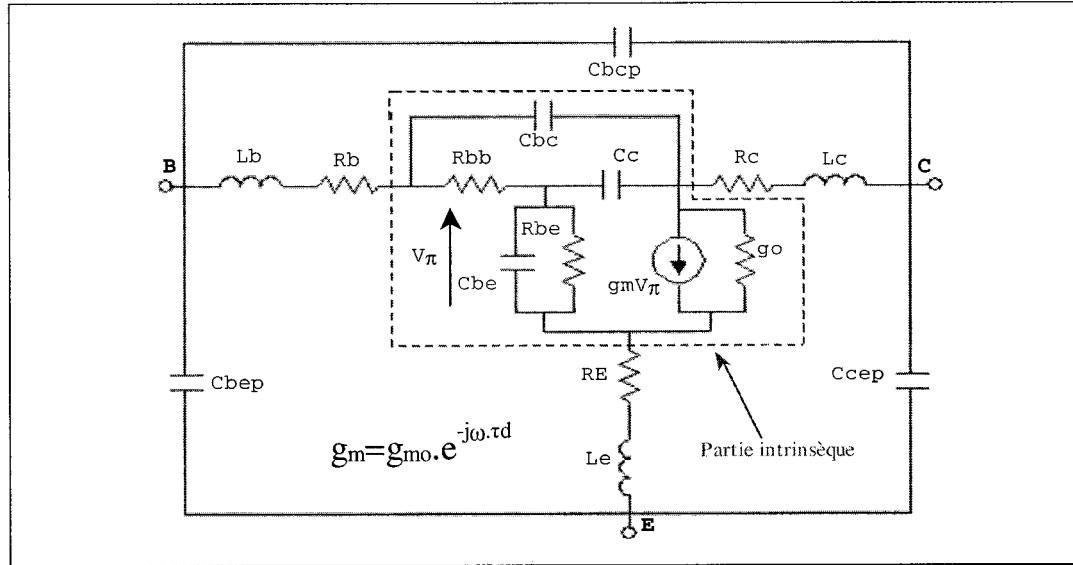


Figure 2-11: Circuit électrique équivalent petit signal du TBH

2.4.1.1. Résistance dynamique R_{be}

L'expression de la résistance dynamique de jonction R_{be} , dans le cas d'une approximation en régime petit signal, est donnée en considérant la conductance, par :

$$\frac{1}{R_{be}} = g_{be} = \frac{\delta I_B}{\delta V_{BE}} \quad (2.48)$$

2.4.1.2. Transconductance g_{mo}

On définit la transconductance g_{mo} qui représente le contrôle linéaire du courant de sortie par la tension appliquée sur la jonction. L'expression de g_{mo} est la suivante :

$$g_{mo} = \frac{\delta I_C}{\delta V_{BE}} \quad (2.49)$$

2.4.1.3. La conductance de sortie g_o

La conductance de sortie g_o qui a une influence importante dans la conception des circuits intégrés, c'est pourquoi il est nécessaire d'en tenir compte dans notre modèle petit signal et de la modéliser avec précision. Elle peut être exprimée par la relation :

$$g_o = \frac{\delta I_C}{\delta V_{CE}} \quad (2.50)$$

La modélisation précise de g_o dépend essentiellement de la manière dont l'effet Early et l'effet avalanche sont décrits dans le modèle.

2.4.1.4. Les Capacités C_{be} , C_c et C_{bc}

Les capacités internes d'un transistor ont un rôle primordial dans la modélisation du comportement dynamique du composant. En effet, leur évolution non-linéaire en fonction du point de polarisation permet, si elle est bien modélisée, d'effectuer des simulations, en mode grand signal, qui sont proches de la réalité.

On distingue deux types de capacité dans les zones actives des transistors associés aux deux jonctions : la capacité de transition (localisée au niveau des zones de transition ou zones de charges d'espace et notées C_{tx}) et la capacité de diffusion, appelée également capacité de stockage (localisés aux régions quasi-neutres et notées C_{dx}) [2.10]. Sous polarisation inverse, la jonction BC ne comporte que la capacité de transition et la capacité de transition de la jonction BE voit son influence diminuée au profit de la capacité de diffusion lorsque le courant à travers la jonction augmente. Les capacités C_{be} (jonction BE), C_c et C_{bc} (jonction BC) s'expriment de la façon suivante:

$$C_{be} = C_{dCbe} + C_{tCbe} \quad (2.51)$$

$$C_{bc} = C_{dCbc} + C_{tCbc} \quad (2.52)$$

$$C_c = C_{dCc} + C_{tCc} \quad (2.53)$$

En linéarisant, les capacités de diffusion sont définies comme suit:

$$C_{dCbe} = \left. \frac{\delta Q_{DCbe}}{\delta V_{Cbe}} \right|_{V_{CbeO}} \quad (2.54)$$

$$C_{dCbc} = \left. \frac{\delta Q_{DCbc}}{\delta V_{Cbc}} \right|_{V_{CbeO}} \approx 0 \quad (2.55)$$

$$C_{dCc} = \left. \frac{\delta Q_{DCc}}{\delta V_{Cc}} \right|_{V_{CcO}} \approx 0 \quad (2.56)$$

Et les capacités de transition sont de la forme:

$$C_{tCbe} = C_{TCbe}(V_{CbeO}) = \frac{C_{TCbeO}}{\left(1 - \frac{V_{CbeO}}{\phi_{Cbe}}\right)^{m_{Cbe}}} \ll C_{dCbe} \quad (2.57)$$

$$C_{TCbeO} = \sqrt{\frac{q\epsilon N_E}{2\phi_{Cbe}}} \cdot S \quad (2.58)$$

De la même façon, on a:

$$C_{tCb c} = C_{TCb c} (V_{Cb c o}) = \frac{C_{TCb c o}}{\left(1 - \frac{V_{Cb c o}}{\phi_{Cb c}}\right)^{m_{Cb c}}} \approx C_{b c} \quad (2.59)$$

$$C_{TCb c o} = \sqrt{\frac{q \epsilon N_C}{2 \phi_{Cb c}}} \cdot S \quad (2.60)$$

et

$$C_{tC c} = C_{TC c} (V_{C c o}) = \frac{C_{TC c o}}{\left(1 - \frac{V_{C c o}}{\phi_{C c}}\right)^{m_{C c}}} \approx C_c \quad (2.61)$$

$$C_{TC c o} = \sqrt{\frac{q \epsilon N_C}{2 \phi_{C c}}} \cdot S \quad (2.62)$$

Avec $\phi_{Cb c}$, $\phi_{C c}$ et $\phi_{Cb e}$ sont les barrières de potentiel, ϵ est la permittivité du matériau, N_C et N_E sont les dopages d'émetteur et de collecteur, S est la surface de la jonction et $m_{Cb c}$, $m_{C c}$ et $m_{Cb e}$ sont les coefficients rendant compte du type de la jonction (pour une jonction abrupte $m=1/2$ et pour une jonction graduelle $m=1/3$).

2.4.1.5. Le temps de transit τ_d

L'approximation quasi-statique est valable pour $f \ll f_T$ (en pratique $f < f_T / 2$). Dans le cas contraire, le courant issu de la source contrôlée ne change plus instantanément avec les variations temporelles du signal d'entrée [2.11]. Cette variation aux fréquences

élevées de la source de courant peut être modélisée à partir de l'expression de g_m en ajoutant un retard lié au temps de parcours intrinsèque des porteurs:

$$I_{CT} = g_m \cdot V_{BE} = g_{m0} \cdot e^{-j\omega\tau_d} \quad (2.63)$$

2.4.1.6. Les résistances d'accès

La résistance d'accès R_E de l'émetteur est théoriquement la somme d'une résistance de contact et d'une résistance présente dans la couche d'émetteur, cependant, la dissociation de ces dernières n'est possible que par la connaissance des caractéristiques physiques du composant. Dans le cadre de notre travail de recherche, les seules données physiques dont nous avons pu avoir accès furent les dimensions géométriques des transistors, nous avons donc considéré une résistance globale. La résistance de base R_B est composée de la résistance de contact latéral R_b et de la résistance de la couche P^+ de base entre l'émetteur et le collecteur, que l'on nomme la résistance intrinsèque R_{bb} . Enfin, R_c représente la résistance d'accès au collecteur. Tout comme la résistance d'émetteur elle peut être scindée en une résistance de contact et en une résistance présente dans la couche N^+ . Habituellement, le sub-collecteur des TBHs est au moins trois fois plus minces que la région de la base, il en résulte une valeur une résistance dans la couche de valeur très faible qui peut être négligée au regard de la résistance de contact.

2.4.1.7. Les éléments parasites

Les éléments réactifs parasites, négligeables en basses fréquences, permettent également de décrire le comportement pour les hautes fréquences du TBH. Ainsi, l'introduction d'inductances L_c , L_b et L_e , qui modélisent les longueurs d'interconnexion

sur les trois accès du transistor, permet d'ajuster au mieux le comportement aux fréquences élevées. Il en est de même des capacités de plots C_{cep} , C_{bep} et C_{bcp} .

2.5. Conclusion

Ce chapitre nous a permis dans premier temps de rappeler les modèles électriques conventionnels pour les transistors bipolaires. Basés sur la physique du composant, les modèles d'Ebers-Moll et de Gummel-Poon sont communément utilisés dans les simulateurs actuels et permettent une reproduction du comportement électrique du transistor. Nous avons également donné la définition des éléments constituant le modèle petit signal.

Le prochain chapitre présente en premier lieu les deux topologies existantes pour la partie intrinsèque du transistor, en π et en T, qui découlent de la linéarisation du schéma grand signal. La dernière partie du chapitre explicite notre méthode d'extraction de l'ensemble des éléments du schéma électrique équivalent.

CHAPITRE III

EXTRACTION DES ÉLÉMENTS EXTRINSÈQUES DU MODÈLE PETIT-SIGNAL

3.1. Introduction

La partie extrinsèque se compose des éléments parasites, c'est à dire les capacités de plots et les inductances, et d'autre part, des résistances d'accès (figure 3.1). Leur extraction constitue la première étape qui doit mener à la détermination de l'ensemble des paramètres du modèle petit signal. En ce qui nous concerne et dans le cadre du projet de modélisation, les mesures des paramètres-S ont été fournies par Nortel Networks. La particularité de ces mesures est que les effets des éléments parasites ont déjà été déterminés par simulation électromagnétique et déflaqués [3.1] (procédure de de-embedding en anglais). Toutefois, nous allons décrire dans ce chapitre la façon de déterminer les éléments parasites, et ce, en nous appuyant sur les méthodes trouvées dans la littérature. Puis nous montrerons comment nous avons déterminé les valeurs des résistances d'accès à partir de mesures DC.

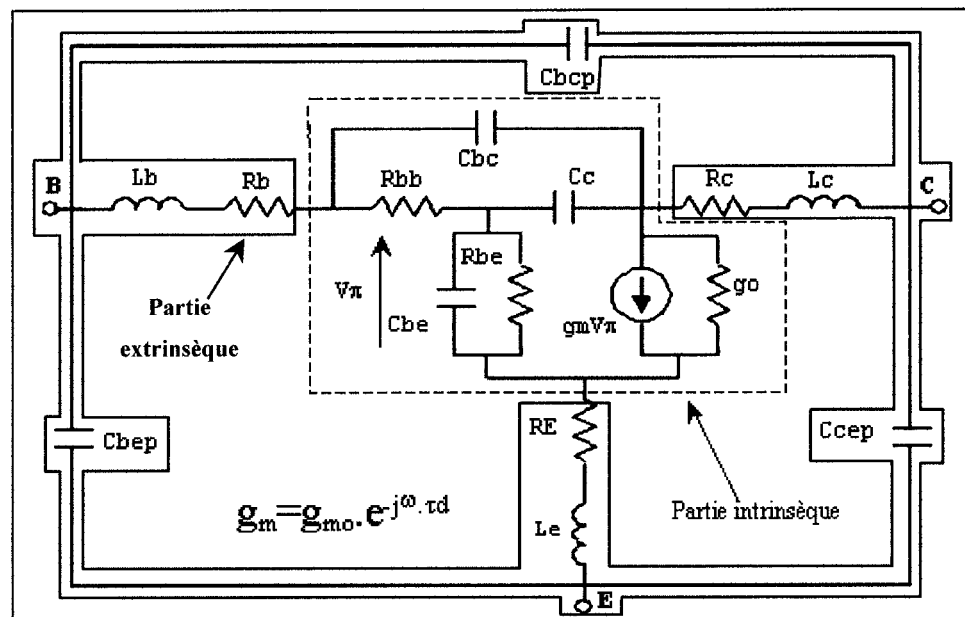


Figure 3-1: Modèle petit signal en « π » avec les 17 paramètres à déterminer

3.2. Extraction des éléments parasites

La représentation globale petit signal des TBHs tient compte, outre la partie intrinsèque, des éléments parasites dus aux longueurs de lignes (représentées par les inductances L_b , L_c et L_e) qui permettent d'accéder au composant, aux capacités de plots inter-électrodes (représentées par les capacités C_{bep} , C_{bcp} et C_{cep}).

Les transistors montés en boîtier sont soumis à des perturbations supplémentaires notamment dues aux fils de soudure et aux capacités du boîtier. Les capacités de plots et les inductances parasites sont extraites respectivement à partir des configurations bloquée et polarisée.

3.2.1. Extraction des capacités parasites

La technique d'extraction des capacités parasites fut proposée par Dambrine dans le cas des transistors à effet de champ [3.2], puis J.M Belquin a proposé une technique d'extraction applicable aux TBHs [3.3] qui n'utilise pas de structures de tests particulières. La détermination des capacités parasites se fait dans une condition particulière de polarisation. En effet, il faut que les jonctions soient polarisées en inverse. La différence entre la méthode de Belquin et la notre réside dans le fait que ce dernier ne prend pas en considération la nature distribuée de la jonction base-collecteur. Son schéma électrique équivalent se limite donc aux capacités parasites, à la capacité C_{jc} et à la capacité C_π (figure 3.2). Pour nous, la prise en considération de la nature distribuée de cette jonction inclut la présence de la capacités C_{bc} (figure 3.3).

Nous allons maintenant voir plus en détails les différentes étapes de l'extraction des capacités parasites en l'adaptant à notre configuration.

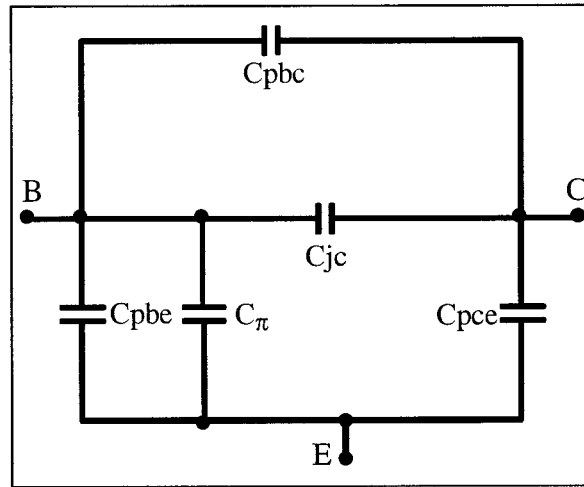


Figure 3-2: Configuration bloquée du TBH pour J.M Belquin

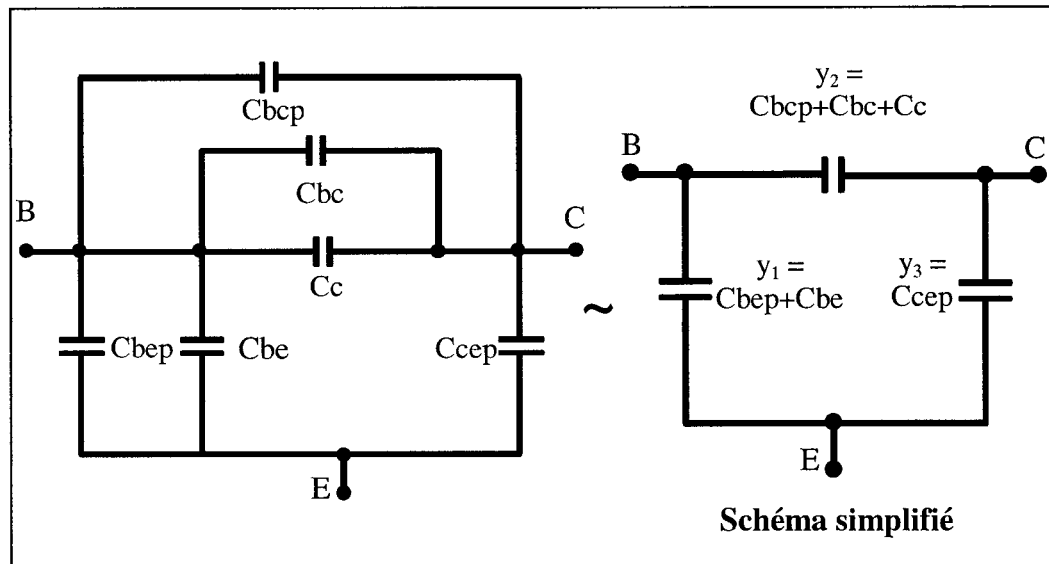


Figure 3-3: Configuration bloquée du TBH pour notre modèle

L'extraction peut se diviser en plusieurs étapes :

1. On applique une tension négative sur la base ($V_{be} < 0$) et on court-circuite le collecteur ($V_{ce}=0V$). Les jonctions BE et BC étant bloquées, la représentation du TBH se limite au schéma de la figure 3.3 (on néglige les effets résistifs car les courants sont nuls).
2. On mesure les paramètres-S en basses fréquences (généralement entre 0.1 et 2 GHz, où l'influence des inductances est négligeable) sous cette polarisation.
3. Puis on transforme les paramètres-S en paramètres-Y pour faciliter l'expression des capacités.
4. On exprime analytiquement la matrice [Y] du schéma électrique équivalent simplifié de la figure 3.3. On trouve facilement :

$$\bullet \quad \Im[y_{11}] = \Im[y_1 + y_2] = \omega(C_{bep} + C_{bcp} + C_{bc} + C_c + C_{be}) \quad (3.1)$$

$$\bullet \quad \Im[y_{12}] = \Im[y_{21}] = -\Im[y_2] = -\omega(C_{bcp} + C_{bc} + C_c) \quad (3.2)$$

$$\bullet \quad \Im[y_{22}] = \Im[y_2 + y_3] = \omega(C_{cep} + C_{bcp} + C_{bc} + C_c) \quad (3.3)$$

En combinant les équations ci-dessus, on obtient les expressions suivantes :

$$\bullet \quad C_{bep} + C_{be} = \frac{\Im[Y_{11} + Y_{12}]}{\omega} \quad (3.4)$$

$$\bullet \quad C_{cep} = \frac{\Im[Y_{22} + Y_{12}]}{\omega} \quad (3.5)$$

$$\bullet \quad C_{bcp} + C_{bc} + C_c = -\frac{\Im[Y_{12}]}{\omega} \quad (3.6)$$

$$\bullet \quad C_{bep} - C_{cep} + C_{be} = \frac{\Im[Y_{11} - Y_{22}]}{\omega} \quad (3.7)$$

Nous avons vérifié les équations 3.5 à 3.7 par simulation et en prenant des valeurs arbitraires pour les capacités. Les résultats sont présentés sur la figure 3.4. Les parties imaginaires sont identiques, ce qui montre que les équations sont correctes.

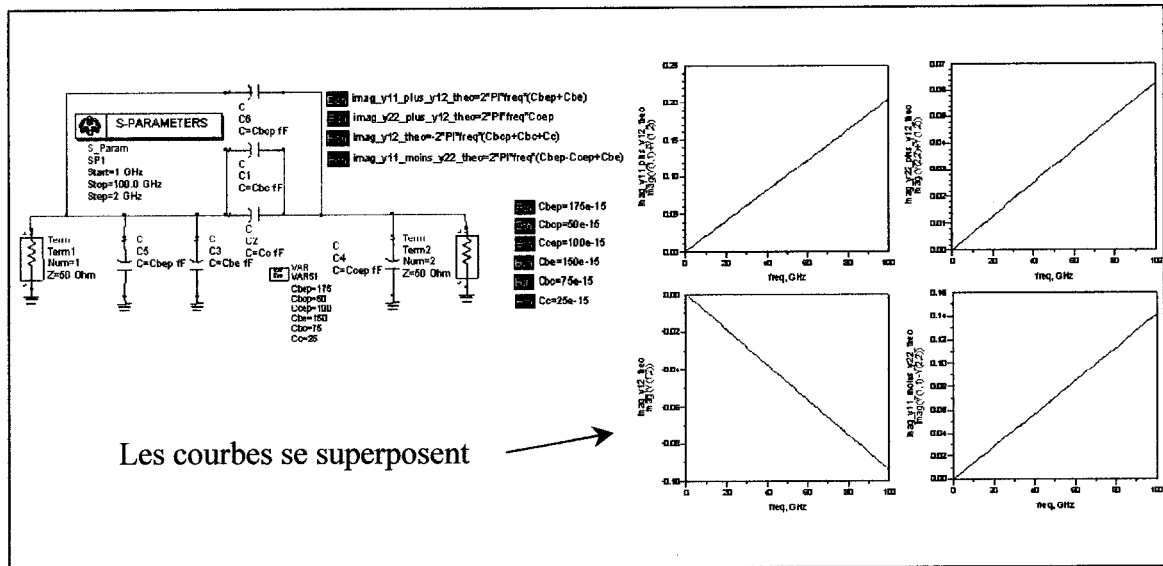


Figure 3-4: Vérifications des équations 3.5 à 3.7

5. Enfin, l'étude à tension V_{be} variable permet alors de distinguer les capacités C_{bc} , C_c et C_{be} , qui dépendent de la tension appliquée à leurs bornes, des capacités parasites (qui

sont indépendantes de la polarisation). Les expressions des capacités de jonction sont les suivantes :

$$C_{be} = \frac{C_{be0} (V_{be} = 0)}{\left(1 - \frac{V_{be}}{\phi_{Cbe}}\right)^{m_{Cbe}}} \quad (3.8)$$

$$C_{bc} = \frac{C_{bco} (V_{bc} = 0)}{\left(1 - \frac{V_{bc}}{\phi_{Cbc}}\right)^{m_{Cbc}}} \quad (3.9)$$

$$C_c = \frac{C_{co} (V_{bc} = 0)}{\left(1 - \frac{V_{bc}}{\phi_{Cc}}\right)^{m_{Cc}}} \quad (3.10)$$

Les capacités parasites des jonctions base-émetteur et base-collecteur sont obtenues par extrapolation des capacités totales en fonction de $\left(1 + \frac{V_{be}}{\phi_{Cbe}}\right)^{m_{Cbe}}$,

$\left(1 + \frac{V_{bc}}{\phi_{Cbc}}\right)^{m_{Cbc}}$ et $\left(1 + \frac{V_{Cc}}{\phi_{Cc}}\right)^{m_{Cc}}$ pour des valeurs négatives de V_{be} . Les tensions ϕ_{Cbc} ,

ϕ_{Cc} et ϕ_{Cbe} sont les tensions de diffusion des jonctions BC et BE. La polarisation étant à $V_{ce}=0V$, on a l'équivalence $V_{be}=V_{bc}$. La figure 3.5 montre un exemple des évolutions possibles des capacités, néanmoins, ces courbes ne s'appuient sur aucune valeur physique, elles permettent uniquement d'avoir un support visuel permettant une meilleure compréhension de la méthode.

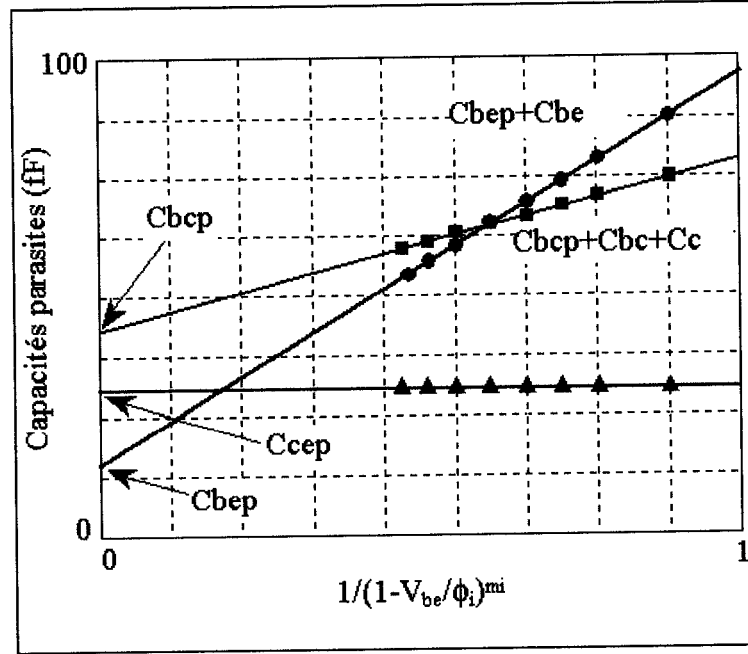


Figure 3-5: Détermination théorique des capacités parasites

Remarquons que l'équation (3.7) peut paraître redondante, en effet, nous avons 7 équations (3.4 à 3.10) pour 6 inconnues (C_{bcp} , C_{cep} , C_{bep} , C_{bc} , C_c et C_{be}). Toutefois, cette dernière équation peut permettre de vérifier, connaissant les valeurs de C_{bep} et de C_{bc} , que la valeur extraite de C_{cep} à partir de l'équation (3.5) est correcte.

A partir de la figure 3.5, les capacités parasites sont déterminées en extrapolant les capacités totales en fonction de $\left(1 + \frac{V_{be}}{\phi_{Cbe}}\right)^{m_{Cbe}}$, $\left(1 + \frac{V_{bc}}{\phi_{Cbc}}\right)^{m_{Cbc}}$ et $\left(1 + \frac{V_{Cc}}{\phi_{Cc}}\right)^{m_{Cc}}$. Cependant, comme l'a fait remarquer J-G Tartarin [3.4], cette méthode nécessite la connaissance de la nature des jonctions pour déterminer les coefficients m_{Cbe} , m_{Cbc} et m_{Cc} (à titre d'exemple, on a $m=1/2$ pour une jonction abrupte et $m=1/3$ pour une jonction graduelle). De plus, une mesure statique doit être réalisée pour déterminer les tensions de diffusion ϕ_{Cbc} , ϕ_{Cc} et ϕ_{Cbe} .

L'approche de J-G Tartarin est intéressante car elle permet de s'affranchir des caractéristiques physiques du composant. Sa topologie en régime bloqué est la suivante:

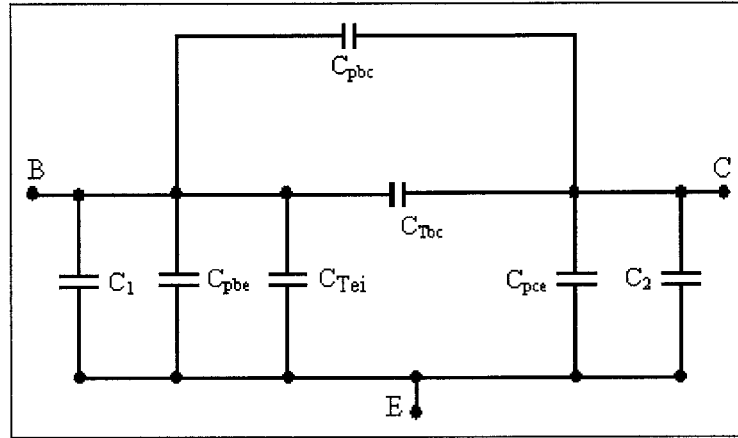


Figure 3-6: Configuration bloquée du TBH pour J-G Tartarin

Ses équations des capacités totales, qui diffèrent légèrement de celles de J.M Belquin par la présence de capacités de plot C_1 et C_2 , sont les suivantes:

$$\bullet \quad C_1 + C_{pbe} + C_{Tei} = \frac{\Im[Y_{11} + Y_{12}]}{\omega} \quad (3.11)$$

$$\bullet \quad C_2 + C_{pce} = \frac{\Im[Y_{22} + Y_{12}]}{\omega} \quad (3.12)$$

$$\bullet \quad C_{pbc} + C_{Tbc} = -\frac{\Im[Y_{12}]}{\omega} \quad (3.13)$$

Puis il exprime les capacités totales en fonction des capacités de jonction et des capacités parasites en suivant l'équation :

$$\bullet \quad C_{\text{tot}}(V_{\text{be}}) = C_{\text{Tj}}(V_{\text{be}}) + C_{\text{p}} \quad (3.14)$$

Les valeurs des capacités totales obtenues à partir des équations 3.11 à 3.13 pour plusieurs valeurs de V_{be} sont stockées dans un fichier. Puis le système d'équations (3.14 et les équations des capacités de jonction) est implanté dans ADS et une optimisation est effectuée sur les tensions de diffusion, les coefficients des jonctions et les capacités parasites. Le critère de convergence vers les valeurs de C_{pbe} et de C_{pbc} est la minimisation de l'écart relatif entre la capacité totale mesurée et la capacité totale reconstituée (équation 3.14).

Sa fonction d'erreur est exprimée par :

$$\varepsilon = \sum_{V_{\text{be}}} \left(\frac{C_{\text{Tot_mes.}} - C_{\text{Tot_mod.}}}{C_{\text{Tot_mes.}}} \right)^2 \quad (3.15)$$

La figure 3.7 présente les résultats de ces optimisations. Selon l'auteur, l'optimisation est en fait un lissage des mesures et les valeurs des capacités parasites représentent les extrapolations de ces courbes pour les fortes valeurs de V_{be} (lorsque les capacités de jonction sont nulles).

Il ajoute que C_{pbe} , C_{pbc} et C_{pce} ne sont pas sensibles au type d'optimisation, contrairement aux tensions de diffusion et aux coefficients de jonction, mais que cela n'affecte pas la détermination des capacités parasites.

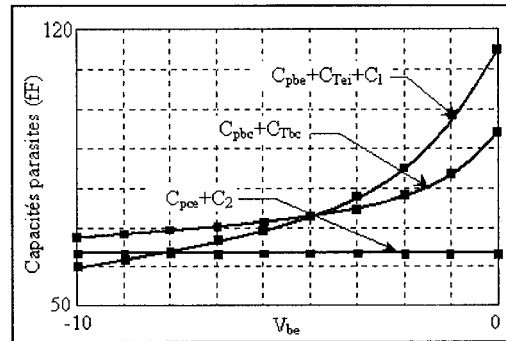


Figure 3-7: Optimisation des capacités mesurées et parasites [3.7]

A titre d'exemple, nous avons comparé le déflaquage effectué après la détermination des effets des éléments parasites par simulation électromagnétique [3.1], et le déflaquage effectué après la détermination des éléments parasites donnés par S. Bousnina [3.5].

3.2.1.1. Comparaison des méthodes EM et configuration bloquée

Le schéma équivalent petit-signal adopté par S. Bousnina, ainsi que sa configuration bloquée sont donnés ci-dessous :

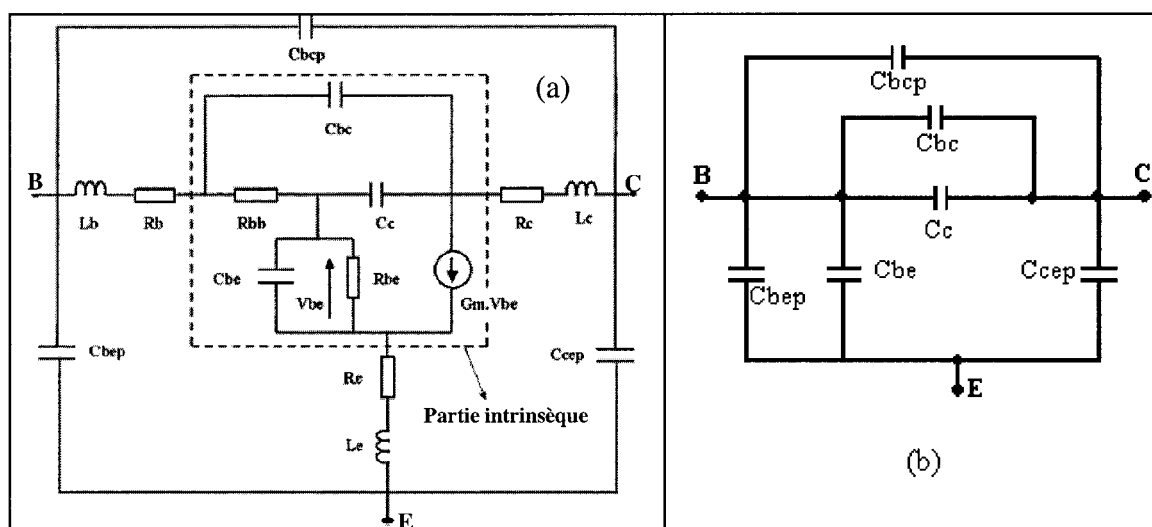


Figure 3-8: (a) schéma petit signal et (b) configuration bloquée pour [3.5]

Le transistor utilisé est à un doigt d'émetteur et de dimension $2 \times 25 \mu\text{m}^2$. Les résultats obtenus par l'auteur sont résumés dans le tableau 3.1 et les évolutions des capacités parasites, en fonction de l'expression $(1 - V_{be}/V_j)^{-mj}$, sont données sur la figure 3.7.

	Valeurs extraites dans [3.5] des éléments parasites
$L_b [pH]$	25
$L_c [pH]$	35
$L_e [pH]$	5.8
$C_{cep} [fF]$	23.3
$C_{bep} [fF]$	82.9
$C_{bcp} [fF]$	14.5

Tableau 3-1: Valeurs des éléments parasites extraits dans [3.5]

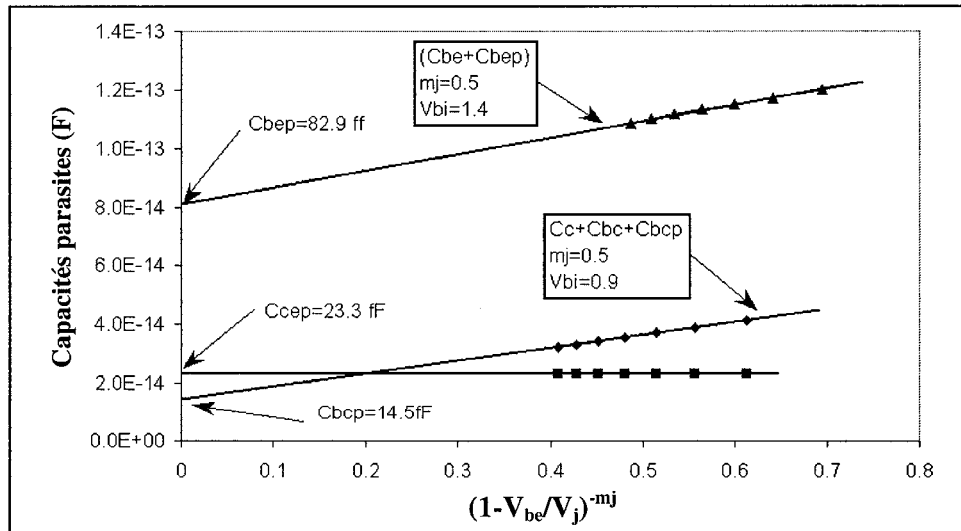


Figure 3-9: Capacités parasites en fonction de $(1 - V_{be}/V_j)^{-mj}$ [3.5]

A partir de ces résultats d'extraction, nous avons comparé les mesures déflaquées par Nortel par rapport à celles déflaquées par S. Bousnina. Dans ce dernier cas, la procédure (figures 3.10) est la suivante: on transforme les paramètres-S mesurés en paramètres-Y (étape1), puis on soustrait les valeurs de C_{bep} , C_{bcp} et C_{cep} (étape2), enfin on transforme les paramètres-Y en paramètres-Z pour soustraire les inductances L_b , L_c et L_e (étape3).

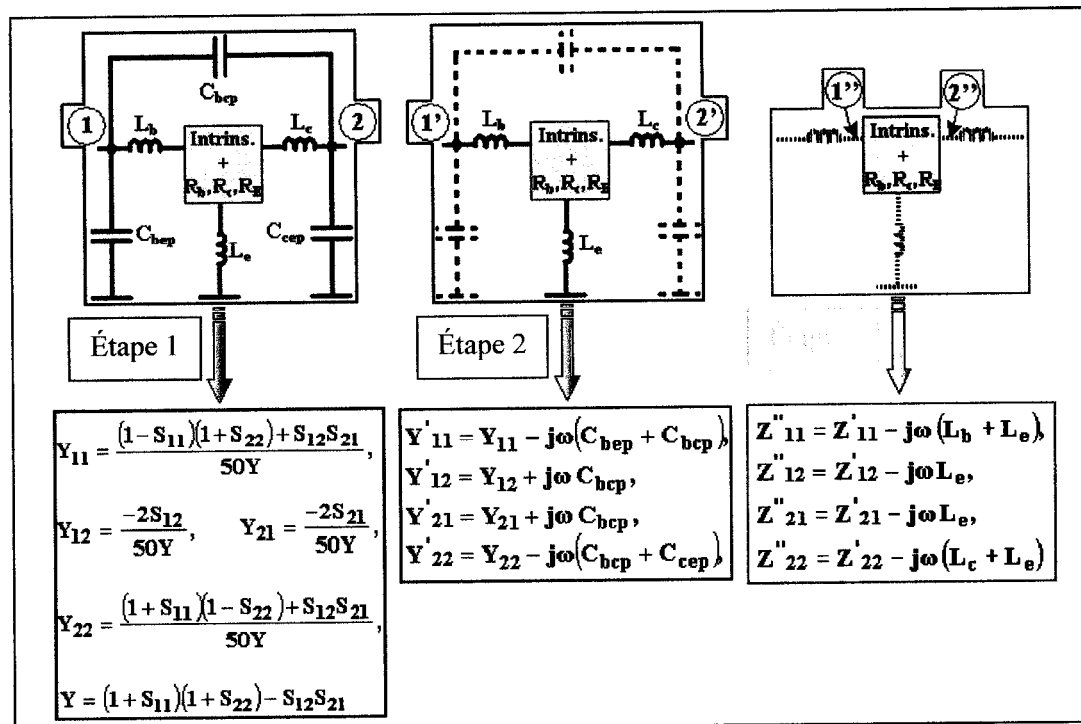


Figure 3-10: Étapes successives pour le déflaquage pour [3.5]

La figure 3.11 montre les résultats de simulations (pour le point de polarisation $V_{ce}=2V$ et $I_b=50.6\mu A$ et pour la gamme de fréquences 0.04 – 40 GHz) lorsque la totalité des éléments parasites sont déflaqués (C_{bep} , C_{bcp} , C_{cep} , L_b , L_c et L_e) des mesures. On peut constater qu'il y a un écart relativement important avec le déflaquage effectué avec la méthode de Nortel [3.1]. L'auteur a donc décidé de ne conserver que les inductances parasites et la capacités parasite C_{cep} lors du déflaquage à partir des mesures. La figure 3.12 montre que ce choix est justifié, on peut voir une nette amélioration.

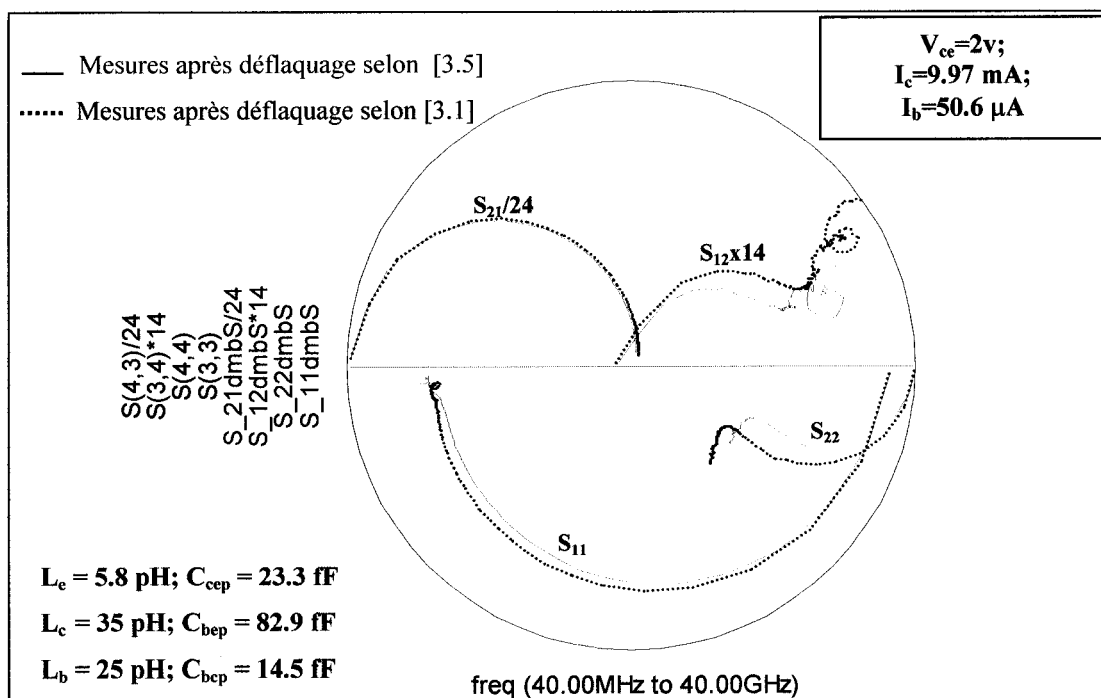


Figure 3-11: Comparaison entre le déflaquage de [3.5] et celui de Nortel [3.1]

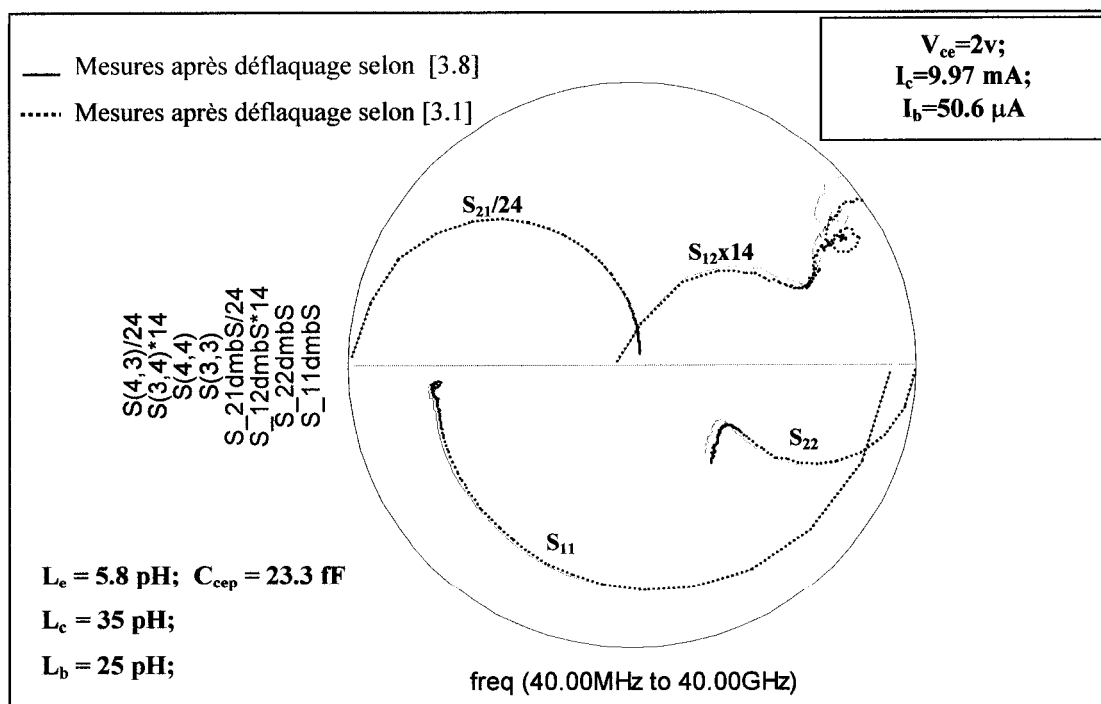


Figure 3-12: Déflaquage selon [3.5] en conservant uniquement C_{cep}

La conclusion que nous pouvons dégager de ces résultats est la suivante, un problème semble exister lors de la détermination des capacités parasites, si bien entendu, nous partons de l'hypothèse que le déflaquage par simulation électromagnétique est correcte.

3.2.1.2. Impact du déflaquage dans le cas de Nortel (EM) et dans le cas de la configuration bloquée

Il faut maintenant quantifier l'impact d'une différence entre les deux méthodes de déflaquage sur l'extraction des éléments intrinsèques. Pour cela, nous avons d'abord déterminé les éléments inductifs et capacitifs permettant de retrouver la matrice parasite défini dans [3.1]. Pour être certain que les valeurs obtenues sont correctes, nous avons comparé les mesures brutes (figure 3.13b) et l'ensemble mesures déflaquées par EM+éléments parasites (figure 3.13a). La comparaison a été faite (figure 3.14) pour deux points de polarisation, pour $V_{ce}=2\text{V}$, $I_b=50.6\mu\text{A}$ et pour $V_{ce}=4.5\text{V}$, $I_b=5.9\mu\text{A}$.

