

UNIVERSITÉ DE LIMOGES

ECOLE DOCTORALE Science - Technologie - Santé
FACULTÉ des Sciences et Techniques

Année : 2005

Thèse N° 4-2005

Thèse

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE LIMOGES

Discipline : Électronique des Hautes Fréquences et Optoélectronique

Spécialité : Télécommunication

Présentée et soutenue par

RIAH ZOHEIR

Le 8 février 2005

PLATE-FORME SCILAB DE SIMULATION INTEGRÉE CIRCUITS/COMPOSANTS

Dirigée par Raymond QUÉRÉ et Raphaël SOMMET

Composition du jury

<i>Président :</i>	M. Michel PRIGENT	Professeur à l'Université de Limoges
<i>Rapporteurs :</i>	M. Christophe DALLE	Chargé de Recherche HDR à l'Université de Lille 1
	M. Olivier LLOPIS	Directeur de Recherche à l'Université de Toulouse 3
<i>Examineurs :</i>	M. Serge STEER	Directeur de Recherche à l'INRIA Rocquencourt
	M. Jean-Claude JACQUET	Ingénieur à THALES LCR ORSAY
	M. Philippe LEVÊQUE	Chargé de Recherche à l'Université de Limoges
	M. Raymond QUÉRÉ	Professeur à l'Université de Limoges
	M. Raphaël SOMMET	Chargé de Recherche à l'Université de Limoges

Mis en page avec la classe thloria.

Remerciements

Ce travail a été réalisé au sein de l'Institut de Recherche en Communications Optiques et Microondes (IRCOM), sur le site de l'IUT Génie Electrique et Informatique Industrielle de Brive. Je tiens à remercier Monsieur le Professeur P.Y. Guillon, Directeur de l'IRCOM de m'avoir accueilli dans ce laboratoire.

J'exprime mes remerciements à Monsieur le Professeur M. Prigent pour l'honneur qu'il me fait en acceptant de présider le jury de cette soutenance de thèse. Je tiens également à exprimer mes sincères remerciements à Monsieur Christophe DALLE, Chargé de Recherche HDR à l'Institut d'Electronique et de Microélectronique du Nord de Lille et Monsieur Olivier LLOPIS, Directeur de Recherche CNRS au Laboratoire d'Analyse et d'Architecture des Systèmes de Toulouse, qui ont accepté la responsabilité de juger ce travail en qualité de rapporteurs.

J'associe à ces remerciements Monsieur S. STEER, Directeur de Recherche à l'INRIA Rocquencourt, Monsieur J.C. JACQUET, Ingénieur à THALÉS-TRT Domaine de Corbeville et Monsieur P. LEVÊQUE, Chargé de Recherche CNRS à l'université de Limoges qui ont participé à ce jury de thèse.

Je tiens tout particulièrement à adresser ma reconnaissance à Monsieur le Professeur R. QUÉRÉ, responsable de l'équipe "Circuits et Sous-ensembles Électroniques Non Linéaires Hautes Fréquences" premièrement de m'avoir accueilli dans son équipe et deuxièmement d'avoir suivi de très près ce travail et m'a fait bénéficié de ces précieux conseils.

J'adresse mes très vifs remerciements à Monsieur R. SOMMET Chargé de Recherche CNRS pour la confiance et soutien apporté tout au long de cette thèse, pour ses qualités scientifiques, pour ses compétences techniques, pour sa disponibilité..., qu'il trouve ici ma profonde reconnaissance.

J'exprime également ma gratitude à Monsieur le Professeur J. OBREGON pour son aide dans tout ce qui concerne le bruit dans les composants semi-conducteurs, qu'il trouve ici l'expression de ma profonde reconnaissance.

Mes remerciements vont aussi à Mademoiselle H. BREUZARD secrétaire de l'IRCOM Brive pour sa gentillesse, sa disponibilité et son aide précieuse durant ces trois années. J'associe à mes remerciements Madame M.C. LEROUGE, secrétaire de l'IRCOM Limoges.

Je remercie bien évidemment tous les thésards, enseignants-chercheurs et toutes les personnes que j'ai cotôyé au cours de ces trois années. Je souhaite une bonne continuation aux actuels et futurs docteurs de Brive et de Limoges.

*A ma femme
à toute ma famille
à tous ceux qui me sont chers*

Table des matières

Table des figures	ix
-------------------	----

Introduction générale

Bibliographie	5
----------------------	----------

Chapitre 1

Simulation globale

1.1	Introduction	7
1.2	Avantages et inconvénients	7
1.3	Analyse de différents types de simulation	9
1.3.1	Simulation physique	9
1.3.2	Simulation électromagnétique	15
1.3.3	Simulation thermique	16
1.3.4	Simulation de circuits	17
1.4	La plate-forme Scilab	26
1.5	Grille de calcul et métacomputing	28
1.6	Présentation du projet GASP	31
1.7	Conclusion	36

Bibliographie	37
----------------------	-----------

Chapitre 2

La boîte à outils Scilab

2.1	Introduction	43
2.2	Le simulateur physique HETSI	45

2.2.1	Les équations de transport du modèle dérive-diffusion	46
2.2.2	Normalisation des équations physiques de transport	48
2.2.3	Discrétisation des équations physiques normalisées par la méthode des différences finies	49
2.2.4	Ecriture et résolution du système numérique	51
2.3	Couplage HETSI-simulation circuit dans Scilab	54
2.3.1	Simulation non linéaire d'un circuit extérieur simple constitué de résistances	56
2.3.2	Simulation linéaire d'un circuit [15]	74
2.3.3	Simulation linéaire d'un circuit présentant des éléments parasites . .	82
2.4	Conclusion	86

Bibliographie **87**

Chapitre 3
Analyse en bruit

3.1	Introduction	91
3.2	Les phénomènes physiques responsables de bruit dans les semi-conducteurs	92
3.2.1	Le bruit de génération-recombinaison	92
3.2.2	Le bruit de diffusion	96
3.2.3	Le bruit 1/f	102
3.3	Méthodes d'analyse de bruit	104
3.3.1	L'approche collective	104
3.3.2	La méthode du champ d'impédance	107
3.3.3	Simulation numérique de bruit avec le modèle de dérive-diffusion . .	110
3.4	Résultats de simulation	116
3.5	Conclusion	122

Bibliographie **123**

Chapitre 4
Application de la simulation couplée à l'aide à la modélisation

4.1	Introduction	129
4.2	Performances des TBH sur les transistors classiques	130
4.3	Effets limitatifs dans les performances du TBH	131

4.4	Simulation de l'effet Kirk	132
4.5	Modélisation des capacités	136
4.6	Etat actuel du projet GASP	141
4.7	Conclusion	142