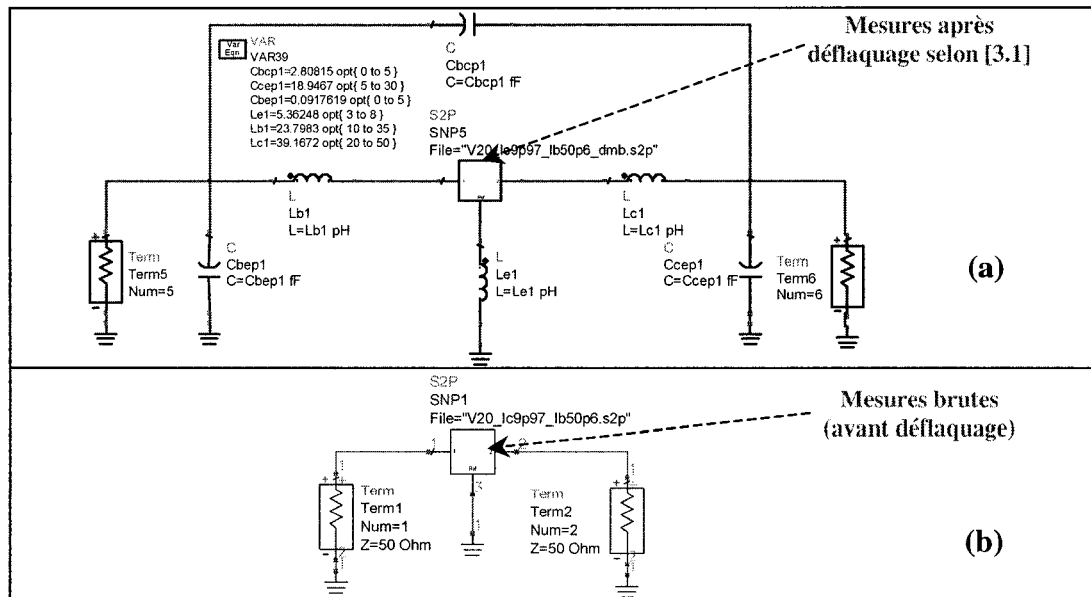


Figure 3-13: Vérification de la valeur numérique des éléments parasites

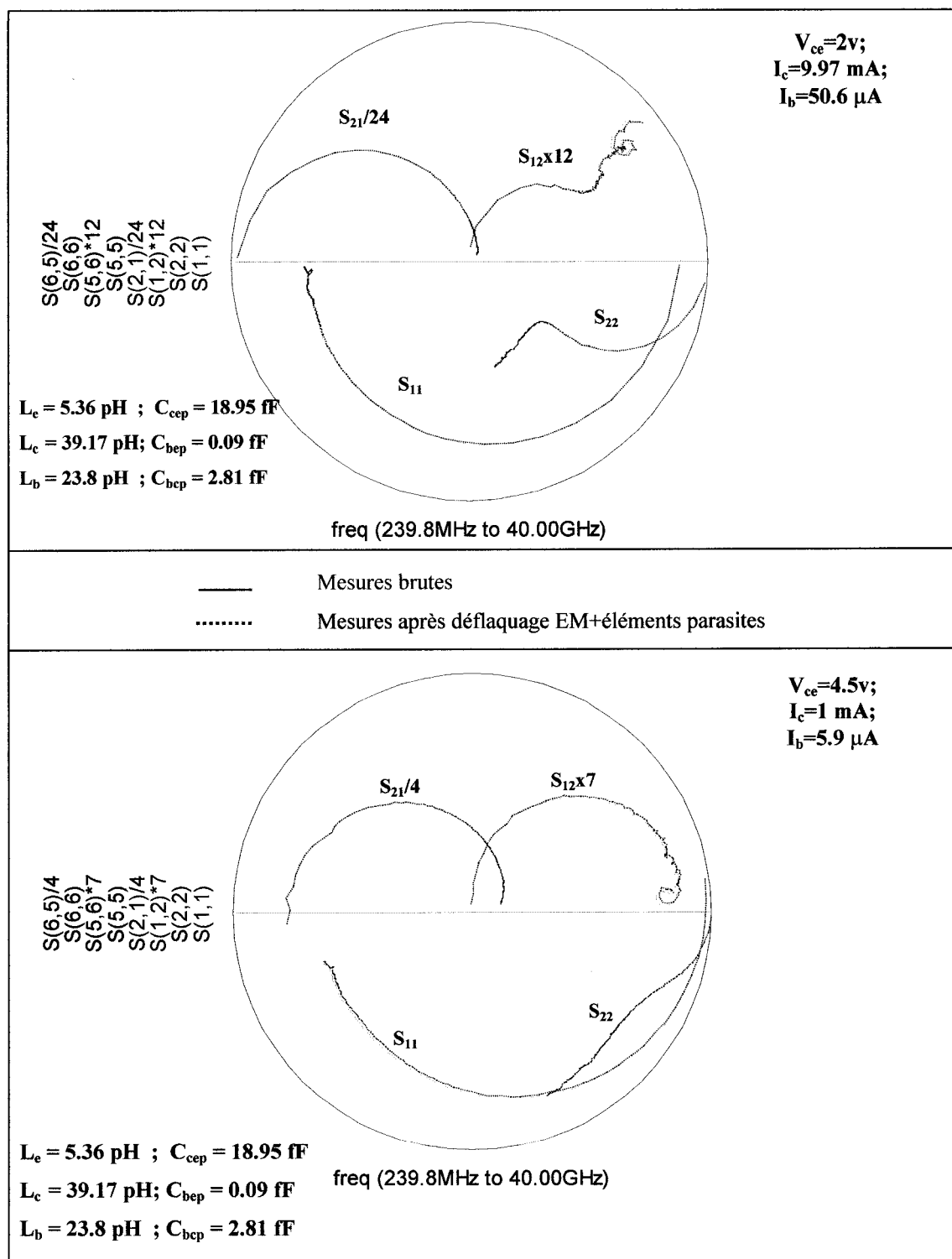


Figure 3-14: Comparaison des paramètres-S avec les éléments parasites

Les résultats montrent que les valeurs des capacités et des inductances parasites sont correctes et qu'elles sont indépendantes du point de polarisation choisi. Enfin nous avons appliqué notre méthode d'extraction (explicitée plus loin) pour déterminer les valeurs des paramètres intrinsèques pour les deux méthodes de déflaquage, et ce, pour les deux points de polarisation cités précédemment. Les résultats d'extraction directe (sans procédure d'optimisation) sont présentés dans le tableau 3.2. Les valeurs des résistances d'accès ont été déterminées dans [3.5] et nous les avons conservées ($R_b=1.53\Omega$, $R_E=1.1\Omega$ et $R_c=3.2\Omega$).

Éléments intrinsèques	Avec les éléments parasites C_{cep} , L_b , L_c et L_e de [3.5]		Avec les éléments parasites C_{dep} , C_{dcp} , C_{cep} , L_b , L_c et L_e équivalent à [3.1]	
	Point de polarisation		Point de polarisation	
	Vce=2v Ic=10mA	Vce=4.5v Ic=1mA	Vce=2v Ic=10mA	Vce=4.5v Ic=1mA
$R_{bs}[\Omega]$	565.14	4847	565.14	4847
$g_{mo}[mS]$	362.29	36.7	362.29	36.7
$R_o[\Omega]$	7506.1	75000	7506.1	75000
$R_{bb}[\Omega]$	7.323	7.82	7.456	8.071
$C_{bs}[pF]$	1.314	0.385	1.297	0.358
$C_c[fF]$	15.14	15.49	16.97	19.48
$C_{bc}[fF]$	27.03	20.68	22.28	13.94
$\tau_a[ps]$	1.289	3.084	1.271	2.98

Tableau 3-2: Extraction des éléments intrinsèques pour les 2 déflaquages

Les schémas de simulation pour le point de polarisation $V_{ce}=2v$ et $I_b=50.6 \mu A$ sont donnés à la figure 3.15, les résultats sont quant à eux présentés sur la figure 3.16. La figure 3.17 présente les résultats pour le point de polarisation $V_{ce} = 4.5v$ et $I_b = 5.9\mu A$.

Figure 3-15: Simulation en paramètres-S pour les 2 méthodes de déflaquage

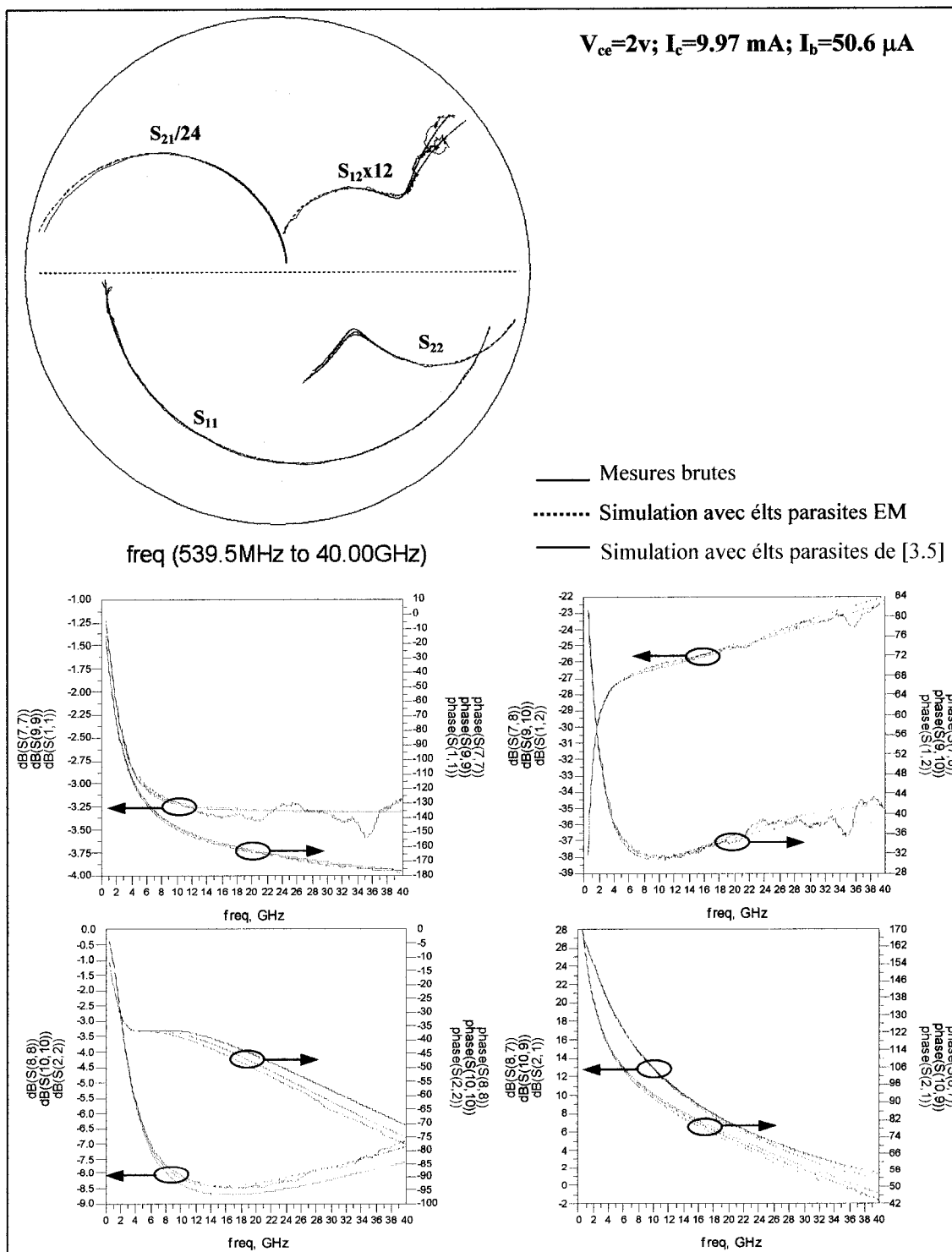


Figure 3-16: Extraction pour le point de polarisation $V_{ce}=2\text{V}$ et $I_b=50.6\mu\text{A}$

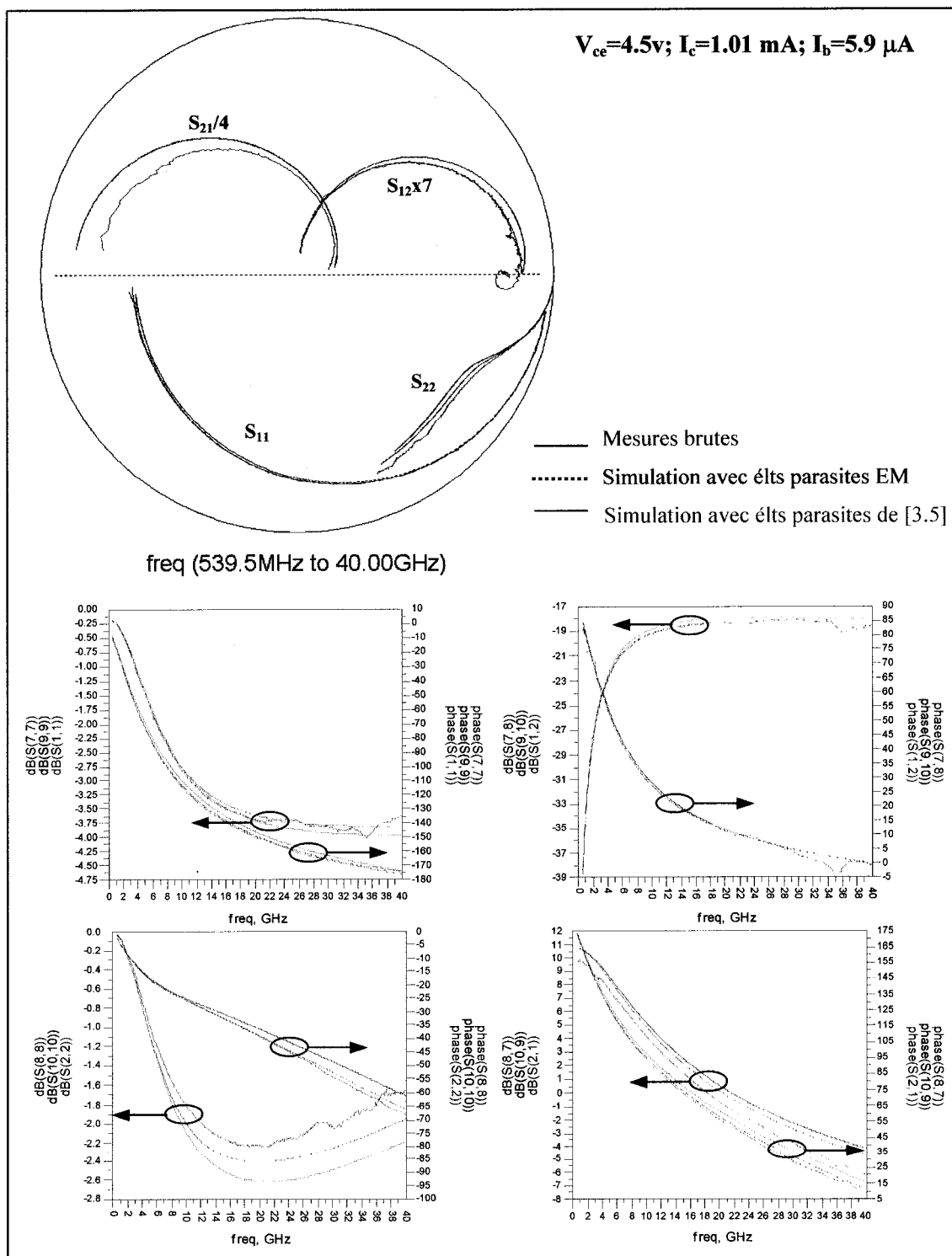


Figure 3-17: Extraction pour le point de polarisation $V_{ce}=4.5\text{V}$ et $I_b=5.9\text{ }\mu\text{A}$

Une fois encore on constate que l'extraction des paramètres intrinsèques à partir des mesures déflaquées par électromagnétisme donne des résultats un peu moins performants. Cependant, les mesures pour ce courant de base qui est très faible ($5.9 \mu\text{A}$), nous incitent à être très prudent sur les conclusions que nous pouvons en tirer (gain négatif pour des fréquences supérieures à 18 GHz!).

La conclusion de ce paragraphe est que l'extraction des capacités parasites donne de bons résultats dans le cas de la configuration bloquée et de la simulation électromagnétique. Si pour les deux points de polarisation traités la configuration bloquée semble montrer de meilleures performances, seule une étude sur un plus grand nombre de points de polarisation et plusieurs transistors pourrait entériner ce résultat.

Après avoir détaillé la méthode existante pour la détermination des capacités parasites, nous allons maintenant présenter deux méthodes pour l'extraction des éléments inductifs L_b , L_c et L_e .

3.2.2. Extraction des inductances parasites

Deux méthodes sont possibles pour la détermination inductances parasites, la première [3.3] s'appuie sur une polarisation directe des jonctions BE et BC et la deuxième à partir d'une mesure dite à froid ($V_{ce}=0$ et $I_c=0$).

3.2.2.1. Méthode par polarisation directe

Lorsque le transistor est en régime de forte conduction, il ne possède pas de gain en courant. Les capacités de diffusion des jonctions BE et BC sont court-circuitées par une injection de courant importante. J.M Belquin propose de court-circuiter le collecteur en statique et d'appliquer une tension V_{be} positive supérieure à la tension de diffusion des

jonctions. En court-circuitant le collecteur et l'émetteur en continu, l'intégralité du courant transite de la base vers le collecteur. Les inductances de base et de collecteur peuvent alors être déterminées. En revanche, si le collecteur est en circuit ouvert (en continu), le courant issu de la base circule en totalité à travers l'émetteur. La valeur de l'inductance d'émetteur peut être ainsi déduite.

Il est à noter qu'il est également possible, dans ce type de configuration, de déterminer également les résistances d'accès de la base, du collecteur et de l'émetteur. Mais selon J.G Tartarin [3.4], il est possible de déterminer l'ensemble des inductances parasites et des résistances d'accès en plaçant uniquement le collecteur en circuit ouvert en statique et à partir d'une configuration unique de polarisation. Le schéma équivalent de la figure 3.1 pour ce type de polarisation deviendrait le suivant:

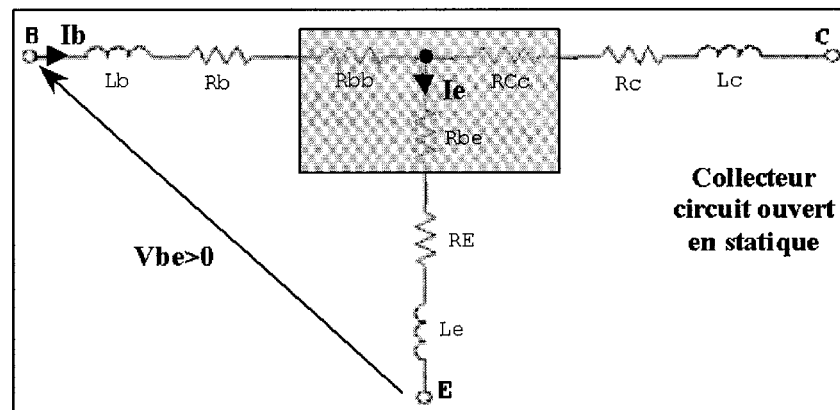


Figure 3-18: TBH en mode saturée [3.4]

On peut noter la présence de la résistance R_{Cc} qui se retrouverait en parallèle avec la capacité C_c de la figure 3.1. Cette impédance est parfois prise en considération par certains auteurs ([3.6] et [3.7]) dans leur schéma équivalent petit signal, et elle est généralement de l'ordre de la centaine de $k\Omega$ et parfois même du $M\Omega$. Pour notre part, nous avons considéré cette impédance comme infinie.

Les inductances parasites sont dues à la longueur des lignes d'accès au composant intrinsèque, mais également à la topologie du transistor (le nombre de doigts d'émetteur, la présence de pont à air ou encore de trous métallisés) et à l'environnement dans lequel est effectué les mesures (le positionnement des pointes, la calibration).

Les courants statiques de base et d'émetteur sont identiques ($I_b=I_e$). Et la première approximation est de considérer les diverses capacités comme négligeables. Les combinaisons des parties imaginaires des paramètres-Z (la symétrie du circuit permet d'écrire l'égalité $Z_{21}=Z_{12}$) permettent de déduire les expressions des inductances parasites en fonction des paramètres-Z:

$$\frac{\Im[Z_{22}-Z_{12}]}{\omega} = L_c \quad (3.16)$$

$$\frac{\Im[Z_{11}-Z_{12}]}{\omega} = L_b \quad (3.17)$$

$$\frac{\Im[Z_{12}]}{\omega} = L_e \quad (3.18)$$

Les inductances sont déterminées pour les fréquences élevées (20-40 GHz) et les courants sont élevés pour minimiser l'influence des capacités de diffusion des jonctions B-C et B-E. Ainsi, il est possible d'observer des variations constantes des inductances en fonction de la fréquence. La figure 3.19 présente les variations des inductances en fonction de l'inverse du courant de polarisation I_e . En extrapolant ces valeurs pour $1/I_e$ qui tend vers zéro (les impédances associées aux capacités de jonction B-E et B-C sont nulles), on obtient les valeurs des inductances parasites.

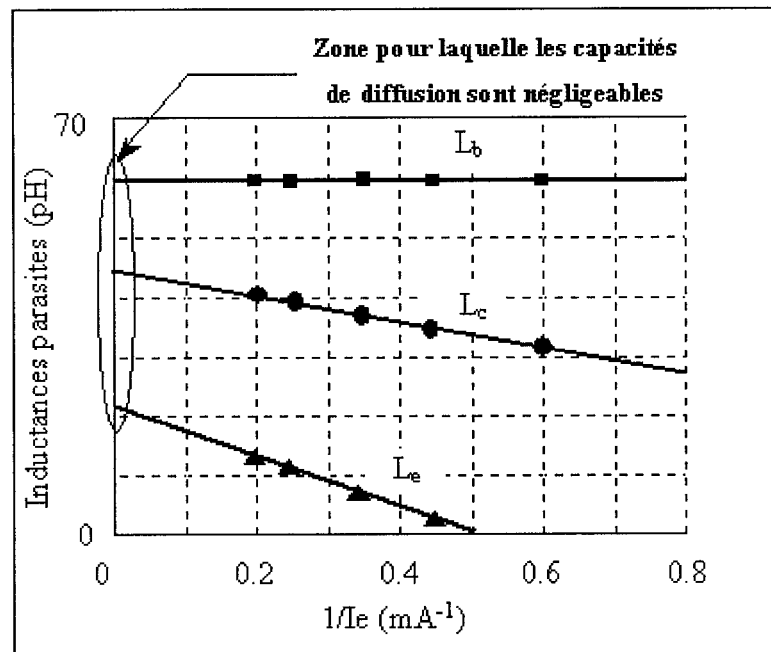


Figure 3-19: Variations des inductances en fonction de $1/I_e$

3.2.2.2. Méthode par mesure à froid

Le transistor est dit «froid» lorsque $V_{ce}=0$ et $I_c=0$, le schéma équivalent pour ce type de polarisation est donné à la figure 3.20. Les capacités parasites ne sont pas prises en considération car on suppose que ces dernières ont été préalablement déterminées et déflaquées. Cette méthode s'appuie sur celle développée dans [3.8], mais ne disposant pas de ce type de mesures, nous ne pouvons qu'énoncer le principe théorique sans avoir la possibilité de quantifier son degré de performance.

Le développement des équations analytiques du schéma équivalent devrait permettre de déterminer les inductances parasites.

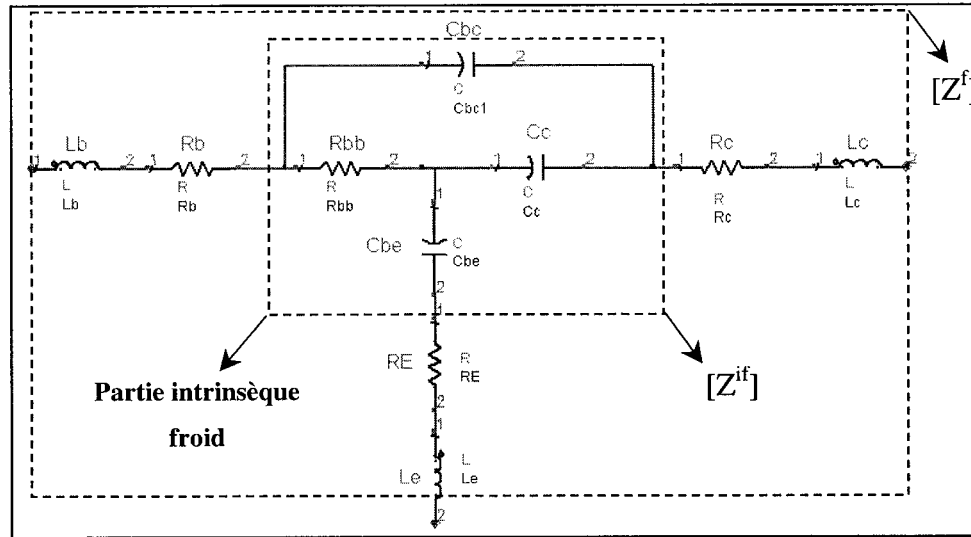


Figure 3-20: Schéma équivalent pour $V_{ce}=0$ et $I_c=0$

Nous commençons par déterminer les paramètres-Z de la partie intrinsèque du transistor à froid à partir du schéma électrique équivalent ci-dessus :

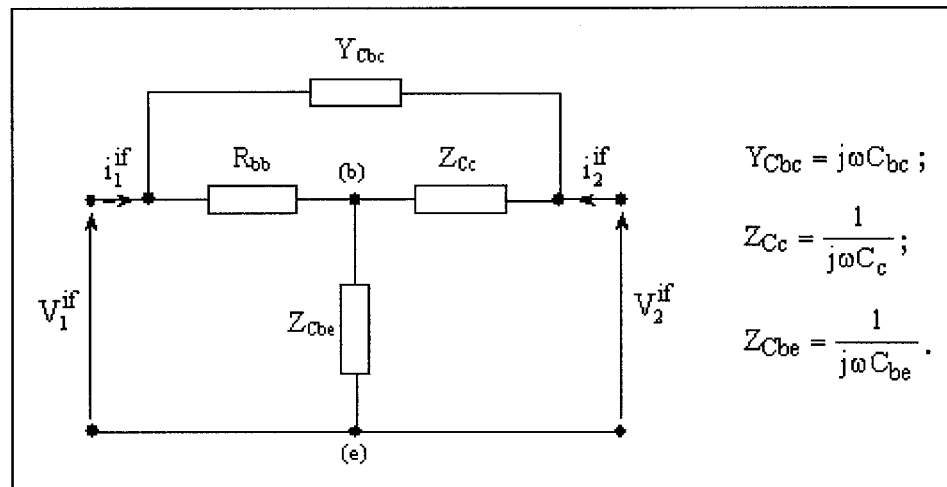


Figure 3-21: Schéma équivalent à « froid » de la partie intrinsèque

On transforme le circuit en « T » formé par R_{bb} , Z_{Cc} et Z_{Cbe} en circuit en « π » avec les composantes Y_{P11} , Y_{P21} et Y_{P31} . D'où le schéma de la figure 3.22.

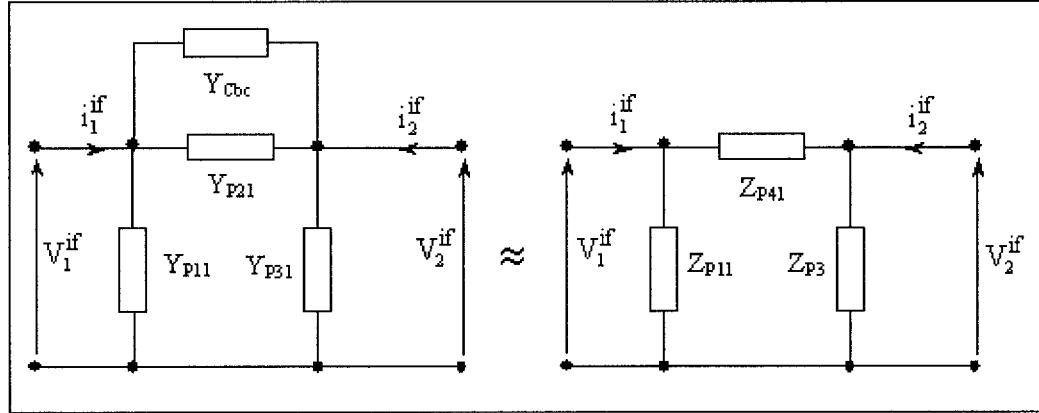


Figure 3-22: Transformation en « π » du schéma équivalent

Avec

$$Z_{p11} = \frac{R_{bb}Z_{Cc} + Z_{Cbe}(Z_{Cc} + R_{bb})}{Z_{Cc}} = \frac{1}{Y_{p11}} = R_{bb} + Z_{Cbe} \left(1 + \frac{R_{bb}}{Z_{Cc}} \right) \quad (3.19)$$

$$Z_{p21} = \frac{R_{bb}Z_{Cc} + Z_{Cbe}(Z_{Cc} + R_{bb})}{Z_{Cbe}} = \frac{1}{Y_{p21}} = R_{bb} + Z_{Cc} \left(1 + \frac{R_{bb}}{Z_{Cbe}} \right) \quad (3.20)$$

$$Z_{p31} = \frac{R_{bb}Z_{Cc} + Z_{Cbe}(Z_{Cc} + R_{bb})}{R_{bb}} = \frac{1}{Y_{p31}} = Z_{Cc} + Z_{Cbe} \left(1 + \frac{Z_{Cc}}{R_{bb}} \right) \quad (3.21)$$

$$Z_{p41} = \frac{Z_{p21}Z_{Cbc}}{Z_{p21} + Z_{Cbc}} = \frac{1}{Y_{p41}} = \left(\frac{1}{Z_{p21}} + \frac{1}{Z_{Cbc}} \right)^{-1} \quad (3.22)$$

$$\frac{Z_{p31}}{Z_{p11}} = \frac{Z_{Cc}}{R_{bb}} \quad (3.23)$$

Maintenant que les composantes du circuit en « π » sont déterminées, on peut calculer les paramètres-Y intrinsèques du transistor à froid.

a- Expression du paramètre $Y_{11}^{if} = \left. \frac{i_1^{if}}{V_1^{if}} \right|_{V_2^{if}=0}$

Avec

$$\begin{cases} i_1^{if} = Y_{11}^{if} V_1^{if} + Y_{12}^{if} V_2^{if} \\ i_2^{if} = Y_{21}^{if} V_1^{if} + Y_{22}^{if} V_2^{if} \end{cases} \quad (3.24)$$

on en déduit l'expression de Y_{11}^{if} ,

$$Y_{11}^{if} = \frac{Z_{p11} + Z_{p41}}{Z_{p11}Z_{p41}} = \frac{1}{Z_{p11}} + \frac{1}{Z_{p41}} \quad (3.26)$$

b- Expressions des paramètres $Y_{22}^{if} = \left. \frac{i_2^{if}}{V_2^{if}} \right|_{V_1^{if}=0}$, $Y_{12}^{if} = \left. \frac{i_1^{if}}{V_2^{if}} \right|_{V_1^{if}=0}$ et $Y_{21}^{if} = \left. \frac{i_2^{if}}{V_1^{if}} \right|_{V_2^{if}=0}$

De la même façon que dans le cas de Y_{11}^{if} , on obtient finalement :

$$Y_{22}^{if} = \frac{Z_{p31} + Z_{p41}}{Z_{p31}Z_{p41}} = \frac{1}{Z_{p31}} + \frac{1}{Z_{p41}} \quad (3.27)$$

$$Y_{12}^{if} = -\frac{1}{Z_{p41}} \quad (3.28)$$

$$Y_{21}^{if} = -\frac{1}{Z_{p41}} \quad (3.29)$$

La matrice des paramètres-Y intrinsèques du TBH se présente finalement sous la forme suivante :

$$[Y^{if}] = \begin{bmatrix} \frac{1}{Z_{p11}} + \frac{1}{Z_{p41}} & -\frac{1}{Z_{p41}} \\ -\frac{1}{Z_{p41}} & \frac{1}{Z_{p31}} + \frac{1}{Z_{p41}} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Y_{11}^{if} & Y_{12}^{if} \\ Y_{21}^{if} & Y_{22}^{if} \end{bmatrix} \quad (3.30)$$

Connaissant les paramètres-Y intrinsèques du transistor sont déterminés, il est possible de calculer la matrice $[Z^{if}]$ en écrivant les relations d'équivalence entre les paramètres- Y^{if} et les paramètres- Z^{if} :

$$[Z^{if}] = \begin{bmatrix} \frac{Y_{22}^{if}}{|\Delta|} & -\frac{Y_{12}^{if}}{|\Delta|} \\ -\frac{Y_{21}^{if}}{|\Delta|} & \frac{Y_{11}^{if}}{|\Delta|} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Z_{11}^{if} & Z_{12}^{if} \\ Z_{21}^{if} & Z_{22}^{if} \end{bmatrix} \quad (3.31)$$

$$\text{Avec } |\Delta| = Y_{11}^{if} Y_{22}^{if} - Y_{12}^{if} Y_{21}^{if}$$

Les relations (3.26) à (3.29) et la relation (3.23) permettent d'écrire :

$$|\Delta| = \frac{1}{Z_{p31}} \left[\frac{1}{Z_{p41}} \left(1 + \frac{Z_{Cc}}{R_{bb}} \right) + \frac{1}{Z_{p11}} \right] \quad (3.32)$$

Afin de simplifier les calculs numériques, nous posons :

$$\alpha_1 = R_{bb}Z_{Cc} + Z_{Cbe}(R_{bb} + Z_{Cc}) = Z_{Cc} \left[R_{bb} + Z_{Cbe} \left(1 + \frac{R_{bb}}{Z_{Cc}} \right) \right]$$

Ainsi, les paramètres Z_{pi1} (avec $i=1,4$) deviennent :

$$\frac{1}{Z_{p11}} = \frac{Z_{Cc}}{\alpha_1} \quad (3.33)$$

$$\frac{1}{Z_{p21}} = \frac{Z_{Cbe}}{\alpha_1} \quad (3.34)$$

$$\frac{1}{Z_{p31}} = \frac{R_{bb}}{\alpha_1} \quad (3.35)$$

$$\frac{1}{Z_{p41}} = \frac{1}{Z_{p21}} + \frac{1}{Z_{Cbc}} = \frac{Z_{Cbe}}{\alpha_1} + \frac{1}{Z_{Cbc}} \quad (3.36)$$

$$\text{D'où } |\Delta| = \frac{Z_{Cc}}{\alpha_1} \left[\frac{1}{Z_{Cc}} + \frac{1}{Z_{Cbc}} + \frac{R_{bb}}{Z_{Cbc}Z_{Cc}} \right] \quad (3.37)$$

Et la nouvelle expression de la matrice Y^{if} devient:

$$\left[Y^{if} \right] = \frac{1}{\alpha_1} \begin{bmatrix} Z_{Cbe} + \frac{\alpha_1}{Z_{Cbc}} + Z_{Cc} & -Z_{be} - \frac{\alpha_1}{Z_{Cbc}} \\ -Z_{be} - \frac{\alpha_1}{Z_{Cbc}} & Z_{be} + \frac{\alpha_1}{Z_{Cbc}} + R_{bb} \end{bmatrix} \quad (3.38)$$

On détermine tout d'abord l'expression du paramètre Z_{11}^{if} ,

$$Z_{11}^{if} = \frac{Y_{22}^{if}}{|\Delta|} = \frac{\frac{Z_{Cc}}{\alpha_1} \left[Z_{Cbe} \left(\frac{1}{Z_{Cc}} + \frac{1}{Z_{Cbc}} + \frac{R_{bb}}{Z_{Cbc}Z_{Cc}} \right) + R_{bb} \left(\frac{1}{Z_{Cc}} + \frac{1}{Z_{Cbc}} \right) \right]}{\frac{Z_{Cc}}{\alpha_1} \left[\frac{1}{Z_{Cc}} + \frac{1}{Z_{Cbc}} + \frac{R_{bb}}{Z_{Cbc}Z_{Cc}} \right]} \quad (3.39)$$

$$C = \frac{C_{bc}C_c}{C_{bc} + C_c} \quad (3.40)$$

On obtient alors:

$$Z_{11}^{if} = Z_{Cbe} + \frac{R_{bb}}{1 + jR_{bb}C\omega} \quad (3.41)$$

A partir du même principe de calcul utilisé pour Z_{11}^{if} , on obtient les expressions des paramètres $Z_{21}^{if} = Z_{12}^{if}$ et Z_{22}^{if} :

$$Z_{21}^{if} = \frac{-Y_{21}^{if}}{|\Delta|} = Z_{Cbe} + \frac{R_{bb}C}{C_c(1 + jR_{bb}C\omega)} = Z_{12}^{if} \quad (3.42)$$

$$Z_{22}^{if} = \frac{Y_{11}^{if}}{|\Delta|} = Z_{Cbe} + \frac{1 + jR_{bb}C\omega}{j\omega C_c(1 + jR_{bb}C\omega)} \quad (3.43)$$

A présent il suffit d'ajouter les résistances d'accès ainsi que les inductances parasites pour obtenir la matrice $[Z^f]$ globale du transistor à froid.

$$\begin{aligned}
 Z_{11}^f &= \frac{1}{jC_{be}\omega} + \frac{R_{bb}}{1 + jR_{bb}C\omega} + j\omega(L_b + L_e) + R_b + R_E \\
 Z_{21}^f &= Z_{12}^f = \frac{1}{jC_{be}\omega} + \frac{R_{bb}C}{C_c(1 + jR_{bb}C\omega)} + j\omega L_e + R_E \\
 Z_{22}^f &= \frac{1}{jC_{be}\omega} + \frac{1 + jR_{bb}C_{bc}\omega}{j\omega(C_c + C_{bc})(1 + jR_{bb}C\omega)} + j\omega(L_c + L_e) + R_E + R_c
 \end{aligned}$$

Une fois la matrice impédance $[Z^f]$ calculée, on exprime les relations qui vont permettre de déterminer les valeurs numériques des inductances L_c , L_e et L_b .

$$Z_{11}^f - Z_{12}^f = \frac{R_{bb}C}{C_{bc}(1 + jR_{bb}C\omega)} + jL_b\omega + R_b \quad (3.44)$$

$$Z_{22}^f - Z_{12}^f = \frac{1}{j\omega(C_c + C_{bc})(1 + jR_{bb}C\omega)} + jL_c\omega + R_c \quad (3.45)$$

On exprime les parties réelles et imaginaires des paramètres Z_{11}^f , Z_{12}^f , $Z_{11}^f - Z_{12}^f$ et $Z_{22}^f - Z_{12}^f$:

c- Expression de la partie réelle et imaginaire de $Z_{11}^f - Z_{12}^f$

$$\Re \left[Z_{11}^f - Z_{12}^f \right] = \frac{R_{bb}C}{C_{bc} \left[1 + (R_{bb}C\omega)^2 \right]} + R_b \quad (3.46)$$

$$-\omega \Im \left[Z_{11}^f - Z_{12}^f \right] = \frac{(R_{bb}C\omega)^2}{C_{bc} \left[1 + (R_{bb}C\omega)^2 \right]} - L_b \omega^2 \quad (3.47)$$

d- Expression de la partie réelle et imaginaire de $Z_{22}^f - Z_{12}^f$

$$\Re \left[Z_{22}^f - Z_{12}^f \right] = R_c - \frac{R_{bb}C}{(C_{bc} + C_c) \left[1 + (R_{bb}C\omega)^2 \right]} \quad (3.48)$$

$$-\omega \Im \left[Z_{22}^f - Z_{12}^f \right] = \frac{1}{(C_c + C_{bc}) \left[1 + (R_{bb}C\omega)^2 \right]} - L_c \omega^2 \quad (3.49)$$

e- Expression de la partie réelle et imaginaire de Z_{12}^f

$$\Re \left[Z_{12}^f \right] = R_E + \frac{R_{bb}C_{bc}}{(C_{bc} + C_c) \left[1 + (R_{bb}C\omega)^2 \right]} \quad (3.50)$$

$$-\omega \Im \left[Z_{12}^f \right] = \frac{1}{C_{bc}} + \omega^2 \left[\frac{(R_{bb}C)^2}{C_c \left[1 + (R_{bb}C\omega)^2 \right]} - L_e \right] \quad (3.51)$$

f- Expression de la partie réelle et imaginaire de Z_{11}^f

$$\Re[Z_{11}^f] = R_E + R_b + \frac{R_{bb}}{1 + (R_{bb}C\omega)^2} \quad (3.52)$$

$$\Im[Z_{11}^f] = \omega \left[L_b + L_e - \frac{1}{C_{be}\omega^2} - \frac{R_{bb}^2 C}{1 + (R_{bb}C\omega)^2} \right] \quad (3.53)$$

Les parties réelles et imaginaires peuvent être simplifiées en utilisant des développements limités.

g- Simplification de $-\omega\Im[Z_{11}^f - Z_{12}^f]$

Initialement, on a trouvé que $-\omega\Im[Z_{11}^f - Z_{12}^f] = \frac{(R_{bbf}C_f\omega)^2}{C_{bcf}[1 + (R_{bbf}C_f\omega)^2]} - L_b\omega^2$, or, en écrivant le développement limité du terme $\frac{(R_{bbf}C_f\omega)^2}{1 + (R_{bbf}C_f\omega)^2}$ (en posant $\eta = R_{bbf}C_f\omega$), c'est à dire:

$$\frac{(R_{bbf}C_f\omega)^2}{1 + (R_{bbf}C_f\omega)^2} = \frac{\eta^2}{1 + \eta^2} = \eta^2 + o(\eta^4) \quad (3.54)$$

$$\text{D'où} \quad -\omega\Im[Z_{11}^f - Z_{12}^f] \approx \left[\frac{(R_{bbf}C_f)^2}{C_{bcf}} - L_b \right] \omega^2 \quad (3.55)$$

h- Simplification de $-\omega\Im\left[Z_{22}^f - Z_{12}^f\right]$

L'expression non simplifiée est $-\omega\Im\left[Z_{22}^f - Z_{12}^f\right] = \frac{1}{(C_{cf} + C_{bcf})\left[1 + (R_{bbf}C_f\omega)^2\right]} - L_c\omega^2$. En

utilisant le développement limité de $\frac{1}{1 + (R_{bbf}C_f\omega)^2}$, on a:

$$\frac{1}{1 + (R_{bbf}C_f\omega)^2} = \frac{1}{1 + \eta^2} = 1 - \eta^2 + o(\eta^2) \quad (3.56)$$

on obtient l'expression suivante :

$$-\omega\Im\left[Z_{22}^f - Z_{12}^f\right] \approx \frac{1}{C_{cf} + C_{bcf}} - \left[\frac{(R_{bbf}C_f)^2}{C_{cf} + C_{bcf}} + L_c\right]\omega^2 \quad (3.57)$$

i- Simplification de $-\omega\Im\left[Z_{12}^f\right]$

Son expression non simplifiée est $-\omega\Im\left[Z_{12}^f\right] = \frac{1}{C_{bef}} - L_e\omega^2 + \frac{(R_{bbf}C_f\omega)^2}{C_{cf}\left[1 + (R_{bbf}C_f\omega)^2\right]}$, avec

le développement limité de $\frac{(R_{bbf}C_f\omega)^2}{1 + (R_{bbf}C_f\omega)^2}$, on obtient:

$$-\omega\Im\left[Z_{12}^f\right] \approx \frac{1}{C_{bef}} + \left[\frac{(R_{bbf}C_f)^2}{C_{cf}} - L_e\right]\omega^2 \quad (3.58)$$

Il est nécessaire de déterminer d'abord la valeur de la somme $C_{cf} + C_{bcf}$, avant de pouvoir calculer des valeurs des termes correctifs $\frac{(R_{bbf}C_f)^2}{C_{bcf}}$, $\frac{(R_{bbf}C_f)^2}{C_{cf} + C_{bcf}}$ et $\frac{(R_{bbf}C_f)^2}{C_{cf}}$.

j- Valeur numérique de $C_{cf} + C_{bcf}$

Pour le calcul de cette somme, il faut utiliser l'expression simplifiée de $-\omega\Im[Z_{22}^f - Z_{12}^f]$, c'est à dire $-\omega\Im[Z_{22}^f - Z_{12}^f] \approx \frac{1 - (R_{bbf}C_f\omega)^2 - L_c(C_{cf} + C_{bcf})\omega^2}{C_{cf} + C_{bcf}}$. Puis on exprime sa fonction inverse et $C_{cf} + C_{bcf}$ représente la pente de la fonction pour les fréquences basses, ainsi, le terme $\left[(R_{bbf}C_f)^2 + L_c(C_{cf} + C_{bcf})\right]\omega^2$ reste négligeable devant 1.

$$\frac{1}{-\omega\Im[Z_{22}^f - Z_{12}^f]} \approx C_{cf} + C_{bcf} \quad (3.59)$$

k- Valeur numérique de $\frac{R_{bbf}C_f}{C_{bcf}}$

A partir de l'expression simplifiée de la partie réelle de $[Z_{11}^f - Z_{12}^f]$, c'est à dire $\Re[Z_{11}^f - Z_{12}^f] = \frac{R_{bbf}C_f}{C_{bcf} \left[1 + (R_{bbf}C_f\omega)^2\right]} + R_{bf}$, et en utilisant le développement limité de $\left[1 + (R_{bbf}C_f\omega)^2\right]^{-1}$, il est possible d'extraire la valeur de $\frac{R_{bbf}C_f}{C_{bcf}} + R_{bf}$. On a alors :

$$\Re[Z_{11}^f - Z_{12}^f] \approx -\frac{(R_{bbf}C_f)^3}{C_{bcf}}\omega^2 + \frac{R_{bbf}C_f}{C_{bcf}} + R_{bf} \quad (3.60)$$

Or, pour les basses fréquences, le terme en ω^2 est négligeable devant la somme $\frac{R_{bbf}C_f}{C_{bcf}} + R_{bf}$. L'expression de $\Re[Z_{11}^f - Z_{12}^f]$ peut être réduite à :

$$\frac{R_{bbf}C_f}{C_{bcf}} \approx \Re[Z_{11}^f - Z_{12}^f] - R_{bf} \quad (3.61)$$

l- Vérification de la valeur numérique de la somme $R_{bbf} + R_E + R_{bf}$

Pour cela, on simplifie l'expression de $\Re[Z_{11}^f] = R_E + R_{bf} + \frac{R_{bbf}}{1 + (R_{bbf}C_f\omega)^2}$ et on applique le développement limité de $\frac{1}{1 + (R_{bbf}C_f\omega)^2}$, on obtient alors:

$$\Re[Z_{11}^f] = R_E + R_{bbf} + R_{bf} - R_{bbf}^3(C_f\omega)^2 \quad (3.62)$$

En basses fréquences, le terme $R_{bbf}^3C_f^2\omega^2$ est négligeable devant la somme $R_{bbf} + R_E + R_{bf}$, l'expression de $\Re[Z_{11}^f - Z_{12}^f]$ s'écrit finalement :

$$\Re[Z_{11}^f] \approx R_E + R_{bbf} + R_{bf} \quad (3.63)$$

m- Valeur numérique de C_{bcf} et de C_{cf}

On déduit la valeur numérique de C_{cf} à partir des valeurs des paramètres calculés précédemment. On aura donc :

$$C_{cf} = \frac{R_{bbf} C_f}{C_{bcf}} / \frac{(C_{bcf} + C_{cf})}{R_{bbf}} \quad (3.64)$$

$$C_{bcf} = \frac{1}{-\omega \Im [Z_{22}^f - Z_{12}^f]} - C_{cf} \quad (3.65)$$

n- Valeur numérique de l'inductance L_e

A partir de la relation $-\omega \Im [Z_{12}^f] = \frac{1}{C_{bef}} + \omega^2 \left[\frac{(R_{bbf} C_f)^2}{C_{cf} [1 + (R_{bbf} C_f \omega)^2]} - L_e \right]$, on

détermine la valeur de L_e . En effet, il suffit de calculer la pente de $-\omega \Im [Z_{12}^f] = f(\omega^2)$. Et la valeur du coefficient directeur (noté ϑ_e) permet de calculer la valeur numérique de L_e :

$$L_e = \frac{(R_{bbf} C_f)^2}{C_{cf}} - \vartheta_e \quad (3.66)$$

Pour illustrer le fait que le terme $\frac{1}{C_{bef}}$ n'intervient pas dans ce calcul, prenons un cas simple en posant $y = 7e8 + 3\omega^2$ (on choisit la constante $\gg 3$) et traçons $y=f(\omega^2)$:

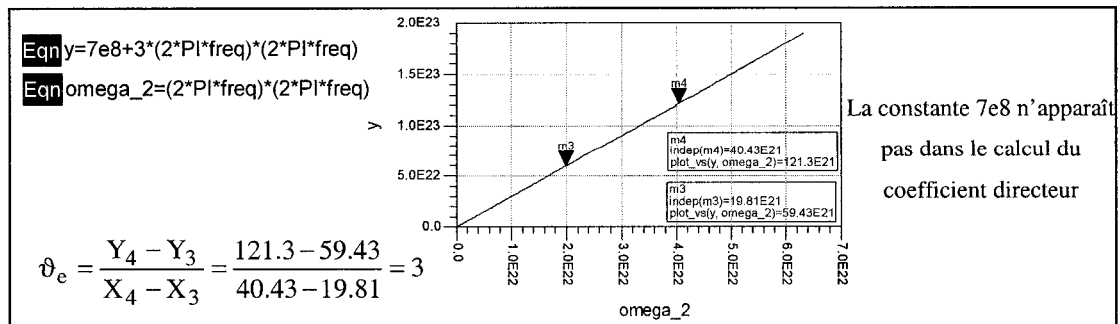


Figure 3-23: Calcul du coefficient directeur ϑ_e

o- Valeur numérique de l'inductance L_c

On exprime $-\omega \Im [Z_{22}^f - Z_{12}^f] = \frac{1}{(C_{cf} + C_{bcf}) [1 + (R_{bbf} C_f \omega)^2]} - L_c \omega^2$ en fonction de ω^2 et

on détermine la valeur du coefficient directeur de la courbe (noté ϑ) pour les basses fréquences, on obtient:

$$L_c \approx - \left[\frac{(R_{bbf} C_f)^2}{C_{cf} + C_{bcf}} - \vartheta_c \right] \quad (3.67)$$

p- Valeur numérique de l'inductance L_b

La valeur numérique de L_b est déterminée en utilisant l'équation

$$-\omega \Im [Z_{11}^f - Z_{12}^f] \approx \left[\frac{(R_{bbf} C_f)^2}{C_{bcf}} - L_b \right] \omega^2 \text{ et en calculant le coefficient directeur } \vartheta_b \text{ de la pente.}$$

Ainsi, on a:

$$L_b = \frac{(R_{bbf} C_f)^2}{C_{bcf}} - \vartheta_b \quad (3.68)$$

Ce résultat clôture la seconde méthode de détermination des inductances parasites. Il est regrettable de ne pas avoir pu disposer des mesures qui aurait permis de valider et de comparer cette méthode avec celle par polarisation directe.

Dans le paragraphe suivant, nous étudions l'influence du type de configuration pour les deux ensembles d'éléments parasites (C_{bep} , C_{bcp} , C_{cep}) et (L_b , L_c , L_e).

3.2.3. Comparaison des configurations pour les éléments parasites

Nous avons jugé intéressant d'inclure cette comparaison dans notre étude. En effet, on peut trouver dans la littérature deux types de configurations pour la disposition des capacités parasites. La figure 3.24 illustre les deux cas que nous avons étudiés.

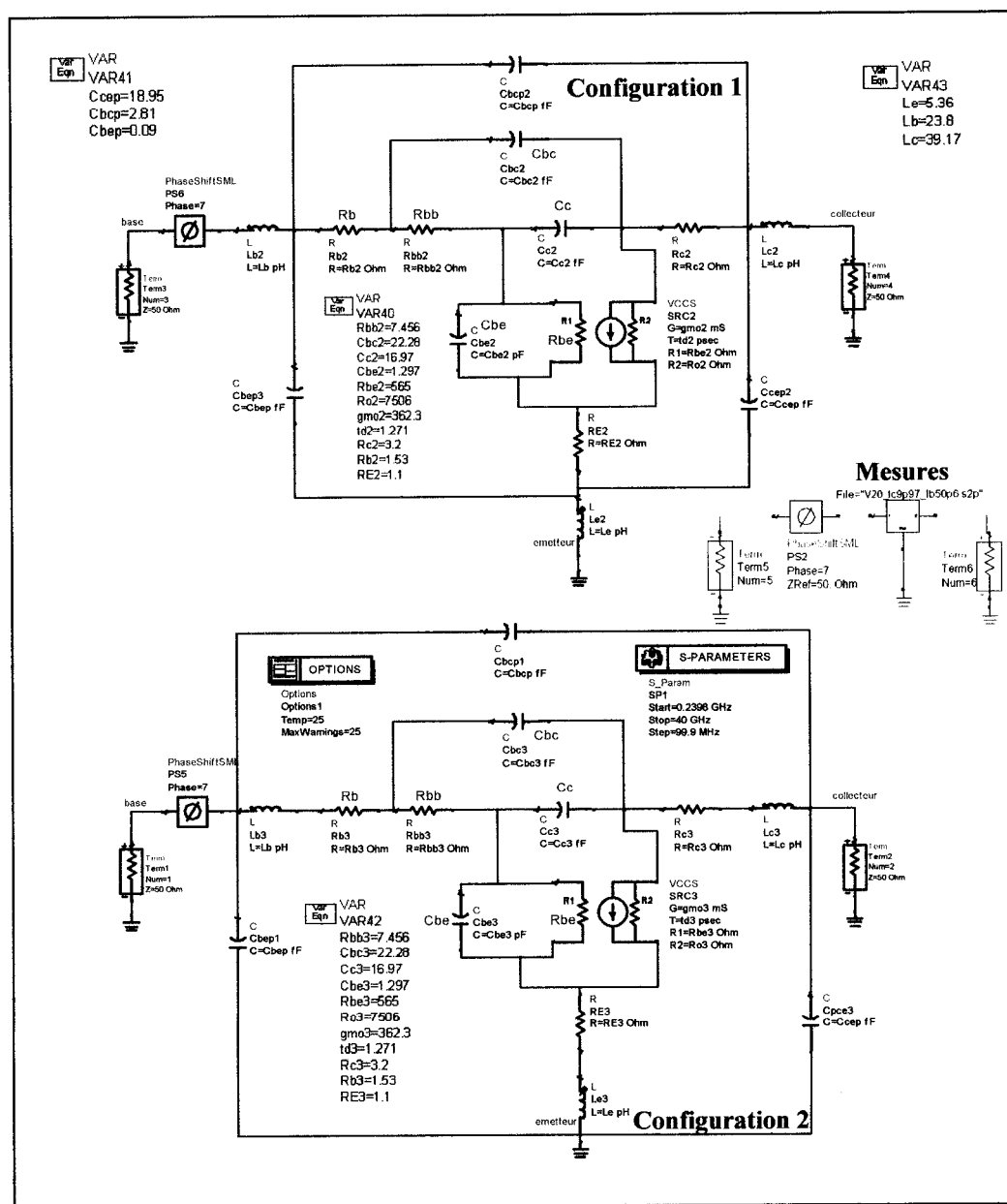


Figure 3-24: Deux configurations possibles pour les éléments parasites

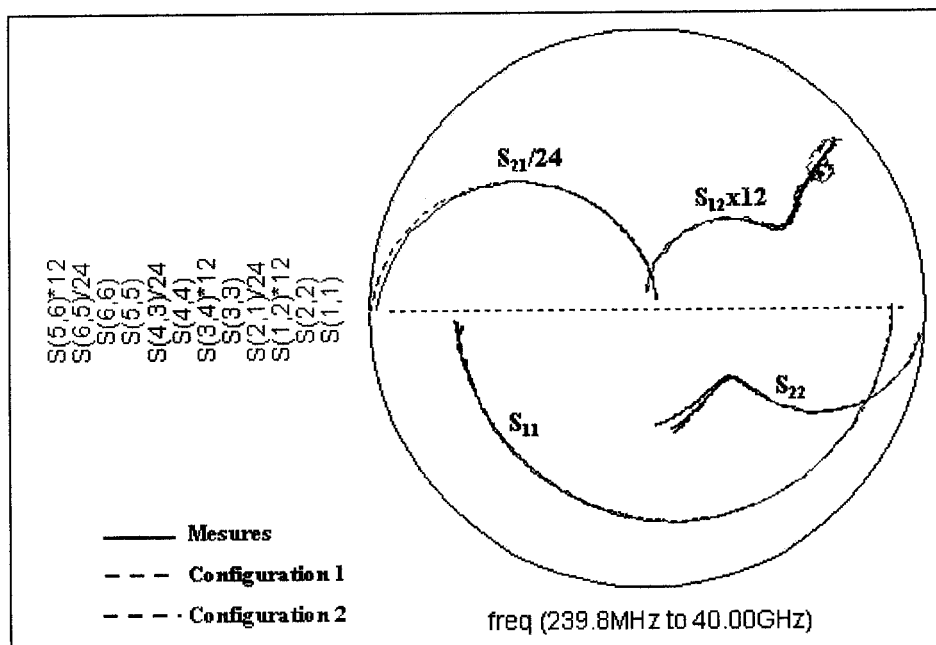


Figure 3-25: Simulation des paramètres-S pour le $V_{ce}=4\text{v}$ et $I_b=50.6\mu\text{A}$

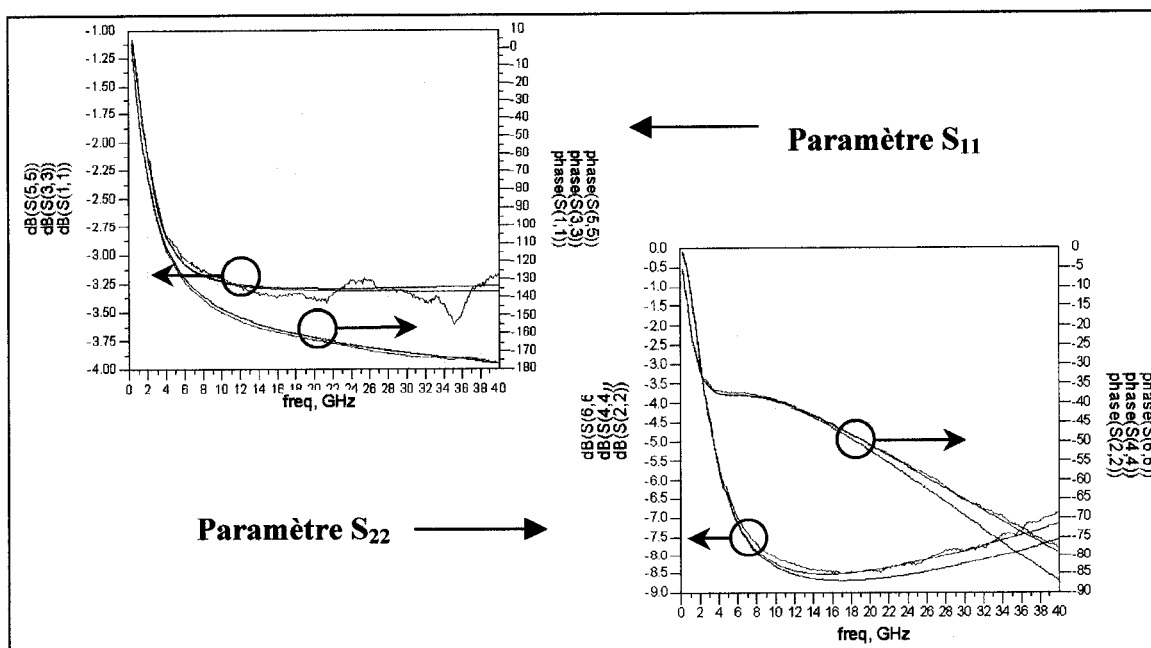


Figure 3-26: Module et phase des paramètres S_{11} et S_{22} à $V_{ce}=4\text{v}$, $I_b=50.6\mu\text{A}$

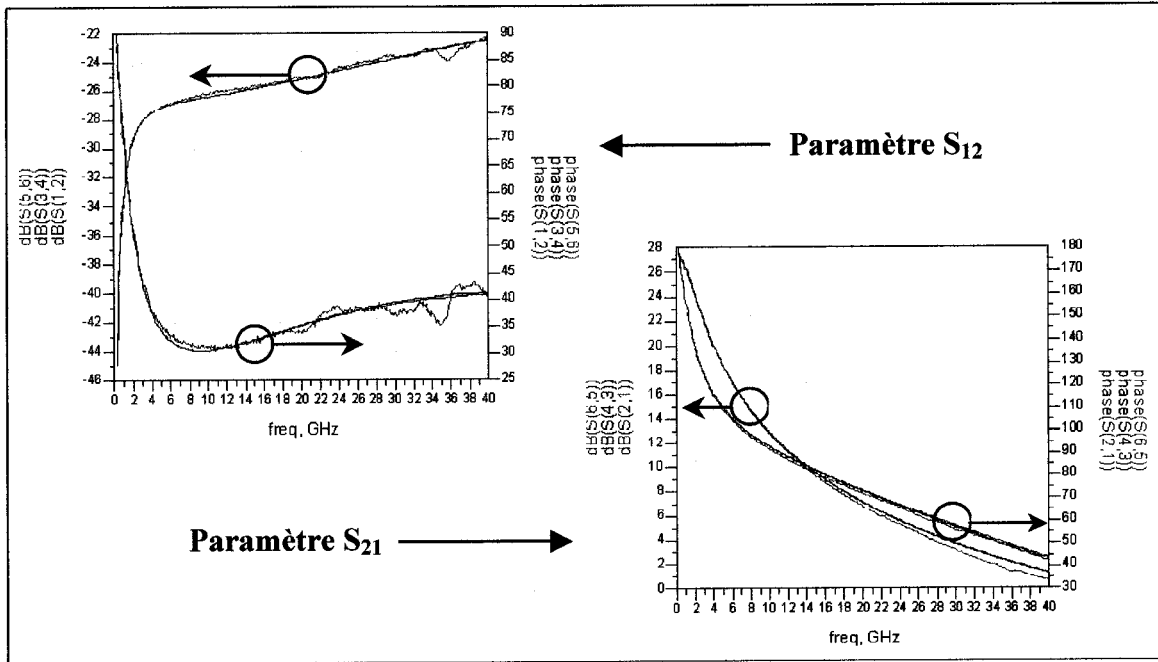


Figure 3-27: Module et phase des paramètres S_{12} et S_{21} à $V_{ce}=4\text{V}$ et $I_b=50.6\mu\text{A}$

On peut constater, d'une part, qu'à partir des simulations données aux figures 3.25 à 3.27, que seul le paramètre S_{22} est sensible au type de configuration. De plus, la deuxième configuration semble être sensiblement plus performante pour le module et la phase de S_{22} , c'est cette dernière que nous avons choisie pour notre modèle petit-signal.

3.3. Détermination des résistances d'accès

Plusieurs méthodes de détermination des résistances d'accès des TBH sont proposées dans la littérature. Les premières consistent à effectuer des mesures de résistivité pendant et au terme du processus technologique (approche technologique). Les autres méthodes, accessibles à l'utilisateur, regroupent les mesures directes sur le transistor, monté ou non dans un boîtier (approche électrique), même si la détermination expérimentale pose parfois des problèmes [2.13], notamment pour les résistances de base et d'émetteur, car les mesures sont fortement dépendantes des conditions de fonctionnement du transistor.

3.3.1. Résistance d'émetteur R_E

La résistance R_E est déterminée à partir de la mesure de V_{ce} en fonction du courant I_b (la mesure est appelée R_E -Flyback). Le transistor est monté en émetteur commun et à collecteur ouvert. R_E représente la dérivée de V_{ce} par rapport à I_b dans la portion de courbe où le courant est le plus important. La figure 3.28 illustre ce type de mesure.

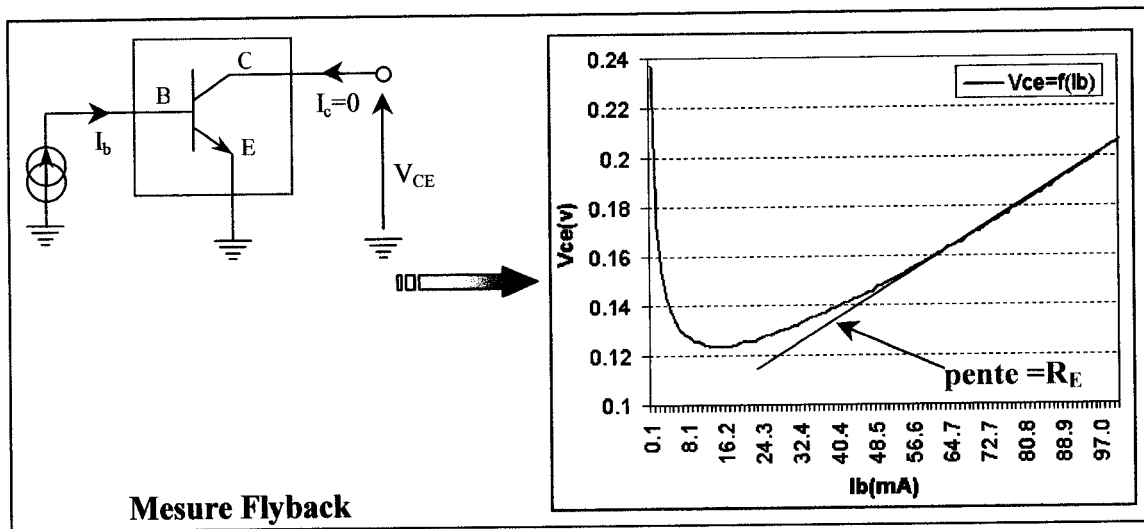


Figure 3-28: Détermination de la résistance R_E pour le $2 \times 25 \mu m^2$

On calcule la pente de la courbe $V_{ce}=f(I_b)$ pour les forts courants de base (dans le cas de ce transistor pour $I_b > 50 \mu A$):

$$R_E = \frac{\partial V_{CE}}{\partial I_b} \quad (3.69)$$

3.3.2. Résistance de base R_b

La connaissance de la valeur de R_E va maintenant nous permettre de déterminer R_b . En effet, on utilise toujours la mesure R_E -flyback mais cette fois-ci, on s'intéresse à l'évolution de la tension V_{be} en fonction du courant de base I_b (figure 3.29). V_{be} est proportionnelle au courant I_b qui traverse R_E et R_b , et la dérivée de V_{be} par rapport à I_b permet de déterminer résistance équivalente $R_E + R_b$.

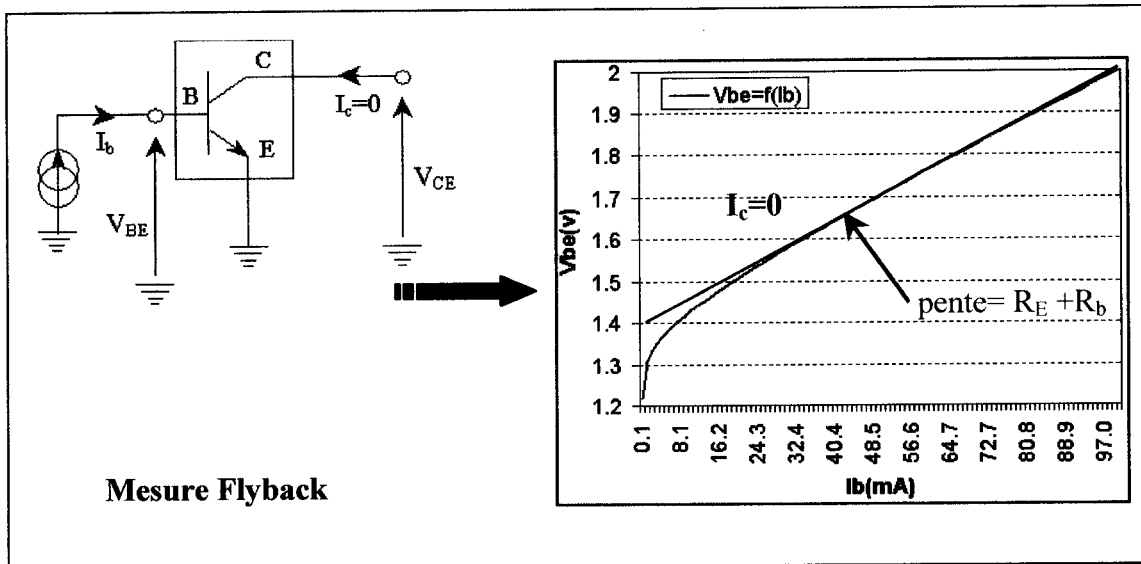


Figure 3-29: Détermination de la résistance R_b pour le $2 \times 25 \mu\text{m}^2$

En calculant la pente de la courbe $V_{be}=f(I_b)$ pour les forts courants de base, on peut en déduire la valeur de R_b avec la relation :

$$R_b = \frac{\partial V_{BE}}{\partial I_b} - R_E \quad (3.70)$$

3.3.3. Résistance de collecteur R_c

La résistance de collecteur R_c est déterminée lorsque le courant de base I_b est constant. On mesure alors les variations de la tension V_{ce} en fonction du courant de collecteur I_c (figure 3.30). La valeur de R_c représente la dérivée de V_{ce} par rapport à I_c dans la portion de courbe où le courant est le plus important. On a alors :

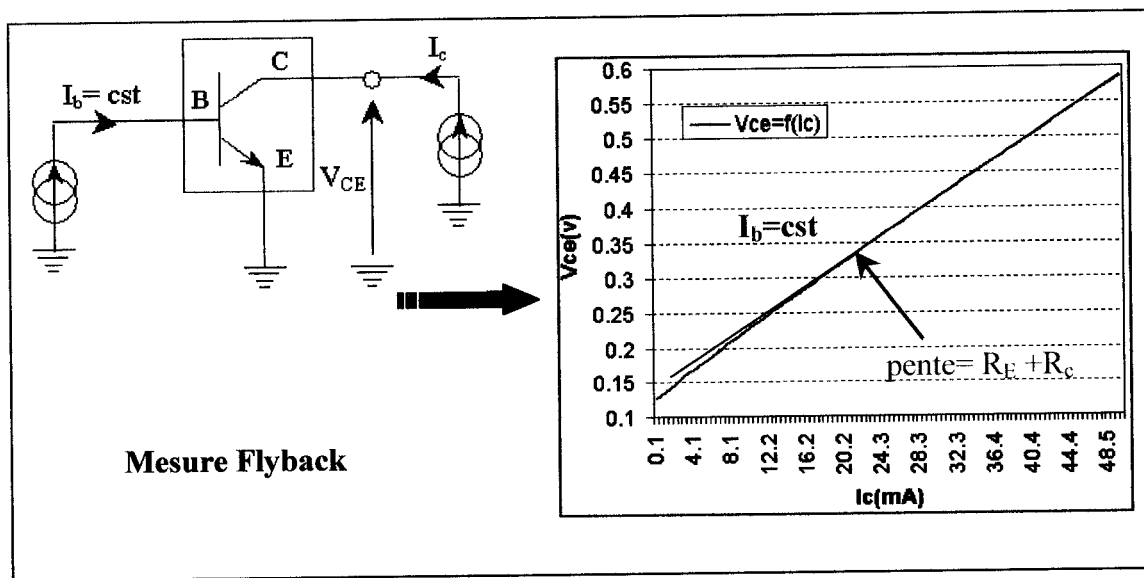


Figure 3-30: Détermination de la résistance R_c pour le $2 \times 25 \mu\text{m}^2$

La relation exprimant R_c en fonction de la pente de la courbe $V_{ce}=f(I_c)$ et de R_E pour les forts courants de collecteur est la suivante :

$$R_c = \frac{\partial V_{CE}}{\partial I_c} - R_E \quad (3.71)$$

3.4. Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre les techniques d'extraction des éléments parasites, sans pour autant les valider, faute de disposer des mesures en configuration bloquée, polarisée et à froid. Puis nous avons montré la façon d'extraire les valeurs des résistances d'accès en utilisant les mesures DC dites « flyback », qui nous ont donné une bonne estimation de leur valeur numérique. Nous allons maintenant expliciter notre méthode d'extraction des éléments intrinsèques du transistor.

CHAPITRE IV

EXTRACTION DES ÉLÉMENTS INTRINSÈQUES DU MODÈLE PETIT-SIGNAL

4.1. Introduction

Les méthodes d'extraction des paramètres du circuit équivalent petit signal peuvent être dissociées en deux grandes catégories : les méthodes qui s'appuient sur des techniques d'optimisation globales [4.1] ou partielles [4.2] et la méthode d'extraction purement analytique. C'est cette dernière méthode que nous avons choisie d'exploiter dans le cadre de notre projet. En effet, l'extraction directe permet de s'assurer que les valeurs obtenues sont des solutions physiques et non mathématiques. Dans ce chapitre, nous commençons par présenter les deux topologies existantes pour la modélisation de la partie intrinsèque du transistor, puis nous explicitons notre méthode d'extraction pour déterminer les valeurs des éléments R_{be} , g_{m0} , R_{bb} , R_o , C_{bc} , C_c , C_{be} et t_d .

4.2. Topologies pour la partie intrinsèque des TBHs

Les modèles intrinsèques du TBH peuvent se classer en deux catégories, le modèle en «T» (figure 4.1a) et le modèle en « π » (figure 4.1b). Si les concepteurs de composants raisonnent largement sur la représentation en T, les concepteurs de circuits lui préfèrent la topologie développée par Giacoletto dite hybride (en π).

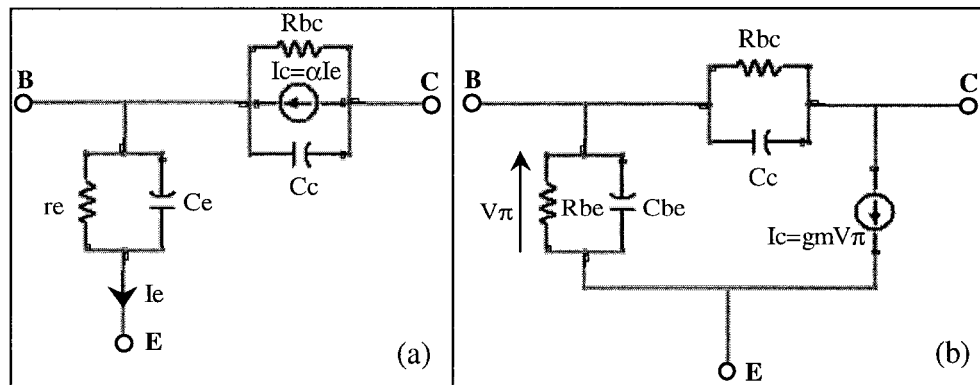


Figure 4-1: (a) Topologie en «T»; (b) Topologie en « π »

4.2.1. Topologie en «T»

Pour le modèle en T, α représente le gain en courant, la jonction base-émetteur intrinsèque est modélisée par l'association en parallèle de la capacité C_e , qui est la somme d'une capacité de diffusion et d'une capacité de transition, et de la résistance dynamique r_e ($r_e = n_e V_T / I_E$). La jonction base-collecteur étant polarisée en inverse, la capacité C_c est une capacité de transition et la résistance R_{bc} est très élevée. La matrice impédance $[Z^T]$ associée au schéma intrinsèque en T est la forme:

$$[Z_T] = \begin{bmatrix} Z_e & Z_e \\ Z_e - \alpha Z_C & Z_e + (1 - \alpha) Z_C \end{bmatrix} \quad (4.1)$$

$$Z_e = \frac{1}{\frac{1}{r_e} + j\omega C_e} \quad (4.2)$$

$$Z_C = \frac{1}{\frac{1}{R_{bc}} + j\omega C_c} \quad (4.3)$$

le gain en courant est égal à :

$$\alpha = \frac{\alpha_o}{1 + j \frac{\omega}{\omega_\alpha}} e^{-j\omega\tau} \quad (4.4)$$

ω_α est la pulsation de coupure à 3dB du gain en courant et α_o est le gain dynamique BF en courant.

L'exponentielle permet de rendre compte du retard τ dû au temps de transit des porteurs à travers la base et le collecteur, le module de α n'est pas modifié, ce qui ne dégrade pas le gain en courant. La pulsation de coupure ω_α , quant à elle, modélise la dégradation fréquentielle du gain en courant α . Après avoir présenté le modèle en « T », nous allons aborder la représentation intrinsèque en « π » du transistor et les équivalences des éléments avec son homologue en « T ».

4.2.2. Topologie en « π »

C'est la topologie que nous avons adoptée pour notre modèle petit signal, elle est en effet plus facile à implanter dans les outils de simulation et elle représente la linéarisation du modèle grand signal du modèle Gummel Poon. Elle est aussi la préférence des concepteurs de circuits qui se posent en fait comme les véritables utilisateurs des TBHs. La matrice admittance [Y] de la représentation intrinsèque en « π » est la suivante:

$$[Y_\pi] = \begin{bmatrix} Y_{be} + Y_{Cc} & -Y_{Cc} \\ g_m - Y_{be} & Y_{Cc} \end{bmatrix} \quad (4.5)$$

$$Y_{be} = \frac{1}{R_{be}} + j\omega C_{be} \quad (4.6)$$

$$Y_{Cc} = \frac{1}{R_{bc}} + j\omega C_c \quad (4.7)$$

La transconductance g_m est le paramètre de contrôle de la source en courant par la tension V_π de la jonction émetteur-base. Il peut aussi se mettre sous la forme $g_m = g_{mo} e^{-j\omega\tau_d}$, le courant I_c devient alors :

$$I_c = g_{mo} e^{-j\omega\tau_d} \cdot V_\pi \quad (4.8)$$

Il est possible d'ajouter une résistance (R_o), en parallèle avec la source de courant, pour modéliser les courants de fuite. Cette résistance sera prise en considération lors de l'extraction des paramètres de notre schéma électrique équivalent.

Des relations d'équivalence existent entre les deux modèles intrinsèques, la correspondance entre les différents paramètres se fait dans le domaine fréquentiel. En considérant les éléments du modèle en «T» comme des paramètres indépendants de la fréquence, il est possible d'établir des relations d'équivalences entre les paramètres des deux représentations [3.3]. Les divers éléments du circuit peuvent être exprimés en fonction des paramètres énoncés en 3.2.1 :

$$g_{mo} = \alpha_o \frac{\sqrt{(1/r_e)^2 + (\omega C_e)^2}}{\sqrt{1 + \left(\frac{\omega}{\omega_\alpha}\right)^2}} \quad (4.9)$$

$$\tau_d = \frac{\omega\tau - \tan^{-1}(\omega r_e C_e) + \tan^{-1}(\omega/\omega_\alpha)}{\omega} \quad (4.10)$$

$$R_{be} = \frac{\omega\tau - \tan^{-1}(\omega r_e C_e) + \tan^{-1}(\omega/\omega_\alpha)}{(1/\omega r_e) - g_{mo} \cos(\omega\tau_d)} \quad (4.11)$$

$$C_{be} = C_e + g_{mo} \frac{\sin(\omega\tau_d)}{\omega} \quad (4.12)$$

Nous avons d'abord vérifié l'équivalence des paramètres des deux topologies pour les valeurs données dans l'article de Teeter et Curtice. Les valeurs pour la topologie en T sont les suivantes (pour le TBH de surface d'émetteur $80\mu\text{m}^2$ et $V_{ce}=3\text{V}$, $I_c=39\text{mA}$) :

- $r_e=1.23\ \Omega$; $C_e=1.6\text{ pF}$; $f_\alpha=400\text{ GHz}$; $\alpha_o=0.9511$; $\tau=3.17\text{ ps}$;

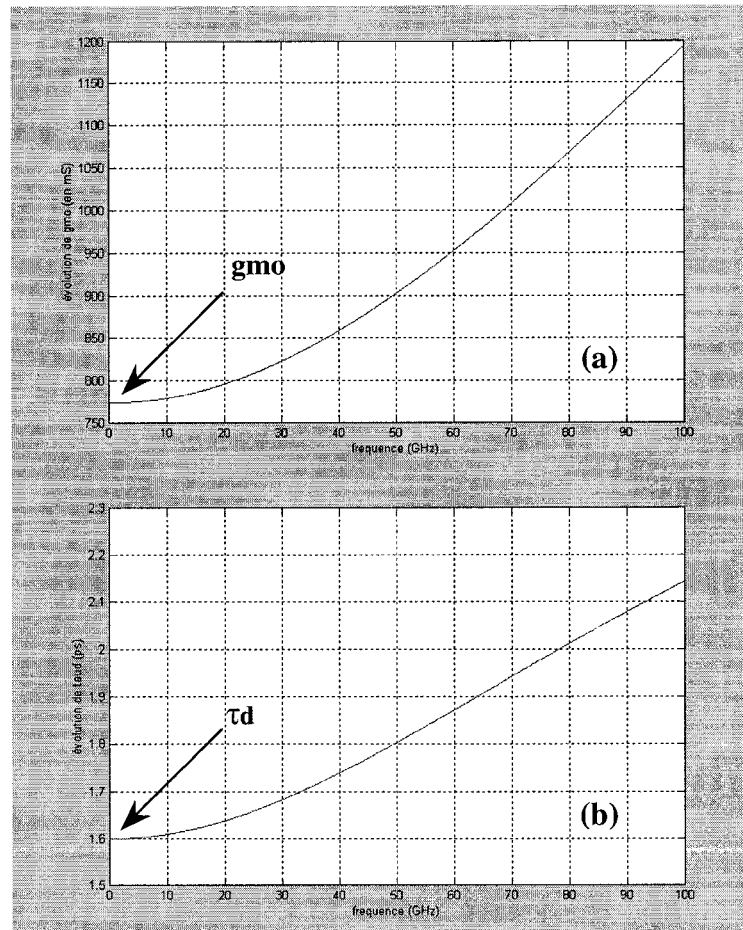


Figure 4-2: (a) g_{mo} calculée; (b) τ_d calculé à $V_{ce}=3\text{V}$, $I_c=39\text{mA}$

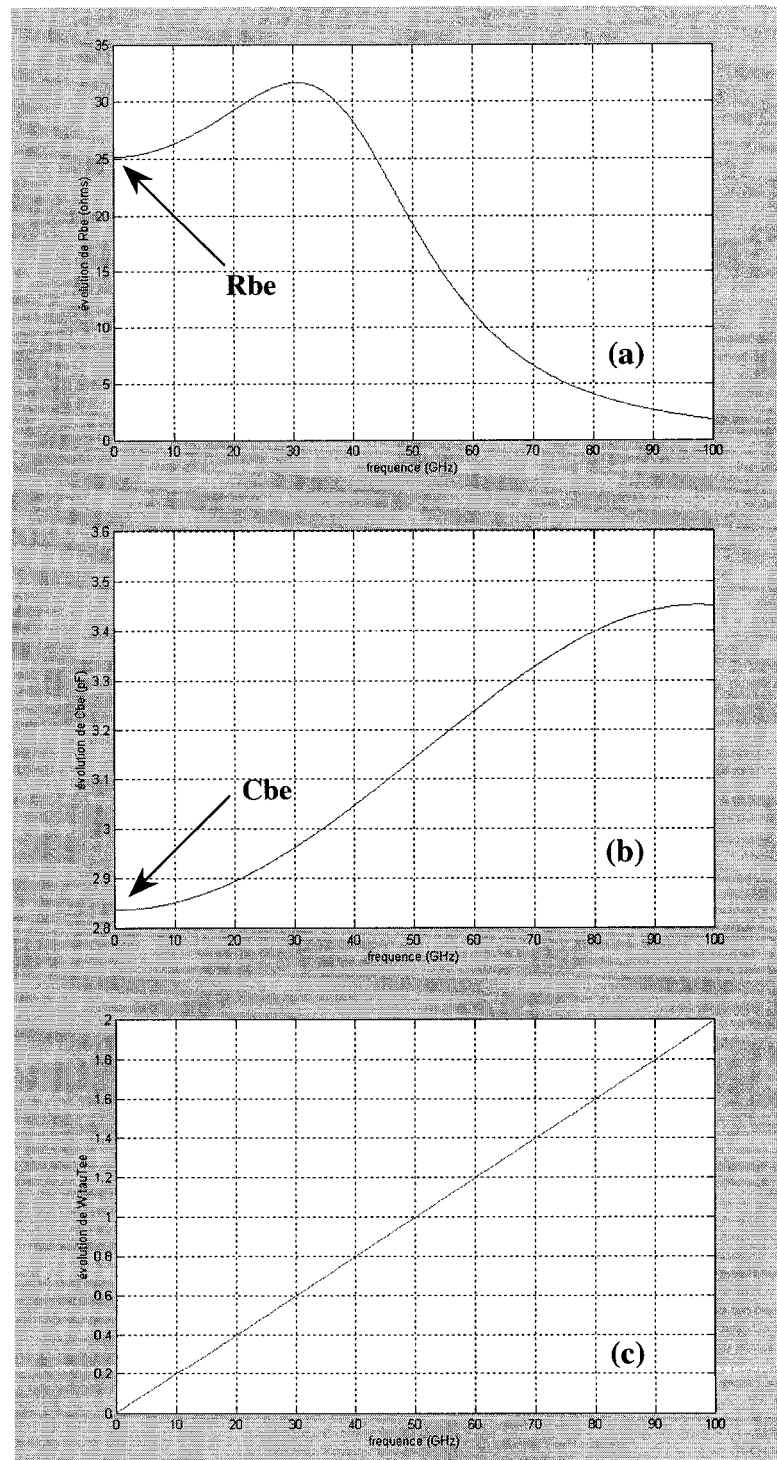


Figure 4-3: (a) R_{be} calculée; (b) C_{be} calculée; (c) $\omega\tau$ calculé; pour le point $V_{ce}=3V$ et $I_c=39mA$

A partir des équations déterminées par l'auteur, nous avons pu extraire les valeurs des paramètres R_{be} , C_{be} , g_{mo} et τ_d dans la région des basses fréquences (figures 4.2 a,b et figure 4.3 a,b). Les valeurs extraites, ainsi que les valeurs optimisées par l'auteur, sont données dans le tableau 4.1. On peut constater que les valeurs sont très proches, ce qui montre que les équations de conversions sont valables pour ce transistor.

	Valeurs extraites avec les équations	Valeurs optimisées par l'auteur	Écart en pourcentage
$R_{be}(\Omega)$	25.1	24.6	2.0 %
$C_{be}(pF)$	2.84	2.9	2.1 %
$g_{mo}(mS)$	773.25	785	1.5 %
$\tau_d(ps)$	1.6	1.75	9.4 %

Tableau 4-1: Comparaison entre les valeurs extraites et optimisées

Selon l'auteur, les équations sont valables d'une part, en considérant les valeurs en basses fréquences, et d'autre part jusqu'à des pulsations telles que $\omega\tau$ reste inférieur à 2. La figure 4.3(c) montre que c'est le cas pour les fréquences inférieures à 100 GHz.

Nous avons effectué une simulation des paramètres-S pour les deux topologies en utilisant les valeurs des paramètres déterminées par l'auteur. La figure 4.4 présente le schéma de simulation et les figures 4.5 à 4.7 les résultats obtenus.

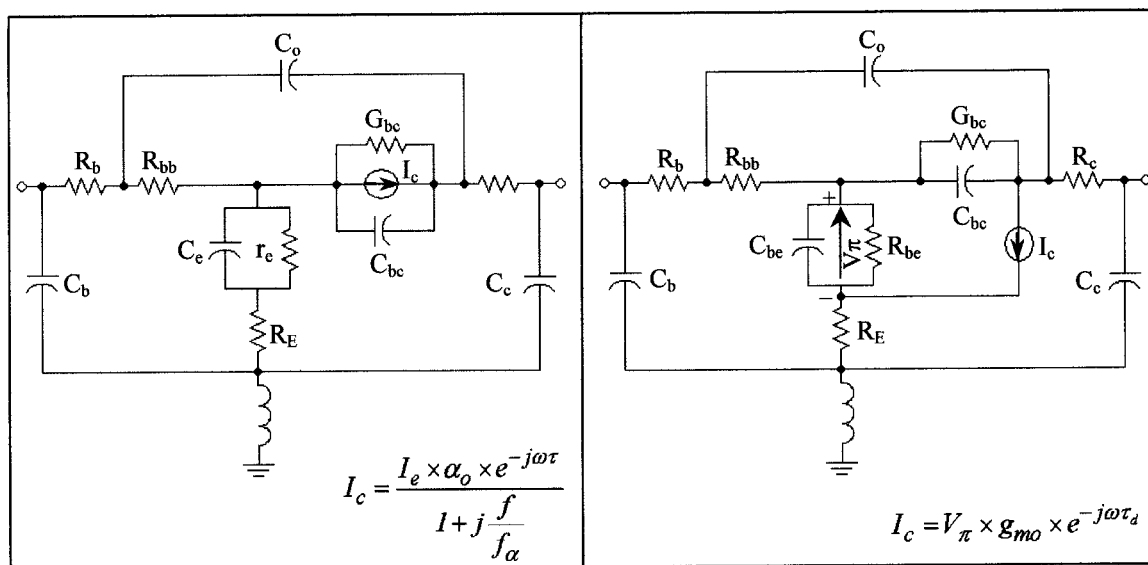


Figure 4-4: Simulation des paramètres-S pour les topologies en «T» et en «π»

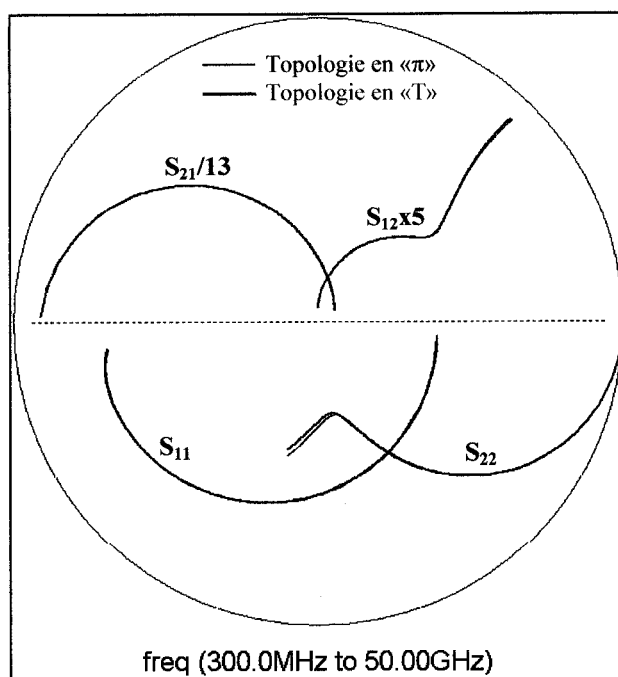


Figure 4-5: Paramètres-S pour les deux topologies

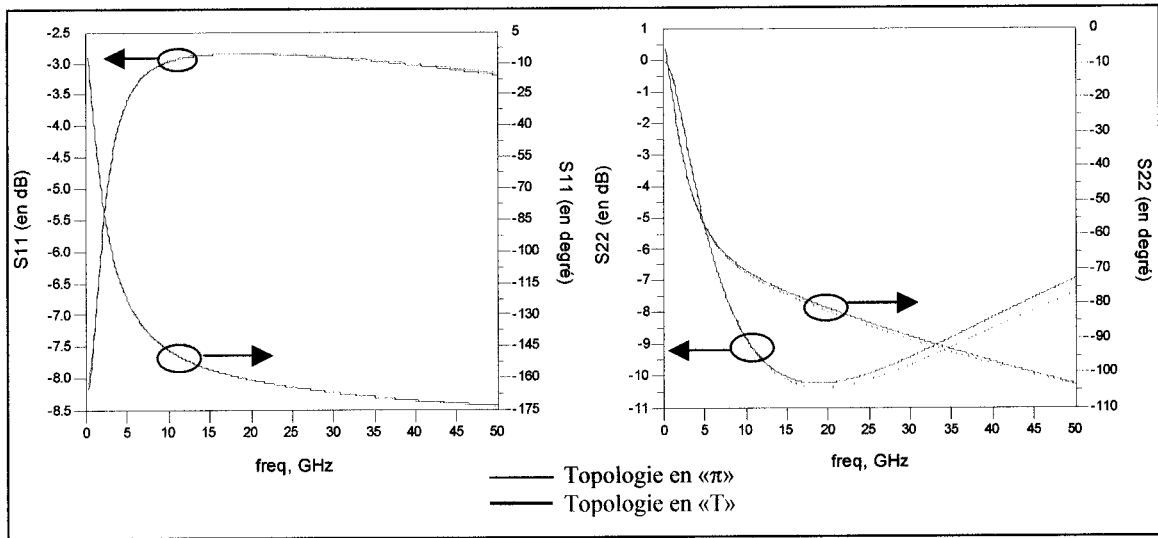


Figure 4-6: Simulation des paramètres S_{11} et S_{22} pour $V_{ce}=3\text{v}$ et $I_c=39\text{ mA}$

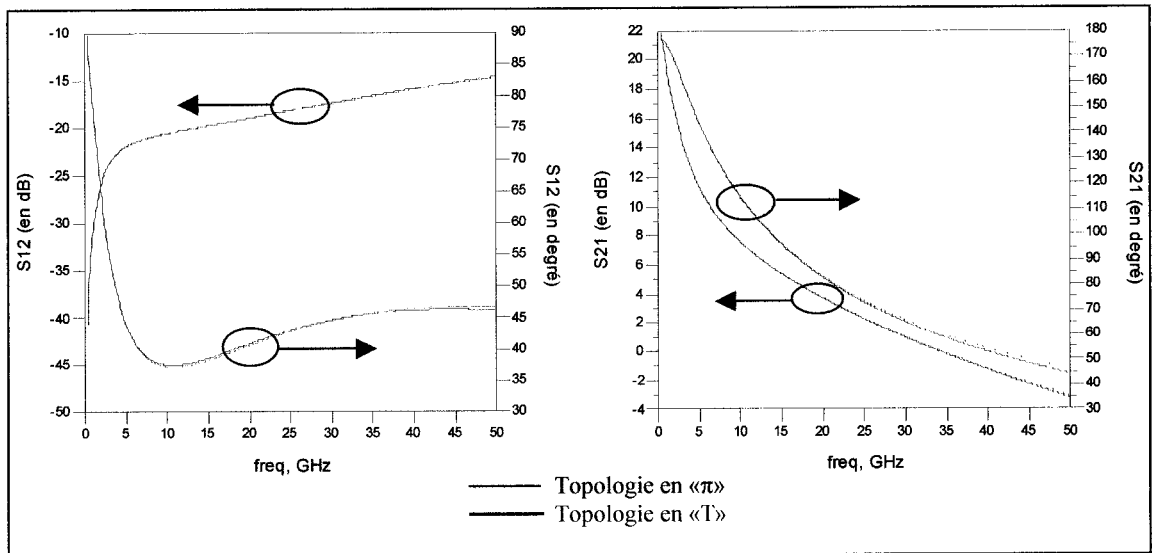


Figure 4-7: Simulation des paramètres S_{12} et S_{21} pour $V_{ce}=3\text{v}$ et $I_c=39\text{ mA}$

On peut en conclure que pour le transistor considéré par l'auteur [4.3], les relations d'équivalence restent valables, malgré un léger écart sur le module de S_{22} . Dans un

deuxième temps, pour vérifier la répétitivité de la méthode, nous avons appliqué les équations d'équivalence à un autre transistor $2 \times 20 \mu\text{m}^2$, au point de polarisation $V_{ce}=3\text{V}$ et $I_c=12.5\text{mA}$. Les valeurs des paramètres de la topologie en «T» sont les suivants:

- $r_e = 2.036 \Omega$; $C_e = 138.27 \text{fF}$;
- $f_\alpha = 103.6 \text{GHz}$;
- $\alpha_o = 0.9874$;
- $\tau = 3.62 \text{ps}$

D'après les valeurs d'extraction données aux figures 4.8 et 4.9, on peut d'ores et déjà constater que le temps de transit τ_d est anormalement élevé (4.87 ps). Pourtant, la condition de validité fixée par les auteurs semble être respectée puisque le produit $\omega\tau$ reste inférieur à 2 pour les fréquences inférieures à 88 GHz (cf. figure 3.5e).