Bibliographie	143
----------------------	------------

Conclusion générale et perspectives
--

Annexes

1	Annexe1	149
2	Annexe2	154

Table des figures

1	Principe de la simulation globale ou simulation intégrée	2
1.1	Paramètres géométriques et technologiques utilisés dans la simulation physique	10
1.2	Formulation des équations d'état	19
1.3	La fenêtre Scilab et sa fenêtre graphique	26
1.4	Exemple d'un schéma bloc générique dans Scicos	27
1.5	figure6	28
1.6	Principe de la grille de calcul	29
1.7	Le réseau VTHD	31
1.8	Le concept GASP (Grid Application Service Provider)	32
1.9	Approche client-agents-serveurs	34
1.10	Architecture de DIET	35
2.1	Procédure de transfert de données entre HETSI et Scilab	44
2.2	La structure étudiée	45
2.3	Le diagramme de bande	47
2.4	Schéma de discrétisation spatiale	49
2.5	Couplage HETSI-circuit linéaire	55
2.6	Un TBH polarisé	56
2.7	Densités de courant au nœud de base	57
2.8	Réseau de sortie simulé du transistor	58
2.9	Un TBH polarisé en présence d'un signal d'attaque	59

2.10	Signal échantillonné utilisé au niveau de la base	63
2.11	Courant de base	63
2.12	Courant de collecteur	64
2.13	Temps de calcul itératif en fonction de nombre d'échantillons	64
2.14	Effet non linéaire sur le potentiel électrique	65
2.15	Effet non linéaire sur la densité d'électrons	66
2.16	Effet non linéaire sur la densité de trous	66
2.17	Densité d'électrons dans le TBH sur une période pour $f = 5$ GHz	67
2.18	Densité de trous dans le TBH sur une période pour $f = 5$ GHz	67
2.19	Potentiel électrique dans le TBH sur une période pour $f = 5$ GHz	68
2.20	Courant de base pour $f = 5$ GHz	73
2.21	Courant de collecteur pour $f = 5$ GHz	73
2.22	Le circuit simulé en régime linéaire	74
2.23	Les paramètres S11 et S22 pour $f = [1 \text{ MHz}, 40 \text{ GHz}]$	80
2.24	Le paramètre S12 pour $f = [1 \text{ MHz}, 40 \text{ GHz}]$	80
2.25	Le paramètre S21 pour $f = [1 \text{ MHz}, 40 \text{ GHz}]$	81
2.26	Détermination de la fréquence de transition	81
2.27	Fréquence de transition en fonction de courant de collecteur	82
2.28	Un TBH présentant des éléments parasites	83
2.29	Les paramètres S11 et S22 pour $f = [1 \text{ MHz}, 40 \text{ GHz}]$	84
2.30	Le paramètre S12 pour $f = [1 \text{ MHz}, 40 \text{ GHz}]$	84
2.31	Le paramètre S21 pour $f = [1 \text{ MHz}, 40 \text{ GHz}]$	85
2.32	Détermination de la fréquence de transition	85
3.1	Modèle de la recombinaison directe	93
3.2	Modèle de transition assistée par un piège	96
3.3	Modèle électrique de bruit thermique	98
3.4	Le facteur de bruit quantique	99
3.5	Modèle électrique d'une diode présentant un bruit shot	101
3.6	Origine de bruit $1/f$ d'après Mc Whorter	103

3.7	Modèle de ligne de transmission	105
3.8	Fonction de transfert vers l'émetteur	106
3.9	Méthode du champ d'impédance	109
3.10	Mécanisme de calcul de densité de bruit aux extrémités de composant	112
3.11	Générateurs de Thévenin ou de Norton	112
3.12	Un barreau de silicium de type n	116
3.13	Modèle électrique du barreau de silicium de type n	117
3.14	Le bruit thermique dans un semi-conducteur de type n	117
3.15	Le bruit GR direct dans un semi-conducteur de type n	118
3.16	Dépendance fréquentielle de bruit shot	119
3.17	Comparaison analytique simulation de bruit shot	119
3.18	Dépendance fréquentielle de bruit GR direct dans une diode	120
3.19	Comparaison entre la méthode directe et indirecte	120
3.20	Comparaison entre la méthode directe et indirecte	121
3.21	Simulation de bruit de diffusion pour un TBH GaInP/GaAs	121
4.1	La densité d'électrons sur la longueur du transistor	133
4.2	Le champ électrique sur la longueur du transistor	134
4.3	La densité de trous sur la longueur du transistor	134
4.4	Dégradation du gain de courant et diminution de la fréquence de transition. 135	
4.5	Courant de collecteur en fonction du dopage de collecteur	136
4.6	Circuit équivalent petit-signal : (a) relation TICC (b) modèle de Gummel	139
4.7	Capacité C_{11} du modèle TICC	140
4.8	Capacité C_{21} du modèle TICC	140
4.9	Capacité C_{BE} du modèle de Gummel	141

Introduction générale

Compte tenu de la réduction des coûts de fabrication et de la diminution des délais de mise sur le marché des produits, il est aujourd'hui indispensable avant toute réalisation d'un circuit électronique comportant des composants actifs d'en prévoir le fonctionnement par la simulation. Actuellement, les méthodes de simulation utilisées pour la conception des circuits reposent essentiellement sur une modélisation analytique des éléments linéaires ou non constituant le circuit et notamment des transistors. La valeur ou les paramètres des équations représentant les variations de ces éléments sont généralement obtenus grâce à des mesures précises réalisées dans la configuration la plus proche de celle du fonctionnement du composant lorsque ce dernier est intégré au sein de sa structure MMIC [1] [2]. Ce modèle discret ne peut représenter cependant que le comportement moyen d'un ensemble de composants élémentaires associés suivant des règles d'assemblage plus ou moins complexes. En outre, avec la montée en fréquence les dispositifs semi-conducteurs sont de plus en plus miniaturisés, les modèles analytiques deviennent de plus en plus difficiles à élaborer.

L'augmentation considérable de la puissance des ordinateurs permet désormais de réduire le nombre des simplifications que l'on observe habituellement dans les modèles à éléments discrets pour passer des lois physiques les plus fondamentales à des calculs réalisables dans un temps raisonnable, c'est la simulation numérique [3] [4] [5]. Cet essor a incité les chercheurs à travailler sur un autre type de simulation appelée simulation globale ou simulation intégrée (figure (1)) [6] [7]. Cette nouvelle approche consiste en effet à concevoir un simulateur intégrant à la fois les fonctionnalités de simulation système, simulation circuit et simulation composant tout en mélangeant de façon intime les équations de trans-

port dans les semi-conducteurs, les équations de la chaleur, l'équilibrage harmonique ainsi que la description électromagnétique des circuits. Ce nouveau type de simulateurs doit donc constituer un thème de recherche à part entière, avec pour mission de répondre aux demandes actuelles des chercheurs en matière de prototypage virtuel des systèmes, en anticipant les demandes futures des industriels.