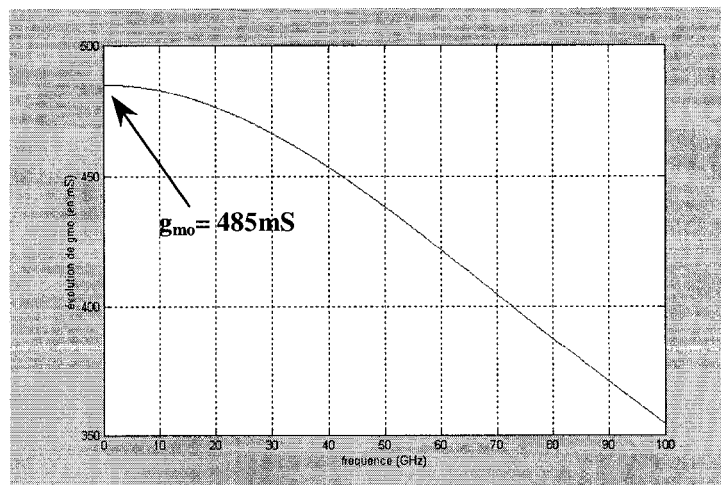


Figure 4-8: g_{mo} calculée pour le point $V_{ce}=3\text{V}$, $I_c=12.5\text{mA}$

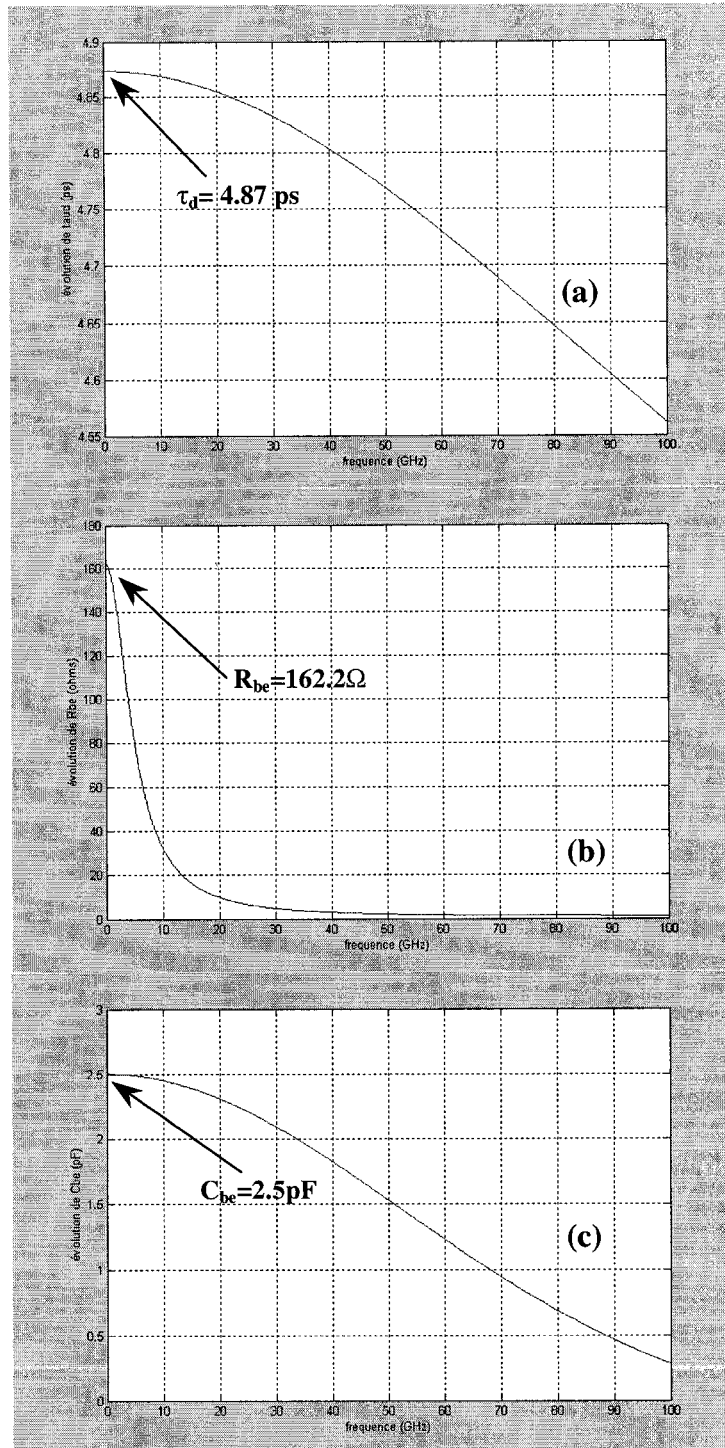


Figure 4-9: (a) τ_d calculé; (b) R_{be} calculée; (d) C_{be} calculé; à $V_{ce}=3\text{V}$, $I_c=12.5\text{mA}$

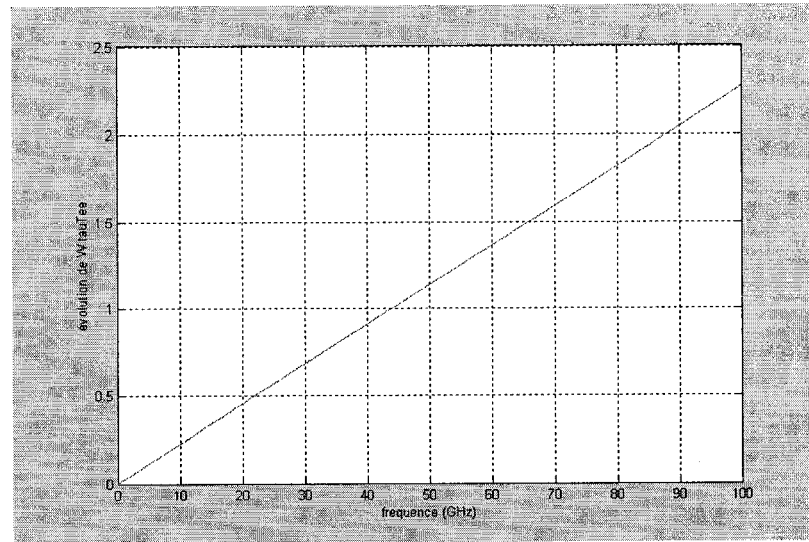


Figure 4-10: $\omega\tau$ calculé pour le point $V_{ce}=3\text{v}$ et $I_c=12.5\text{mA}$

Pour confirmer cette impression, nous avons comparé les paramètres-S pour ce point de polarisation ($V_{ce}=3\text{v}$ et $I_c=12.5\text{ mA}$) avec les schémas électriques équivalents en «T» et en « π ». La figure 4.11 présente les deux topologies utilisées pour les simulations des paramètres-S, ainsi que les valeurs des paramètres pour chacune d'elles.

La figure 4.12 montre les résultats entre les deux topologies et les mesures des paramètres-S pour ce transistor. On voit nettement une différence de performances entre les deux topologies, le modèle en «T» est plus proche des mesures, or, d'après les relations d'équivalence, ces différences n'ont pas lieu d'être.

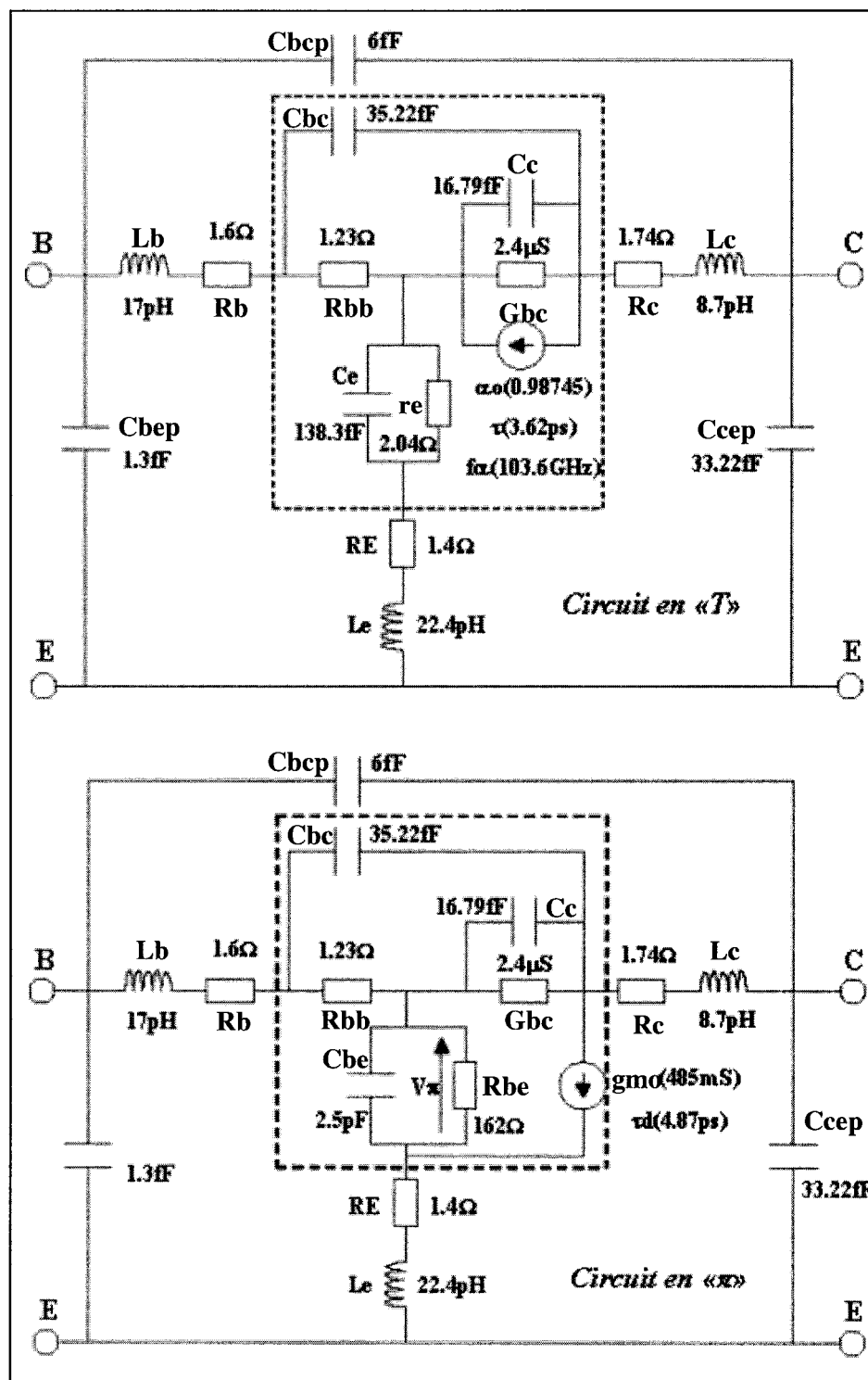


Figure 4-11: Topologies en «T» et «π» pour $V_{ce}=3\text{V}$ et $I_c=12.5\text{mA}$

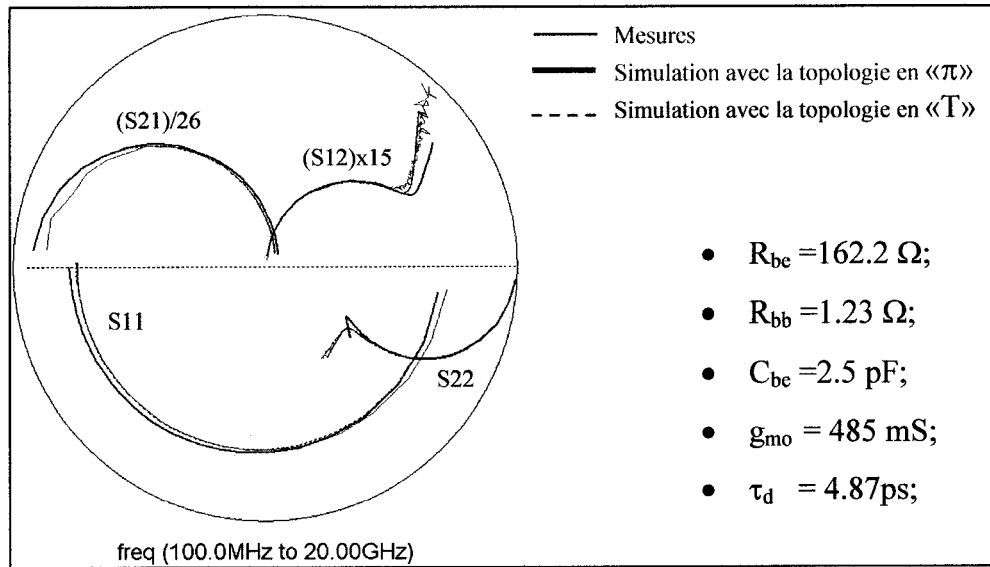


Figure 4-12: Paramètres-S mesurés et simulés avec les deux topologies

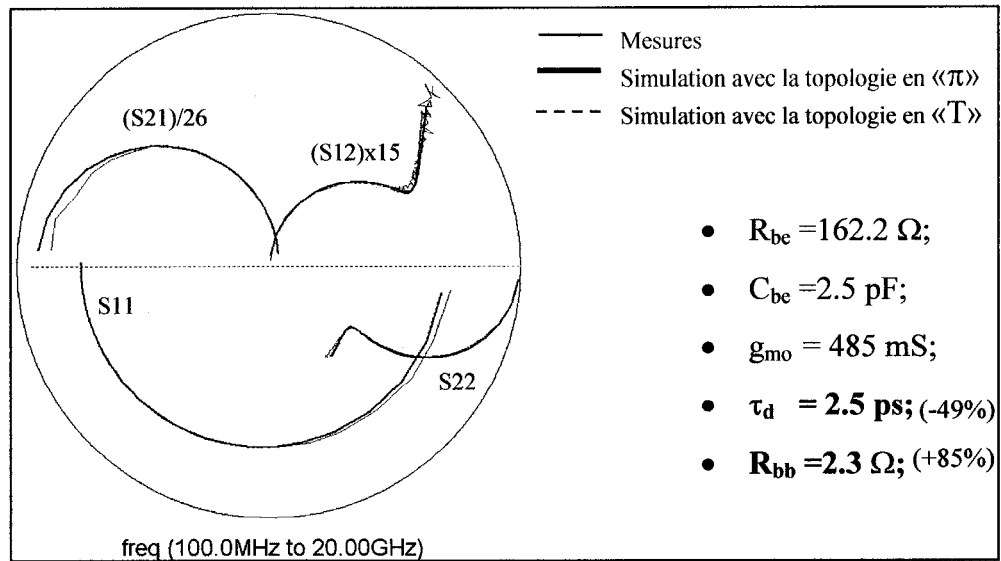


Figure 4-13: Optimisation des paramètres τ_d et R_{bb} de la topologie en « π »

Nous avons optimisé les éléments du modèle en « π » pour que les deux topologies donnent les mêmes simulations en paramètres-S. La figure 4.13 présente le résultat de cette optimisation. Si R_{be} , C_{be} et g_{mo} n'ont pas nécessité de changement, nous avons modifié R_{bb} et τ_d de façon notable (de 85% pour R_{bb} et de 49% pour τ_d). La conclusion de

serait de dire que les relations d'équivalence entre les deux topologies ne sont valables que lorsque les conditions suivantes sont respectées:

$$\omega\tau \leq 2 \quad (4.13)$$

$$r_e C_e \gg \frac{1}{\omega_\alpha} \quad (4.14)$$

Ainsi, pour garantir la validité des équations développées par Teeter et Curtice et pour s'assurer de leur caractère universel, il faudrait faire une étude avec plusieurs transistors. Après avoir détaillé deux topologies intrinsèques pour le transistor bipolaire à hétérojonction, ainsi que leurs paramètres électriques, nous allons présenter notre méthode d'extraction des paramètres intrinsèques du modèle petit signal.

4.3. Extraction des éléments intrinsèques

Nous nous intéressons maintenant à l'extraction des éléments intrinsèques du modèle petit signal. Dans un premier temps, nous déterminons la transconductance g_{mo} et la résistance dynamique R_{be} à partir de mesures DC. Puis les mesures des paramètres-S nous permettent de calculer les autres éléments du modèle, c'est à dire C_{be} , C_c , C_{bc} , R_{bb} , le temps de transit τ_d et la conductance de sortie g_o , au point de polarisation considéré.

4.3.1. Détermination de g_{mo} et de R_{be} avec mesures DC

Ces paramètres sont extraits avec des mesures DC, c'est-à-dire les évolutions des courants I_c et I_b en fonction de V_{be} . Ces mesures sont très usitées pour séparer l'influence des tensions de commande V_{be} et V_{bc} . Elle permettent de visualiser directement les variations des courants et du gain des TBH et permettent de restreindre le nombre de

paramètres à déterminer [2.12]. Si la jonction B-C est polarisée à zéro volt, il y a une réduction de la puissance continue dissipée donnée par la relation $P_{\text{dissipée}} \cong V_{be}I_c$. Il est possible de simplifier les expressions des courants et de les écrire de la façon suivante:

$$I_c = I_S \left(e^{\frac{V_{be}}{N_F V_T}} - 1 \right) \quad (4.15)$$

$$I_b = I_{SE} \left(e^{\frac{V_{be}}{N_E V_T}} - 1 \right) \quad (4.16)$$

On a deux groupes de configuration pour ce type de mesures, le premier groupe (utilisé par Nortel) est de travailler à V_{be} et V_{bc} nuls (figure 4.14a), et le deuxième est d'opérer à V_{be} et V_{bc} constants (figure 4.14b).

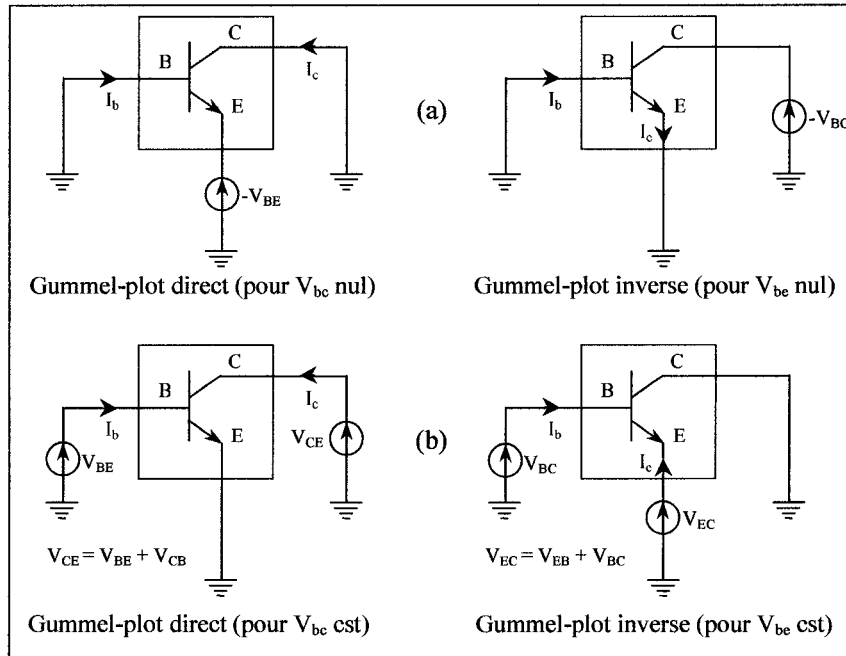


Figure 4-14: Configurations possibles pour les mesures $I_c=f(V_{be})$ et $I_b=f(V_{be})$

La variation de ces courants est exponentielle et elle est fonction de V_{be} . Le tracé en coordonnées semi-logarithmique des courants I_b et I_c en fonction de V_{be} , appelé «Gummel-plots» direct, permet d'extraire graphiquement les courants de saturation I_{SE} et I_S , ainsi que les coefficients d'idéalité N_E et N_F , respectivement des jonctions B-E et C-E, comme le montre la figure 3.15.

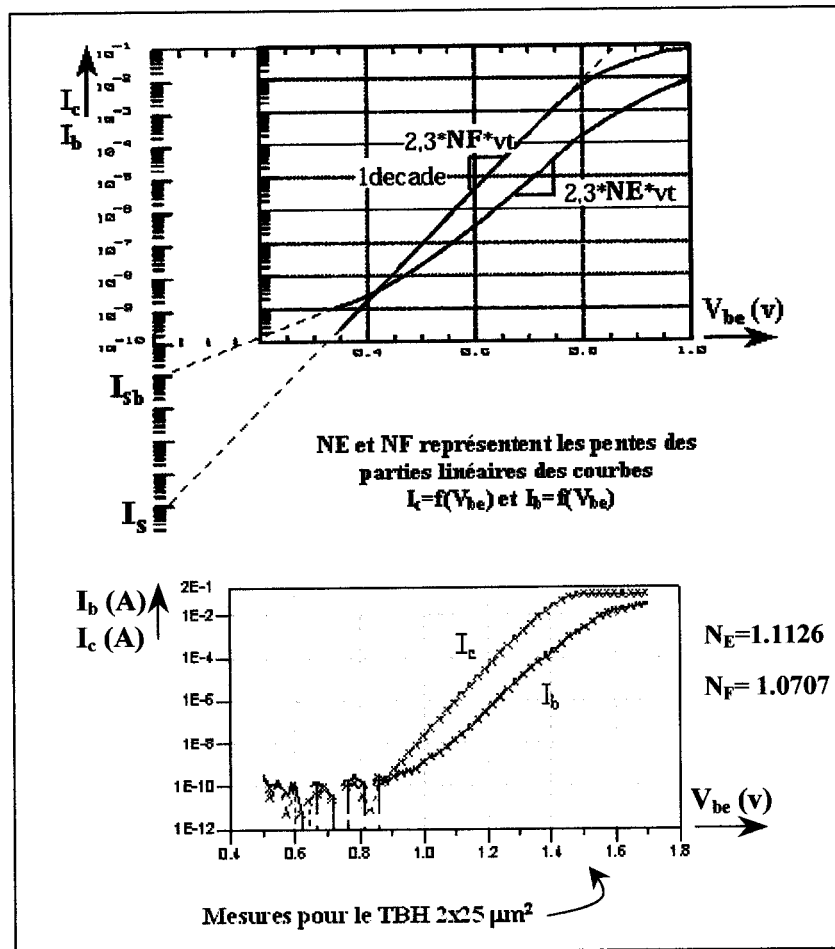


Figure 4-15: Coefficients de non-idéalité et des courants de saturation

Une fois que les courants de saturation et les coefficients d'idéalité des jonctions sont extraits, on peut calculer la transconductance g_{mo} et la résistance dynamique R_{be} à partir des relations:

$$R_{be} = \frac{N_E V_T}{I_b} \quad (4.17)$$

$$g_{mo} = \frac{I_c}{N_F V_T} \quad (4.18)$$

Remarquons que pour caractériser le régime inverse, on effectue le même type de mesure en se plaçant cette fois à $V_{be}=0$, et en relevant les courants I_b et I_c en fonction de V_{bc} , ce type de tracé, appelé «Gummel-plots» inverse.

4.3.2. Détermination de C_{bc} , C_c , C_{be} , R_{bb} , R_o et de τ_d

Les développements des équations analytiques du schéma équivalent petit-signal vont nous permettre, avec les mesures des paramètres-S pour plusieurs points de polarisations, d'extraire les six paramètres restants. La première étape est de déflaquer les éléments extrinsèques, les capacités et inductances parasites, ainsi que les résistances d'accès. Pour cela on suit la procédure classique de déflaquage donnée à la figure 3.10, en y ajoutant une quatrième étape qui consiste à déflaquer les résistances d'accès, la figure ci-dessous montre de quelle façon on se ramène finalement à la partie intrinsèque du transistor.

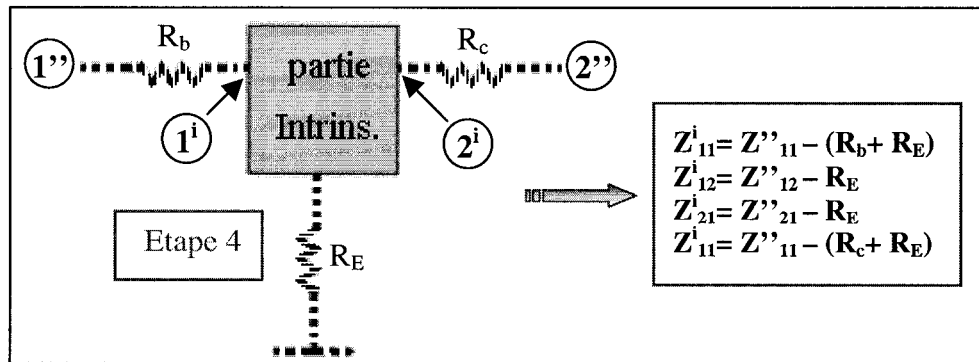


Figure 4-16: Déflaquage des résistances d'accès

Le schéma équivalent intrinsèque du transistor est alors le suivant :

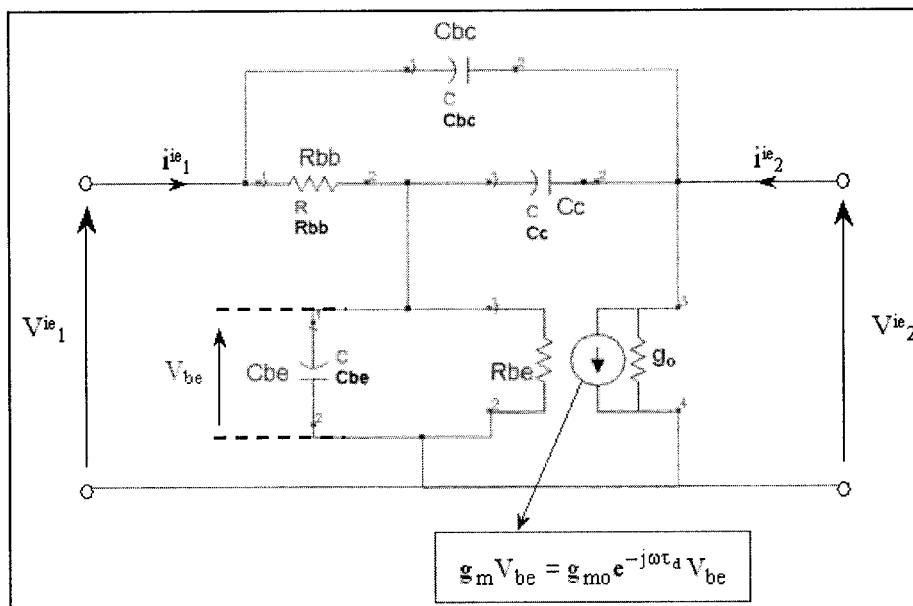


Figure 4-17: Partie intrinsèque du transistor TBH

La transformation de la structure en « T », formée de l'admittance Y_{Cbc} et des impédances R_{bb} , Z_{Cc} et Z_{be} , en une topologie en « π », formée des impédances Z_{P1} , Z_{P2} et Z_{P3} , doit être effectuée en premier lieu (figure 4.18).

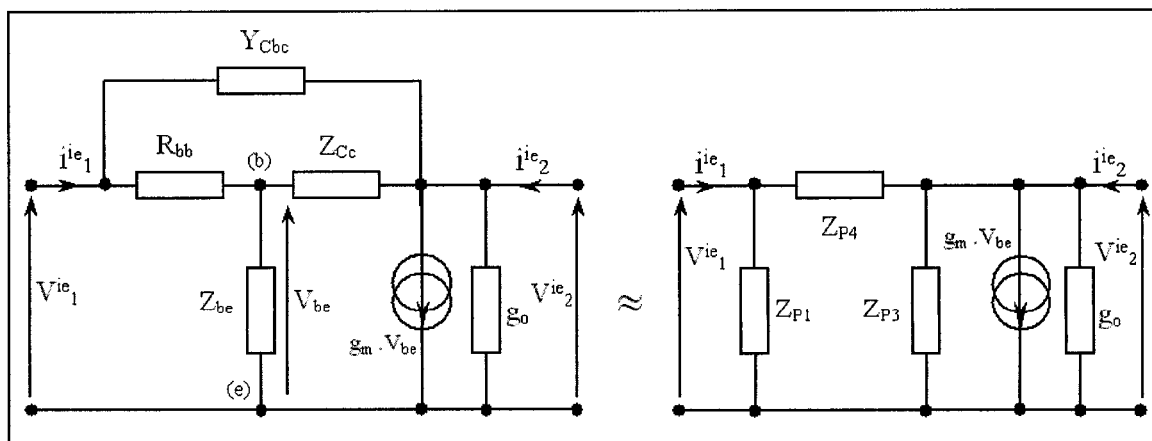


Figure 4-18: transformation de la structure en T à la structure en π

Avec

$$Y_{Cbc} = jC_{bc}\omega \quad (4.19)$$

$$Z_{Cc} = \frac{1}{jC_c\omega} \quad (4.20)$$

$$Z_{be} = \frac{R_{be}}{1 + jR_{be}C_{be}\omega} \quad (4.21)$$

On a

$$Z_{p1} = \frac{R_{bb}Z_{Cc} + Z_{be}(Z_{Cc} + R_{bb})}{Z_{Cc}} = \frac{1}{Y_{p1}} = R_{bb} + Z_{be} \left(1 + \frac{R_{bb}}{Z_{Cc}} \right) \quad (4.22)$$

$$Z_{p2} = \frac{R_{bb}Z_{Cc} + Z_{be}(Z_{Cc} + R_{bb})}{Z_{be}} = \frac{1}{Y_{p2}} = R_{bb} + Z_{Cc} \left(1 + \frac{R_{bb}}{Z_{be}} \right) \quad (4.23)$$

$$Z_{p3} = \frac{R_{bb}Z_{Cc} + Z_{be}(Z_{Cc} + R_{bb})}{R_{bb}} = \frac{1}{Y_{p3}} = Z_{Cc} + Z_{be} \left(1 + \frac{Z_{Cc}}{R_{bb}} \right) \quad (4.24)$$

$$Z_{p4} = \left(\frac{1}{Z_{p2}} + \frac{1}{Z_{Cbc}} \right)^{-1} \quad (4.25)$$

En posant,

$$\frac{Z_{p3}}{Z_{p1}} = \frac{Z_{Cc}}{R_{bb}} \quad (4.26)$$

on obtient

$$V_{be} = \left[Z_{Cc} \left(\frac{1}{Z_{be}} + \frac{1}{R_{bb}} \right) + 1 \right]^{-1} \left(\frac{Z_{Cc}}{R_{bb}} V_1^{ie} + V_2^{ie} \right) \quad (4.27)$$

$$B = \left[Z_{Cc} \left(\frac{1}{Z_{be}} + \frac{1}{R_{bb}} \right) + 1 \right]^{-1} \quad (4.28)$$

Il est plus facile maintenant de calculer la matrice admittance $[Y^{ie}]$ intrinsèque constituée des éléments Y_{11}^{ie} , Y_{12}^{ie} , Y_{21}^{ie} et Y_{22}^{ie} .

4.3.2.1. Déterminons le paramètre $Y_{11}^{ie} = \left. \frac{i_1^{ie}}{V_1^{ie}} \right|_{V_2^{ie}=0}$

Les relations liant les courants et les tensions du circuit à 2 ports sont les suivantes :

$$\begin{cases} i_1^{ie} = Y_{11}^{ie} V_1^{ie} + Y_{12}^{ie} V_2^{ie} \end{cases} \quad (4.29)$$

$$\begin{cases} i_2^{ie} = Y_{21}^{ie} V_1^{ie} + Y_{22}^{ie} V_2^{ie} \end{cases} \quad (4.30)$$

A partir du schéma équivalent de la figure 4.18 et des relations (4.26) et (4.27), on a finalement :

$$Y_{11}^{ie} = \frac{1}{Z_{p1}} + \frac{1}{Z_{p4}} \quad (4.31)$$

4.3.2.2. Détermination de $Y_{22}^{ie} = \left. \frac{i_2^{ie}}{V_2^{ie}} \right|_{V_1^{ie}=0}$ $Y_{12}^{ie} = \left. \frac{i_1^{ie}}{V_2^{ie}} \right|_{V_1^{ie}=0}$ $Y_{21}^{ie} = \left. \frac{i_2^{ie}}{V_1^{ie}} \right|_{V_2^{ie}=0}$

Avec les définitions des trois derniers paramètres admittances, on en déduit les expressions de Y_{12}^{ie} , Y_{21}^{ie} et Y_{22}^{ie} en fonction de Z_{p1} , Z_{p3} , Z_{p4} , g_o , g_m et B . On a alors :

$$Y_{12}^{ie} = -\frac{1}{Z_{p4}} \quad (4.32)$$

$$Y_{21}^{ie} = g_m B \times \frac{Z_{p3}}{Z_{p1}} - \frac{1}{Z_{p4}} \quad (4.33)$$

$$Y_{22}^{ie} = \frac{1}{Z_{p3}} + \frac{1}{Z_{p4}} + g_o + g_m B \quad (4.34)$$

L'expression de la matrice admittance est donc:

$$[Y^{ie}] = \begin{bmatrix} \frac{1}{Z_{p1}} + \frac{1}{Z_{p4}} & -\frac{1}{Z_{p4}} \\ g_m B \frac{Z_{p3}}{Z_{p1}} - \frac{1}{Z_{p4}} & \frac{1}{Z_{p3}} + \frac{1}{Z_{p4}} + g_o + g_m B \end{bmatrix} \quad (4.35)$$

Et l'expression de la matrice $[Y^{ie}]$ en fonction des paramètres R_{bb} , Z_{cbc} , Z_{cc} , Z_{be} et de ψ sera :

$$\begin{bmatrix} Y^{ie} \end{bmatrix} = \frac{1}{\psi} \begin{bmatrix} \left(Z_{be} + \frac{\psi}{Z_{Cbc}} \right) + Z_{Cc} & - \left(Z_{be} + \frac{\psi}{Z_{Cbc}} \right) \\ - \left(Z_{be} + \frac{\psi}{Z_{Cbc}} \right) + g_m Z_{be} Z_{Cc} & \left(Z_{be} + \frac{\psi}{Z_{Cbc}} \right) + R_{bb} (1 + g_m Z_{be}) + g_o \psi \end{bmatrix} \quad (4.36)$$

Avec

$$\psi = Z_{Cc} \left[R_{bb} + Z_{be} \left(1 + \frac{R_{bb}}{Z_{Cc}} \right) \right] \quad (4.37)$$

Maintenant que les paramètres-Y intrinsèques du transistor HBT sont déterminés, on peut en déduire les paramètres de la matrice impédance $[Z^{ie}]$ en utilisant les relations d'équivalence.

$$\begin{bmatrix} Z^{ie} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{Y^{ie}_{22}}{|Y|} & \frac{-Y^{ie}_{12}}{|Y|} \\ \frac{-Y^{ie}_{21}}{|Y|} & \frac{Y^{ie}_{11}}{|Y|} \end{bmatrix} \quad |Y| = Y^{ie}_{11} Y^{ie}_{22} - Y^{ie}_{12} Y^{ie}_{21} \quad (4.38)$$

Avec

$$|Y| = \frac{Z_{Cc}}{\psi} \left[1 + Z_{be} (g_m + g_o) \right] \left(\frac{1}{Z_{Cc}} + \frac{1}{Z_{Cbc}} + \frac{R_{bb}}{Z_{Cbc} Z_{Cc}} \right) + g_o \left(1 + \frac{R_{bb}}{Z_{Cbc}} \right) \quad (4.39)$$

Et en utilisant la relation

$$\left(\frac{1}{Z_{Cc}} + \frac{1}{Z_{Cbc}} + \frac{R_{bb}}{Z_{Cbc} Z_{Cc}} \right) = j\omega (C_{bc} + C_c) \left(1 + jR_{bb} \frac{C_{bc} C_c}{C_{bc} + C_c} \omega \right) \quad (4.40)$$

La matrice impédance $[Z^{ie}]$ pour le mode émetteur-commun est alors:

$$Z_{11}^{ie} = \frac{j\omega Z_{be} C_2 (1 + jR_{bb} C\omega) + jR_{bb} C_{bc}\omega + jR_{bb} C_c \omega A + g_o (R_{bb} + Z_{be})}{j\omega A C_2 (1 + jR_{bb} C\omega) + g_o (1 + jR_{bb} C_{bc}\omega)} \quad (4.41)$$

$$Z_{21}^{ie} = \frac{j\omega Z_{be} C_2 (1 + jR_{bb} C\omega) + jR_{bb} C_{bc}\omega - g_m Z_{be}}{j\omega A C_2 (1 + jR_{bb} C\omega) + g_o (1 + jR_{bb} C_{bc}\omega)} \quad (4.42)$$

$$Z_{12}^{ie} = \frac{j\omega Z_{be} C_2 (1 + jR_{bb} C\omega) + jR_{bb} C_{bc}\omega}{j\omega A C_2 (1 + jR_{bb} C\omega) + g_o (1 + jR_{bb} C_{bc}\omega)} \quad (4.43)$$

$$Z_{22}^{ie} = \frac{j\omega Z_{be} C_2 (1 + jR_{bb} C\omega) + jR_{bb} C_{bc}\omega + 1}{j\omega A C_2 (1 + jR_{bb} C\omega) + g_o (1 + jR_{bb} C_{bc}\omega)} \quad (4.44)$$

$$C = \frac{C_{bc} C_c}{C_{bc} + C_c} \quad (4.45)$$

$$C_2 = C_{bc} + C_c \quad (4.46)$$

$$A = 1 + Z_{be} (g_m + g_o) \quad (4.47)$$

$$g_m = g_{m0} e^{-j\omega\tau_d} \quad (4.48)$$

Maintenant que la matrice impédance est explicitée, nous pouvons écrire les combinaisons analytiques entre les paramètres-Z pour déterminer les éléments du circuit.

$$Z_{11}^{ie} - Z_{12}^{ie} = \frac{jR_{bb} C_c \omega A + g_o (R_{bb} + Z_{be})}{j\omega A C_2 (1 + jR_{bb} C\omega) + g_o (1 + jR_{bb} C_{bc}\omega)} \quad (4.49)$$

$$Z_{22}^{ie} - Z_{12}^{ie} = \frac{1}{j\omega AC_2(1 + jR_{bb}C\omega) + g_o(1 + jR_{bb}C_{bc}\omega)} \quad (4.50)$$

$$Z_{12}^{ie} - Z_{21}^{ie} = \frac{g_m Z_{be}}{j\omega AC_2(1 + jR_{bb}C\omega) + g_o(1 + jR_{bb}C_{bc}\omega)} \quad (4.51)$$

La figure 4.19 présente le schéma de simulation qui permet de comparer les relations 4.49 à 4.51 avec le schéma électrique équivalent petit signal de la partie intrinsèque du TBH. La superposition sur toute la bande de fréquence (100MHz à 50GHz) montre que les développements analytiques sont corrects.

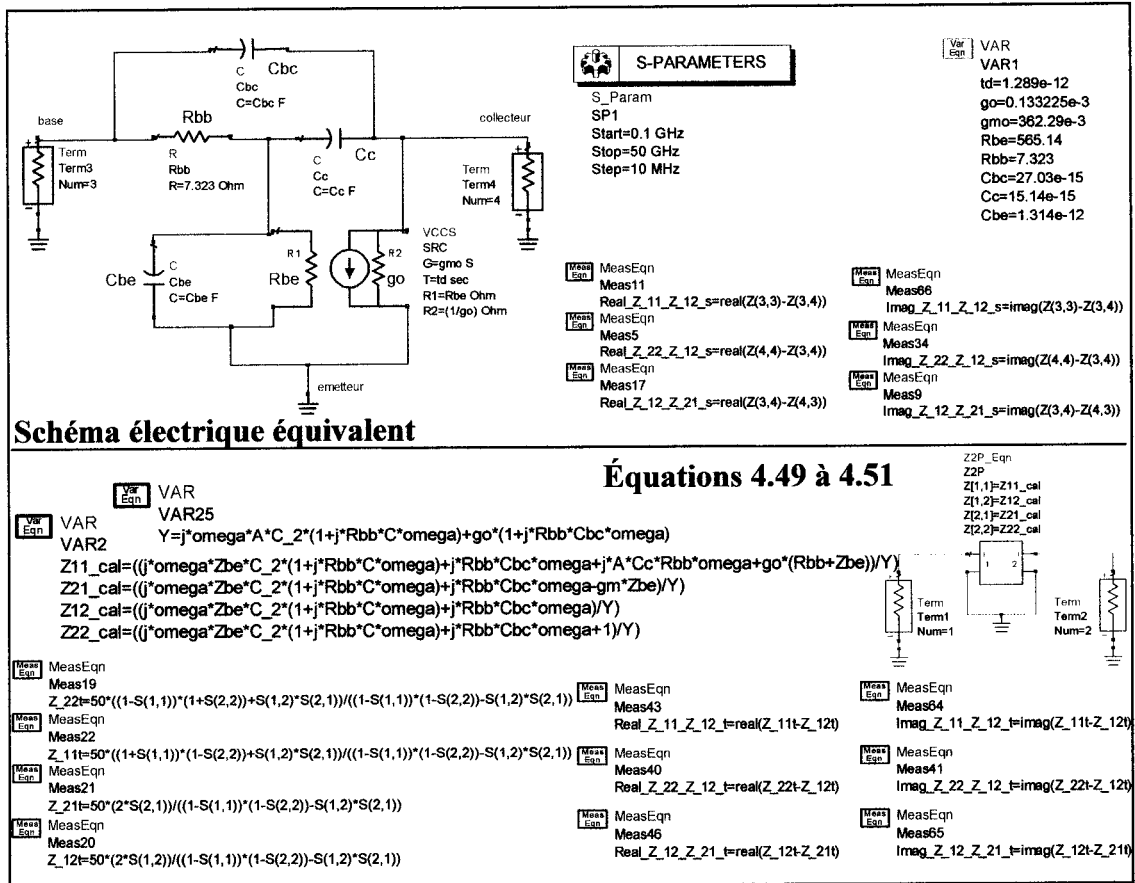


Figure 4-19: Schéma de simulation de $Z_{11}^e - Z_{12}^e$, $Z_{22}^e - Z_{12}^e$ et de $Z_{12}^e - Z_{21}^e$

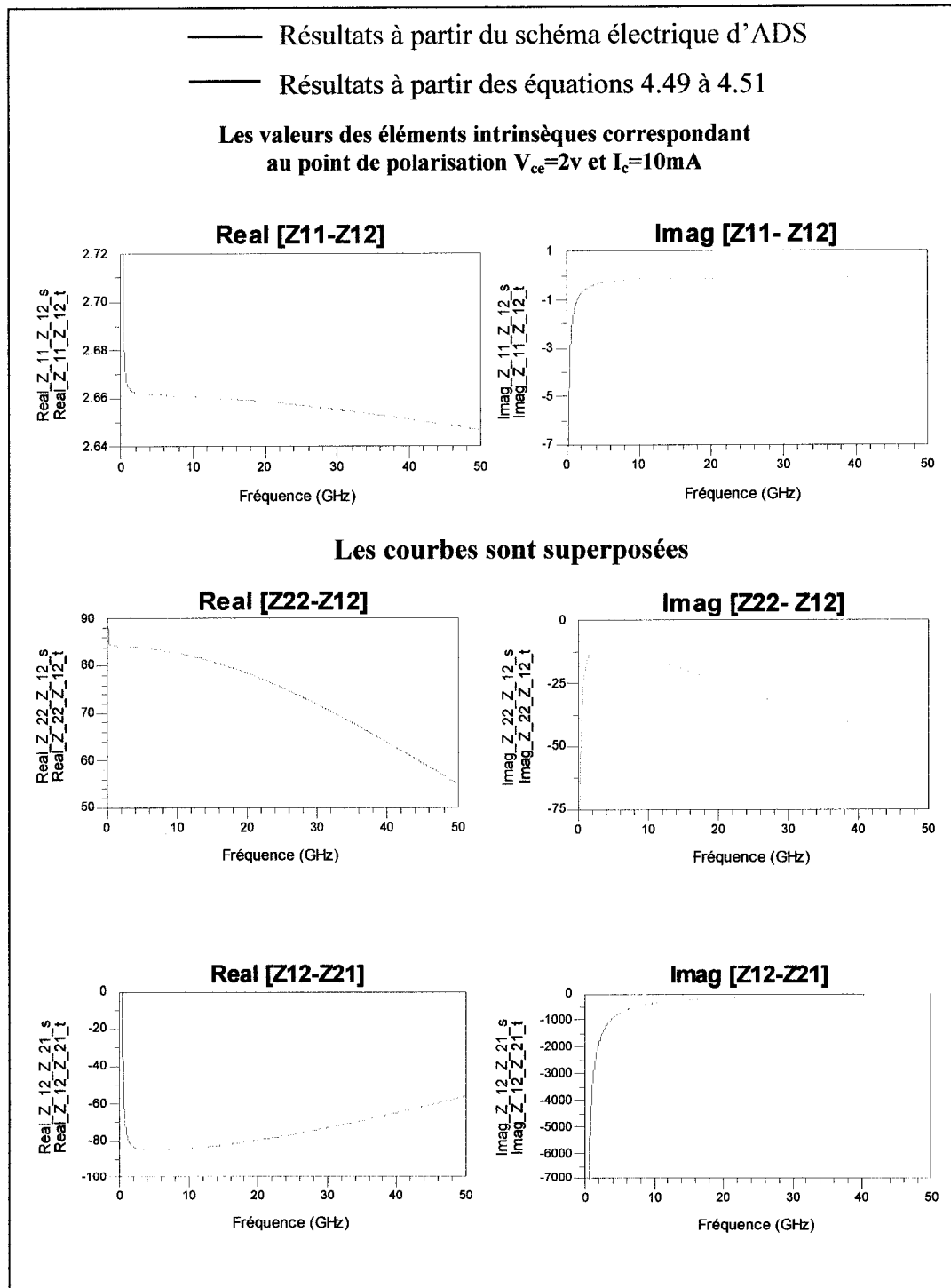


Figure 4-20: Simulations des équations $Z_{11}^e - Z_{12}^e$, $Z_{22}^e - Z_{12}^e$ et $Z_{12}^e - Z_{21}^e$

4.3.2.3. Détermination de la résistance de sortie R_o

L'extraction de la résistance de sortie est effectuée en utilisant la partie réelle de l'expression $\frac{1}{Z_{12}^{ie} - Z_{21}^{ie}}$, c'est à dire :

$$\Re \left[\frac{1}{Z_{12}^{ie} - Z_{21}^{ie}} \right] = \Re \left[\frac{j\omega \left[1 + Z_{be} (g_m + g_o) \right] C_2 (1 + jR_{bb}C\omega) + g_o (1 + jR_{bb}C_{bc}\omega)}{g_m Z_{be}} \right] \quad (4.52)$$

La simplification de cette expression est possible avec une approximation de l'exponentielle présente dans la relation de la transconductance g_m .

$$g_m = g_{mo} e^{-j\omega\tau_d} = g_{mo} e^{-j2\pi f\tau_d}$$

Sachant que notre plage de fréquence d'extraction se limite à 100MHz pour la fréquence basse et 8 GHz pour la fréquence haute, et un temps de transit inférieur à 2.5ps (comme c'est le cas pour l'ensemble des points de polarisation), l'exponentielle sera donc comprise dans l'intervalle :

$$e^{-j1.57 \cdot 10^{-3}} \leq e^{-j2\pi f\tau_d} \leq e^{-j0.1257} \Leftrightarrow \underset{x_1 \rightarrow 0}{e^{-jx_1}} \leq e^{-j2\pi f\tau_d} \leq \underset{x_2 \rightarrow 0}{e^{-jx_2}}$$

On peut alors écrire les approximations suivantes:

$$g_m \approx g_{mo} (1 - j\omega\tau_d) \quad (4.53)$$

$$\frac{1}{g_m} \approx \frac{1}{g_{mo}} (1 + j\omega\tau_d) \quad (4.54)$$

$$\frac{(1 + g_{mo} R_{be})}{g_{mo} R_{be}} \approx 1 \quad (4.55)$$

Nous avons vérifié numériquement cette dernière approximation pour l'ensemble des points de polarisation. A titre d'exemple, nous pouvons voir, sur la figure 4.21, que l'erreur relative est inférieure à $9.10^{-4} \%$ pour les points de polarisation $V_{ce}=2v$ et $V_{ce}=3v$.

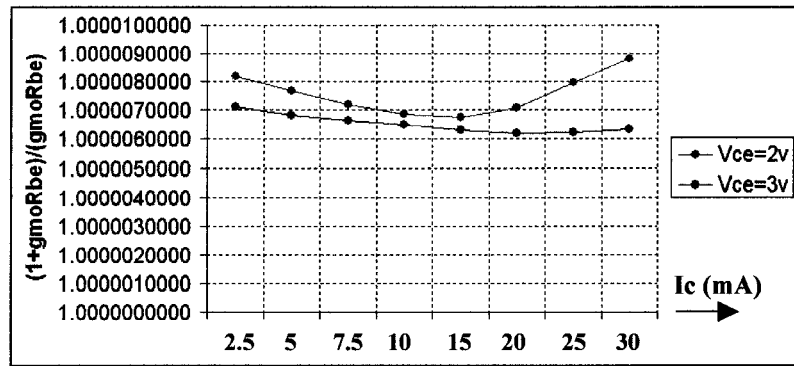


Figure 4-21: Valeur numérique de $\frac{1 + g_{mo} R_{be}}{g_{mo} R_{be}}$ pour $V_{ce}=2v$ et $V_{ce}=3v$

A partir des approximations ci-dessus, on remplace g_m et g_m^{-1} par leur nouvelles formes puis on développe la partie réelle de $(Z_{12}^{ie} - Z_{21}^{ie})^{-1}$. On obtient alors :

$$\Re \left[\frac{1}{Z_{12}^{ie} - Z_{21}^{ie}} \right] \approx \frac{g_o}{g_{mo} R_{be}} - C_2 \omega^2 \left(\begin{aligned} & R_e C_{be} + R_e g_o \tau_d + R_{bb} C + R_e R_{bb} g_o C \\ & - R_e C_{be} R_{bb} C \tau_d \omega^2 + R_{bb} C \tau_d^2 \omega^2 + \frac{g_o C_{be} R_{bb} C_{bc}}{C_2 g_{mo}} \\ & + \frac{g_o \tau_d (R_{be} C_{be} + R_{bb} C_{bc})}{g_{mo} R_{be} C_2} \end{aligned} \right) \quad (4.56)$$

$$R_e = \frac{R_{be}}{1 + g_{mo} R_{be}} \quad (4.57)$$

Les simplifications numériques permettent de conserver uniquement les termes prépondérants et donc de réduire l'expression à une forme analytique plus exploitable:

$$\Re \left[\frac{1}{Z_{12}^{ie} - Z_{21}^{ie}} \right] \approx \frac{g_o}{g_{mo} R_{be}} - (C_{bc} + C_c)(R_c C_{be} + R_{bb} C) \omega^2 \quad (4.58)$$

Connaissant g_{mo} et R_{be} , on en déduit la valeur de g_o pour les basses fréquences. La figure 4.22 montre l'extraction de $\Re \left[(Z_{12}^{ie} - Z_{21}^{ie})^{-1} \right] \approx 0.6371.10^{-6}$ pour le transistor ayant une surface d'émetteur de $2 \times 25 \mu m^2$, pour le point $V_{ce}=2V$ et $I_b=74.6 \mu A$. Pour la présentation de notre méthode d'extraction, c'est ce point de polarisation qui sera considéré.

$$R_o \approx \left[g_{mo} R_{be} \cdot \left(\Re \left[\frac{1}{Z_{12}^{ie} - Z_{21}^{ie}} \right] \right)_{BF} \right]^{-1} \approx 7.54 \text{ k}\Omega \quad (4.59)$$

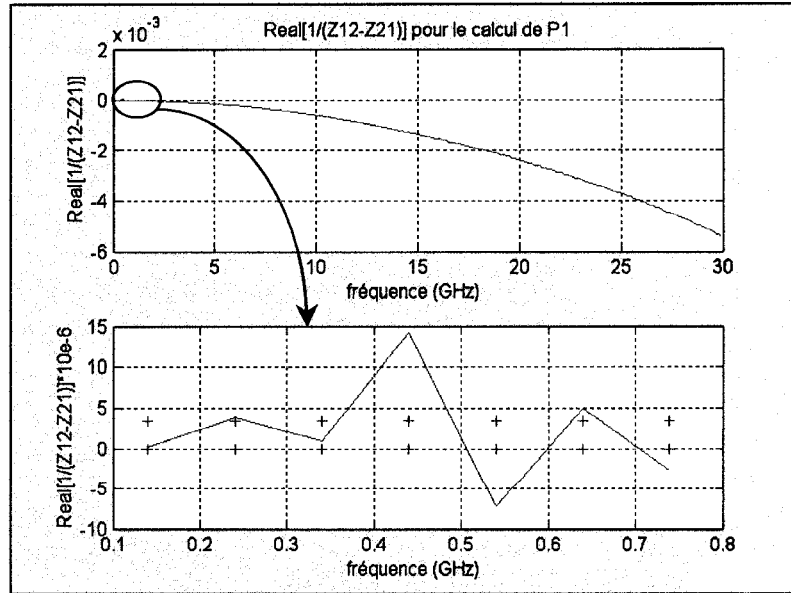


Figure 4-22: extraction de la valeur de $\Re \left[(Z_{12}^{ie} - Z_{21}^{ie})^{-1} \right]$ en BF

4.3.2.4. Détermination de la résistance R_{bb}

La valeur de la résistance R_{bb} est déterminée en utilisant l'expression de la publication [4.4], car elle donne de très bons résultats. La topologie de l'article est quasiment la même que la notre, à ceci près que nous avons ajouté une résistance de sortie R_o . Donc pour être rigoureux et pour utiliser la formule Y. Suh et al. Nous avons d'abord déflaqué la valeur numérique de R_o :

$$R_{bb} = \lim_{f \rightarrow \infty} \Re \left[\frac{Z_{11}^{ieo} (Z_{22}^{ieo} - Z_{12}^{ieo}) + Z_{12}^{ieo} (Z_{12}^{ieo} - Z_{21}^{ieo})}{Z_{22}^{ieo} - Z_{12}^{ieo}} \right] \approx 7.14 \Omega \quad (4.60)$$

$[Z^{ieo}]$ représente la matrice intrinsèque après avoir déflaqué la valeur de R_o . La figure 4.23 montre la valeur extraite de R_{bb} au point de polarisation considéré.

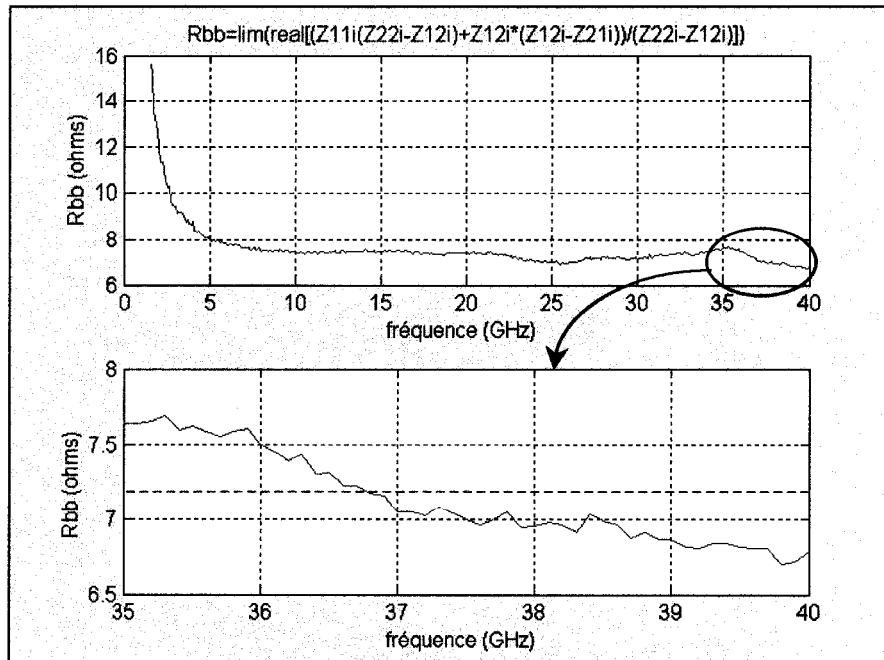


Figure 4-23: extraction de la valeur de R_{bb}

4.3.2.5. Détermination de la somme $C_{bc}+C_c+2g_oR_eC_{be}$

Le calcul de cette somme nous permettra de déterminer la valeur de la capacité C_{be} .

On utilise pour cela l'expression de la partie imaginaire de Z_{21}^{ie} .

$$Z_{21}^{ie} = \frac{j\omega Z_{be}C_2(1+jR_{bb}C\omega) + jR_{bb}C_{bc}\omega - g_m Z_{be}}{j\omega AC_2(1+jR_{bb}C\omega) + g_o(1+jR_{bb}C_{bc}\omega)}$$

Après le développement des calculs et en utilisant les approximations des équations (4.53) à (4.55), on obtient :

$$\Im[Z_{21}^{ie}] \approx \frac{R_e \left[-\beta X \omega^3 \left(X + \frac{VZ}{M} \right) + \omega \left(\frac{VZ}{M} - \frac{\beta X g_{mo}}{C_2} + \frac{g_o XZ}{\xi} + \frac{g_o VZ^2}{\xi M} - \frac{\beta V}{M} - \frac{VX}{M} \right) \right]}{\omega \left(-\beta - \frac{g_{mo}\beta\tau_d}{C_2} - \frac{g_{mo}X\tau_d}{C_2} \right) + \frac{1}{\omega} \left(\frac{g_o g_{mo}Z}{\xi C_2} + \frac{g_o}{\xi} + \frac{g_o V}{\xi M} + \frac{g_o g_{mo}\tau_d}{\xi C_2} + \frac{g_{mo}}{C_2} \right)} \quad (4.61)$$

$$1 + \frac{2g_o Z}{\xi} + \omega^2 (X^2 + \beta^2)$$

$$X = R_{bb}C \quad (4.62)$$

$$V = R_{bb}C_{bc} \quad (4.63)$$

$$Z = R_{be}C_{be} \quad (4.64)$$

$$\xi = (1 + g_{mo}R_{be})C_2 \quad (4.65)$$

$$\beta = R_e C_{be} - \tau_d \quad (4.66)$$

$$M = R_{be}C_2 \quad (4.67)$$

En ne conservant que les termes prépondérants, on obtient:

$$\omega \Im \left[Z_{21}^{ie} \right] \approx \left[\frac{R_e C_{be} (R_{bb} C_{bc} - R_{bb} C - \tau_d) + \tau_d^2}{C_{bc} + C_c + 2g_o R_e C_{be}} \right] \omega^2 + \frac{1}{(C_{bc} + C_c + 2g_o R_e C_{be})} \quad (4.68)$$

En utilisant le fait que l'extraction de la valeur numérique de la somme $(C_{bc} + C_c + 2g_o R_e C_{be})$ est effectuée pour les fréquences inférieures à 8 GHz, on peut alors écrire:

$$(C_{bc} + C_c + 2g_o R_e C_{be}) \approx \frac{1}{\left(\omega \Im \left[Z_{21}^{ie} \right] \right)_{BF}} \approx 38.71 \text{ fF} \quad (4.69)$$

La figure 4.24 montre l'extraction de $(C_{bc} + C_c + 2g_o R_e C_{be})$ pour $V_{ce} = 2\text{V}$ et $I_c = 15\text{mA}$.

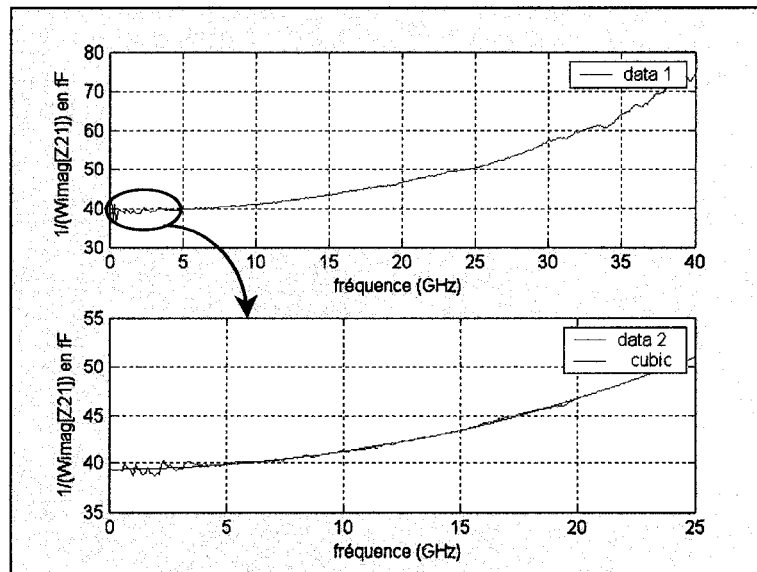


Figure 4-24: extraction de la valeur de $\left(\omega \Im \left[Z_{21}^{ie} \right] \right)^{-1}$ en BF

4.3.2.6. Détermination de la capacité C_{be}

Pour déterminer la valeur numérique de C_{be} , on utilise la partie réelle de l'expression

$$Z_{22}^{ie} - Z_{12}^{ie} :$$

$$Z_{22}^{ie} - Z_{12}^{ie} = \frac{1}{j\omega AC_2 (1 + jR_{bb}C\omega) + g_o (1 + jR_{bb}C_{bc}\omega)}$$

On met $\Re[Z_{22}^{ie} - Z_{12}^{ie}]$ sous la forme $(a+jb)$:

$$\Re[Z_{22}^{ie} - Z_{12}^{ie}] \approx \frac{\frac{g_o}{\xi\omega} + Z\omega \left(1 - \beta X\omega^2 + \frac{g_o Z}{\xi}\right)}{\xi\omega \left(\frac{C_2 + 2g_o K}{C_2}\right)} \quad (4.70)$$

Avec

$$K = R_e C_{be} \quad (4.71)$$

Nous calculons la pondération apportée par chacun des termes, puis nous éliminons les termes négligeables pour simplifier l'expression de $\Re[Z_{22}^{ie} - Z_{12}^{ie}]$ et nous utilisons les approximations (4.53) à (4.55), nous obtenons l'expression simplifiée suivante :

$$\omega^2 \Re[Z_{22}^{ie} - Z_{12}^{ie}] \approx \frac{g_o}{(1 + g_{mo} R_{be})^2 (C_{bc} + C_c)(C_{bc} + C_c + 2g_o R_e C_{be})} - \frac{R_e C_{be} R_{bb} C (R_e C_{be} - \tau_d) \omega^4}{C_{bc} + C_c + 2g_o R_e C_{be}} + \frac{R_e C_{be}}{C_{bc} + C_c + 2g_o R_e C_{be}} \omega^2 \quad (4.72)$$

Les calculs sont faits pour des fréquences inférieures à 10 GHz, et si on trace $\omega^2 \Re[Z_{22}^{ie} - Z_{12}^{ie}]$ en fonction de ω^2 , alors la capacité C_{be} est égale à:

$$C_{be} \approx \frac{\text{pente} \left(\omega^2 \Re[Z_{22}^{ie} - Z_{12}^{ie}] \right)_{BF}}{R_e} \cdot \left[\left(\omega \Im[Z_{21}^{ie}] \right)^{-1} \right]_{BF} \approx 1.78 \text{ pF} \quad (4.73)$$

On peut voir sur la figure 4.25 que la valeur moyenne de la pente de $\omega^2 \Re[Z_{22}^{ie} - Z_{12}^{ie}] = f(\omega^2)$ est égale à 87.46Ω .

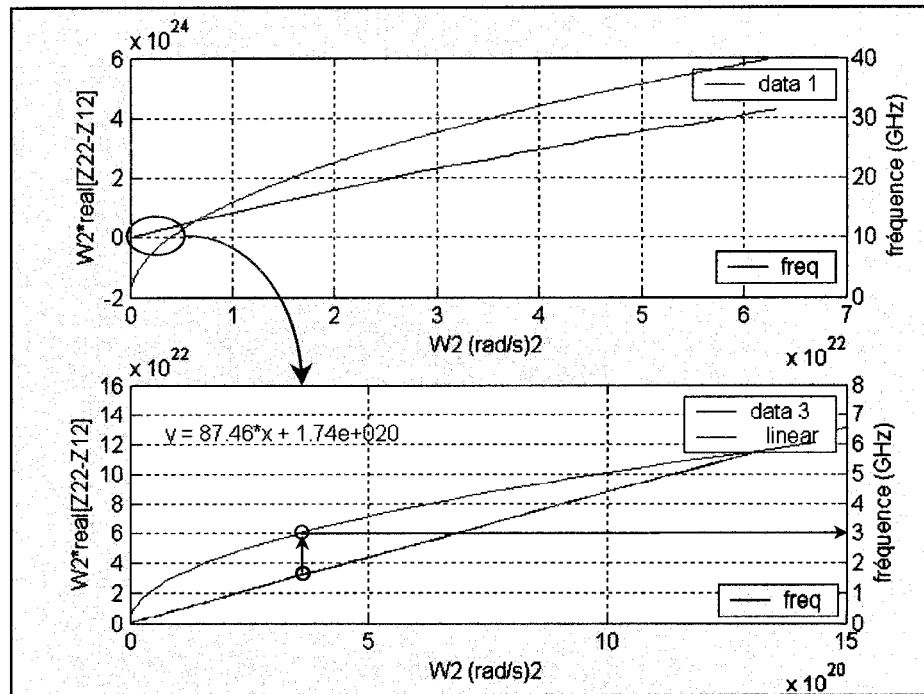


Figure 4-25: extraction de la valeur de la pente de $\omega^2 \Re[Z_{22}^{ie} - Z_{12}^{ie}]$ en BF

4.3.2.7. Détermination de la capacité C_c

Connaissant la valeur numérique de C_{be} , il est désormais possible d'extraire la valeur de la capacité intrinsèque de la jonction base-collecteur, C_c . Pour cela, on utilise la partie réelle de l'expression $Z_{11}^{ie} - Z_{12}^{ie}$.

$$Z_{11}^{ie} - Z_{12}^{ie} = \frac{jR_{bb}C_c\omega A + g_o(R_{bb} + Z_{be})}{j\omega AC_2(1 + jR_{bb}C\omega) + g_o(1 + jR_{bb}C_{bc}\omega)}$$

En développant cette expression pour obtenir la somme d'une partie imaginaire et réelle, on obtient la forme suivante :

$$Z_{11}^{ie} - Z_{12}^{ie} = \frac{\left[-\omega(X + \beta) + \frac{g_o}{\xi\omega} - j \left(1 - \beta X \omega^2 + \frac{g_o Z}{\xi} \right) \right] \left[g_o \left(R_c + \frac{P}{\xi} \right) - S\beta\omega^2 + j\omega(Sg_o R_e + R_e g_o U + S) \right]}{\omega(C_2 + 2g_o K)} \quad (4.74)$$

$$S = R_{bb}C_c \quad (4.75)$$

$$P = R_{bb}C_2 \quad (4.76)$$

$$U = R_{bb}C_{be} \quad (4.77)$$

En utilisant l'approximation (4.55) et en éliminant les termes négligeables, on obtient, en se plaçant aux fréquences supérieures à 30GHz, l'expression suivante:

$$\Re[Z_{11}^{ie} - Z_{12}^{ie}] \approx \frac{R_{bb}}{(C_{bc} + C_c + 2g_o R_e C_{be})} \left[\frac{g_o R_e C_{bc} C_c}{C_{bc} + C_c} + g_o R_e C_{be} + C_c \right] \quad (4.78)$$

C_c peut finalement s'exprimer en fonction des éléments du circuit et de $\Re[Z_{11}^{ie} - Z_{12}^{ie}]$:

$$C_c \approx \left(\frac{\left[\left(\omega \Im[Z_{21}^{ie}] \right)_{BF} \right]^{-1} \times \left(\Re[Z_{11}^{ie} - Z_{12}^{ie}] \right)_{HF} - g_o R_e C_{be}}{R_{bb}} \right) \times \left(1 + \frac{g_o R_e C_{be}}{\left[\left(\omega \Im[Z_{21}^{ie}] \right)_{BF} \right]^{-1} - 2g_o R_e C_{be}} \right)^{-1} \quad (4.79)$$

$$C_c \approx 11.68 \text{fF}$$

On peut voir sur la figure 4.26 que la valeur numérique de la partie réelle de $[Z_{11}^{ie} - Z_{12}^{ie}]$ pour les hautes fréquences est de 3.79Ω .

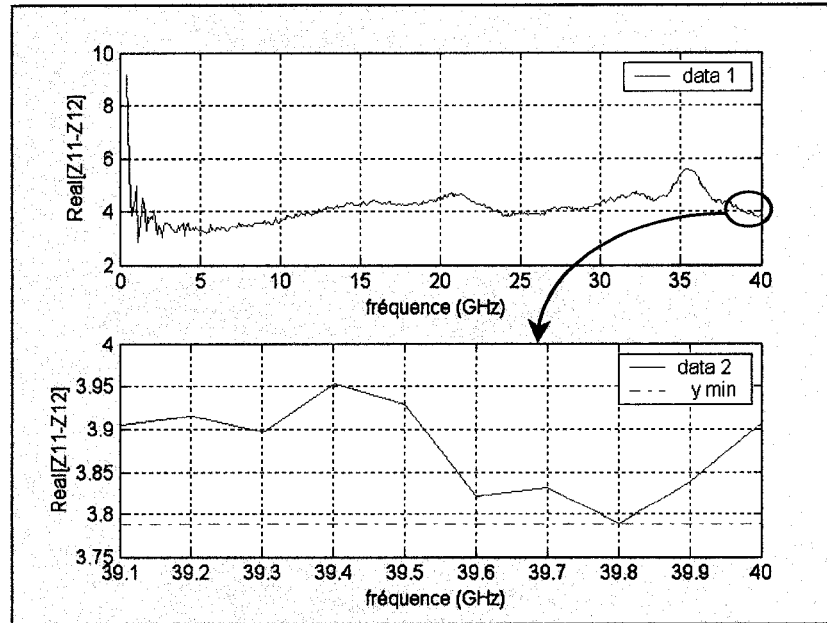


Figure 4-26: extraction de la valeur numérique de $\Re[Z_{11}^{ie} - Z_{12}^{ie}]$ en HF

4.3.2.8. Détermination de la capacité C_{bc}

Avec la valeur numérique de C_c il est possible de calculer la valeur de C_{bc} en utilisant la relation 4.69 et les valeurs numériques de C_c , g_o , R_e , et de C_{be} . On a ainsi :

$$C_{bc} \approx \frac{1}{\left(\omega \Im \left[Z_{21}^{ie} \right] \right)_{BF}} - (C_c + 2g_o R_e C_{be}) \approx 26.16 \text{fF} \quad (4.80)$$

4.3.2.9. Détermination du temps de transit τ_d

La prise en compte d'un délai τ_d dans la transconductance g_m permet de modéliser le temps de transit des électrons dans les régions de la base et du collecteur. Pour cela, on utilise la relation $Z_{22}^{ie} - Z_{12}^{ie}$ dont on rappelle l'expression :

$$Z_{22}^{ie} - Z_{12}^{ie} = \frac{1}{j\omega A C_2 (1 + jR_{bb}C\omega) + g_o (1 + jR_{bb}C_{bc}\omega)}$$

Dans un premier temps nous développons analytiquement l'expression puis nous calculons la pondération apportée par chacun des termes. Ce qui nous permet d'éliminer les termes négligeables et d'obtenir la forme simplifiée de l'expression de $\Im [Z_{22}^{ie} - Z_{12}^{ie}]$:

$$-\omega \Im [Z_{22}^{ie} - Z_{12}^{ie}] \approx \left[\frac{R_e C_{be} (R_{bb} C + R_e C_{be} - \tau_d)}{C_2 + 2g_o R_e C_{be}} \right] \omega^2 + \frac{1}{(1 + g_{mo} R_{be}) (C_2 + 2g_o R_e C_{be})} \quad (4.81)$$

La figure 4.27 présente l'évolution de la courbe $-\omega \Im \left[Z_{22}^{ie} - Z_{12}^{ie} \right]$ en fonction de ω^2 . En appliquant une régression linéaire pour les fréquences inférieures à 6 GHz, on détermine la valeur moyenne de la pente de $-\omega \Im \left[Z_{22}^{ie} - Z_{12}^{ie} \right]$, qui est égale à $189.95e^{-12}$. On a alors :

$$\tau_d \approx R_{bb}C + \frac{\text{pente} \left(\omega^2 \Re \left[Z_{22}^{ie} - Z_{12}^{ie} \right] \right)_{BF}}{\left(\omega \Im \left[Z_{21}^{ie} \right] \right)_{BF}} + \frac{\text{pente} \left(-\omega \Im \left[Z_{22}^{ie} - Z_{12}^{ie} \right] \right)_{BF}}{\text{pente} \left(\omega^2 \Re \left[Z_{22}^{ie} - Z_{12}^{ie} \right] \right)_{BF}} \approx 1.27 \text{ps} \quad (4.82)$$

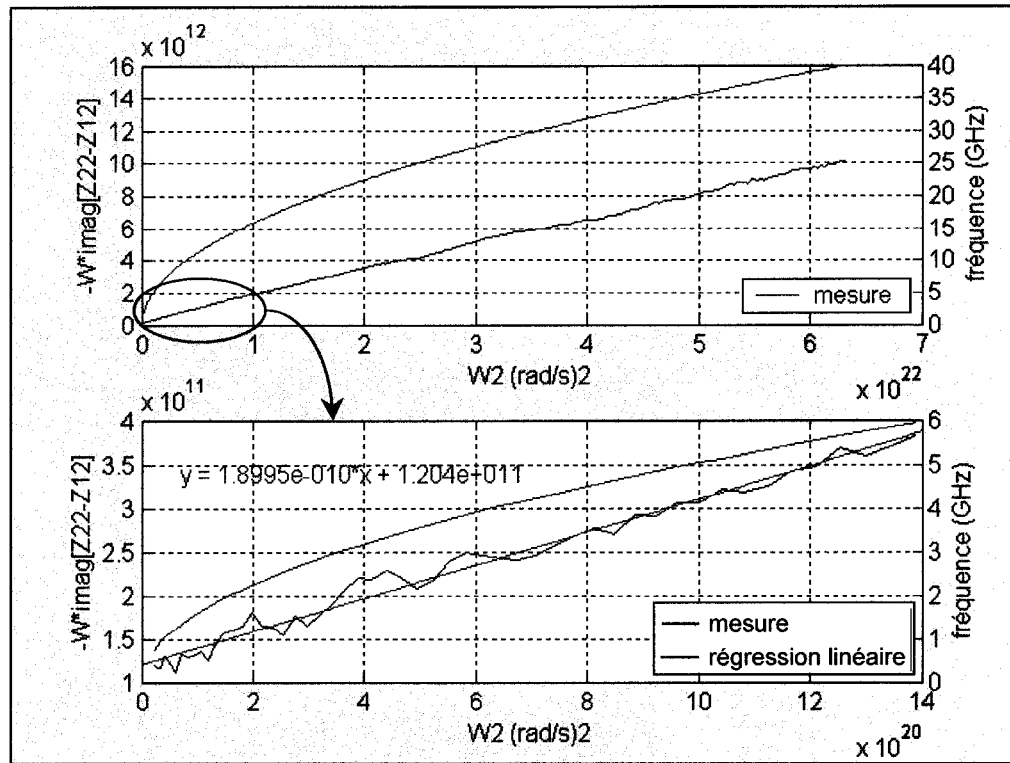


Figure 4-27: extraction de la valeur de la pente de $-\omega \Im \left[Z_{22}^{ie} - Z_{12}^{ie} \right]$ en BF

4.3.3. Résultats de l'extraction pour un point de polarisation

La présentation de la méthode d'extraction est maintenant achevée, le tableau 4-2 permet de visualiser l'ensemble des valeurs numériques des paramètres du schéma équivalent petit-signal.

Paramètres intrinsèques du modèle	Valeurs numériques	Paramètres extrinsèques du modèle	Valeurs numériques
$R_{be} [\Omega]$	383.32	$R_b [\Omega]$	1.53
$g_{mo} [mS]$	543.26	$R_c [\Omega]$	3.2
$R_o [\Omega]$	7537	$R_E [\Omega]$	0.95
$R_{bb} [\Omega]$	7.136	$L_b [mH]$	25
$C_{be} [pF]$	1.78	$L_c [mH]$	35
$C_c [fF]$	11.68	$L_E [mH]$	5.8
$C_{bc} [fF]$	26.16	$C_{cep} [fF]$	23.3
$\tau_d [ps]$	1.27		

Tableau 4-2: Valeurs numériques de l'extraction pour $V_{ce}=2V$ et $I_b=74.6\mu A$

Pour évaluer les performances de la méthode d'extraction présentée, nous avons effectué une simulation des paramètres-S que nous avons comparés aux mesures. La figure 4.28 présente le schéma de simulation et les figures 4.29 et 4.30 les résultats obtenus. Un bon accord est obtenu entre les mesures et les simulations, les erreurs relatives pour les modules et les phases des paramètres-S sont données aux figures 4.31 et 4.32. Pour l'ensemble des paramètres énoncés et pour un intervalle de fréquences compris entre 1 GHz et 20 GHz, nous avons une erreur inférieure à 6%.

Il est à noter que la dégradation de la qualité des mesures entre 21 GHz et 30 GHz, explique le 8% d'erreur relative pour la phase du paramètre S_{12} .

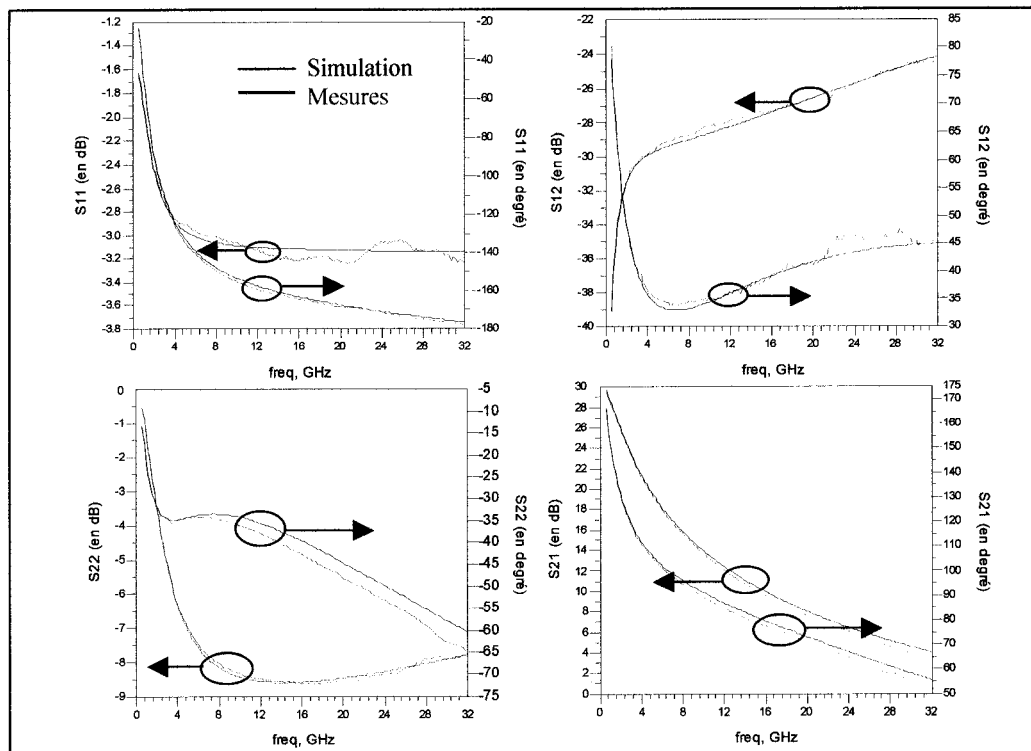


Figure 4-30: Paramètres-S en module et en phase pour $V_{cc}=2\text{V}$ et $I_b=74.6\mu\text{A}$

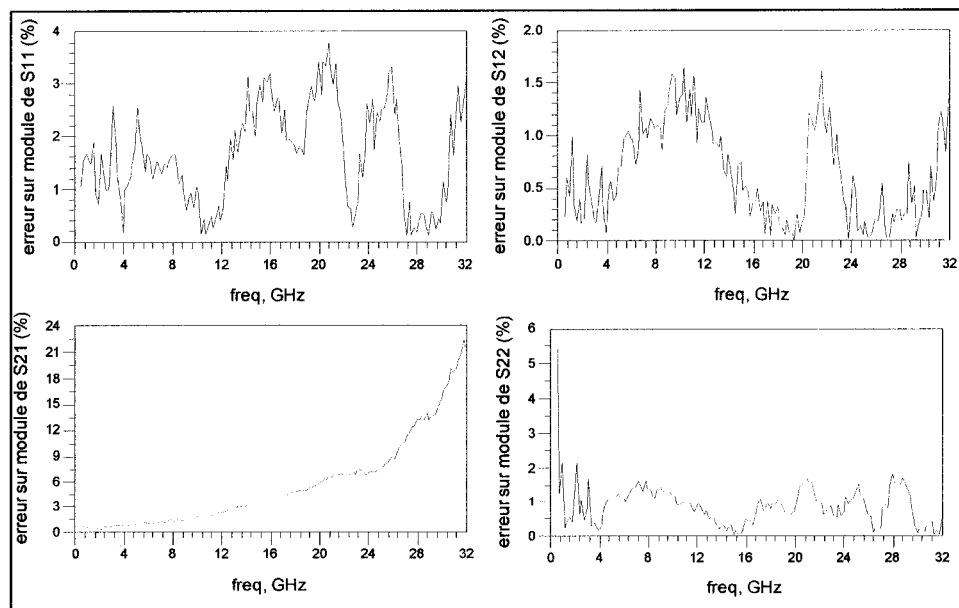


Figure 4-31: Erreurs relatives pour les modules des paramètres-S

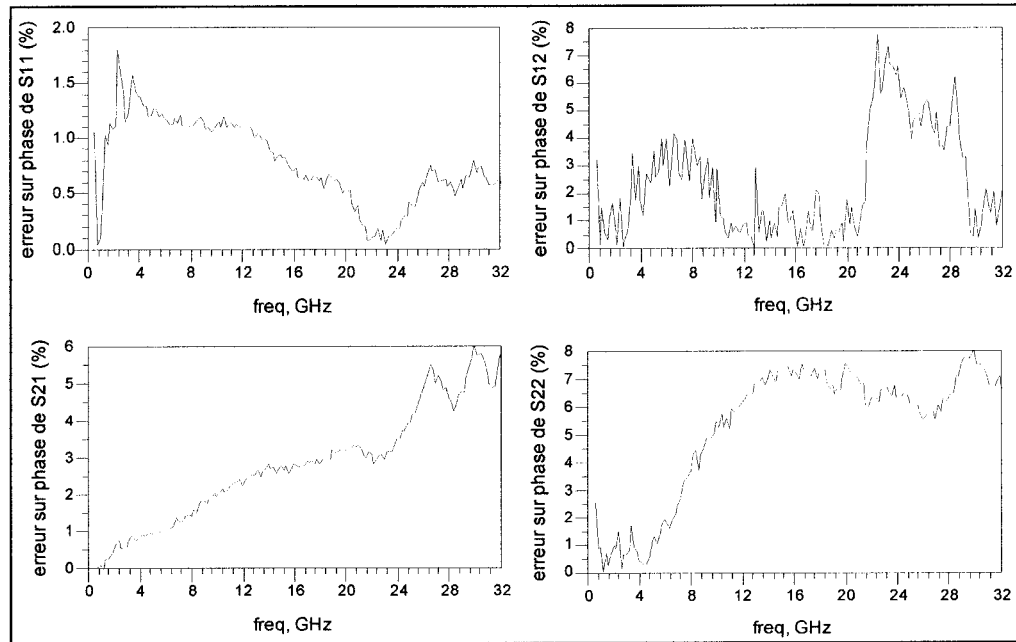


Figure 4-32: Erreurs relatives pour les phases des paramètres-S

4.3.3.1. Influence de la capacité C_{ce}

Après avoir appliqué notre méthode d'extraction pour plusieurs autres points de polarisation, nous avons toujours constaté des erreurs plus importantes sur les phases des paramètres S_{21} et S_{22} . En effet, ces erreurs pouvaient atteindre 8% dans l'intervalle 1-20 GHz contrairement aux erreurs sur les modules de S_{21} et S_{22} qui ne dépassaient pas les 4%. Fort de cette constatation, nous avons cherché l'élément qui pouvait avoir une influence sur la réponse en phase de notre schéma électrique équivalent. L'observation d'une erreur très faible pour la phase de S_{11} (moins de 2%) a laissé supposer que l'élément manquant devait se situer à la sortie du schéma électrique équivalent. Deuxièmement, cet élément devait être capable d'induire un déphasage à partir du milieu de l'intervalle de fréquence jusqu'aux fréquences plus hautes. Après plusieurs essais, nous avons opté pour l'ajout d'une capacité, dont la valeur serait indépendante du point de polarisation, placée à la sortie de notre dispositif, comme indiquée sur la figure 4.33. Sa valeur de 4.5 fF a été déterminée de façon empirique, et nous n'avons pas, à ce jour,

de méthode précise pour l'extraire. Les figures 4.34 et 4.35 montrent les erreurs relatives, sur les modules et phases des paramètres-S, avec et sans la capacité $C_{ce} = 4.5$ fF.

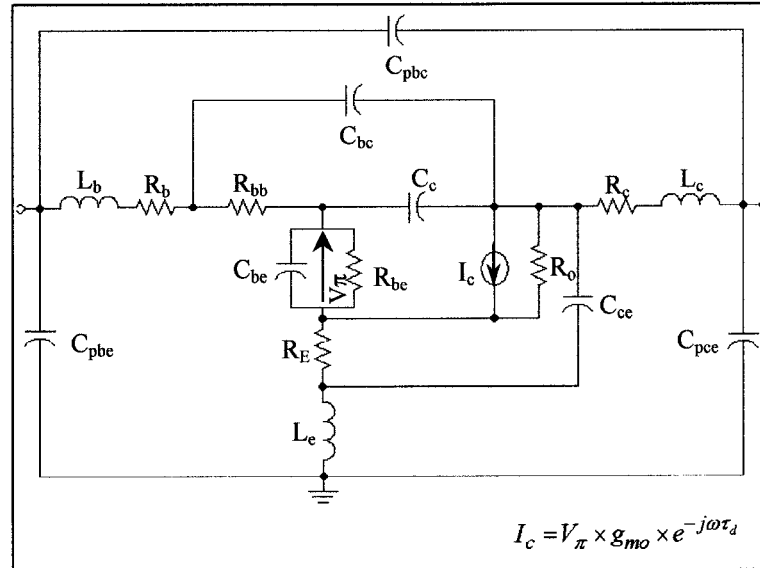


Figure 4-33: Schéma équivalent petit-signal en tenant compte de C_{ce}

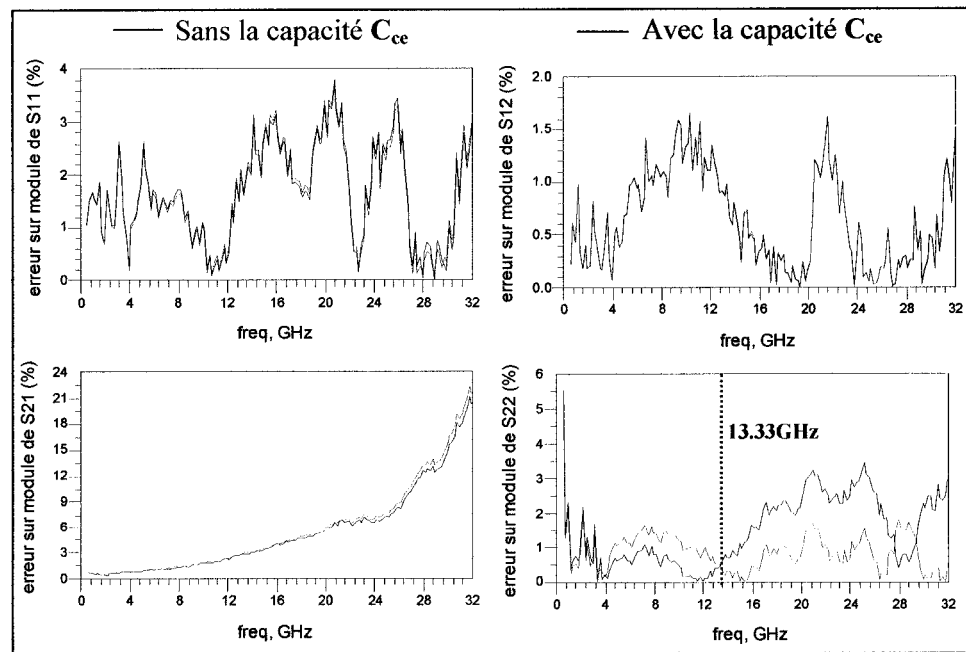


Figure 4-34: Erreurs sur les modules des paramètres-S avec et sans C_{ce}

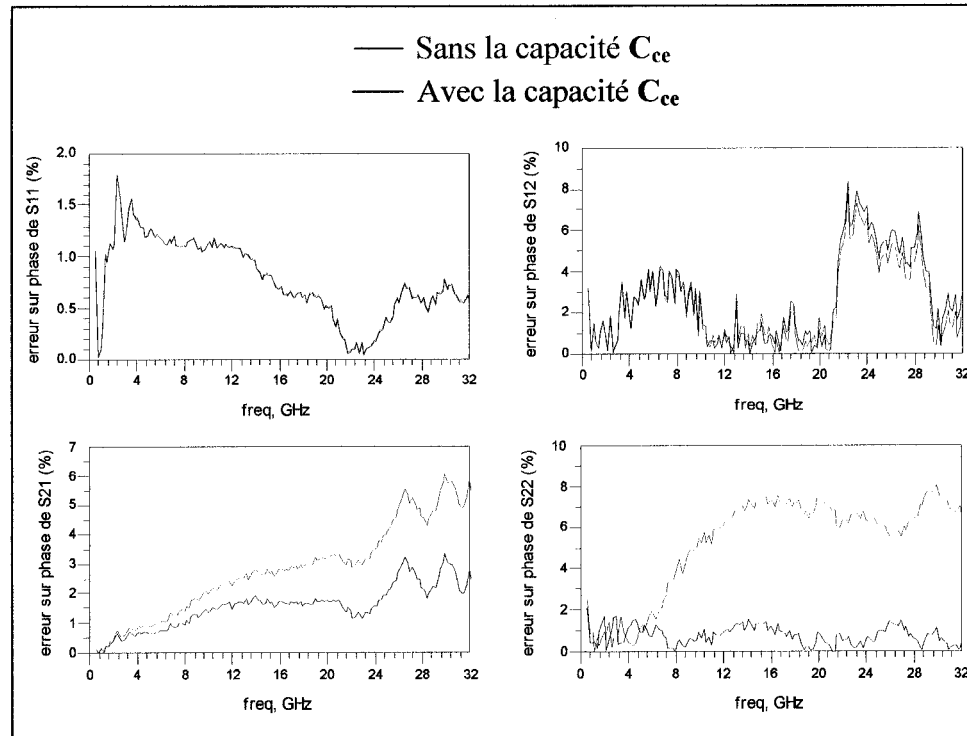


Figure 4-35: Erreurs sur les phases des paramètres-S avec et sans C_{ce}

Les résultats montrent que les modules des paramètres-S sont peu affectés par l'ajout de la capacité, on note cependant une légère dégradation du module de S_{22} pour les fréquences supérieures à 13.33 GHz. Les erreurs de phase pour les paramètres S_{11} et S_{12} sont quasiment identiques, mais on remarque (figure 4.36) une nette amélioration pour les phases des paramètres S_{21} et S_{22} .

La signification physique de cette capacité C_{ce} est donnée dans un article publiée en décembre 2002 [4.5]. Sa valeur est, selon les auteurs, évaluée à partir de la géométrie du transistor et d'autre part, ils ajoutent que pour certains transistors, et plus particulièrement ceux avec un contact avec un pont à air vers l'émetteur, la valeur de la capacité C_{ce} peut être négligeable.