De tels simulateurs cependant, nécessitent énormément de puissance de calcul et de grosses capacités de stockage. Une idée à long terme proposée, entre autre, par les informaticiens de l'INRIA consiste à utiliser le "métacomputing" (utilisation d'ensembles distribués de plates-formes hétérogènes) et à louer cette puissance de calcul et cette capacité mémoire à travers une grille de calcul qui peut être soit localisée dans un laboratoire mais également l'INTERNET dans un futur proche.

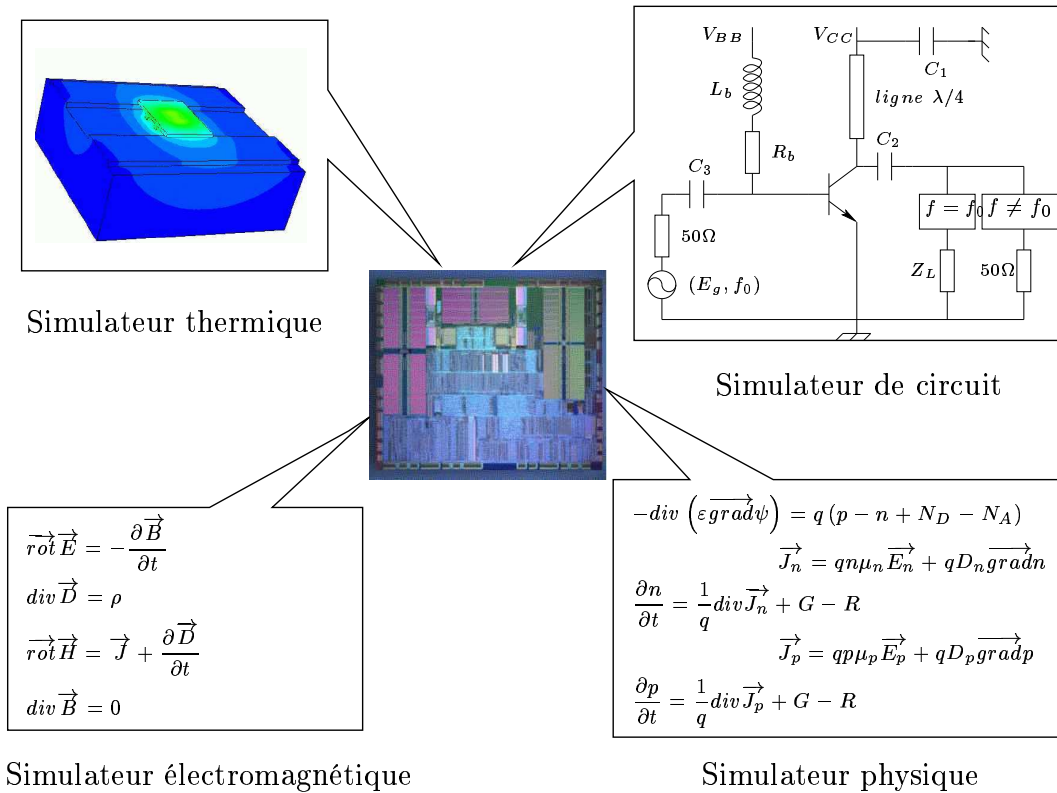


FIG. 1 – Principe de la simulation globale ou simulation intégrée

Nous proposons donc d'étudier dans la première partie de cette thèse les principes de la si-

mulation globale afin d'examiner comment passer d'une logique de conception fractionnée vers une logique de conception globale intégrant de façon cohérente plusieurs phénomènes physiques. Nous verrons notamment comment cet ensemble d'outils peut s'articuler autour de la plate-forme de calcul vectoriel, qu'est Scilab. Nous présenterons également une solution originale proposée avec notre partenaire informatique l'INRIA et étudiée dans le cadre d'un projet RNTL GASP.

La partie deux sera dédiée à la description de la boîte à outils Scilab. Nous montrerons comment nous avons intégré la simulation physique dans la simulation circuit, et nous décrirons les problèmes qui peuvent être résolus grâce à cette boîte à outils.

Dans la troisième partie nous montrerons comment utiliser notre boîte à outils dans le domaine de l'analyse en bruit de composants semi-conducteurs. Nous verrons notamment comment à travers une approche physique de sources de bruit et le simulateur global il est possible d'atteindre les caractéristiques en bruit de composants de type diode ou transistor bipolaire à hétérojonction (TBH).

La dernière partie de notre exposé s'inscrit dans le cadre d'une utilisation de notre outil en tant qu'aide à la modélisation sur la technologie TBH. Nous étudierons grâce au simulateur couplé l'effet Kirk dans le TBH, nous verrons également comment physiquement il est possible d'étudier la répartition des charges dans le TBH. Nous discuterons de l'état actuel du projet RNRL GASP.

Enfin, nous terminerons par une conclusion dans laquelle nous évoquerons les différentes perspectives offertes par ce travail.

Bibliographie

- [1] **J.P. Teyssier, M. Campovecchio, R. Sommet, J. Portilla, R. Quéré,** "A pulsed S-parameters measurements setup for the non-linear characterization of FET's and bipolar power transistors ", EuMC 1993.
- [2] **J.P. Teyssier, R. Sommet, J.J. Raoux,** "Approche intégrée pour la caractérisation et la modélisation des transistors microondes ", JNM 1993.
- [3] **B. Mayaram, B. Kartikeya, D.O. Pederson,** "Coupling algorithms for mixed-level circuit and device simulation ", IEEE Transactions on Computer Aided Design, Vol. 10, No. 8, pp. 1003-1012, August 1992.
- [4] **D.Y. Cheng, G.H. Hwang, R. Dutton,** "PISCES-MC : A multiwindow, multi-method 2-D device simulator ", IEEE Transactions on Computer-Aided Design of Integrated Circuits and Systems, Vol. 7, Issue. 9, pp. 1017-1026, September 1998.
- [5] **Selberherr,** "Analysis and Simulation of semiconductor devices ", in Springer-Verlag Vienna, ISBN 32118180063-540-66583-8.
- [6] **R. Sommet,** "Intégration d'un modèle physique de transistor bipolaire à hétéro-jonction dans l'environnement de la C.A.O non- linéaire des circuits monolithiques micro-ondes ", Thèse de l'université de Limoges, n° 38-96, Octobre 1996.
- [7] **R. Sommet, Y. Perréal,** "Les simulateurs intégrés : couplage transport et circuits passifs ", JNM- Paris - Journée CAO, 1995.

Chapitre 1

Simulation globale

1.1 Introduction

La simulation globale est une activité pluridisciplinaire [1] [2] puisqu'un simulateur global doit intégrer dans le même environnement logiciel, l'ensemble des connaissances physiques, mathématiques et informatiques nécessaires à la formulation et au traitement numérique des modèles. Elle représente également une activité incontournable pour la mise au point des technologies basées sur de nouveaux matériaux et de nouvelles architectures de dispositifs, et plus généralement pour aider à la compréhension et à la modélisation des mécanismes physiques mis en jeu en micro- et nano- électronique.

1.2 Avantages et inconvénients

Pour répondre aux exigences de la simulation globale, l'activité de conception des circuits doit alors évoluer d'une logique de conception fractionnée, dans laquelle l'influence des phénomènes et paramètres de nature différente (électrique, électromagnétique, thermique, technologique,...) déterminant le fonctionnement d'un dispositif, est abordée de façon plus ou moins indépendante, vers une logique de conception globale intégrant de façon cohérente tous ces phénomènes. Elle doit présenter un caractère encore plus prédictif de façon à limiter les étapes successives de prototypage et caractérisation associées. Nous rencontrons dans la littérature plusieurs travaux qui ont été établis dans ce sens, parmi

lesquels des couplages entre différents types de simulateurs ont été réalisés dans [3] [4] [5] [6].

Le choix d'un outil de modélisation de circuits résulte d'un compromis entre d'un part, le réalisme et donc l'intérêt des résultats obtenus et d'autre part, l'efficacité et donc le coût d'exploitation du modèle. Ce choix est crucial en ce qui concerne les outils théoriques basés sur une approche physique, grands consommateurs de ressources informatiques.

Dans ce contexte, le challenge aujourd'hui en cours, en terme d'amélioration significative du caractère prédictif des logiciels de conception de circuits, réside dans le couplage de simulateurs basés sur une approche physique avec la simulation circuit, c'est la modélisation TCAD (Technology Computer Aided Design), appelée aussi modélisation numérique [7] [8]. Par approche physique, nous entendons une approche basée sur une description précise à l'échelle locale des phénomènes mis en jeu dans le fonctionnement du dispositif, étendue à l'ensemble ou à une partie suffisamment réaliste du circuit. La simulation TCAD se situe au niveau macroscopique permettant de voir encore ce qui se passe à l'intérieur des matériaux. Elle pourrait aussi se définir comme le niveau de modélisation permettant de simuler tout un composant en un temps acceptable, avec le maximum de physique à l'intérieur, ce maximum n'étant donc limité que par la puissance des ordinateurs.

Les avantages potentiels qu'on peut tirer de ce couplage sont :

- l'analyse directe de l'influence des paramètres technologiques des composants semi-conducteurs actifs sur les grandeurs fonctionnelles d'un circuit,
- une description précise des formes d'ondes des signaux électriques développés dans le circuit ainsi qu'un accès à la dynamique interne des porteurs dans les composants semi-conducteurs,
- l'étude de régimes de fonctionnement quelconques en terme de polarisation continue, amplitude de signaux, schéma de modulation, température, non linéarité, fréquence (ondes millimétriques...),
- une utilisation en tant qu'outil de recherche et d'investigation pour des circuits utilisant des composants semi-conducteurs sur des concepts nouveaux.

Les obstacles que l'on peut rencontrer dans ce type de simulation sont peu nombreux mais ils sont d'une importance capitale :

- la nécessité d’avoir des connaissances approfondies dans chacun des domaines de la physique,
- ce type de simulation nécessite des temps de calcul prohibitifs et réclame de grosses capacités mémoire et de stockage.

1.3 Analyse de différents types de simulation

La conception et la réalisation d’un circuit MMIC hautes fréquences tel que nous l’avons présenté précédemment exige du concepteur un savoir faire dans tous les domaines de la physique : la simulation physique des composants semi-conducteurs, la simulation thermique de ces mêmes composants si on veut avoir de la puissance, la simulation électromagnétique pour les composants passifs et enfin la simulation linéaire ou non-linéaire de circuit global. Des études de couplage entre surtout simulateur physique et simulateur de circuit pour différents régimes de fonctionnement ont été examinées dans les papiers [6] [9] [10] [11], nous trouvons aussi d’autre type de couplage comme celui présenté dans [12] qui traite à la fois un couplage entre simulateurs physique, circuit et thermique.

1.3.1 Simulation physique

La simulation physique de composants semi-conducteurs est basée sur la mise en œuvre de différents types de modèle. Les plus connus dans la littérature sont le modèle dérive-diffusion basé sur la résolution des équations de transport [1] [2], le modèle hydrodynamique basé sur la résolution des équations de transport associées à l’état énergétique de porteurs de charge [13] [14], le modèle ab-initio appelé aussi modèle quantique dérivé directement des équations de Schrödinger [15] [16], le modèle Monté Carlo basé sur des calculs statistiques [17] [18] qui permet d’effectuer des prédictions à partir de multiples variables. Il existe pour ces types de simulation de nombreux logiciels, soit commerciaux, soit de laboratoire. Certains comportent des codes sources à une dimension, deux dimensions ou à trois dimensions utilisant des approximations plus ou moins fines des équations fournies par la physique des semi-conducteurs, les plus connus dans la littérature sont SEDAN III [19], PISCES 2ET [20], MINIMOS [21], ISE [22], SILVACO [23].

Les simulateurs basés sur le modèle dérive-diffusion résolvent numériquement l'équation de Poisson, les deux équations de continuité en électrons et en trous, avec les deux expressions de courant de trous et d'électrons, en tenant compte des paramètres technologiques et géométriques du composant semi-conducteur de la figure (1.1).

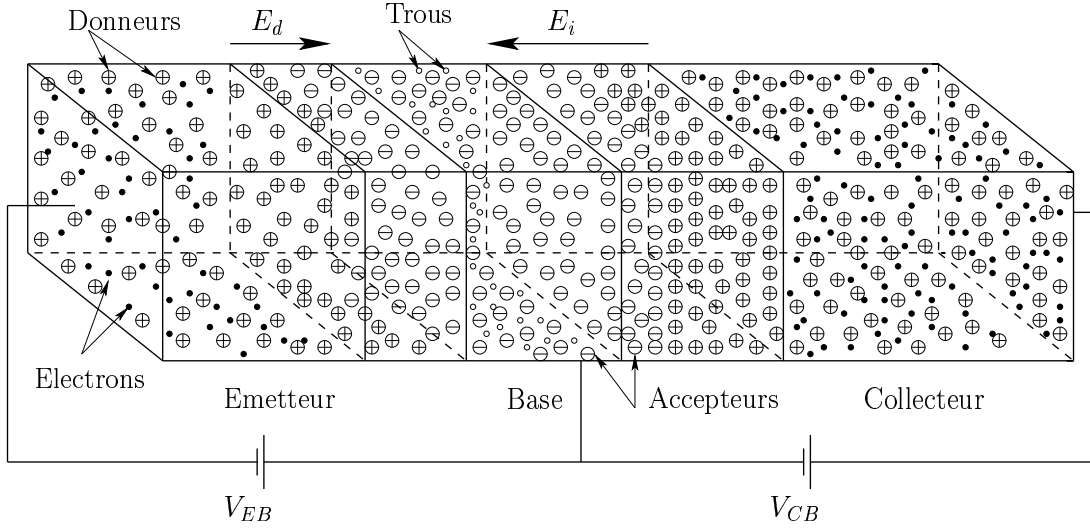


FIG. 1.1 – Paramètres géométriques et technologiques utilisés dans la simulation physique