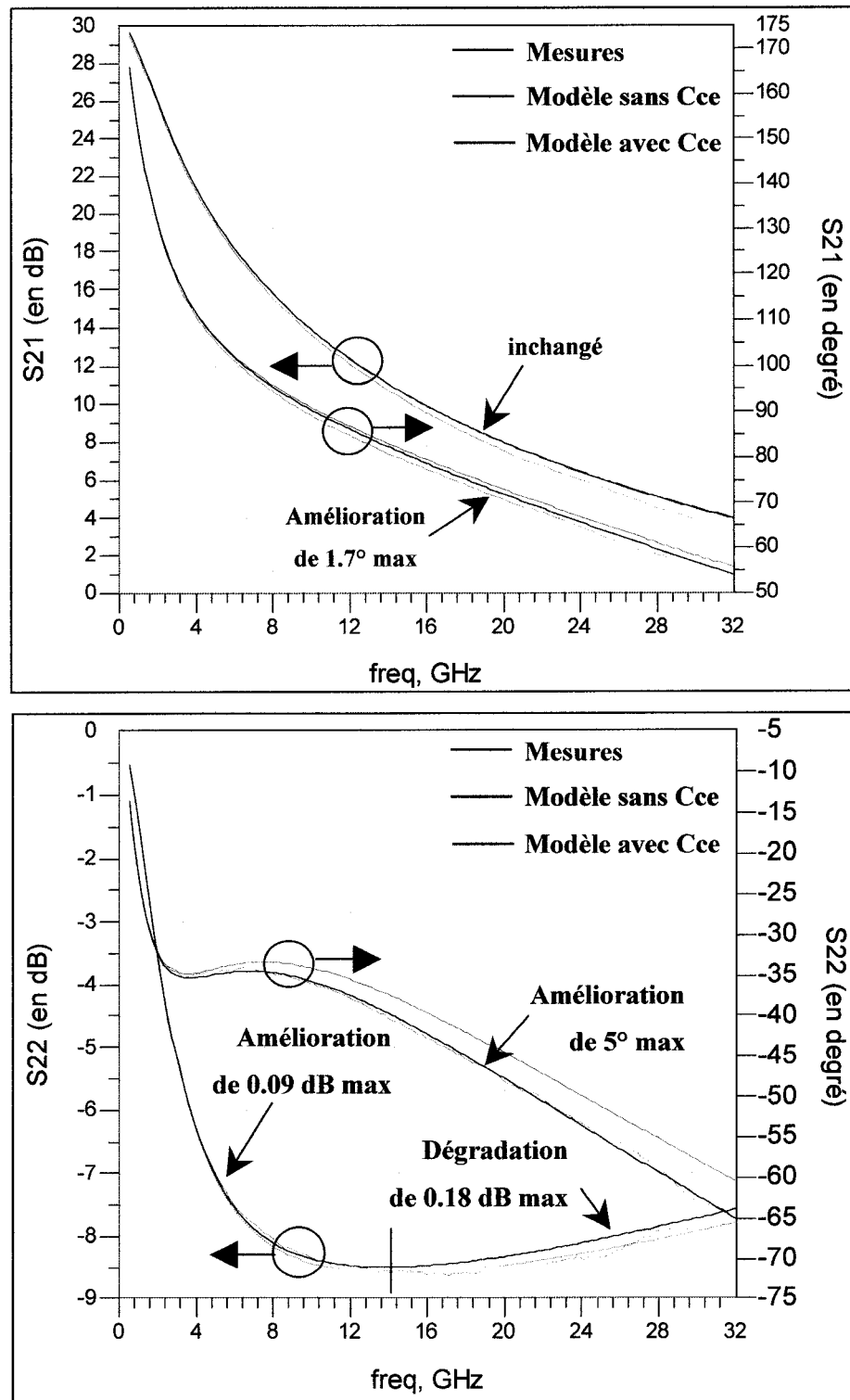


Figure 4-36: Paramètres S₂₁ et S₂₂ avec et sans la capacité C_{ce}

4.3.4. Détermination des équations non linéaires des éléments passifs

L'étape finale et la raison d'être de l'extraction, pour un nombre suffisamment important de points de polarisation, est de pouvoir déterminer les évolutions non linéaires des éléments capacitifs C_{be} , C_{bc} et C_c , de la résistance R_{bb} et du temps de transit τ_d lorsqu'un signal RF est injecté sur la base. En effet, en régime dynamique, le fonctionnement du transistor consiste à superposer aux grandeurs de polarisation continue, un signal RF. On parle alors de fonctionnement en régime fort signal si la composante RF est de forte amplitude. Le modèle dynamique grand signal est obtenu en ajoutant au modèle statique, les éléments passifs ayant un comportement non linéaire, c'est-à-dire les capacités, la résistance et le temps de transit. Pour déterminer les équations non linéaires de ces éléments passifs, nous avons appliqué notre méthode d'extraction pour vingt points de polarisation, comme illustré sur la figure 4.37, pour un TBH en GaAs à deux doigts d'émetteur et de surface totale égale à $2 \times 20 \mu\text{m}^2$. Les comparaisons entre les mesures et les simulations des paramètres-S, pour l'ensemble de ces points d'extraction, sont données en annexe A.

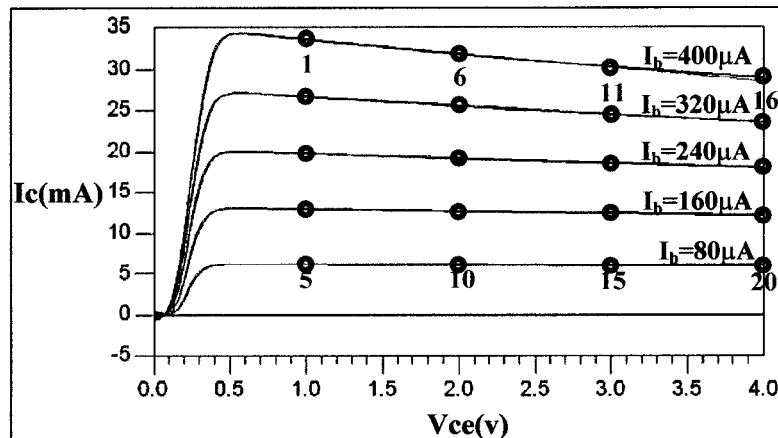


Figure 4-37: positionnement des points d'extraction sur la courbe I_c - V_{ce}

Les valeurs des paramètres du schéma équivalent petit signal (figure 4.33) sont données dans le tableau 4.3. Les valeurs des éléments parasites, qui sont indépendantes du point de polarisation, restent inchangés et sont : $C_{pce}=33.22$ fF, $C_{pbe}=1.3$ fF, $C_{pbc}=6$ fF, $L_c=8.7$ pH, $L_b=17$ pH, $L_e=22.39$ pH et $C_{ce}=3$ fF. De plus, les résistances d'accès ont pour valeurs $R_c=1.44 \Omega$, $R_b=1.6 \Omega$ et $R_E=1.25 \Omega$.

Paramètres intrinsèques du modèle	$I_b=80\mu A$	$I_b=160\mu A$	$I_b=240\mu A$	$I_b=320\mu A$	$I_b=400\mu A$	$V_{ce}(V)$
$R_{bb} (\Omega)$	2.678	2.014	1.683	1.626	1.775	1
	2.867	2.282	1.977	1.924	2.057	2
	3.059	2.554	2.273	2.226	2.338	3
	3.257	2.821	2.571	2.529	2.621	4
$C_{be} (pF)$	1.130	1.780	2.315	3.005	4.100	1
	1.320	2.140	2.664	3.247	4.230	2
	1.450	2.340	2.941	3.550	4.460	3
	1.520	2.490	3.118	3.700	4.600	4
$C_{bc} (fF)$	75.04	75.37	75.63	76.04	75.51	1
	50.85	50.99	50.88	50.32	48.75	2
	42.56	42.71	42.69	42.06	40.62	3
	37.96	38.07	37.95	37.41	36.10	4
$C_c (fF)$	18.45	13.04	9.190	7.410	9.510	1
	13.91	9.480	6.560	5.120	6.690	2
	11.81	8.030	5.540	4.310	5.760	3
	10.49	7.190	4.950	3.840	5.180	4
$\tau_d (ps)$	1.801	1.662	1.516	1.374	1.200	1
	2.361	2.138	1.927	1.704	1.486	2
	2.701	2.446	2.100	1.980	1.733	3
	2.918	2.694	2.465	2.244	2.008	4

Tableau 4-3: Valeurs d'extraction des paramètres R_{bb} , C_{be} , C_{bc} , C_c et τ_d

Pour une meilleure visualisation des évolutions de ces cinq paramètres, nous les avons tracés en fonction des points de polarisations. Les figures 4.38 et 4.39 représentent C_{be} , C_{bc} , C_c , R_{bb} et τ_d en fonction de V_{ce} pour un courant de base I_b constant. Et les courbes des figures 4.40 et 4.41 sont exprimées en fonction de I_b pour une tension collecteur-émetteur V_{ce} constante.

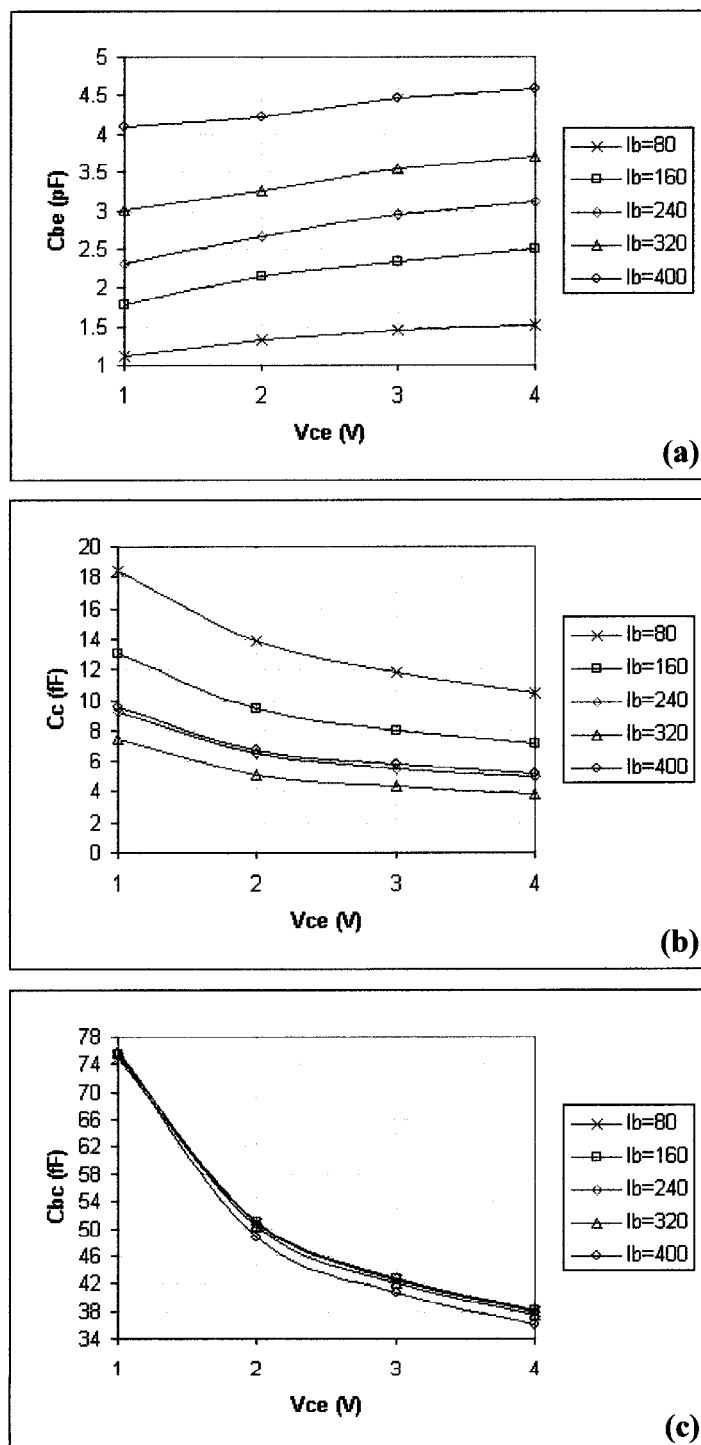


Figure 4-38: Paramètres C_{be} (a), C_c (b) et C_{bc} (c) en fonction de V_{ce}

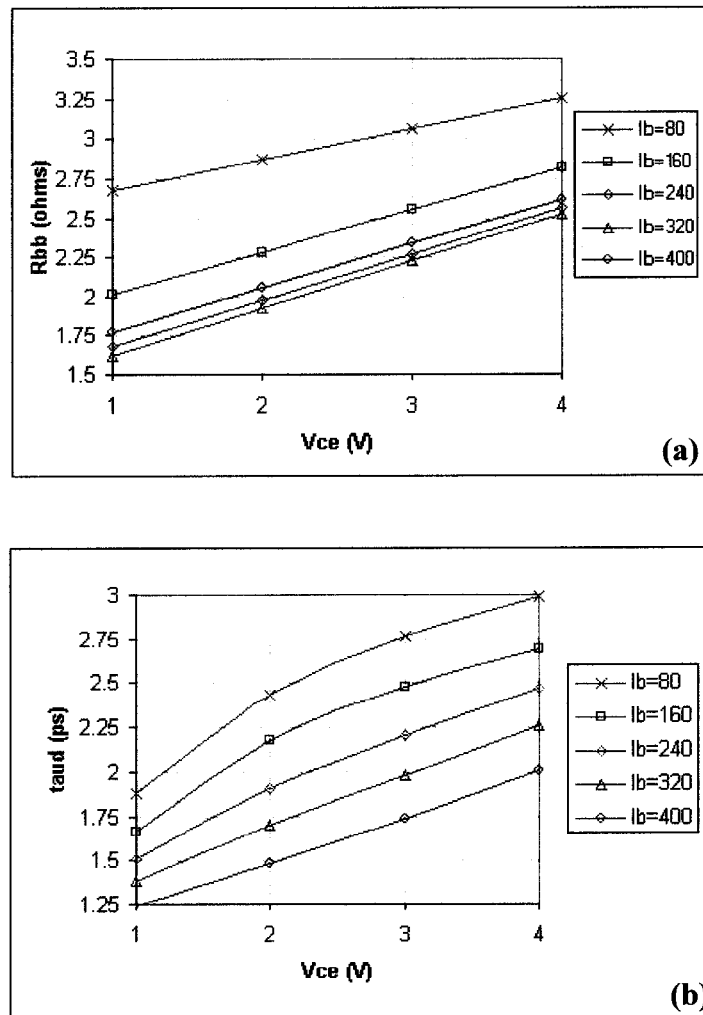


Figure 4-39: Paramètres R_{bb} (a) et τ_d (b) en fonction de V_{ce}

Nous verrons dans la section suivante, qui explicite les équations non-linéaires des paramètres, les raisons pour lesquelles nous avons représenté ces derniers en fonction, à la fois, de la tension V_{ce} et du courant I_b .

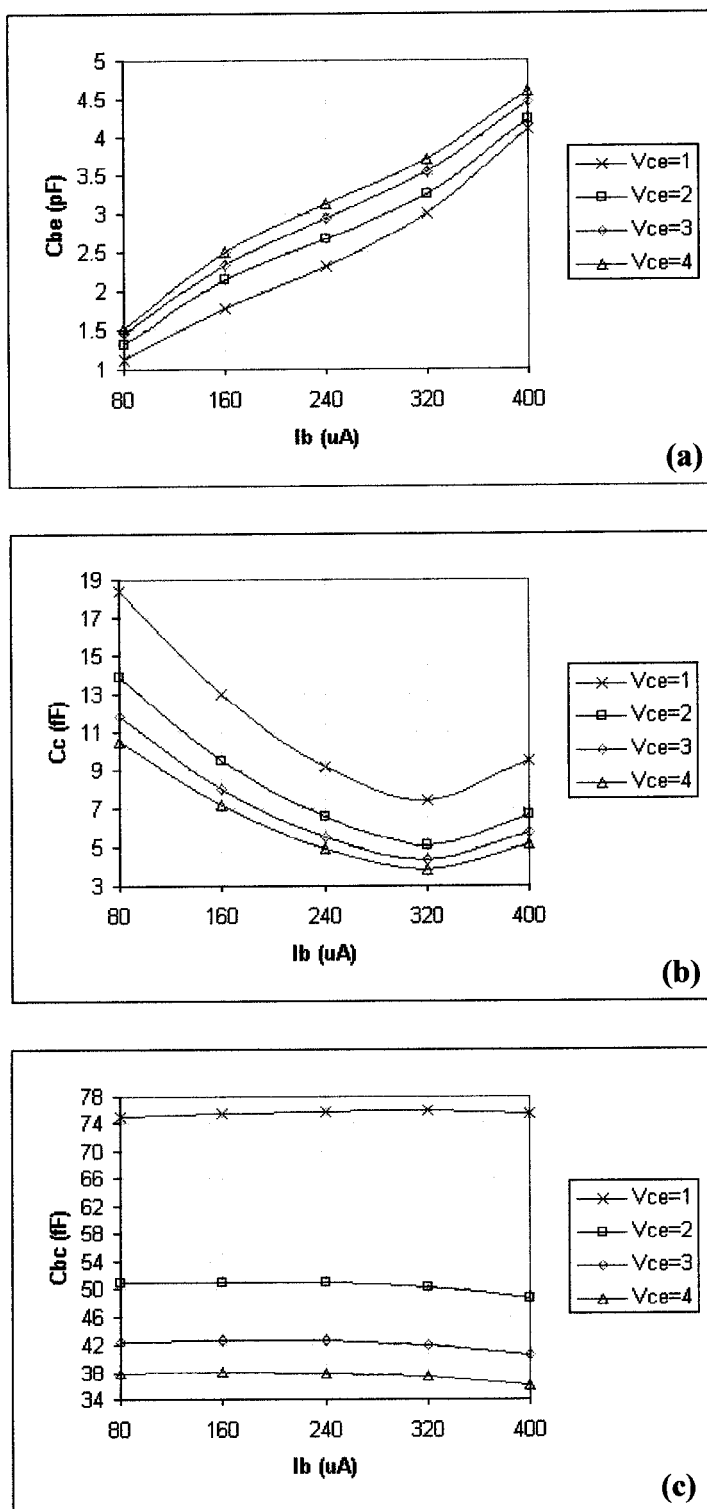


Figure 4-40: Paramètres C_{be} (a), C_c (b) et C_{bc} (c) en fonction de I_b

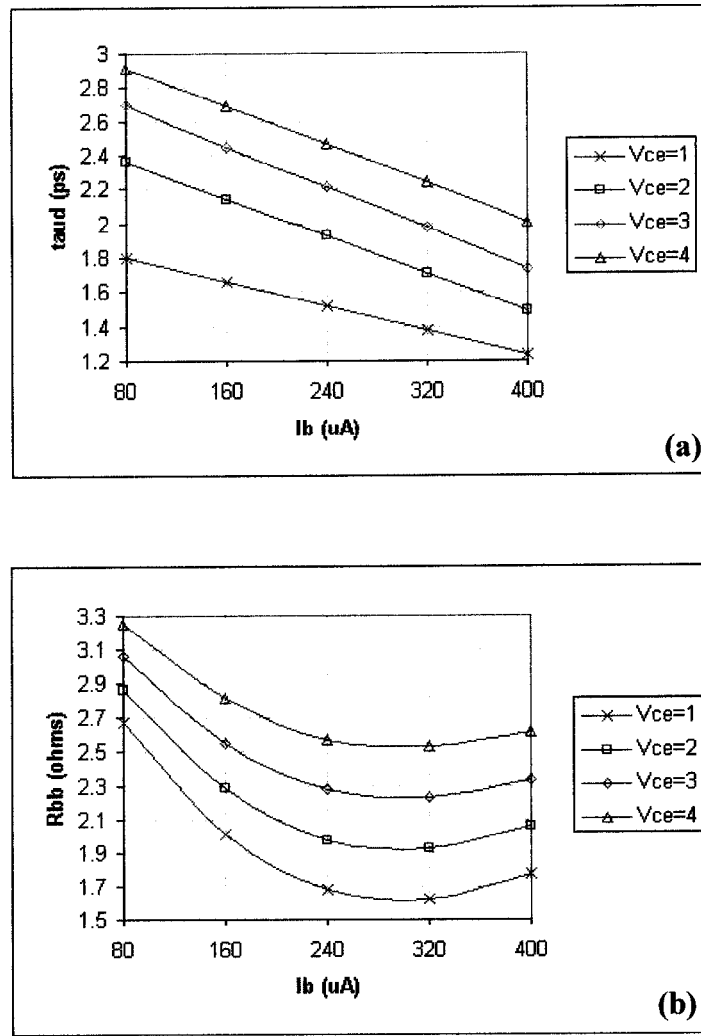


Figure 4-41: Paramètres R_{bb} (a) et τ_d (b) en fonction de I_b

Une étude analytique du transistor bipolaire à hétérojonction permet de déterminer la dépendance des capacités des jonctions base-collecteur et base-émetteur en fonction des tensions appliquées à leurs bornes (figure 4.42).

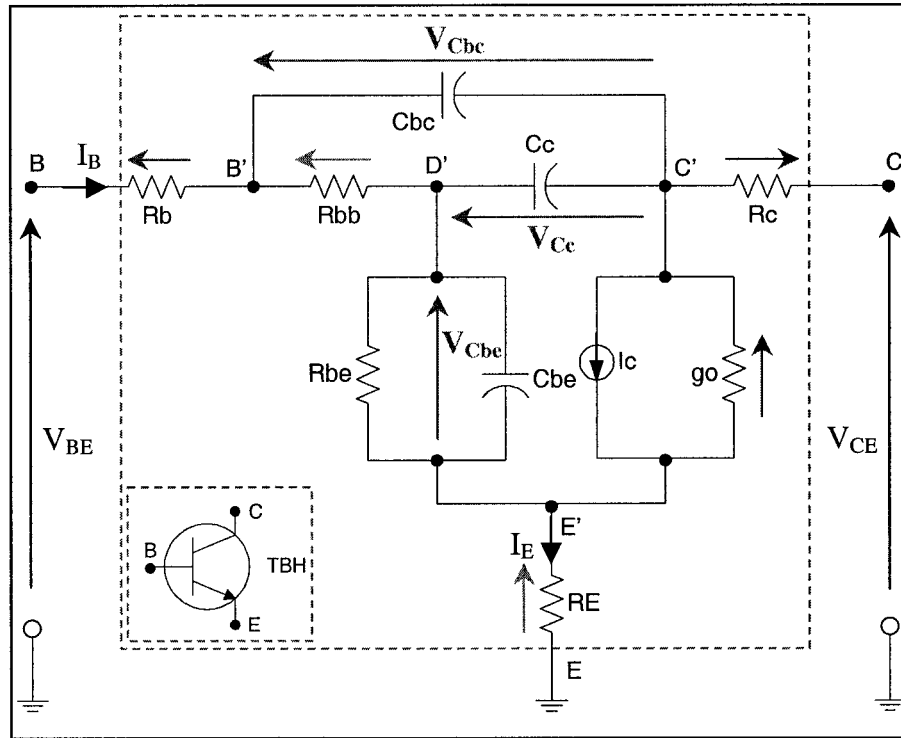


Figure 4-42: Représentation des tensions aux bornes des capacités

Cette étude, qui peut être menée dans le cas d'une jonction graduelle linéaire ou d'une jonction abrupte, conduit à la formulation :

$$C_j = \frac{C_{j0}}{\left(1 - \frac{V_x}{V_{jx}}\right)^{m_{jx}}} \quad (4.83)$$

Où C_j est la capacité de transition, C_{j0} est la valeur de la capacité de transition à polarisation nulle, V_x est la tension aux bornes de la capacité, V_{jx} est le potentiel de diffusion de la jonction et m_{jx} qui est le coefficient de gradualité de la jonction, vaut $\frac{1}{2}$ dans le cas d'une jonction abrupte et $\frac{1}{3}$ dans le cas d'une jonction graduelle linéaire. De

façon empirique, il est admis que tout type de jonction intermédiaire entre la jonction abrupte et la jonction linéaire peut être décrit par l'équation (4.83) en utilisant une valeur adéquate pour m_{jx} comprise entre $\frac{1}{2}$ et $\frac{1}{3}$.

Les effets bidimensionnels du TBH sont pris en compte en considérant la nature distribuée de la capacité base-collecteur le long de la résistance de base. Ce qui se traduit dans le modèle au premier ordre par une capacité séparée en deux (C_{bc} et C_c) et connectée de part et d'autre de la résistance R_{bb} . En effet, la répartition des capacités en deux parties distinctes, intrinsèques et extrinsèques, correspond respectivement à la partie du transistor placée sous l'émetteur (appelée transistor intrinsèque) et la partie du transistor qui se trouve en dehors de cette zone (appelée transistor extrinsèque). Ces deux zones comportent des profils de dopage différents, il convient alors de modéliser les capacités qui leur sont associées à l'aide de paramètres C_{j0} , V_{jx} et m_{jx} différents.

Nous exprimons les variations de la résistance R_{bb} et du temps de transit τ_d en fonction de V_{ce} et de I_b .

En résumé, le comportement non-linéaire des éléments passifs sera exprimé en fonction des variables suivantes:

$$\triangleright C_{bc} = f(V_{Cbc})$$

$$\triangleright C_c = f(V_{Cc})$$

$$\triangleright C_{be} = f(V_{ce}, I_b)$$

$$\triangleright R_{bb} = f(V_{ce}, I_b)$$

$$\triangleright \tau_d = f(V_{ce}, I_b)$$

Les variations des tensions aux bornes des capacités en fonction du point de polarisation sont données dans le tableau ci-dessous :

I_B (uA)	I_C (mA)	V_{Cbe} (v)	V_{Cc} (v)	V_{Cbe} (v)	V_{CE} (v)
80	6.3663	0.37660	0.3764	1.3598	1
160	13.132	0.41397	0.41368	1.3795	
240	19.940	0.44308	0.44268	1.3908	
320	26.719	0.46872	0.46820	1.3987	
400	33.441	0.49244	0.49171	1.4047	
80	6.3724	-0.62351	-0.62374	1.3592	2
160	12.958	-0.58667	-0.58704	1.3782	
240	19.408	-0.55856	-0.55904	1.3890	
320	25.667	-0.53430	-0.53493	1.3963	
400	31.726	-0.51235	-0.51317	1.4018	
80	6.3513	-1.6239	-1.6241	1.3585	3
160	12.741	-1.5878	-1.5882	1.3770	
240	18.845	-1.5608	-1.5613	1.3872	
320	24.641	-1.5379	-1.5386	1.3941	
400	30.142	-1.5175	-1.5185	1.3992	
80	6.3201	-2.6243	-2.6246	1.3579	4
160	12.516	-2.5890	-2.5895	1.3759	
240	18.305	-2.5631	-2.5637	1.3856	
320	23.698	-2.5415	-2.5423	1.3921	
400	28.736	-2.5225	-2.5236	1.3968	

Tableau 4-4: Évolutions des tensions aux bornes des capacités C_{be} , C_{bc} et C_c

À partir des tensions aux bornes des capacités, nous pouvons déterminer les équations non linéaires de ces dernières en commençant par la capacité C_{bc} .

4.3.4.1. Équation non-linaire pour C_{bc}

La capacité C_{bc} sera modélisée par une équation de la forme 4.83 en fonction de la tension à ses bornes V_{bc} :

$$C_{bc} = \frac{C_{bco}}{\left(1 - \frac{V_{Cbc}}{V_{JCbc}}\right)^{m_{Cbc}}} \quad (4.84)$$

Tout d'abord, à partir du tableau 4.4, nous traçons (figure 4.43) les évolutions des capacités C_{bc_ed} qui sont obtenues par extraction directe. Elles sont exprimées en fonction de la tension V_{Cbc} et pour les cinq valeurs du courant de base. Puis nous calculons par optimisation les valeurs numériques des paramètres C_{bco} , V_{JCbc} et m_{Cbc} permettant de retrouver les valeurs de C_{bc_ed} avec l'équation (4.84). Les résultats de l'optimisation sont présentés dans le tableau 4.5.

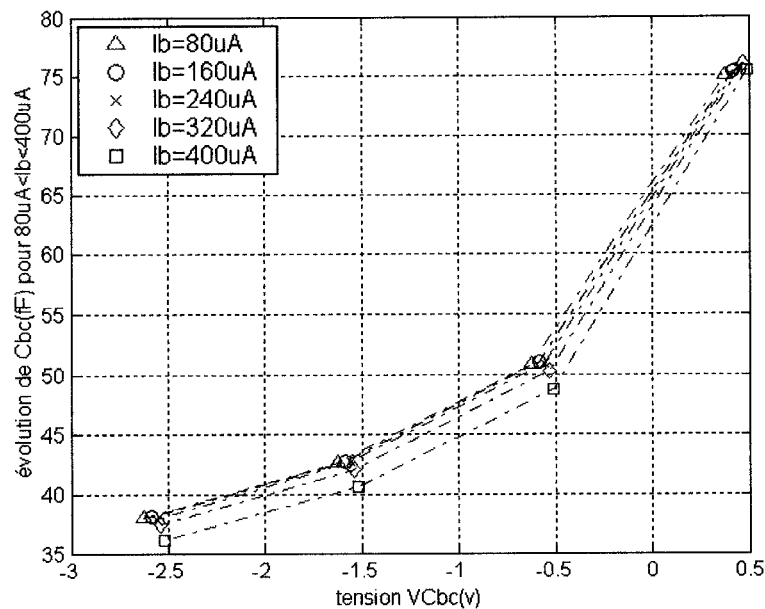


Figure 4-43: Évolution de $C_{bc_ed} = f(V_{Cbc})$ pour $80 \mu A < I_b < 400 \mu A$

paramètres	I _b =80uA	I _b =160uA	I _b =240uA	I _b =320uA	I _b =400uA	Valeurs moyennes 80uA<I _b <400uA
C _{bco}	61.37	60.66	59.98	58.99	56.97	59.59
V _{JCb_c}	0.8435	0.8750	0.8910	0.8841	0.8636	0.87144
m _{Cbc}	0.3402	0.3388	0.3372	0.3361	0.3337	0.3372

Tableau 4-5: Détermination des paramètres C_{bco}, V_{JCb_c}, m_{Cbc} en fonction de I_b

La figure 4.44 présente, d'une part les évolutions des paramètres C_{bco}, V_{JCb_c} et m_{Cbc} en fonction du courant de base, et d'autre part leur valeur moyenne ainsi que leur approximation avec un polynôme du premier degré fonction de I_b.

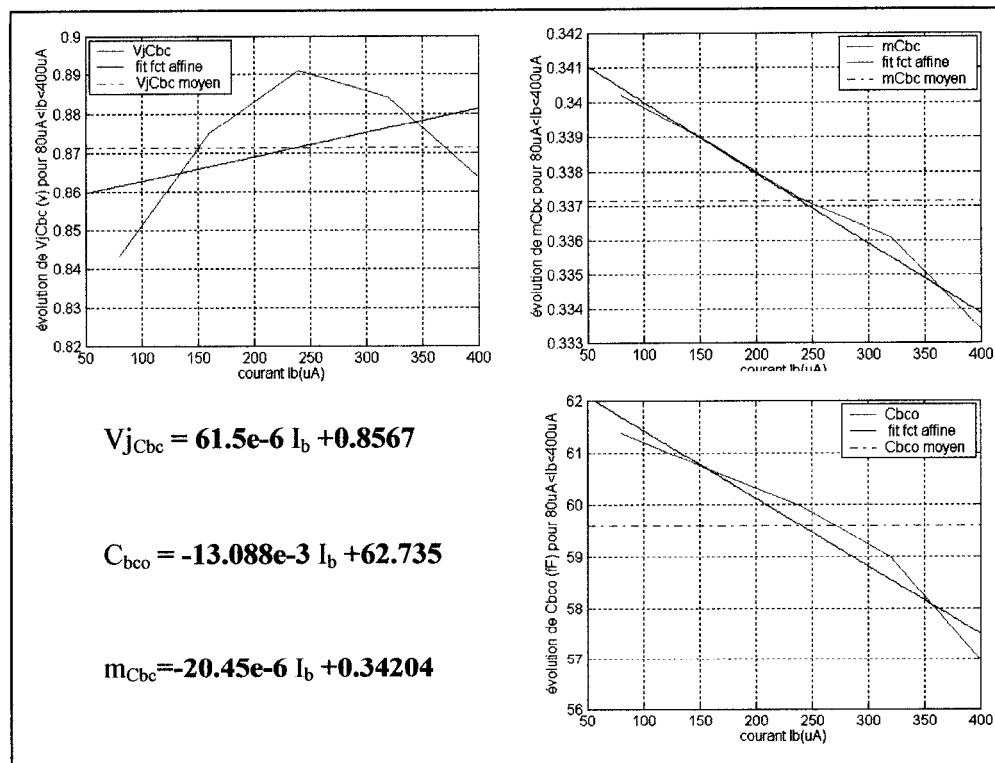


Figure 4-44: Évolution de C_{bco}, V_{JCb_c} et m_{Cbc} pour 80μA<I_b<400μA

Deux expressions sont alors possibles pour modéliser le comportement non linéaire de la capacité C_{bc} . La première est de considérer uniquement la valeur moyenne des paramètres C_{bco} , V_{jCbc} et m_{Cbc} , d'où:

$$C_{bc1} \text{ (fF)} = \frac{59.59}{\left(1 - \frac{V_{Cbc}}{0.87144}\right)^{0.3372}} \quad (4.85)$$

La deuxième expression est constituée des approximations par un polynôme du premier ordre de C_{bco} et de m_{Cbc} , et d'autre part de la valeur moyenne de V_{jCbc} . On a finalement pour C_{bc2} la forme suivante :

$$C_{bc2} \text{ (fF)} = \frac{-13.088e^{-3} I_b (\mu A) + 62.735}{\left(1 - \frac{V_{Cbc}}{0.87144}\right)^{(-20.45e^{-6} I_b (\mu A) + 0.34204)}} \quad (4.86)$$

Enfin, nous avons tracé (figure 4.45) les erreurs relatives de C_{bc1} et de C_{bc2} par rapport à C_{bc_ed} , et ce, pour un courant I_b variant de 80 μA à 400 μA . Ainsi, nous avons pu comparer les performances des expressions (4.85) et (4.86) et nous avons vérifié si le fait de définir la capacité C_{bc} avec 5 paramètres, comme c'est le cas pour l'équation (4.85), apporte une amélioration notable du fit par rapport à l'équation (4.86) qui se limite à 3 paramètres.

Comme on peut le constater sur la figure 4.45, l'erreur relative reste inférieure à 4.6% pour l'ensemble des courants de base si on considère l'équation avec 3 paramètres. C'est donc cette dernière qui sera implantée dans le modèle non linéaire du transistor. Pour une meilleure visualisation des résultats nous donnons à la figure 4.46 et 4.47 les comparaisons entre les équations (4.85) et (4.86) et les valeurs de C_{bc_ed} .

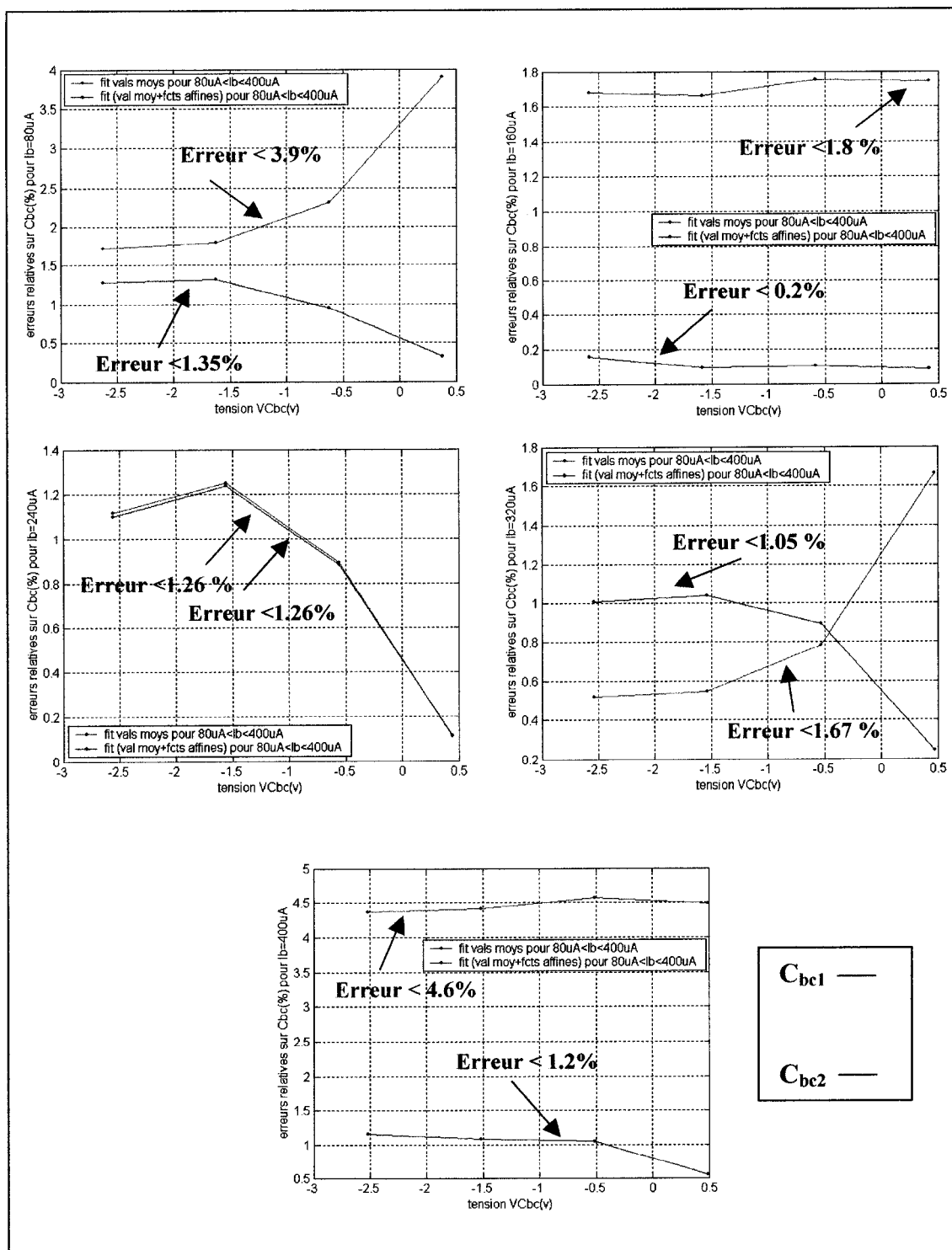


Figure 4-45: Erreurs de C_{bc1} et C_{bc2} par rapport à C_{bc_ed} ($80\mu A < I_b < 400\mu A$)

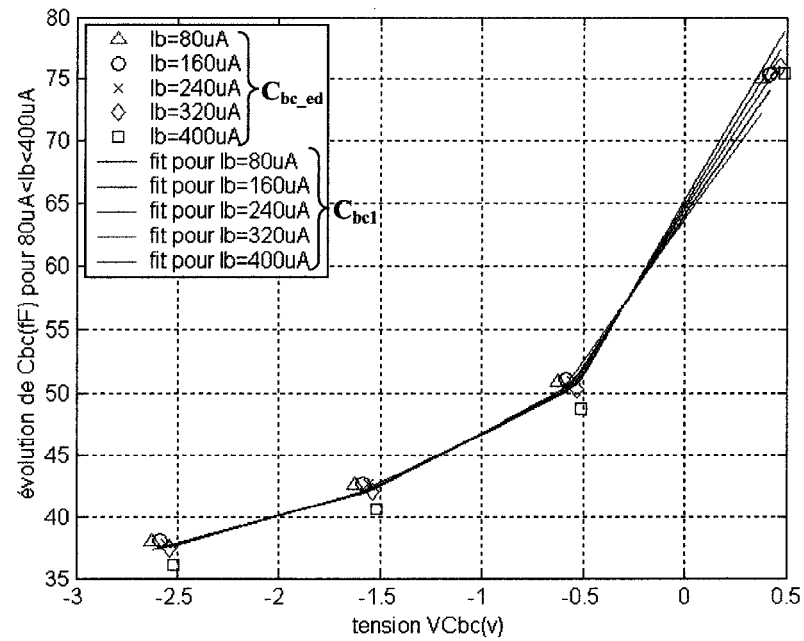


Figure 4-46: Comparaison entre l'équation de C_{bc1} et C_{bc_ed} ($80\mu A < I_b < 400\mu A$)

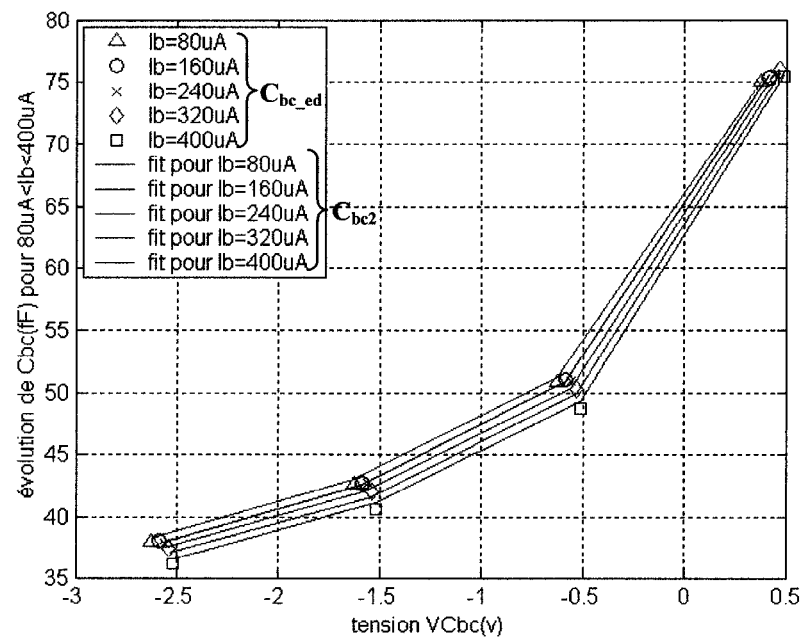


Figure 4-47: Comparaison entre l'équation de C_{bc2} et C_{bc_ed} ($80\mu A < I_b < 400\mu A$)

4.3.4.2. Équation non-linaire pour C_c

De la même façon que pour C_{bc} , nous considérons la capacité C_c comme étant une capacité de transition. Son expression sera alors de la forme :

$$C_c = \frac{C_{co}}{\left(1 - \frac{V_{Cc}}{V_{jCc}}\right)^{m_{Cc}}} \quad (4.87)$$

La figure 4.48 montre l'évolution de la capacité, notée C_{c_ed} , en fonction de V_{Cc} pour $80\mu A < I_b < 400\mu A$ et obtenue à partir de l'extraction directe. On peut remarquer, d'après le tableau 4.4, que la tension aux bornes de la capacité C_c est sensiblement la même que la tension aux bornes de C_{bc} . En effet, la différence entre les deux tensions est égale à la chute de tension aux bornes de la résistance R_{bb} . De plus, les valeurs optimisées des paramètres C_{co} , V_{jCc} et m_{Cc} sont présentées dans le tableau 4.6.

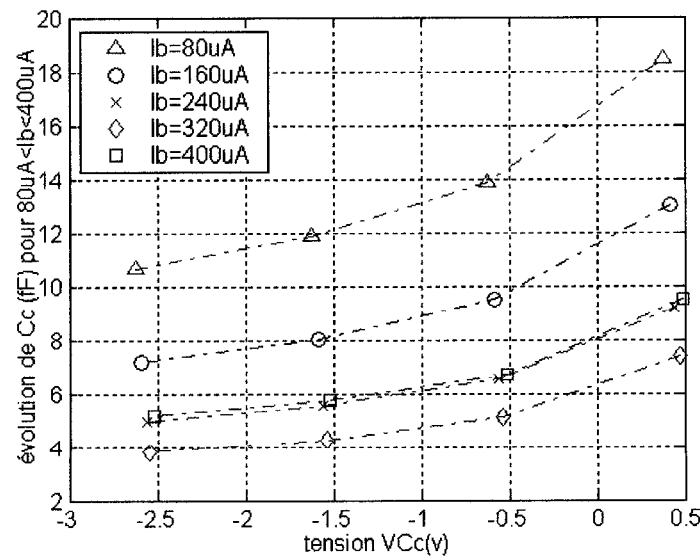


Figure 4-48: Évolution de $C_{c_ed} = f(V_{Cc})$ pour $80\mu A < I_b < 400\mu A$

paramètres	I _b =80uA	I _b =160uA	I _b =240uA	I _b =320uA	I _b =400uA	Valeurs moyennes 80uA<I _b <400uA
C _{co}	16.12	11.03	7.61	5.94	7.53	9.646
V _{JC_c}	1.198	1.094	1.059	0.9812	1.1730	1.10104
m _{C_c}	0.3574	0.3527	0.3496	0.3412	0.3253	0.34524

Tableau 4-6: Détermination des paramètres C_{co}, V_{JC_c} et m_{C_c} en fonction de I_b

On retrouve à la figure 4.49 les évolutions des paramètres C_{co}, V_{JC_c} et m_{C_c} en fonction de I_b, leur valeur moyenne ainsi que leur approximation avec un polynôme du premier degré.