Les équations mathématiques du modèle dérive-diffusion à une dimension sont les suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} -\frac{\partial}{\partial x} \left(\varepsilon \frac{\partial \psi}{\partial x} \right) = q(p - n + N_D - N_A) \\ \frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{q} \frac{\partial J_n}{\partial x} + G - R \\ \frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{1}{q} \frac{\partial J_p}{\partial x} + G - R \\ J_n = qn\mu_n E_n + qD_n \frac{\partial n}{\partial x} \\ J_p = qp\mu_p E_p - qD_p \frac{\partial p}{\partial x} \end{array} \right. \quad (1.1)$$

Dans ces équations ε représente la permittivité du matériau, ψ le potentiel électrostatique, $n(p)$ la concentration d'électrons (trous), $N_D^+(N_A^-)$ la concentration des donneurs ionisés (accepteurs ionisés), $J_n(J_p)$ la densité de courant d'électrons (trous), q la charge d'électron, $G(R)$ le taux de génération (recombinaison), $\mu_n(\mu_p)$ la mobilité d'électrons (trous),

$E_n(E_p)$ le champ électrique vu par les électrons (trous), $D_n(D_p)$ la diffusivité d'électrons (trous).

Les objectifs visés par ce type de simulation consistent à analyser physiquement les caractéristiques essentielles liées au fonctionnement d'un composant semi-conducteur pour différents types d'applications. Ils permettent de prévoir les performances potentielles et de définir les conditions à respecter pour leur optimisation (exemple : effet Kirk, avalanche ...). Ils constituent une aide indispensable à la réalisation technologique des composants millimétriques compte tenu de leur complexité. Du fait de la montée en fréquence qui cause la réduction nécessaire des dimensions des composants, les chercheurs s'orientent de plus en plus vers le transport quantique [15] [16].

La simulation physique représente bien entendu le coeur du simulateur global compte tenu de la présence des composants semi-conducteurs dans les circuits. Il faut néanmoins que les codes de simulation soient ouverts et rapides car ils seront très souvent sollicités. Ils doivent bien évidemment rendre compte des effets dynamiques et présenter une robustesse de convergence bien établie pour tous les régimes de fonctionnement.

Le modèle mathématique présenté équations (1.1) représente un système d'équations non-linéaires aux dérivées partielles temporelles et spatiales. Celles-ci permettront d'accéder à la dynamique du dispositif semi-conducteur considéré par des simulations numériques. Nous présentons alors brièvement les deux méthodes d'intégration numérique des équations différentielles, les méthodes explicites et les méthodes implicites, nous verrons que l'une d'entre elles est beaucoup mieux adaptée à la simulation globale.

Méthodes explicites

Nous allons tout d'abord nous intéresser à la méthode d'Euler puis à la méthode de Runge-Kutta d'ordre 4, ces deux méthodes sont à pas constant. Le principe consiste à établir une relation entre x_{i+1} et x_i . Avec la connaissance de x_0 nous pourrions calculer ainsi toutes les valeurs de x_1 à x_n .

Méthode d'Euler Dans ce paragraphe l'exemple pris est une équation de type :

$$x' = f(t, x) \quad (1.2)$$

avec x_0 connu et x' la dérivée de x par rapport à t .

Pour trouver la relation entre x_i et x_{i+1} , on effectue un développement de Taylor à l'ordre 1 de $x(t_i + h) = x(t_{i+1}) = x_{i+1}$ (h correspondant au pas temporel de la méthode) ce qui donne :

$$x_{i+1} = x(t_i + h) = x(t_i) + hx'(t_i) + O(h^2) \quad (1.3)$$

or, vu que $x(t_i)$ et $x'(t_i) = f(t_i, x(t_i)) = f(t_i, x_i)$, on a finalement :

$$x_{i+1} = x_i + hf(t_i, x_i) + O(h^2) \quad (1.4)$$

Cette méthode converge très mal mais est peu coûteuse en temps de calcul. Elle peut être appropriée dans le cas où l'on cherche à avoir une approche rapide du résultat d'une seule équation différentielle. Elle est par contre très facile à mettre en œuvre [24]

Méthode de Runge-kutta d'ordre 4 Nous utilisons l'équation (1.2) pour expliquer cette méthode. Un développement de Taylor à l'ordre 4 est utilisé et une moyenne pondérée sur toutes les estimations de x_{i+1} est réalisée. L'expression liant x_{i+1} et x_i est donnée par l'équation suivante [24] :

$$x_{i+1} = x_i + \frac{h}{6} (k_1 + 2k_2 + 3k_3 + k_4) \quad (1.5)$$

avec $k_1 = f(t_i, x_i)$, $k_{2(3)} = f\left(t_i + \frac{h}{2}, x_i + \frac{h}{2}k_{1(2)}\right)$, et $k_4 = f(t_i + h, x_i + hk_3)$.

Cette méthode est précise et converge rapidement, mais elle est assez coûteuse en temps de calcul car elle nécessite d'évaluer quatre fois la fonction f de manière itérative et peut se révéler peu efficace pour certains types d'équations différentielles comme les systèmes d'équations à variations très rapides tel que le système (1.1) par exemple.

Nous pouvons démontrer avec un exemple simple que les méthodes explicites ne sont pas toujours stables, reprenant l'équation (1.2) en prenant pour $f(t, x) = -cx$ avec $c > 0$ (système du premier ordre à coefficient constant). L'équation (1.4) devient alors :

$$x_{i+1} = x_i + hx'_i = (1 - ch)x_i \quad (1.6)$$

Il est clair d'après l'équation ci-dessus que pour avoir stabilité de la méthode il est nécessaire d'assurer que la raison de la suite géométrique $|1 - ch| < 1$.

Méthode implicite

Lorsqu'on travaille avec plus d'une équation différentielle du premier ordre, on peut se trouver dans le cas d'un système d'équations à variations très rapides. Ce problème apparaît fréquemment dans les équations en physique en raison de l'existence de constantes de temps caractéristiques très différentes. Ces constantes vont faire décroître plus ou moins rapidement les différentes composantes du système. Ce problème peut être illustré par un exemple simple.

On considère tout d'abord les équations indépendantes suivantes :

$$y' = -y \quad (1.7)$$

$$z' = -1000z \quad (1.8)$$

avec $y(0) = 1$ et $z(0) = 1$.

Les solutions sont $y = \exp(-t)$ et $z = \exp(-1000t)$. On peut noter qu'il existe un facteur 1000 entre les deux constantes de temps, les taux de croissance de y et z seront donc très différents. À partir des équations (1.7) et (1.8), on écrit les deux équations (1.9) et (1.10) dont les variables u et v sont dépendantes en posant $u = 2y - z$ et $v = -y + z$.

$$u' = 998u + 1998v \quad (1.9)$$

$$v' = -999u + 1999v \quad (1.10)$$

Les solutions sont donc :

$$u(t) = 2\exp(-t) - \exp(-1000t) \quad (1.11)$$

$$v(t) = -\exp(-t) + \exp(-1000t) \quad (1.12)$$

Si on intègre numériquement les équations (1.9) et (1.10) avec les méthodes explicites présentées au paragraphe précédent, la présence du terme $\exp(-1000t)$ va nécessiter d'utiliser un pas d'intégration $h \ll 1/1000$ pour que la méthode soit stable bien que ce terme soit négligeable dans les calculs de u et v dès qu'on s'éloigne de l'origine. C'est le problème récurrent apparaissant dans les équations "raïdes". Ces dernières peuvent être résolues de manière précise uniquement par des méthodes d'intégration implicites.

Le problème d'instabilité ci-dessus peut être évité si on adopte le schéma de différentiation (équation (1.13)). Il peut être illustrer avec le même exemple que l'équation (1.6) mais cette fois-ci elle est basée sur une évaluation de la dérivée à l'itération $i+1$. Cette méthode est également connue sous le nom de Euler arrière.

$$x_{i+1} = x_i + hx'_{i+1} = \frac{x_i}{1 + ch} \quad (1.13)$$

c et h étant des constantes positives, il est évident d'après l'équation ci-dessus que la méthode est stable sans aucune condition car $\frac{1}{1 + ch} < 1$.

Ces propriétés comportementales intéressantes de la méthode implicite concernent uniquement les systèmes linéaires, mais même dans le cas général de systèmes quelconques, la méthode implicite apporte une stabilité accrue. Le fait d'augmenter le pas d'intégration h influencera la précision avec laquelle nous évoluerons vers la solution mais la stabilité sera maintenue. D'autre part il faut songer que dans le cas du couplage avec de la simulation circuit, ce sont les générateurs extérieurs associés au circuit qui imposent leur fréquence. Nous pourrons donc dans le cas d'une simulation physique basée sur un schéma implicite travailler directement avec les signaux de commandes échantillonnés pour la résolution circuit.

1.3.2 Simulation électromagnétique

Les parties passives linéaires dans un circuit MMIC peuvent désormais faire l'objet d'une analyse électromagnétique rigoureuse [25]. En effet, les concepteurs des circuits passifs hyperfréquences raisonnent en termes d'énergie qui se propage le long de guide d'onde, énergie transmise ou réfléchi, fréquence par fréquence. Dans ce type de simulation on travaille en linéaire et c'est la géométrie des circuits qui commande en grande partie ses caractéristiques de fonctionnement. Contrairement aux simulateurs des composants semi-conducteurs, il est possible de réaliser une seule et unique simulation pour les parties passives et de faire appel aux résultats obtenus autant de fois que nécessaire dans la procédure de résolution itérative du circuit global dans le simulateur intégré.

En hyperfréquence, l'utilisation de moteurs de simulation électromagnétique est prépondérante. Ces simulateurs calculent les équations de Maxwell complètes données dans (1.14) au nœuds d'un maillage défini en fonction de la géométrie de la structure à étudier. Ce maillage s'adapte à la structure du composant afin de limiter les temps de calcul. On trouve des moteurs EM 3D spécialement dédiés à certaines structures particulières comme les cavités ou les circuits résonnant qui ont besoin de simulation dans les trois dimensions. Ces moteurs, bien que très précis dans leurs résultats, nécessitent des puissances de calcul relativement importantes et surtout, ne sont pas très rapides. Mais bien souvent, le circuit à étudier ne nécessite pas de tels calculs. C'est pourquoi des simulateurs 2D ont vu le jour. Ces techniques de calcul portent uniquement sur le calcul des champs électromagnétiques à la surface d'un élément de circuit (une piste, une plaque, une spirale...). Ils sont beaucoup plus rapides que les moteurs 3D et offrent une approximation correcte.

$$\begin{cases} \operatorname{rot} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \\ \operatorname{div} \vec{D} = \rho \\ \operatorname{rot} \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \\ \operatorname{div} \vec{B} = 0 \end{cases} \quad (1.14)$$

\vec{E} (\vec{H}) est le champ électrique (champ magnétique),

\vec{D} (\vec{B}) est l'induction électrique (induction magnétique) tel que :

$$\vec{D} = \varepsilon \vec{E} \text{ et } \vec{B} = \mu \vec{H}$$

avec ε représente la permittivité du milieu et μ représente la perméabilité du milieu

\vec{J} est la densité de courant et ρ est la densité de charges.

Les méthodes numériques essentiellement développées pour concevoir ces simulateurs sont d'une part la méthode des éléments finis [26] et d'autre part la méthode des différences finies [1] sans oublier la méthode TLM (Transmission Line Matrix) [27] qui est la plus récente des trois, elle a connue un vif succès depuis quelques années. C'est avec ce type d'outils que l'on extrait les paramètres S d'un circuit avec une grande exactitude, et c'est avec ces logiciels que les concepteurs de circuits RF travaillent désormais couramment.

1.3.3 Simulation thermique

La simulation thermique de composant a fait son apparition depuis quelques années et est quasiment devenue une étape incontournable de la simulation. En effet, la montée en puissance des dispositifs et une technologie basée sur des nouveaux matériaux (GaN) a fait qu'il est fondamental aujourd'hui de connaître l'évolution des grandeurs électriques avec la température d'un point de vue statique et même d'un point de vue dynamique avec des systèmes de type RADAR pulsé.

La simulation thermique est basée sur le principe de transfert de la chaleur donné par l'équation (1.15). Ce dernier suppose que la chaleur est transférée d'un point à un autre sous l'influence d'une différence de température entre ces deux points, le sens de flux est de la température la plus haute vers la température la plus basse. Trois modes de transfert sont possibles : conduction, convection et rayonnement.