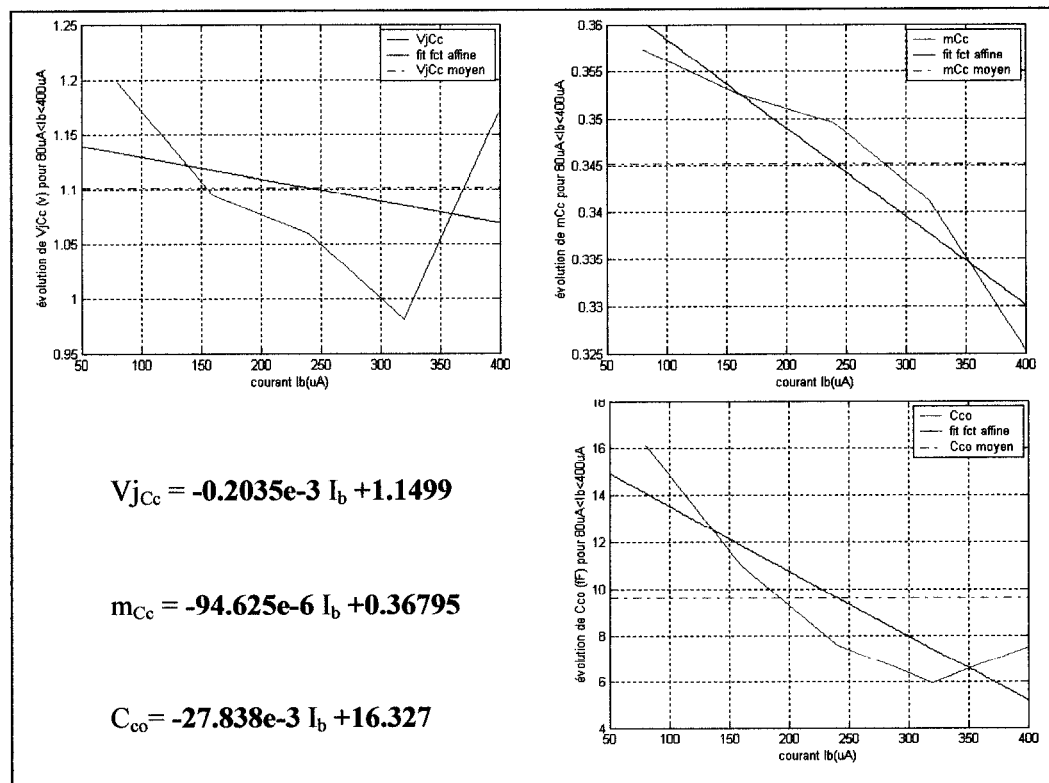


Figure 4-49: Évolution de C_{co}, V_{JC_c} et m_{C_c} pour 80µA<I_b<400µA

Pour la détermination de l'équation non linéaire de la capacité C_{bc} nous avons envisagé trois possibilités. Les deux premières solutions sont identiques à la technique employée avec C_{bc} . En effet, nous utilisons d'abord la valeur moyenne des paramètres C_{co} , V_{jC_c} et m_{C_c} , ce qui nous permet d'écrire :

$$C_{c1}(\text{fF}) = \frac{9.65}{\left(1 - \frac{V_{C_c}}{1.10104}\right)^{0.34524}} \quad (4.88)$$

La deuxième expression se compose de la valeur moyenne de V_{jC_c} et des approximations, sous la forme de polynômes du premier degré, de C_{co} et de m_{C_c} . On a :

$$C_{c2}(\text{fF}) = \frac{-27.838e^{-3}I_b(\mu\text{A}) + 16.327}{\left(1 - \frac{V_{C_c}}{1.10104}\right)^{(-94.625e^{-6}I_b(\mu\text{A}) + 0.36795)}} \quad (4.89)$$

La dernière équation est exprimée en partant de l'hypothèse que seuls les courants allant de $80\mu\text{A}$ à $320\mu\text{A}$ sont considérés. Cette hypothèse peut être valable pour les classes d'opération de A, AB, B et C comme indiqué sur la figure 4.50.

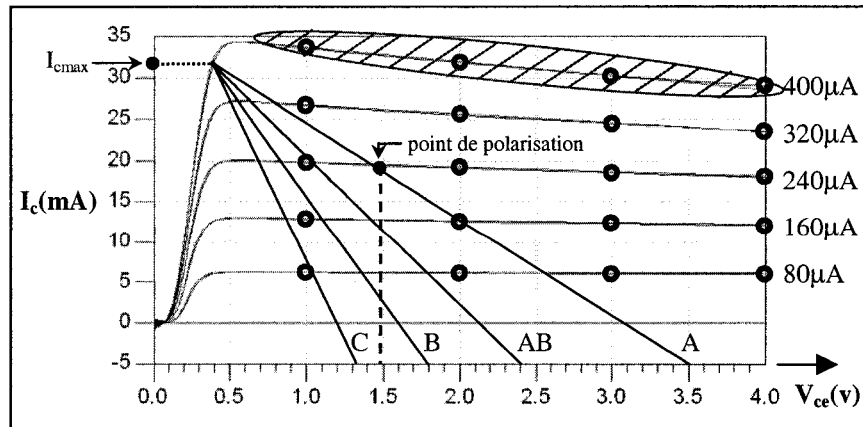


Figure 4-50: Courbes $I_c = f(V_{ce})$ et les droites de charges idéales

Les nouveaux fits linéaires des paramètres C_{co} , V_{jC_c} et m_{C_c} , sont donnés à la figure 4.51. Et l'expression de la capacité résultante de l'optimisation sur l'intervalle de courant $[80\mu A; 320\mu A]$ est la suivante:

$$C_{c3}(\text{fF}) = \frac{-42.45e^{-3}I_b(\mu A) + 18.665}{\left(1 - \frac{V_{C_c}}{-0.85675e^{-3}I_b(\mu A) + 1.2544}\right)^{(-64.625e^{-6}I_b(\mu A) + 0.36315)}} \quad (4.90)$$

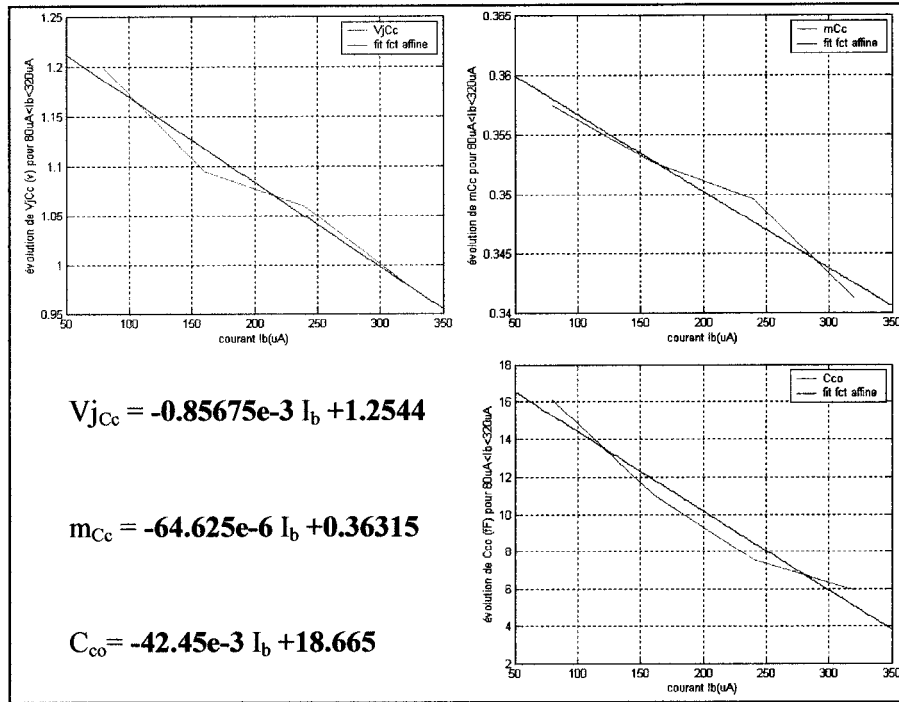
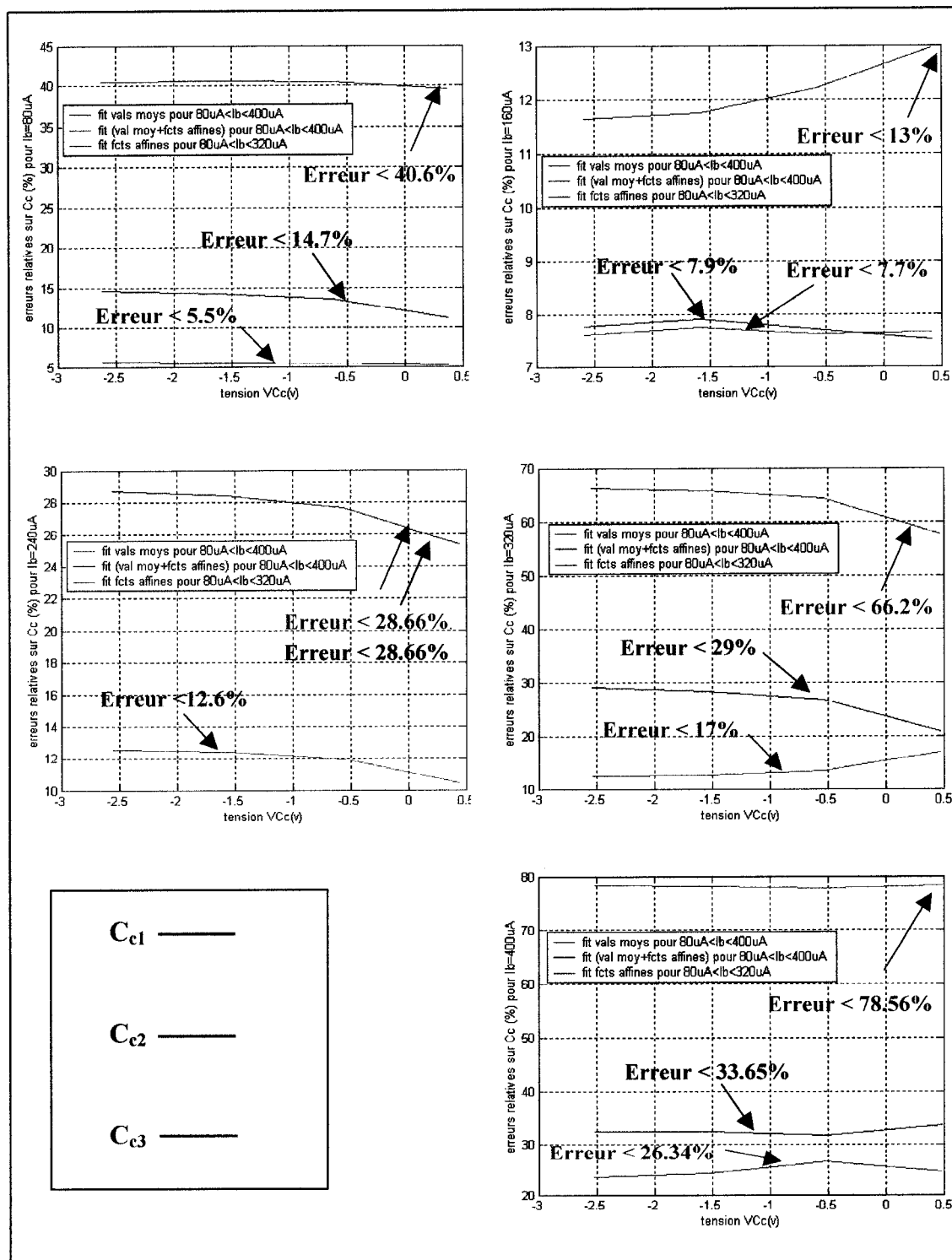


Figure 4-51: Évolution de C_{co} , V_{jC_c} et m_{C_c} pour $80\mu A < I_b < 320\mu A$

La figure 4.51 présentent les erreurs relatives de C_{c1} (définie avec 3 paramètres), C_{c2} (définie avec 5 paramètres) et de C_{c3} (définie avec 6 paramètres) par rapport aux valeurs obtenues par extraction directe (valeurs de C_{c_cd}).

Figure 4-52: Erreurs de C_{c1} , C_{c2} et de C_{c3} par rapport à C_{c_ed} pour $80\mu A < I_b < 400\mu A$

On peut voir que l'amélioration du fit, avec l'expression constituée de 6 paramètres, est très significative pour $80\mu\text{A} < I_b < 320\mu\text{A}$ avec une erreur toujours inférieure à 17%. Bien sûr, cette amélioration se fait au détriment du fit pour $I_b = 400\mu\text{A}$, valeur pour laquelle l'erreur atteint les 78.56%. Les figures 4.53 à 4.55 permettent de visualiser, d'une part, les évolutions des capacités exprimées avec les équations (4.88) à (4.90) et d'autre part les valeurs de C_{c_ed} .

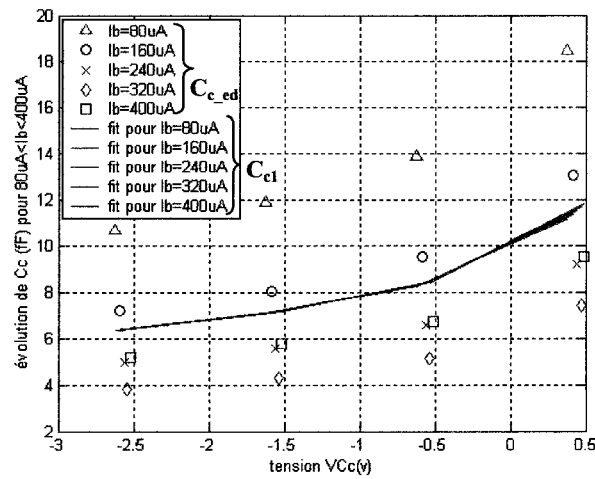


Figure 4-53: Comparaison entre C_{c1} et C_{c_ed} pour $80\mu\text{A} < I_b < 400\mu\text{A}$

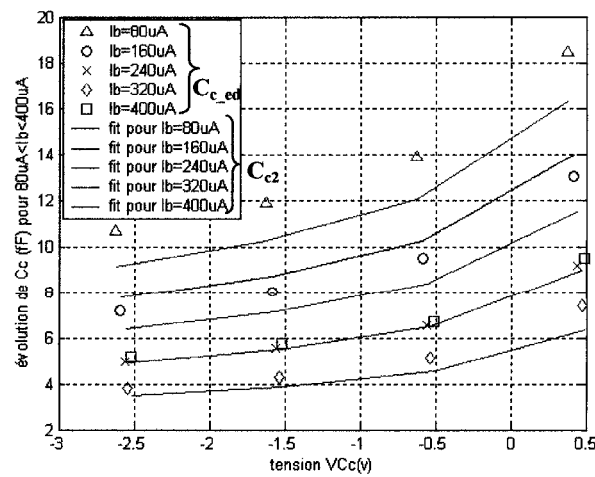


Figure 4-54: Comparaison entre C_{c2} et C_{c_ed} pour $80\mu\text{A} < I_b < 400\mu\text{A}$

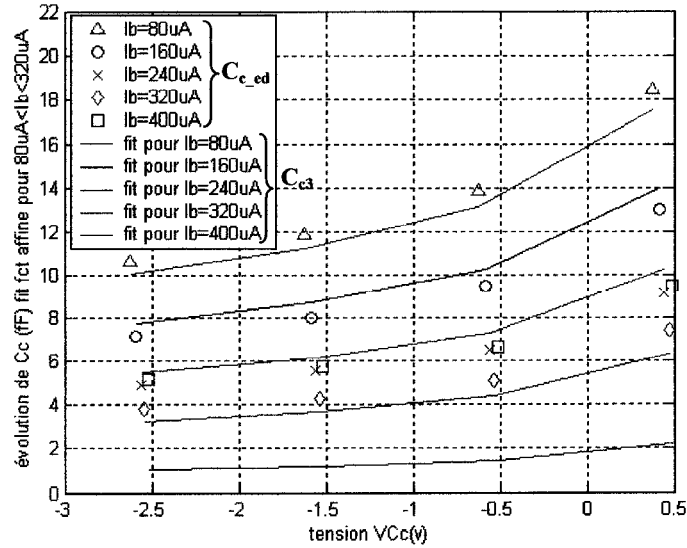


Figure 4-55: Comparaison entre C_{c3} et C_{c_ed} pour $80\mu A < I_b < 400\mu A$

Le choix de l'expression à implanter dans le modèle non linéaire peut être plus problématique dans le cas de la capacité C_c . En effet, l'équation de C_{c3} (4.90) est très proche des valeurs extraites (si on fait abstraction des valeurs pour $I_b=400\mu A$), mais le fait d'avoir 6 paramètres pour sa caractérisation peut présenter un inconvénient en termes de temps calculs et de convergence au niveau du SDD (Symbolically Defined Device) ou du modèle compilé.

4.3.4.3. Équation non-linéaire pour R_{bb}

Les courbes d'évolution de la résistance R_{bb} en fonction de V_{cc} (figure 4.39a) pour $80\mu A < I_b < 400\mu A$ peuvent être modélisés sous la forme :

$$R_{bb}(\Omega) = aV_{cc} + b \quad (4.91)$$

Pour chaque valeur de I_b on détermine par optimisation les valeurs des paramètres a et b qui permettent de retrouver les tracés de la figure 4.39a. On retrouve l'ensemble des

couples (a;b) ainsi obtenus dans le tableau 4.7. La figure 4.56 présente les évolutions de ces deux paramètres ainsi que leur approximation par une fonction affine et leur valeur moyenne.

paramètres	$I_b=80\mu A$	$I_b=160\mu A$	$I_b=240\mu A$	$I_b=320\mu A$	$I_b=400\mu A$	Valeurs moyennes $80\mu A < I_b < 400\mu A$
a	0.1929	0.2693	0.296	0.3011	0.2819	0.26824
b	2.483	1.7445	1.386	1.3235	1.493	1.686

Tableau 4-7: Détermination des paramètres a et b en fonction de I_b

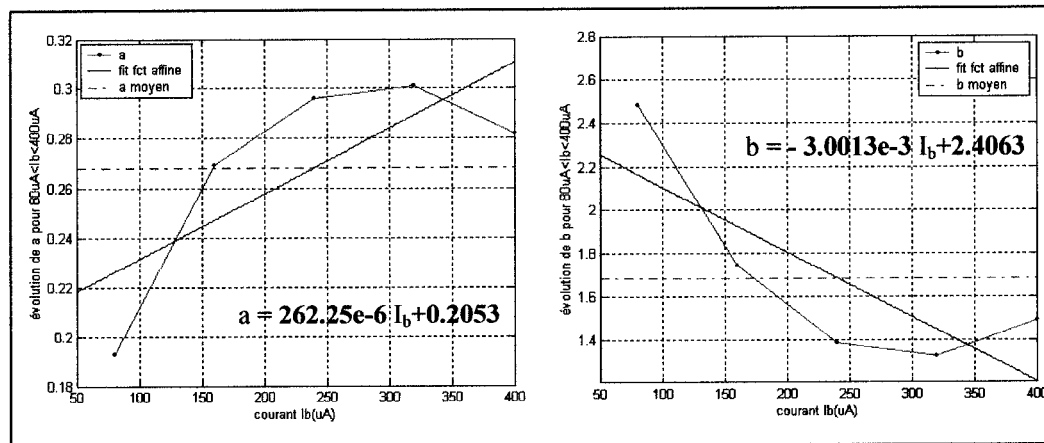


Figure 4-56: Évolution de a et b pour $80\mu A < I_b < 400\mu A$

La variation de R_{bb} peut être exprimée seulement en fonction de la tension V_{ce} , et ce, en ne considérant que les valeurs moyennes des paramètres a et b. On a alors:

$$R_{bb1}(\Omega) = 0.26824 V_{ce} + 1.686 \quad (4.92)$$

Pour une meilleure précision, on peut également exprimer cette variation en fonction du courant I_b en utilisant les approximations polynomiales du premier ordre. On a alors:

$$R_{bb2}(\Omega) = (262.25e^{-6} I_b(\mu A) + 0.2053) V_{ce} - 3.0013e^{-3} I_b(\mu A) + 2.4063 \quad (4.93)$$

On retrouve sur la figure 4.57 les erreurs relatives des expressions de R_{bb1} (définie avec 2 paramètres) et de R_{bb2} (définie avec 4 paramètres) par rapport aux valeurs obtenues par extraction directe (valeurs de R_{bb_ed}).

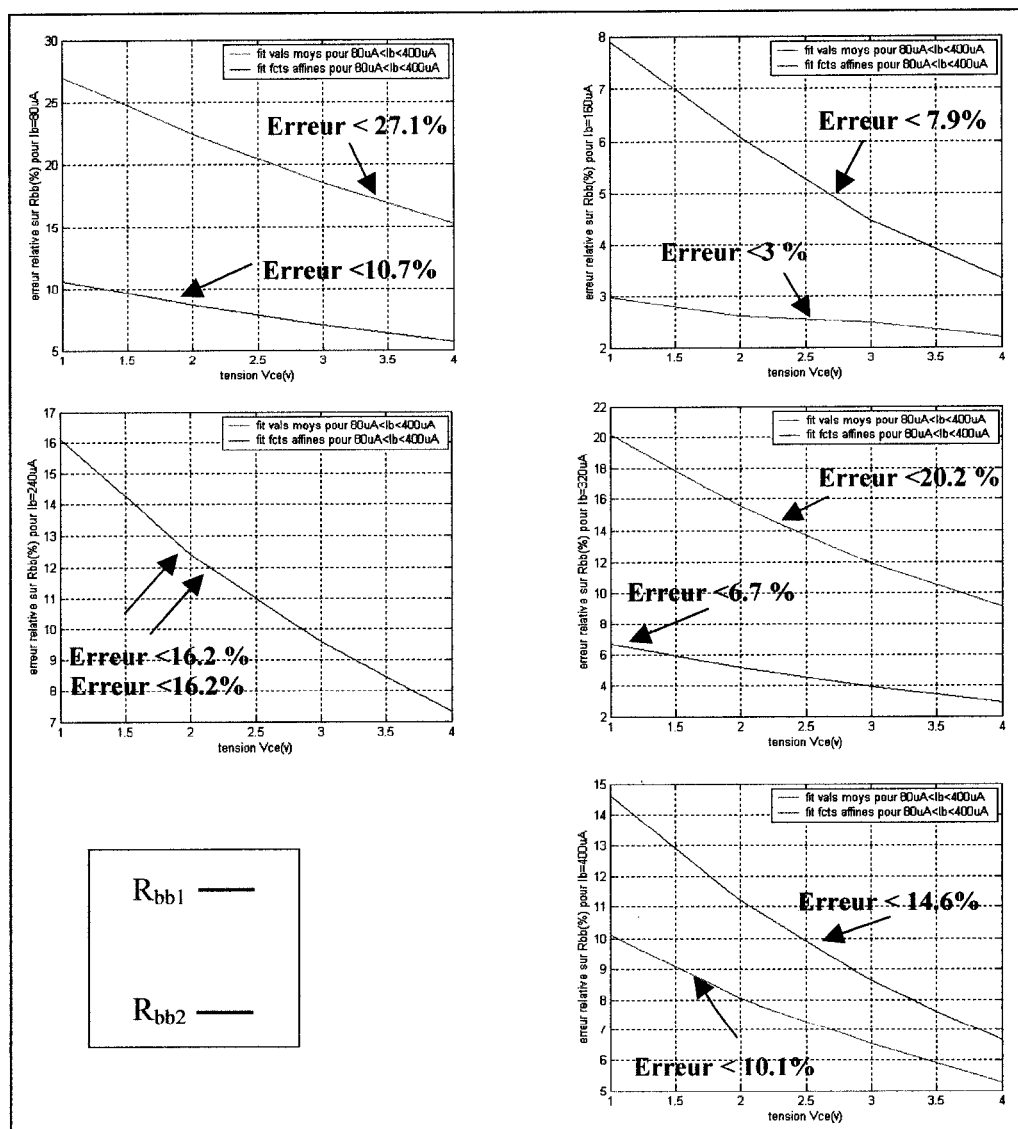


Figure 4-57: Erreurs de R_{bb1} et R_{bb2} par rapport à R_{bb_ed} pour $80\mu A < I_b < 400\mu A$

Le calcul des erreurs montre que pour R_{bb2} l'erreur est inférieure à 16.2% sur toute la plage du courant I_b , contre 27.1% pour l'expression de R_{bb1} . Les figures ci-dessous permettent de visualiser les performances de chacune des équations modélisant la résistance R_{bb_ed} .

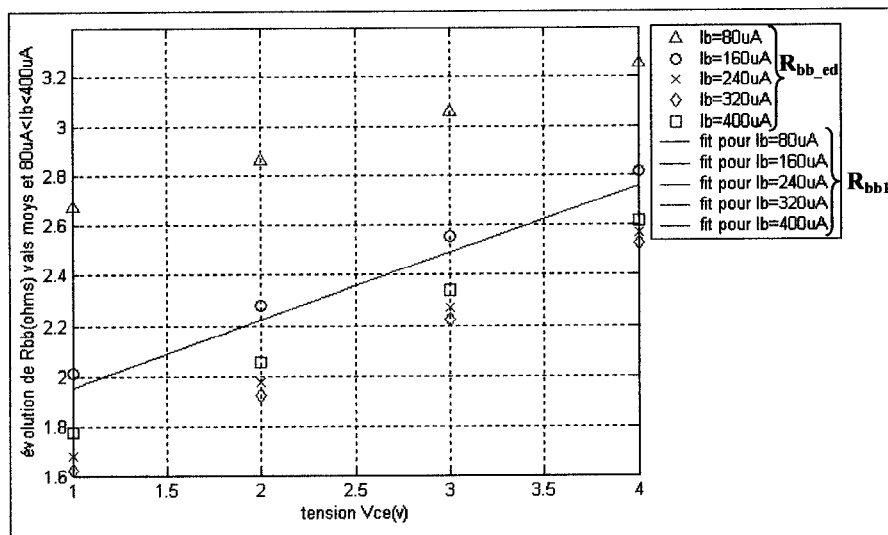


Figure 4-58: Comparaison entre R_{bb1} et R_{bb_ed} pour $80\mu A < I_b < 400\mu A$

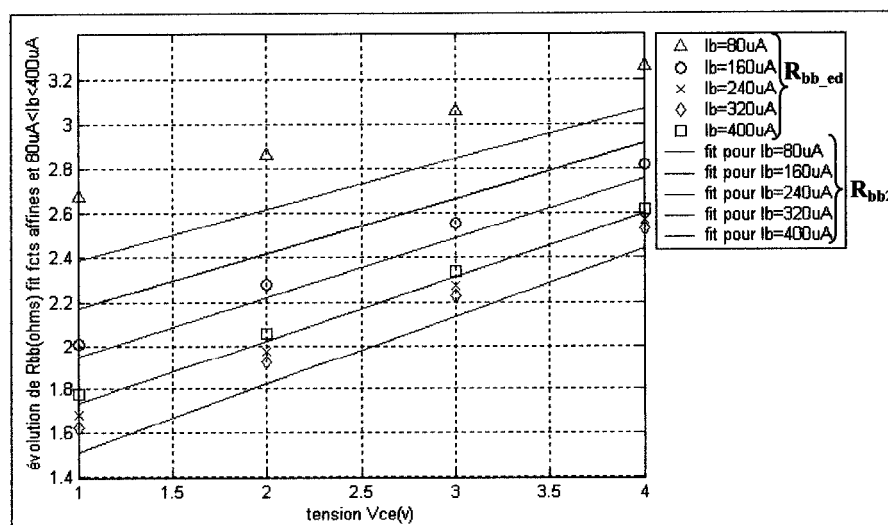


Figure 4-59: Comparaison entre R_{bb1} et R_{bb_ed} pour $80\mu A < I_b < 400\mu A$

4.3.4.4. Équation non-linéaire pour τ_d

A partir de la figure 4.40a, on peut voir que l'évolution du temps de transit en fonction du courant I_b , peut être modélisé avec une fonction affine, et ce, pour chacune des valeurs de V_{ce} . Son expression est de la forme :

$$\tau_d (\text{ps}) = a I_b + b \quad (4.94)$$

Les valeurs numériques de a et b sont déterminées par optimisation, en utilisant la méthodes des moindres carrés, pour chaque valeur de V_{ce} . Les résultats et les allures des fonctions sont respectivement donnés dans le tableau 4.8 et sur la figure 4.60.

paramètres	Vce=1v	Vce=2v	Vce=3v	Vce=4v	Valeurs moyennes 1v<Vce<4v
a	-1.76375e-3	-2.7350e-3	-3.0025e-3	-2.83125e-3	-2.583125e-3
b	1.9425	2.5796	2.9344	3.1447	2.6632375

Tableau 4-8: Détermination des paramètres a et b en fonction de V_{ce}

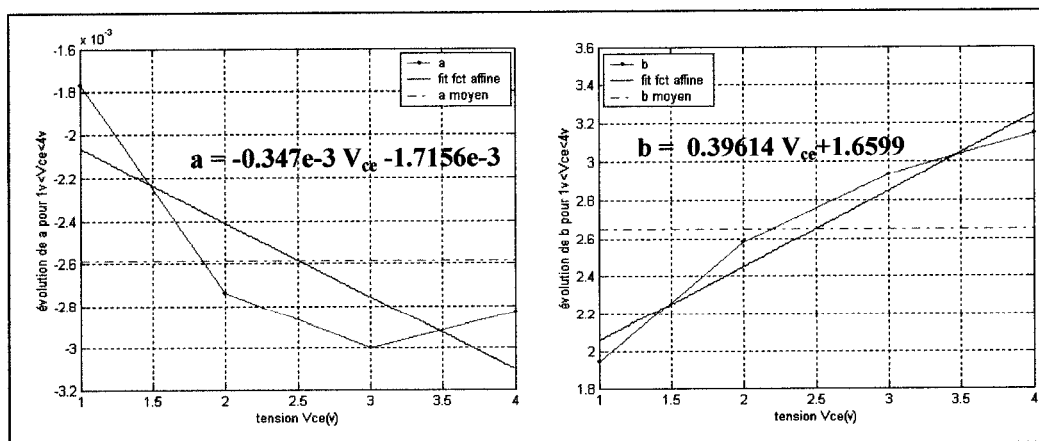


Figure 4-60: Évolution de a et b pour $1v < V_{ce} < 4v$

La prise en compte des valeurs moyennes de a et b nous permet d'écrire la première relation τ_{d1} à deux paramètres :

$$\tau_{d1}(\text{ps}) = -2.583125e^{-3}I_b(\mu\text{A}) + 2.6632375 \quad (4.95)$$

Et pour obtenir une meilleure précision, on peut une fois encore utiliser des approximations polynomiales du premier ordre pour les paramètres a et b . D'où :

$$\tau_{d2}(\text{ps}) = -1e^{-3}(0.347 V_{ce} + 1.7156)I_b(\mu\text{A}) + 0.39614 V_{ce} + 1.66 \quad (4.96)$$

La figure 4.61 présente les erreurs générées par les expressions de τ_{d1} (2 paramètres) et de τ_{d2} (4 paramètres) par rapport à τ_{d_ed} .

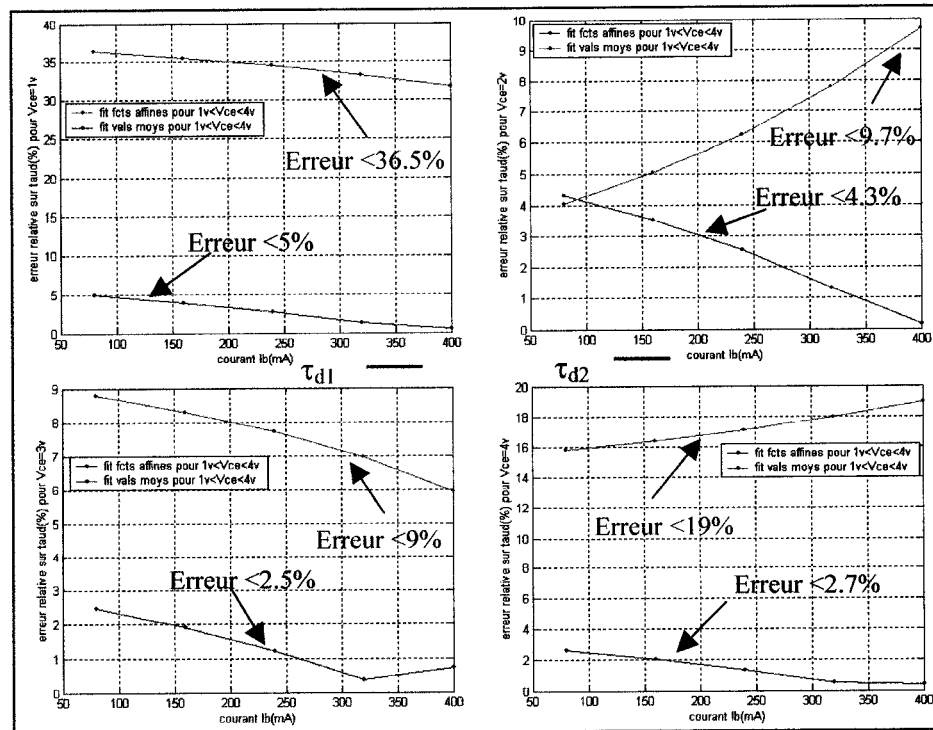


Figure 4-61: Erreurs de τ_{d1} et de τ_{d2} par rapport à τ_{d_ed} pour $1V < V_{ce} < 4V$

Avec une erreur inférieure à 5% avec la relation de τ_{d2} , on a une très bonne concordance avec les valeurs issues de l'extraction directe (τ_{d_ed}) sur tout l'intervalle de courant, pour une valeur de tension fixée. Les figures 4.62 et 4.63 illustrent ce résultat final.

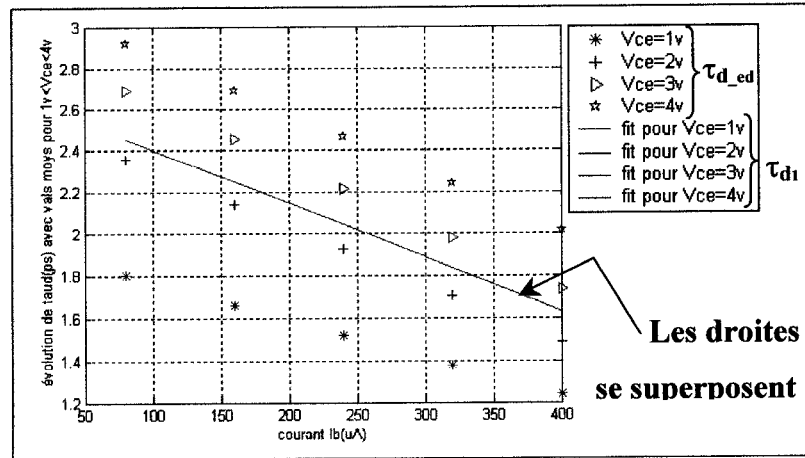


Figure 4-62: Comparaison entre τ_{d1} et τ_{d_ed} pour $1V < V_{ce} < 4V$

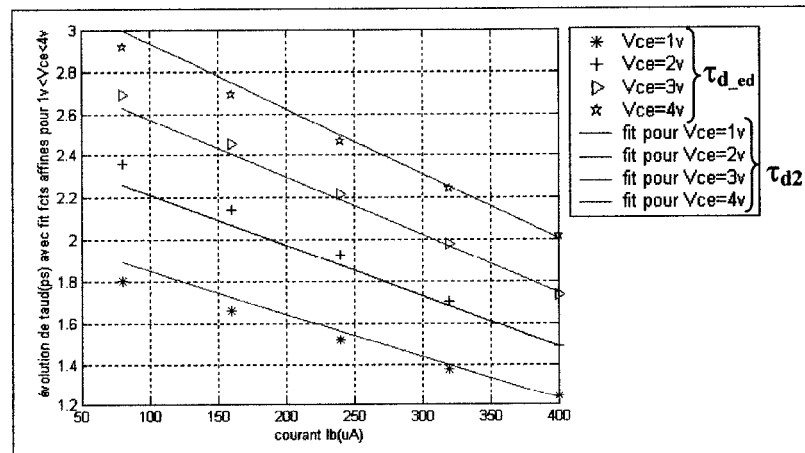


Figure 4-63: Comparaison entre τ_{d2} et τ_{d_ed} pour $1V < V_{ce} < 4V$

4.3.4.5. Équation non-linaire pour C_{be}

La détermination de l'équation non linéaire de la capacité C_{be} constitue la dernière étape de notre travail de modélisation des éléments du schéma électrique équivalent. En considérant le modèle de Gummel-Poon, la capacité de C_{be} s'écrit comme la somme d'une capacité de transition et de diffusion. Lorsque la tension aux bornes de C_{be} est inférieure à la demi-barrière interne de potentiel de la jonction base-émetteur, alors la capacité de transition est décrite par la relation conventionnelle suivante :

$$C_{jbe} = \frac{C_{beo}}{\left(1 - \frac{V_{Cbe}}{V_{jCbe}}\right)^{m_{Cbe}}} \quad \text{pour } V_{Cbe} \leq \frac{V_{jCbe}}{2} \quad (4.97)$$

Lorsque V_{Cbe} est supérieure à la demi-barrière interne de potentiel de la jonction base-émetteur, la capacité de transition s'écrit :

$$C_{jbe} = 2^{m_{Cbe}} \left(1 - m_{Cbe} + \frac{2m_{Cbe} V_{Cbe}}{V_{jCbe}}\right)^{m_{Cbe}} \quad \text{pour } V_{Cbe} > \frac{V_{jCbe}}{2} \quad (4.98)$$

La capacité de diffusion, qui est considérée lorsque l'hétérojonction émetteur-base est en mode direct, s'exprime par :

$$C_{dbe} = \tau_f \frac{qI_s}{kT} \left(e^{\frac{qV_{Cbe}}{n_f kT}} - 1 \right) \quad (4.99)$$

Cependant, pour pouvoir dissocier C_{be} en une somme de capacité de transition et de diffusion, il est nécessaire de disposer d'une mesure supplémentaire. Cela consiste à mesurer les paramètres-S pour des fréquences inférieures à 5 GHz et pour une

polarisation spécifique: $V_{ce}=0v$, $V_{be}=+1v$ à $-5v$. Dans le cadre de notre travail nous ne disposons pas de ce type de mesures, il n'a donc pas été possible d'obtenir l'évolution de C_{be} en fonction de la tension à ses bornes V_{Cbe} . Nous avons donc considéré une capacité globale C_{be} et nous avons exprimé sa variation en fonction du point de polarisation, autrement dit en fonction de V_{ce} et de I_b . Nous avons choisi de partir de l'évolution de C_{be} en fonction du courant I_b pour un V_{ce} fixé (figure 4.40a).

Le premier critère, qui s'est naturellement imposée dans notre recherche d'une formulation de l'expression de C_{be} , fut de trouver une fonction permettant d'une part, d'avoir une bonne concordance avec les valeurs d'extraction directe, et d'autre part d'éviter les problèmes d'instabilité numérique, notre formulation se devait d'être continûment dérivable. Nous avons finalement opté pour une fonction en sinus hyperbolique et d'un polynôme du deuxième degré:

$$C_{be} \text{ (pF)} = \left[\sinh \left[a \left(2 \frac{I_b - I_{bmin}}{I_{bmax} - I_{bmin}} - 1 \right) \right] + I_b (b + cI_b) + d \right] \quad (4.100)$$

$$I_{bmin} \text{ (}\mu\text{A)} = 80 ; I_{bmax} \text{ (}\mu\text{A)} = 400$$

Les résultats d'optimisation pour des paramètres a , b , c et d sont donnés dans le tableau 4.9, leur évolution en fonction de V_{ce} ainsi que leurs approximations avec des polynômes du premier degré sont présentés sur la figure 4.64.

paramètres	Vce=1v	Vce=2v	Vce=3v	Vce=4v	Valeurs moyennes 1v<Vce<4v
a	1.23683	1.35459	1.2867	1.36298	1.310275
b	-6.17437e-3	-4.2722e-3	-1.30284e-3	-1.66131e-3	-3.35268e-3
c	11.6629e-6	4.2969e-6	0.535714e-6	0.714286e-6	4.30245e-6
d	3.12678	3.4430	3.22317	3.47403	3.316745

Tableau 4-9: Détermination des paramètres a , b , c et d en fonction de V_{ce}

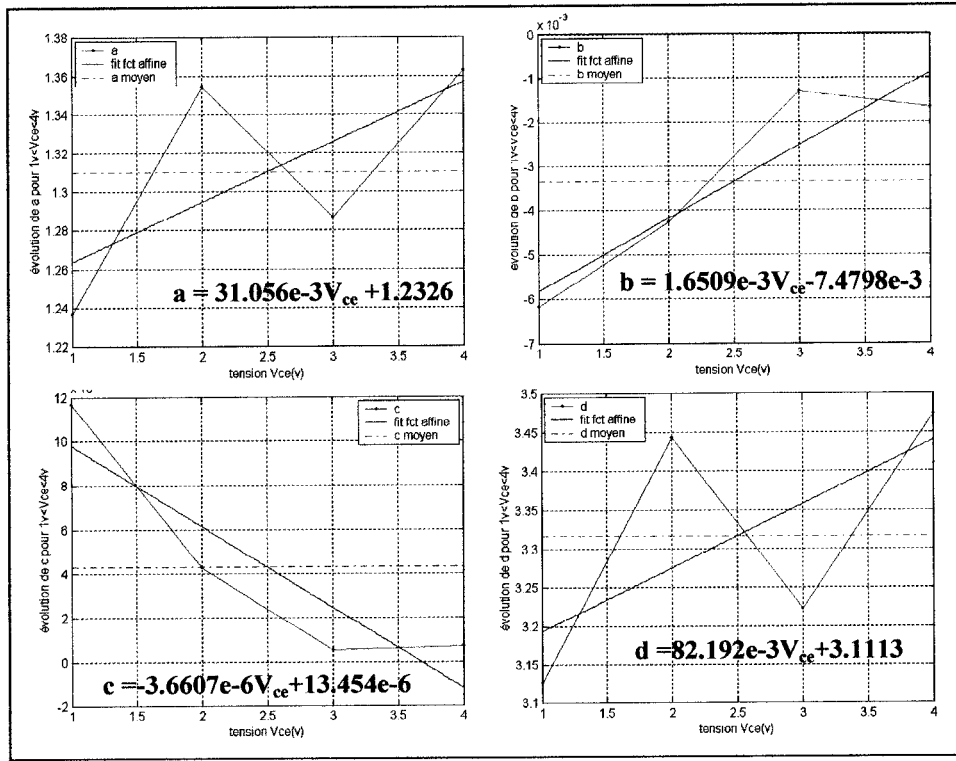


Figure 4-64: Évolution de a, b, c et d pour $1V < V_{ce} < 4V$

Nous avons envisagé trois cas de figure, chacun avec un nombre de paramètres adapté à un certain niveau de précision. Le premier cas est celui où le nombre de paramètres est minimal (4) et il est obtenu en prenant les valeurs moyennes de a, b, c et d:

$$C_{bel}(\text{pF}) = \left[\sinh \left[1.31 \left(2 \frac{I_b - I_{bmin}}{I_{bmax} - I_{bmin}} - 1 \right) \right] + I_b \left(-3.35e^{-3} + 4.3e^{-6} I_b \right) + 3.317 \right] \quad (4.101)$$

La deuxième expression est constituée des valeurs moyennes des paramètres a et d ainsi que des approximations de b et c sous la forme d'un polynôme du premier degré:

$$C_{be2} \text{ (pF)} = \left[\sinh \left[1.31 \left(2 \frac{I_b - I_{bmin}}{I_{bmax} - I_{bmin}} - 1 \right) \right] + I_b (b + cI_b) + 3.317 \right] \quad (4.102)$$

$$b = 1.65e^{-3}V_{ce} - 7.48e^{-3}; \quad c = -3.66e^{-6}V_{ce} + 13.45e^{-6}$$

Et la dernière formulation, qui a 8 paramètres, est de la forme suivante :

$$C_{be3} \text{ (pF)} = \left[\sinh \left[a \left(2 \frac{I_b - I_{bmin}}{I_{bmax} - I_{bmin}} - 1 \right) \right] + I_b (b + cI_b) + d \right] \quad (4.103)$$

$$a = 31.06e^{-3}V_{ce} + 1.2326; \quad b = 1.65e^{-3}V_{ce} - 7.48e^{-3}$$

$$c = -3.66e^{-6}V_{ce} + 13.45e^{-6}; \quad d = 82.19e^{-3}V_{ce} + 3.1113$$

Les erreurs relatives pour chacune de ces expressions par rapport aux valeurs obtenues par extraction directe C_{be_ed} , ainsi que leur évolution sont respectivement présentées sur les figures 4.65 et 4.66.

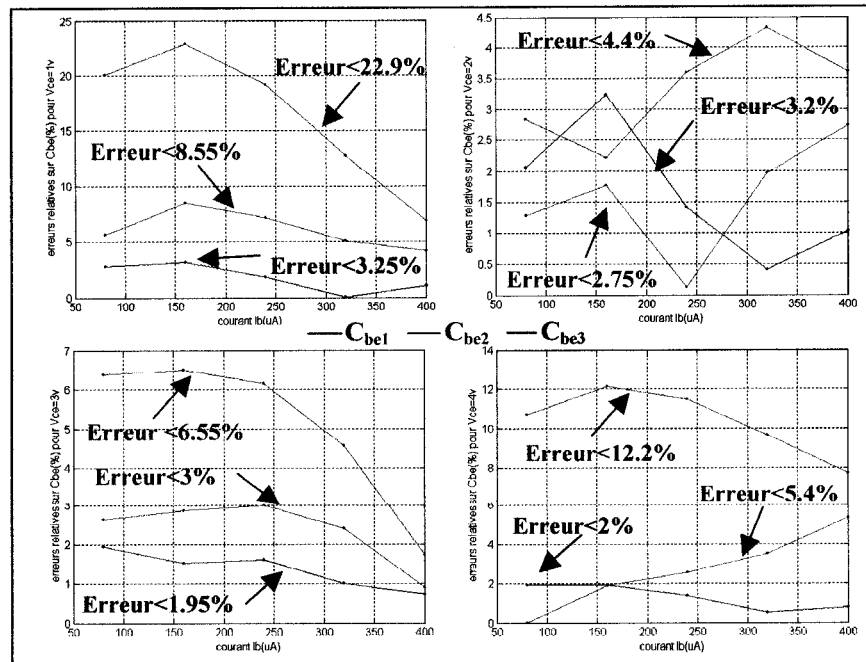


Figure 4-65: Erreurs de C_{be1} , C_{be2} et de C_{be3} par rapport à C_{be_ed} pour $1V < V_{ce} < 4V$

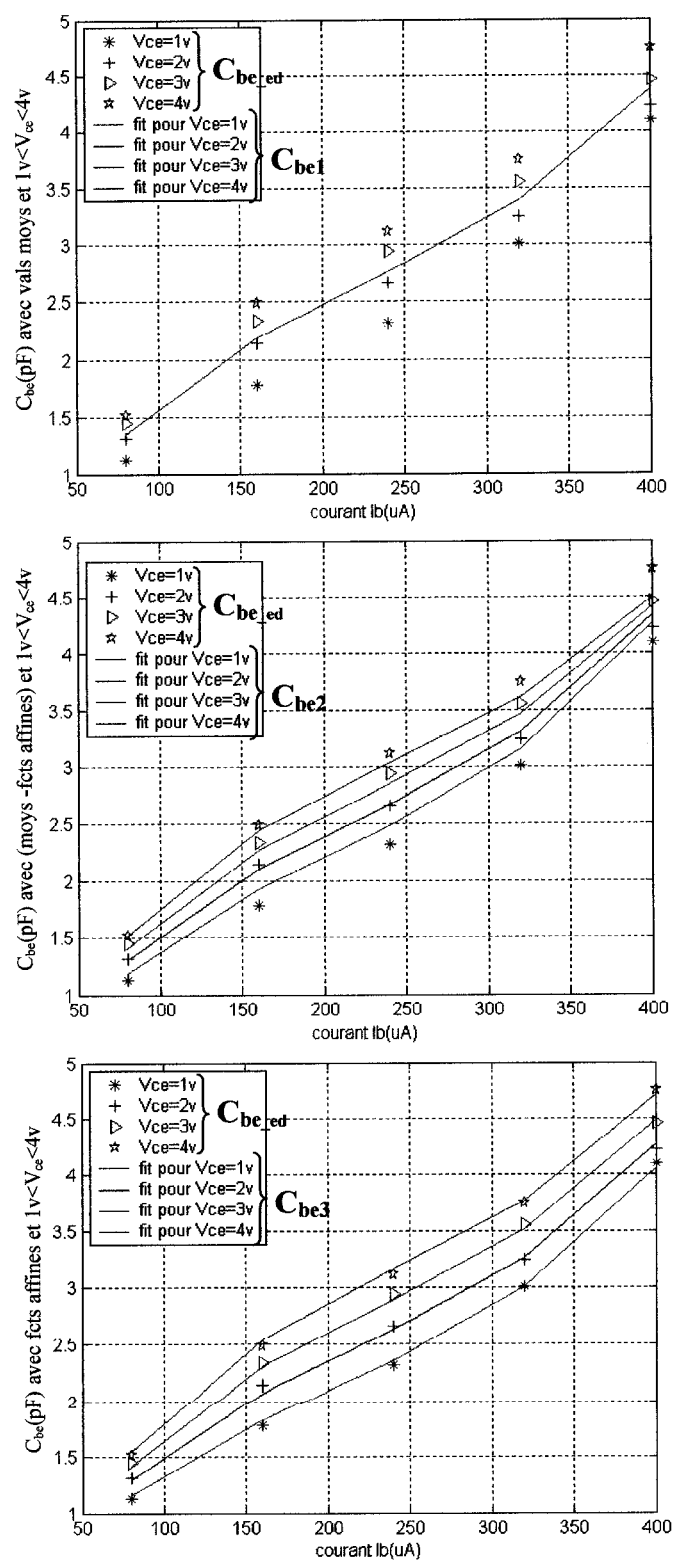


Figure 4-66: Évolutions entre C_{be1} , C_{be2} , C_{be3} et C_{be_ed} pour $1V < V_{ce} < 4V$

Comme on peut le voir à travers ces résultats, le niveau de précision dépend du nombre de paramètres utilisés. Des simulations dans les modes petit et grand signal permettront d'orienter les choix des expressions non linéaires. Le choix de la fonction en sinus hyperbolique pour l'expression de la capacité C_{be} peut ne pas être applicable à d'autres transistors, mais il est toujours possible de trouver un autre type de fonction ou bien d'utiliser les équations conventionnelles (4.97 à 4.99).