La conduction est le transfert de chaleur par contact direct entre les molécules, la convection est un processus combinant conduction, mouvement de masse et stockage d'énergie, le rayonnement est l'échange de chaleur entre deux points, séparés dans l'espace, par rayonnement électromagnétique.

$$\operatorname{div} \left(k(T) \overrightarrow{\operatorname{grad}T} \right) = \frac{\partial T}{\partial t} \quad (1.15)$$

k représente la conductivité thermique,

T représente la température.

Dans le cas d'un composant électronique actif (Transistor par exemple) le transfert de chaleur s'effectue de la zone active du transistor où coexiste champ et courant et où est générée la chaleur, vers l'extérieur par conduction (vers la face arrière du composant) mais également par convection et rayonnement (partie supérieure et latérale du composant).

Il existe plusieurs simulateurs thermiques (ANSYS, FLOTHERM, FLUENT, MODULEF . . .) basés sur divers techniques de discrétisation de l'équation de la chaleur (éléments finis, différences finies . . .). La plus apte dans le cas d'un transistor compte tenu de leur géométrie et la méthode des éléments finis. Cependant il est difficilement envisageable d'intégrer ces simulateurs puisque les échanges thermiques sont toujours en trois dimensions ce que rend le temps de calcul prohibitif.

Pour palier à ce défaut et intégrer la simulation thermique à la simulation circuit, il a été développé depuis quelques années des procédures de réduction de modèles. Ces modèles dit "réduits" basés sur la modélisation physique 3D permettent d'allier précision et rapidité dans leur utilisation [29] [30].

1.3.4 Simulation de circuits

Traditionnellement, en conception électronique, les outils et les méthodes diffèrent fondamentalement selon que l'on s'intéresse à un circuit purement numérique, à un circuit analogique basse fréquence, à un circuit RF ou bien à un circuit en hyperfréquence.

Du côté des conceptions numériques et analogiques, les simulations se font dans le domaine temporel. En hyperfréquence, les simulations se font habituellement dans le domaine fréquentiel. Entre les deux, c'est à dire dans le domaine des circuits RF, on ne peut pas dire qu'il existe une technique de simulation prépondérante. De toute façon les concepteurs

dans ce domaine sont intéressés par des données dans le domaine fréquentiel : paramètres S, gain en puissance, mesures de bruit, mesures de distorsion du signal, points d'interception du troisième ordre... Or dans certain cas, il faut simuler des fonctionnements non-linéaires qui génèrent des harmoniques (comme dans les amplificateurs de puissance, les mélangeurs, les oscillateurs). Donc, ce n'est grâce à l'emploi d'un ensemble de simulateurs que l'on peut maîtriser sa conception.

Les méthodes de développement de circuits RF et hyper se doivent donc d'intégrer plusieurs techniques complémentaires, dans les domaines électromagnétique, temporel et fréquentiel, qu'il faudra savoir utiliser selon la nature et les particularités de son circuit. Il s'agit d'une part de la méthode d'intégration temporelle et d'autre part de la méthode d'équilibrage harmonique. D'autres méthodes utilisant à la fois l'analyse temporelle et fréquentielle peuvent être utilisées dans le cadre de signaux modulés. Ce sont les méthodes dites de transitoire d'enveloppe [39].

La méthode d'intégration temporelle La méthode d'intégration temporelle [31] consiste en une intégration directe, pas à pas, du système d'équations d'état non linéaires (1.19) décrivant le circuit et permet ainsi en principe de décrire l'état transitoire et établi du système à analyser. La progression vers le régime établi s'effectue sans tenir compte de la périodicité à laquelle nous devons aboutir en régime permanent.

Pour comprendre comment écrire un système d'équations d'état dans un circuit présentant des éléments non-linéaires, nous considérons l'exemple de la figure (1.2) :

Nous écrivons l'équation d'état au nœud 1, la loi de nœud donne :

$$g(V_3 - V_1) + i_L + \frac{\partial}{\partial t}q(V_2 - V_1) = 0 \quad (1.16)$$

On peut écrire aussi l'équation d'état au niveau de l'inductance non-linéaire L :

$$i_L - \frac{\partial}{\partial t}\varphi(V_4 - V_1) = 0 \quad (1.17)$$

Les sources indépendantes du courant peuvent être introduites au niveau du deuxième

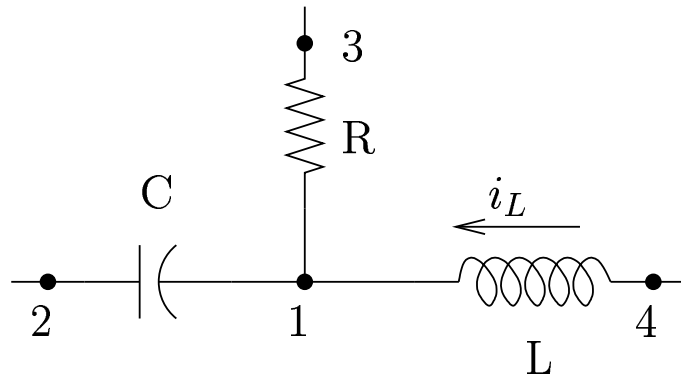


FIG. 1.2 – Formulation des équations d'état

membre des équations d'état. Les sources indépendantes de tension sont introduites avec des nouvelles équations d'état. Supposant qu'une source de tension de valeur V_{app} soit connectée entre deux nœuds n_1 et n_2 , on peut écrire alors :

$$V_{n1} - V_{n2} - V_{app} = 0 \quad (1.18)$$

Cette source de tension donne naissance à une autre variable d'état i_{src} représentant le courant provenant du nœud n_1 et allant vers le nœud n_2 .

D'une manière générale, l'approche nodale modifiée (MNA) [32] donne les équations d'état dans un circuit avec la forme suivante :

$$g(x(t)) + \frac{\partial}{\partial t} q(x(t)) + y(t) \otimes x(t) - w(t) = 0 \quad (1.19)$$

où :

$x(t)$ est le vecteur des variables d'état, il comporte les tensions aux différents nœuds et les courants parcourant les inductances non linéaires.

$g(x(t))$ est la somme des courants parcourant les résistances non-linéaires et les inductances non linéaires.

$q(x(t))$ est le vecteur des charges des capacités et le flux d'inductances.

$w(t)$ est le vecteur d'excitations des sources indépendantes de tension et courant.

$y(t) \otimes x(t)$ est une matrice qui correspond à la réponse des éléments distribués à caractérisation fréquentielle (une ligne de transmission par exemple).