4.4. Conclusion

Nous avons tout d'abord présenté, dans ce chapitre, les deux topologies envisageables pour le schéma électrique petit signal. Nous avons adopté la structure dite en « π » car elle est issue de la linéarisation du modèle DC de Gummel-Poon.

Puis nous avons présenté notre méthode d'extraction des éléments intrinsèque du TBH. Les techniques d'extraction des éléments parasites (C_{bep} , C_{bcp} , C_{cep} , L_e , L_b et L_c) ont été explicitées et nous avons vu comment elles pouvaient être applicables à notre schéma électrique équivalent petit signal. La procédure d'extraction des paramètres dynamiques a été appliquée pour trois transistors ayant des surfaces d'émetteur différentes: AlGaAs/GaAs $2 \times 10 \mu\text{m}^2$, AlGaAs/GaAs $2 \times 25 \mu\text{m}^2$ et GaAs $2 \times 20 \mu\text{m}^2$. Les deux premiers transistors sont des transistors de Nortel Networks et le dernier est un transistor de la compagnie WIN (Taiwan). Les comparaisons entre les mesures et les simulations paramètres-S des transistors, que l'on retrouve en annexe A pour le $2 \times 20 \mu\text{m}^2$ et en annexe B pour le $2 \times 10 \mu\text{m}^2$ et $2 \times 25 \mu\text{m}^2$, montrent que la méthode développée peut être applicable sur des transistors de dimensions et de procédés de fabrications différents.

Enfin ce chapitre s'achève avec la détermination des équations non-linéaires des capacités C_{bc} , C_c et C_{be} , du temps de transit τ_d et de la résistance R_{bb} , qui permettent d'avoir un bon accord avec leurs valeurs extraites.

CONCLUSION GÉNÉRALE

Nous nous sommes efforcés, tout au long de ce travail, d'élaborer une méthode d'extraction des éléments constitutifs du modèle petit signal. Notre technique est basée d'une part, sur des mesures DC (pour la détermination des résistances d'accès, de g_{mo} et de R_{be}) et d'autre part sur des mesures paramètres-S pour plusieurs points de polarisation. L'avantage d'associer le DC à l'extraction permettra d'obtenir un modèle grand signal qui soit cohérent avec le modèle petit signal, c'est à dire que les simulations en paramètres-S pour les deux modèles devraient être identiques ou très proches. Nous avons développé, à partir de ces mesures, des équations analytiques qui nous ont permis de déterminer les valeurs des éléments du modèle petit-signal. Les résultats montrent que notre approche systématique et analytique permet de décrire fidèlement le comportement petit signal (linéaire) pour plusieurs transistors et pour l'ensemble des points de polarisation considérés. Ce qui, d'une part, valide le modèle et d'autre part laisse présager de bonnes performances lors de simulations en mode d'opération grand-signal.

L'avantage de notre méthode d'extraction directe, en plus de son caractère universel, vient du fait que la détermination des valeurs des éléments ne se ramène pas à un problème de résolution d'un système d'équations non linéaire, pour lequel il peut exister une infinité de solutions. Ce qui assure une grande robustesse et l'unicité de la solution puisqu'elle n'est pas dépendante d'une fonction erreur qui pourrait comporter des minima locaux, comme c'est généralement le cas pour les méthodes d'extraction par optimisation. De plus, nous avons l'avantage de retrouver les valeurs physiques et non mathématiques des éléments du modèle.

La linéarité de notre procédure d'extraction permet d'atteindre très rapidement la solution. En effet, la conversion des paramètres-S mesurés en paramètres-Z et la décomposition du schéma équivalent petit-signal en sous-blocs, dont les fonctions de

transfert sont aisément calculables, permettent d'identifier rapidement les éléments extrinsèques (résistances d'accès, capacités et inductances parasites), puis, par des déflaquages successifs, de remonter jusqu'aux valeurs des éléments intrinsèques (temps de transit, capacités de jonctions, résistance distribuée et conductance de sortie). Les valeurs de la transconductance et de la résistance de la jonction base-émetteur se faisant à partir des mesures DC. La procédure d'extraction peut se résumer avec le diagramme ci-dessous :

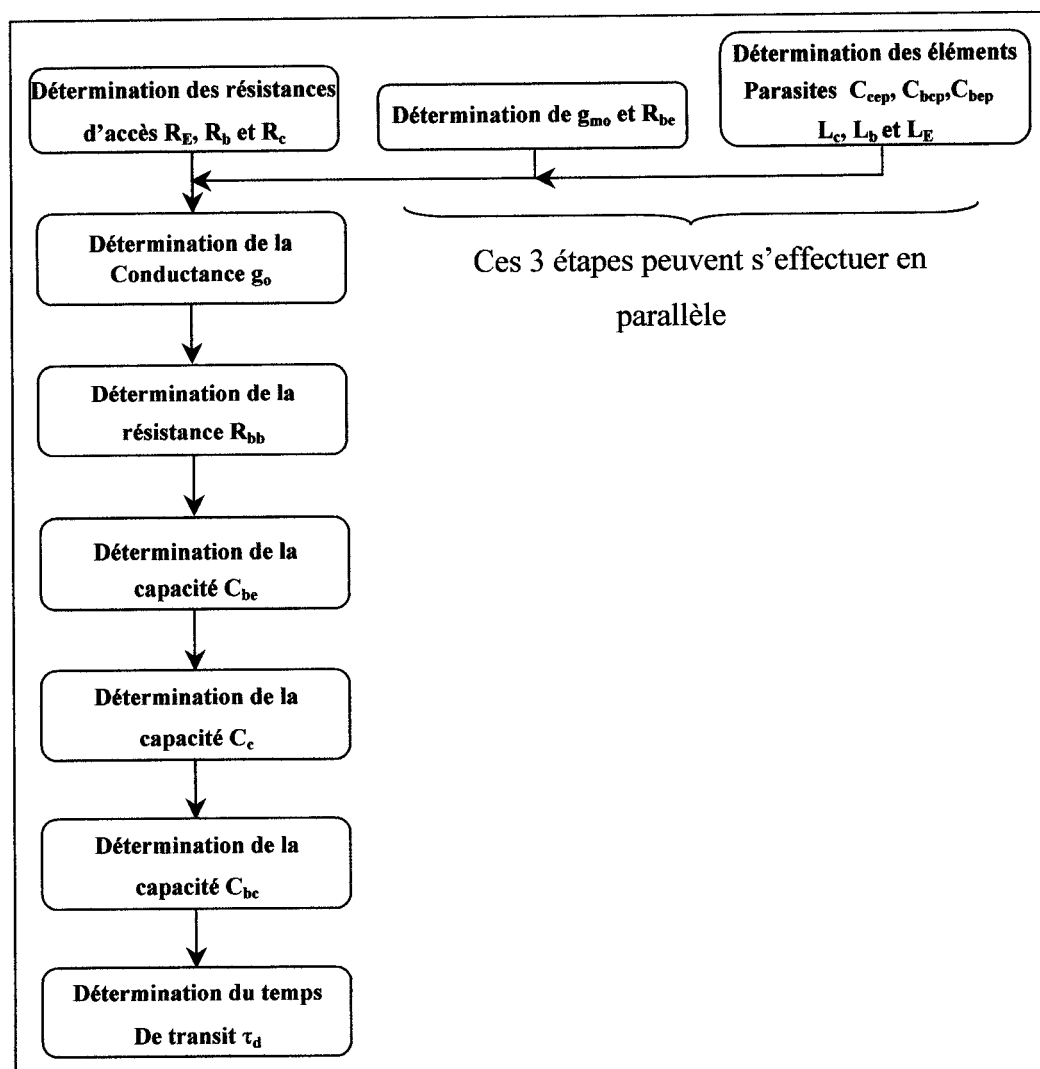


figure C. 1: Diagramme de la procédure d'extraction

On peut voir qu'il n'y aucune boucle de retour dans la procédure d'extraction, il est alors possible de trouver les valeurs numériques de tous les éléments et pour un grand nombre de points de polarisation en très peu de temps.

Dans le but de rendre notre méthode d'extraction perfectible, il serait nécessaire d'extraire de façon rigoureuse la valeur de la capacité C_{ce} . En effet, dans notre cas, nous avons déterminé sa valeur par tâtonnement, en nous appuyant sur la visualisation des paramètres-S mesurés et simulés.

Une étude devra être menée, en termes de convergence, de temps de calculs et de performances, dans le cadre de simulations en mode grand-signal. Cela permettra de choisir les expressions les plus adéquates pour les éléments C_{be} , C_{bc} , C_c , R_{bb} et τ_d .

Enfin, une modélisation en bruit des TBHs pourrait être intéressante pour compléter le travail effectué en petit signal, car le fait de disposer d'un modèle DC, petit signal et en bruit permettrait d'élargir le domaine d'application. Ainsi l'utilisation du modèle pourrait tout aussi bien s'appliquer à la conception d'amplificateurs de puissance qu'à la conception d'oscillateurs.

BIBLIOGRAPHIE

- [1.1] W.SCHOKLEY, claim 2 of US patent 2569347 to W.Schokley.
- [1.2] D.PON, P.BRIERE, (juin 1994). Composants semiconducteurs hyperfréquences: quelle techhnologie? Revue technique THOMSON-CSF, vol.26, no.2.
- [1.3] J-P Roux. Etude du bruit de fond dans les transistors bipolaires hyperfréquences à hétérojonction GaInP/GaAs. Thèse 1996.
- [1.4] J.J CHEN, B.GAO, M.S. UNLU, H. MORKOC. « High frequency output characteristics of AlGaAs/GaAs heterojunction bipolar transistor for large signal applications». Solid State Electronics, Vol.34, No.11, pp.1263-1273, Nov 1991.
- [1.5] A. MALLET, D. FLORIOT, J. P. VIAUD, F. BLACHE, J. M. NEBUS, S. L. DELAGE, « A 90% power added efficiency GaInP/GaAs HBT for L-band and mobile communication systems». IEEE Microwace and Guided Wave Letters, vol. 6, No.3, 1996, pp 132 -134.
- [2.1] JJ. EBERS, J.L. MOLL,« Large-signal behaviour of junction transistors». Proc. IRE, vol. 42, pp1761-1772, December 1954.
- [2.2] B.L. HART,« Direct verification of the Ebers-Moll reciprocity condition». Int. J. Electronics, vol. 31, pp 293-295, 1971.
- [2.3] J.M. EARLY,« Effects of space-charge layer widening in junction transistors». Proc. IRE, vo; 40, pp 1401-1406, November 1952.
- [2.4] I.GETREU,« Modeling the bipolar transistor». Tektronicx Inc.Elsevier Scientific Publication, November 1976.
- [2.5] H.K. GUMMEL, H.C POON, « An integral charge control model of bipolar transistor». Bell Syst. Tech. J., vol. 49, 1970, pp 827 -851.
- [2.6] B.R. RYUM, M. ABDEL-MOTALEB, « A Gummel-Poon model for abrupt and graded HBT's». Solid-State Electronics, vol. 33, No.3, pp 869 –880, 1990.
- [2.7] J.M.DIENOT, « Caractérisation et modélisation électrique non-linéaire du TBH GaAlAs/GaAs. Application à la conception d'un oscillateur micro-ondes contrôlé en tension». Thèse, 1994.
- [2.8] B.R. RYUM, M. ABDEL-MOTALEB, « A Gummel-Poon model for abrupt and graded HBT's». Solid-State Electronics, vol. 33, No.3, pp 869 –880, 1990.

- [2.9] N. CHAND, R. FISHER, H. MORKOC, « Collector-emitter offset voltage in AlGaAs/GaAs Heterojunction bipolar transistors». Appl. Phys.Lett., vol 47, pp 313-315, August 1985.
- [2.10] P. LETURCQ, G. REY « Physiques des composants actifs à semi-conducteurs». Dunod Université,1978.
- [2.11] N. CHEN, « The importance of the non-quasi-static bipolar transistor model for circuit applications». IEEE Journal of solid-state circuits, vol 26, No 2, pp 153-160, February 1991.
- [2.12] M. HAFIZI, C. CROWELL, M. GRUPPEN, « The DC characteristics of GaAlAs heterojunction bipolar transistor with applications to device modeling». IRE transactions on Electron Devices, vol. 37, pp 2121-2129, October 1990.
- [2.13] W. SANSEN, R. MEYER, « Characterization and measurement of the base and emitter resistances of bipolar transistors». IEEE Journal of solid-state circuits, vol 7, pp 492-498, December 1972.
- [2.14] G. GAO, M. WANG, X. GUI, H. MORKOC, « Thermal design studies of high-power heterojunction bipolar transistors». IEEE Transaction on Electron Devices, vol 36, pp 354-363, May 1989.
- [2.15] L. LIOU, J. EBEL, C.HUANG « Thermal effects on the characteristics of AlGaAs/GaAs heterojunction bipolar transistors using two dimensional numerical simulation ». IEEE Transactions on Electron Devices, vol 40, pp 35-43, January 1993.
- [3.1] S. BOUSNINA, C. FALT, P. MANDEVILLE, A. KOUKI, FM. GHANNOUCHI «An accurate on-wafer deembedding technique with application to HBT devices characterization ». IEEE Transactions on MTT, vol 50, N°.2, pp 420-424, February 2002.
- [3.2] G. DAMBRINE, A. CAPPY, F. HELIODORE, E. PLAYEZ « A new method for determining the FET small-signal equivalent circuit ». IEEE Transactions on MTT, vol 36, N°.7, pp 1151-1159, July 1988.
- [3.3] J.M BELQUIN, A. TACHAFINE, S. DELAGE, A. CAPPY, G. DAMBRINE « Determination of the equivalent circuit of heterojunction bipolar transistors using a full analytical method ». 1994 APMC, pp 603-606.
- [3.4] J.-G.TARTARIN, «Caractérisation et modélisation petit signal et en bruit des TBHs aux fréquences micro-ondes».Thèse, 1997.

- [3.5] S. BOUSNINA, P. MANDEVILLE, A. KOUKI, R. SURRIDGE, FM. GHANNOUCHI «Direct Parameter-Extraction Method for HBT Small-Signal Model ». IEEE Transactions on MTT, vol 50, N°.2, pp 529-536, February 2002.
- [3.6] J.M.M. RIOS, LEDA M. LUNARDI, S. CHANDRASEKHAR, Y. MIYAMOTO « A self-consistent method for complete small-signal parameter extraction of InP-based heterojunction bipolar transistors (HBT's) ». IEEE Transactions on MTT, vol 45, N°.1, pp 39-45, 1997.
- [3.7] F. ARCIONI, ET AL. « SiGe HBT Large-Signal Modelling and its Application to the Design of Millimeter Wave Amplifiers ». IEEE Transactions on MTT, pp 105-112, 1998.
- [3.8] A. OUSLIMANI, J. GAUBERT, H. HAFDALLAH, A. BIRAFANE, P. POUVIL, H. LEIER « Direct Extraction of Linear HBT-Model Parameters Using Nine Analytical Expression Blocks ». IEEE Transactions on MTT, pp 218-221, vol 50, N°.1, January 2002.
- [4.1] G.L BILBRO, M.B STEER, R.J TREW, CR CHANG, S.G SKAGGS « Extraction of the parameters of equivalent circuits of microwave transistors using tree annealing ». IEEE Transactions on MTT, vol 38, N°.11, pp 1711-1718, November 1990.
- [4.2] D.R PEHLKE, D.PAVLIDIS «Direct extraction of the HBT equivalent circuit from measured S-parameters». IEEE MTT-S Digest, pp 7351-738, 1992.
- [4.3] DA. TEETER, WR. CURTIS «Comparaison of hybrid PI and Tee HBT circuit topologies and their relationship to large signal modeling». IEEE MTT-S Digest, 1997.
- [4.4] Y. SUH, E. SEOK, J.-H SHIN, B. KIM, D. HEO, A. RAGHAVAN, J. LASKAR « Direct Extraction Method for Internal Equivalent Circuit Parameters of HBT Small-Signal Hybrid- Π Model ». Microwave Symposium Digest, 2000 IEEE MTT-S International, vol 3, pp 1401-1404.
- [4.5] B. SHEINMAN, ET AL. « A peeling Algorithm for Extraction of the HBT Small-Signal Equivalent Circuit ». IEEE Transactions on MTT, vol 50, N°.12, pp 2804-2810, 2002.
- [4.6] B. ARDOUIN, T. ZIMMER, H. MNIF, P. FOUILLAT « Direct method for Bipolar Base-Emitter and Base-Collector Capacitance Splitting using High Frequency measurements». IEEE Bipolar/BiCMOS Circuits and Technology Meeting, Proceedings, pp 114-117, 2001.

ANNEXE A : EXTRACTION POUR LE TBH $2 \times 20 \mu\text{m}^2$

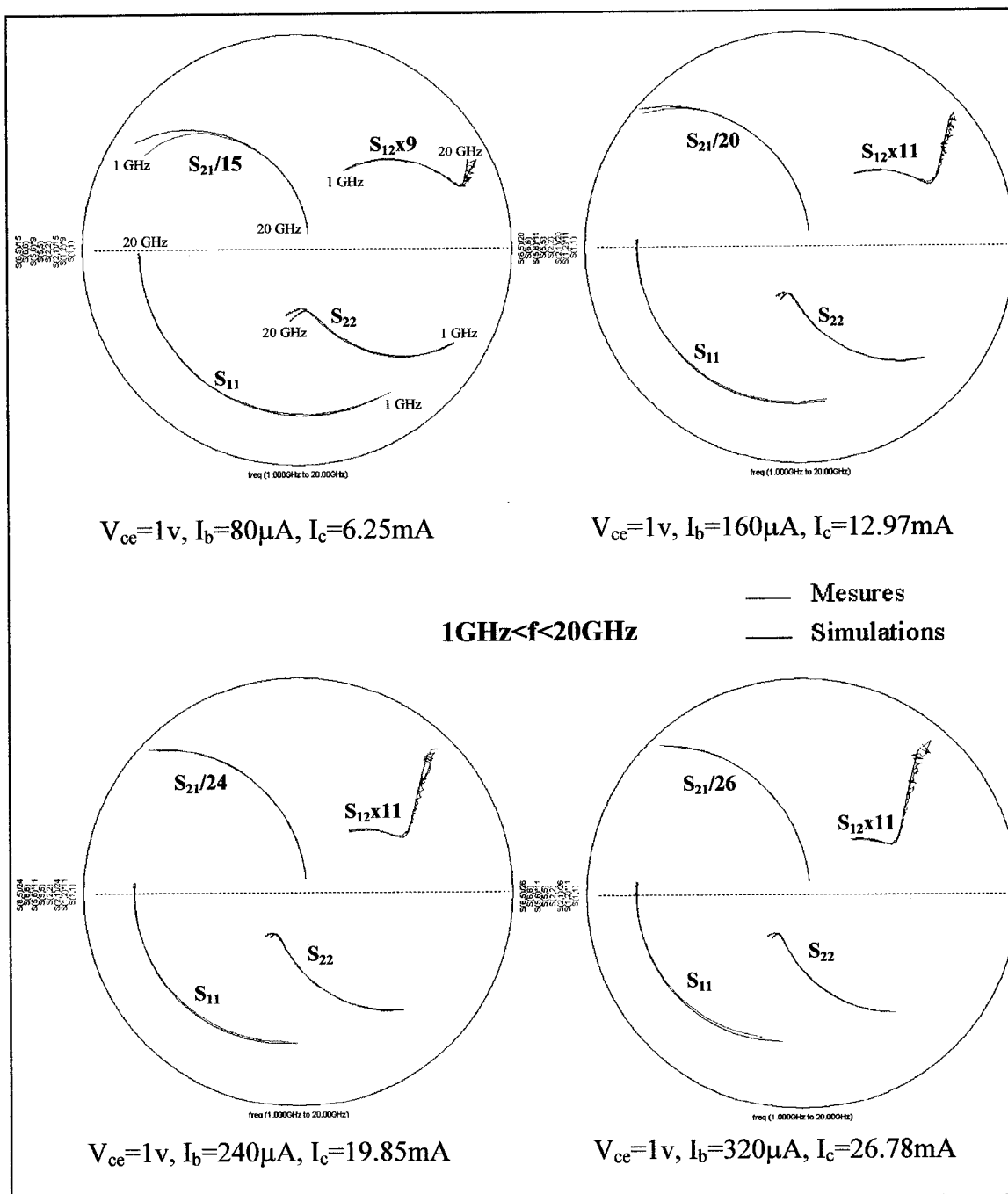


Figure 5-1: Simulations paramètres-S pour $V_{ce} = 1\text{V}$ et $80\mu\text{A} < I_b < 320\mu\text{A}$

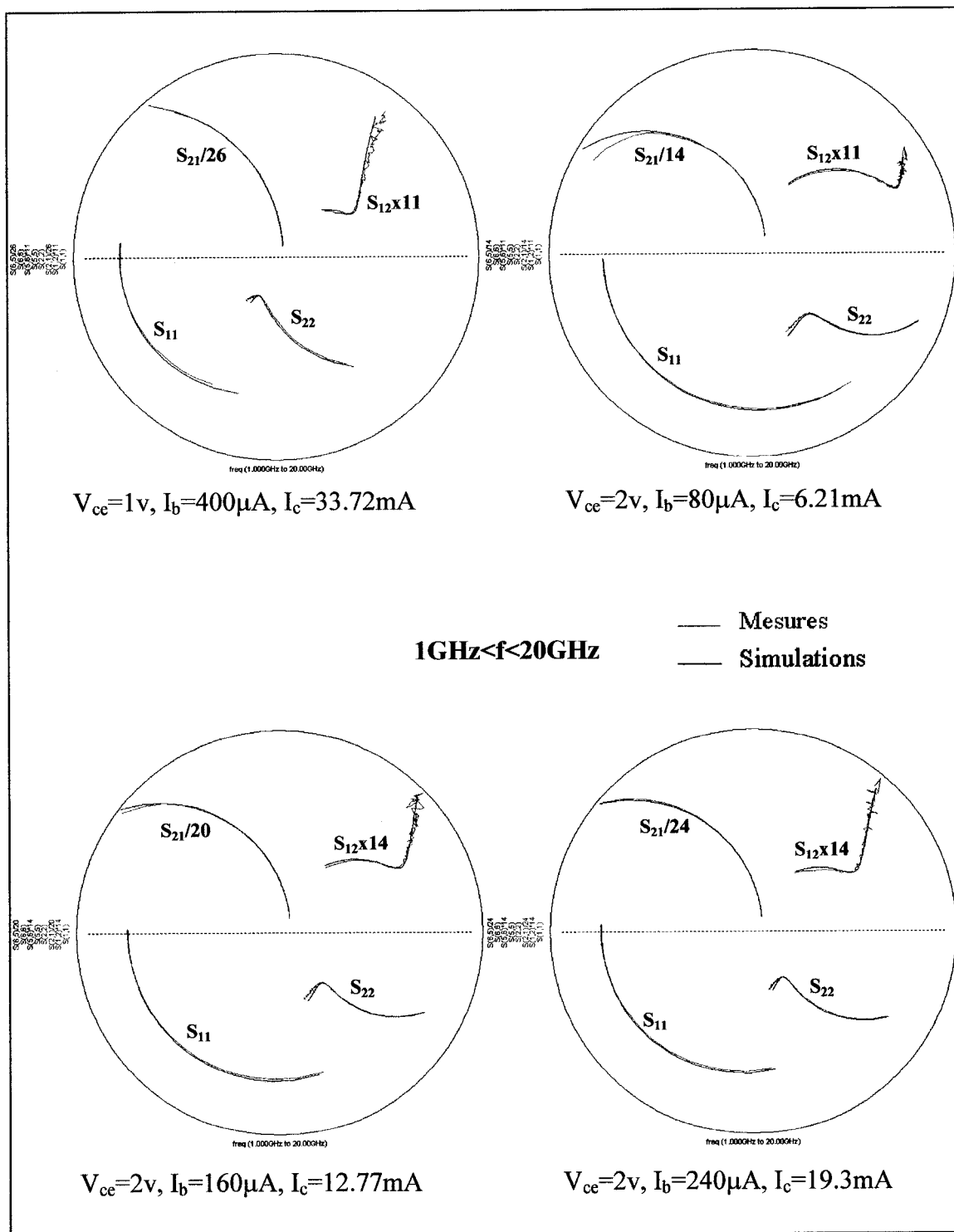


Figure 5-2: Simulations paramètres-S pour ($V_{ce}=1\text{V}$, $I_b=400\mu\text{A}$) et ($V_{ce}=2\text{V}$ et $80\mu\text{A} < I_b < 240\mu\text{A}$)

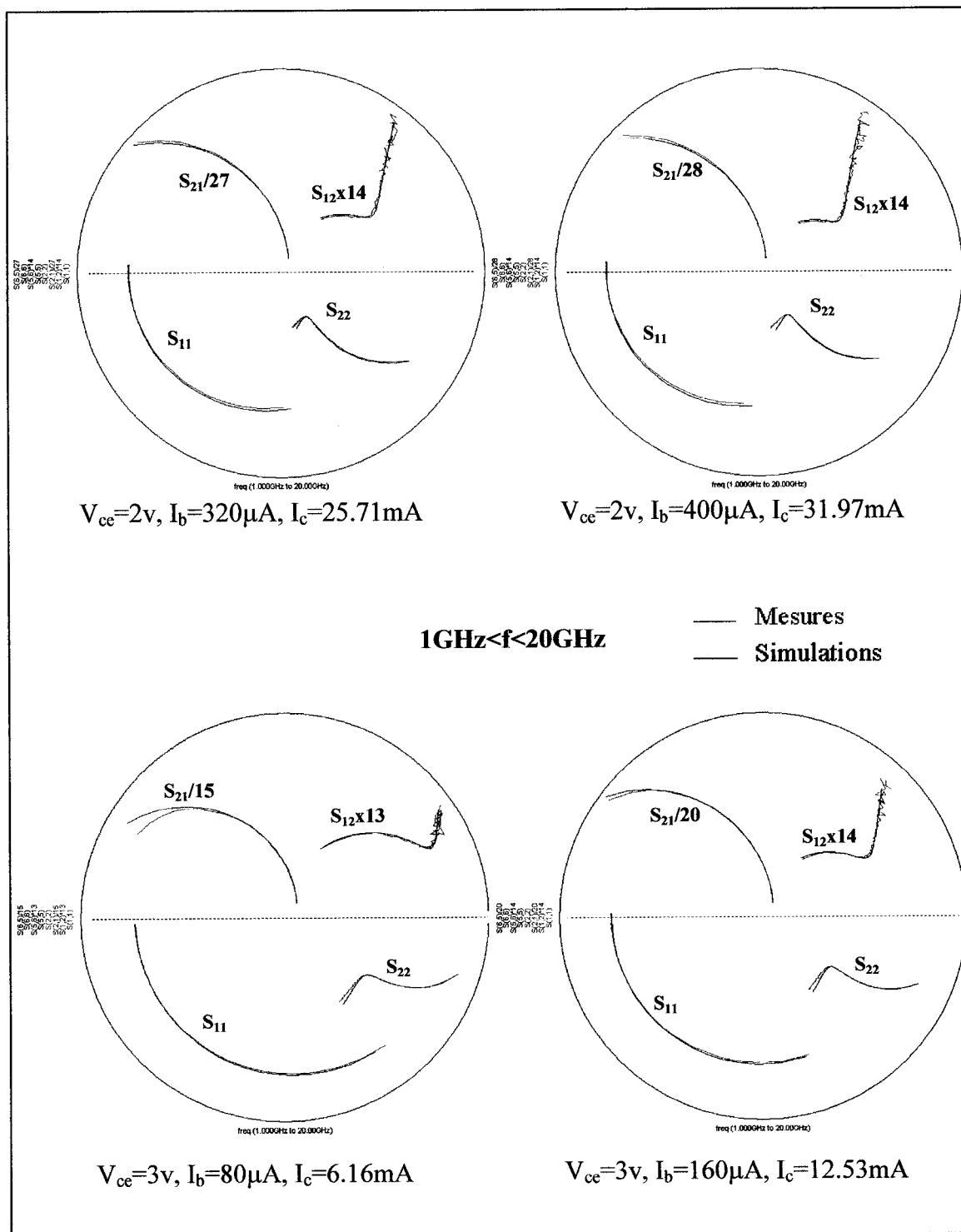


Figure 5-3: Simulations paramètres-S (V_{ce}=2V, I_b=320 μA, I_b=400 μA) et (V_{ce}=3V, I_b=80 μA, I_b=160 μA)

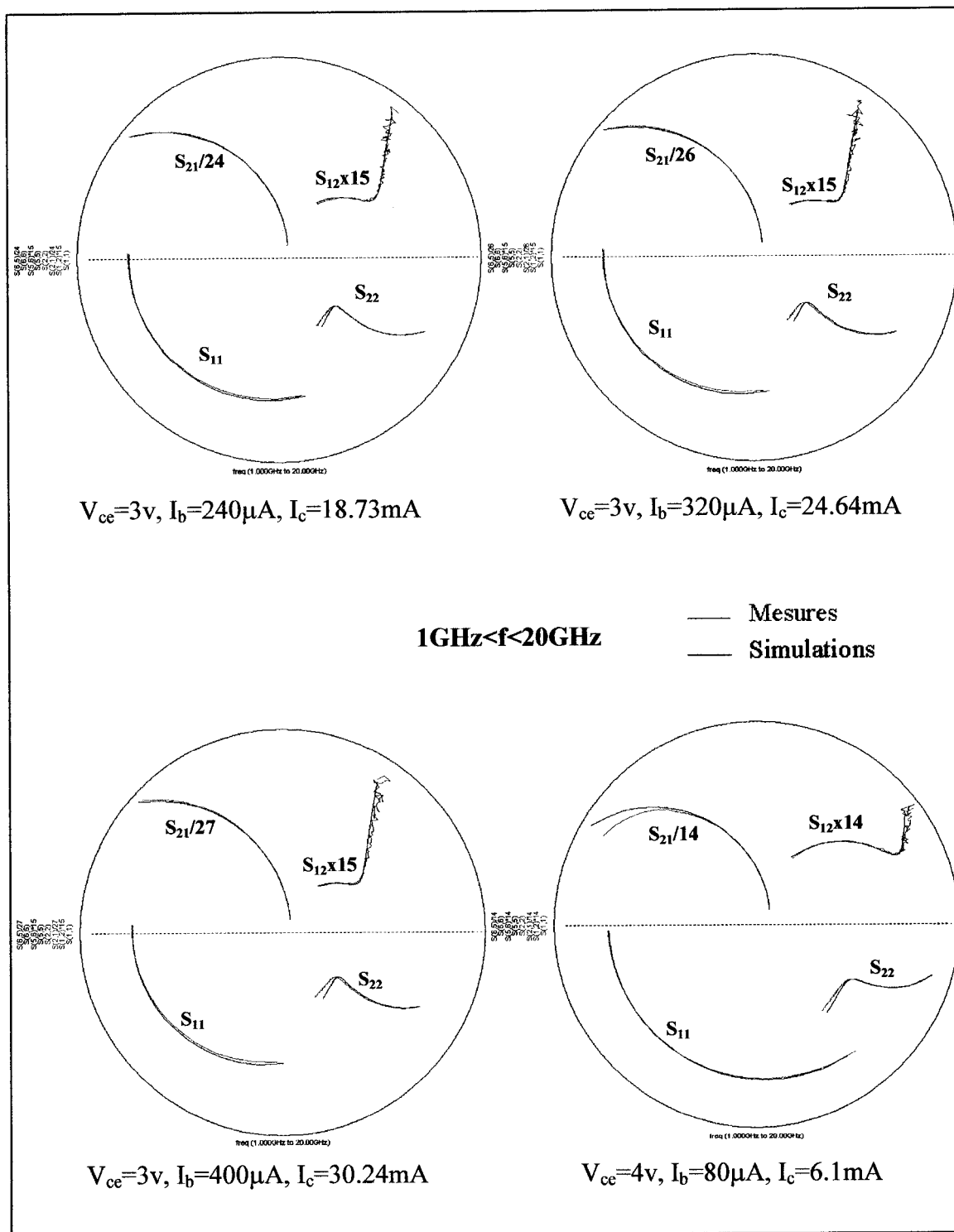


Figure 5-4: Simulations paramètres-S pour ($V_{ce}=4\text{V}$, $I_b=80\mu\text{A}$) et ($V_{ce}=3\text{V}$ et $240\mu\text{A} < I_b < 400\mu\text{A}$)

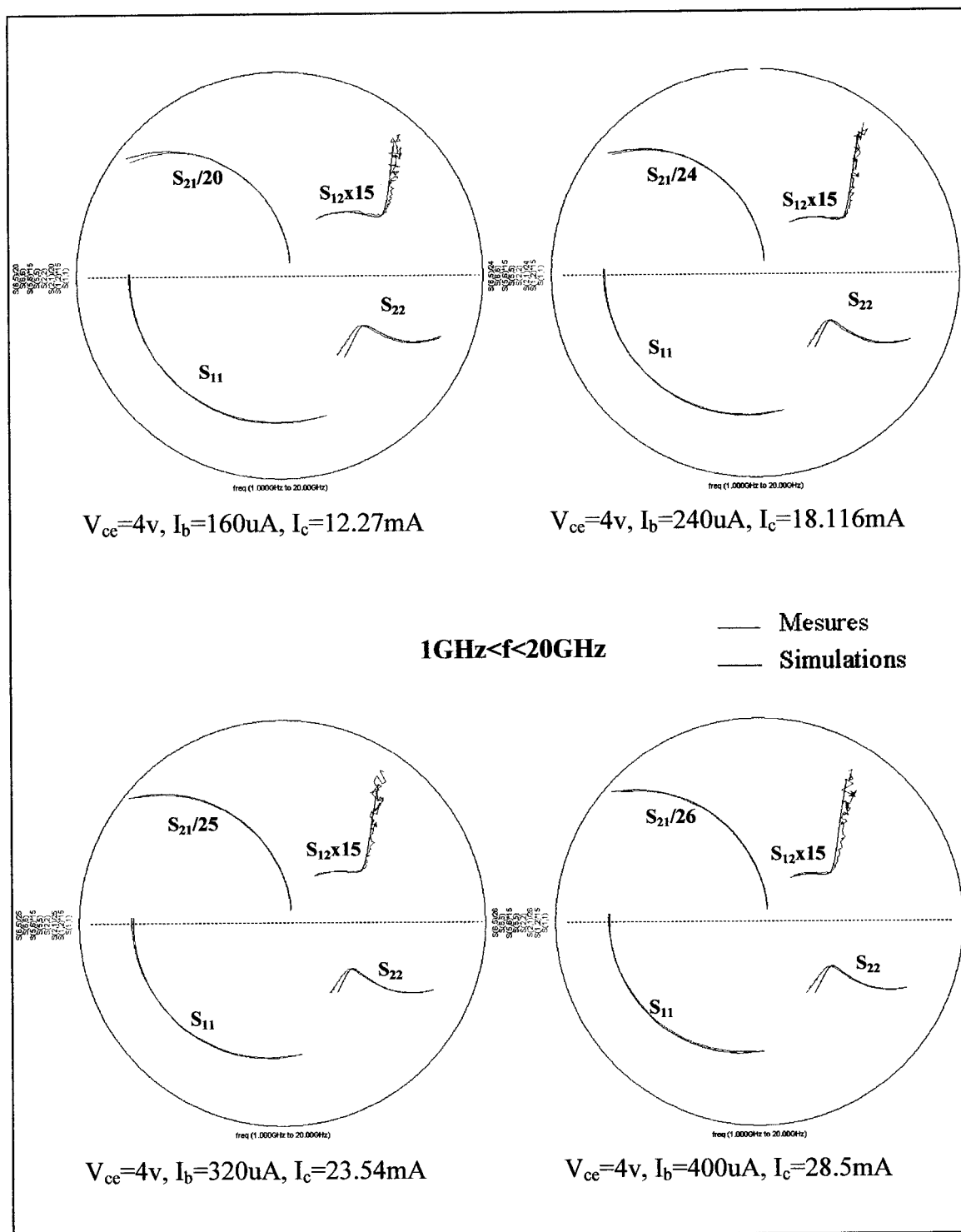


Figure 5-5: Simulations paramètres-S pour $V_{ce}=4\text{v}$ et $160\mu\text{A} < I_b < 400\mu\text{A}$

ANNEXE B : EXTRACTION POUR LE $2 \times 10 \mu\text{m}^2$ ET LE $2 \times 25 \mu\text{m}^2$

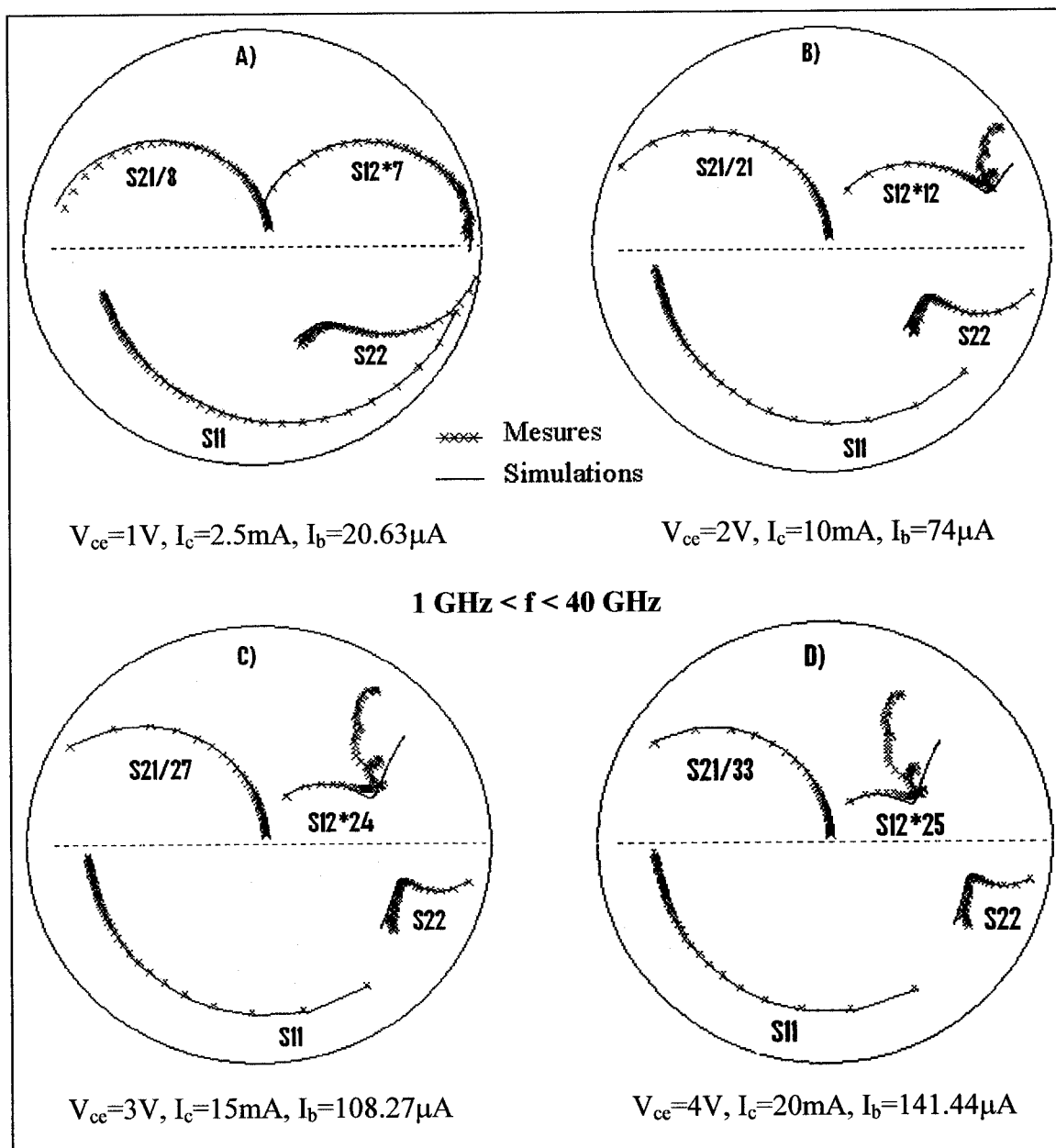


Figure 6-1: Simulations paramètres-S pour le $2 \times 25 \mu\text{m}^2$ et $1 \text{ GHz} < f < 40 \text{ GHz}$

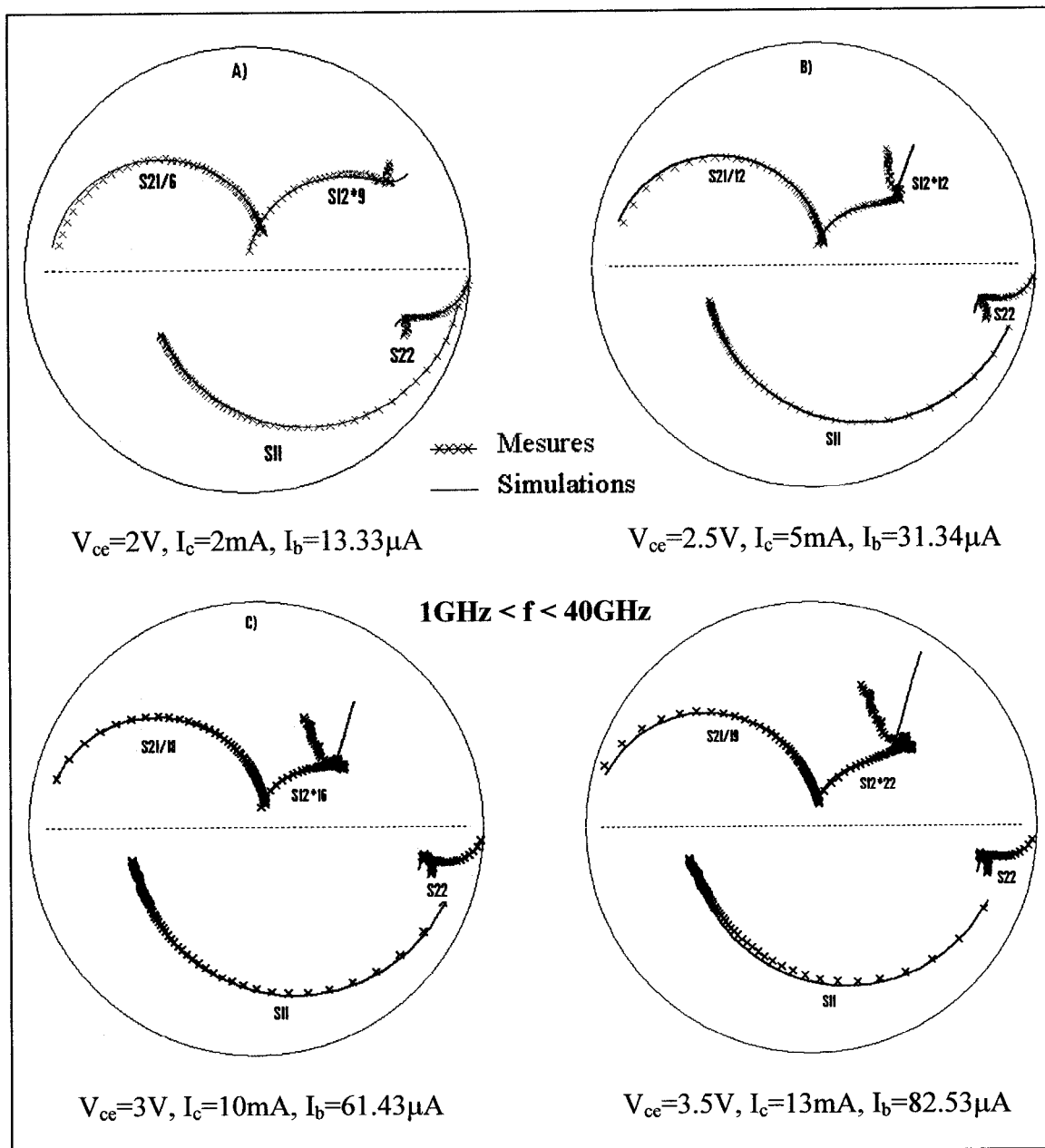


Figure 6-2: Simulations paramètres-S pour le $2 \times 10 \mu m^2$ et $1GHz < f < 40GHz$