L'analyse transitoire a été la méthode la plus utilisée pour la simulation des circuits et dispositifs semi-conducteurs soumis à des forts signaux. Elle est basée sur l'approximation de l'opérateur $\partial/\partial t$ par une expression de différence finie. Supposant que le vecteur $x(t)$ est connu aux instants t_0, t_1, \dots, t_{k-1} , l'analyse transitoire suppose une approximation du vecteur dérivé du charge/flux à l'instant de temps t_k . Pour cela il existe plusieurs approximations parmi lesquelles les approximations (1.20) et (1.21) de premier ordre de Euler arrière et Trapezoidale respectivement :

$$\frac{\partial}{\partial t} q(x(t_k)) \approx \frac{q(x(t_k)) - q(x(t_{k-1}))}{t_k - t_{k-1}} \quad (1.20)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} q(x(t_k)) \approx \frac{q(x(t_k)) - q(x(t_{k-1}))}{\frac{1}{2}(t_k - t_{k-1})} - \frac{\partial}{\partial t} q(x(t_{k-1})) \quad (1.21)$$

En appliquant l'approximation de Euler arrière sur le système d'équations d'état (1.19), nous trouvons le nouveau système discrétisé des équations d'état suivant :

$$g(x(t_k)) + \frac{q(x(t_k)) - q(x(t_{k-1}))}{t_k - t_{k-1}} + \int_0^{t_k} y(t_k - \tau) x(\tau) d\tau - w(t_k) = 0 \quad (1.22)$$

Une approximation de l'intégrale de convolution ci-dessus est donnée de la façon suivante comme montré dans [33] :

$$\int_0^{t_k} y(t_k - \tau) x(\tau) d\tau = \int_0^{t_{k-1}} y(t_k - \tau) x(\tau) d\tau + \int_{t_{k-1}}^{t_k} y(t_k - \tau) x(\tau) d\tau \approx A_k + B_k x(t_k) \quad (1.23)$$

Avec cette formule le système (1.19) sera résolu pour la variable d'état $x(t_k) = x_k$ avec la méthode itérative de Newton-Raphson.

La remarque importante que l'on peut faire de cette analyse ce que le pas temporel $\Delta t_k = t_k - t_{k-1}$ doit être choisi suffisamment petit pour que le schéma de discrétisation

dans (1.22) donne une bonne approximation à l'intégrale continue. Cela pose énormément de problèmes en matière de temps de calcul dans le cas de la présence de deux signaux de fréquences très différentes.

Considérons l'exemple suivant qui représente la superposition de deux signaux ayant des fréquences $1GHz$ et $1KHz$:

$$f(t) = \cos(2\pi 10^3 t) + \cos(2\pi 10^9 t) \quad (1.24)$$

Le pas temporel Δt_k doit être inférieur à $\frac{1}{100}ns$ devant une période de $1ms$ pour qu'on puisse simuler d'une manière exacte et efficace le signal haute fréquence. Ainsi pour achever la simulation il faut compter environ 100 millions de pas temporel, une valeur énorme qui rend le temps de calcul prohibitif.

La méthode d'équilibrage harmonique [34] La solution en régime établi d'un système d'équations différentielles non-linéaires est une solution qui est proche des conditions de son état initial [35] [36]. Il existe en effet divers types de solutions concernant cet état établi qui sont très intéressants dans les applications analogiques, en commençant par le régime continu DC où tout le système et la solution sont constants dans le temps. Le simulateur linéaire simulant le régime linéaire est le plus simple dans le domaine fréquentiel, en fait il suppose une excitation de faible amplitude autour de point de polarisation (régime DC), ce qui permet de calculer la réponse AC petit signal en linéarisant le système. Il est présent chez tous les fournisseurs de solution et permet de calculer les paramètres S, le gain en puissance, différentes représentations du bruit, les points d'interception du 3^{ème} ordre, les points de compression, ... etc. Seulement, dans un certain nombre de cas (Amplificateur de puissance, mélangeur, oscillateur), les fonctions étudiées ne sont plus linéaires. Il faut alors une technique de simulation qui tienne compte des harmoniques d'un signal. C'est le but de l'algorithme appelé équilibrage harmonique ou en anglais Harmonic Balance [37] [38]. Il consiste à rechercher la solution en régime établi des équations décrivant le circuit comme étant une combinaison linéaire de fonctions de bases sinusoïdales prédéterminées judicieusement. Il présente les résultats sous la forme d'un spectre dans le domaine de fréquences. Sa solution $x(t)$ satisfait la condition de périodicité (1.25).

Une des limites fondamentales de la simulation de type Harmonic Balance est qu'elle n'est plus valide dès lors qu'il n'y a plus de régime établi.

$$x(t + T) = x(t) \quad (1.25)$$

Dans les applications haute fréquence, la solution des équations d'état (1.19) par la méthode transitoire peut être gourmande en temps de calcul, elle est remplacée alors par l'équilibrage harmonique qui est une technique d'analyse non-linéaire dans le domaine fréquentiel. Elle utilise le domaine fréquentiel pour décrire la partie (ou sous-circuit) linéaire du système à analyser, et n'utilise le domaine temporel que pour la description des éléments (ou sous-circuit) non-linéaires. Une transformée de Fourier permet à chaque itération, lors de la recherche itérative d'une solution, de raccorder les variables à l'interface entre sous-circuit linéaire et sous-circuit non linéaire.

Le vecteur d'état $x(t)$ dans l'équation (1.19) peut être écrit dans le domaine de Fourier sous forme d'une somme de sinus et de cosinus avec des coefficients inconnus dont la technique d'équilibrage harmonique cherche à déterminer. Dans la pratique, un nombre fini d'harmoniques paraît suffisant pour représenter $x(t)$ avec une exactitude appréciée. Les équations d'état sont transformées dans le domaine de Fourier, ainsi nous obtenons une série d'équations algébriques non linéaires. Nous résolvons alors ce système avec une méthode itérative de type Newton pour les coefficients inconnus de Fourier, le processus d'itération s'arrête après la satisfaction d'une certaine condition de précision. Les coefficients obtenus caractérisent réellement la solution en état établi puisque nous l'avons supposé dès le début.

Il existe en effet plusieurs manières d'écrire la Transformée de Fourier Discrète (TFD) permettant le passage du domaine temporel au domaine fréquentiel, la façon la plus générale est la suivante :

$$X_k = \frac{1}{N_s} \sum_{i=0}^{N_s-1} x(i) e^{-j2\pi \frac{ik}{N_s}} \quad (1.26)$$

N_s : nombre d'échantillons considérés,

X_k : les coefficients de Fourier à déterminer.

$x(i)$: l'échantillon temporel i .

Nous allons nous intéresser à la TFD monolatérale compte tenu du fait que l'on travaille avec des signaux réels. Alors $X_{-k} = X_k^*$ ce que donne une autre écriture de la TFD que celle de (1.26).

$$\begin{cases} X_k^R &= \frac{1}{N_s} \sum_{i=0}^{N_s-1} x(i) \cos\left(2\pi k \frac{i}{N_s}\right) \\ X_k^I &= -\frac{1}{N_s} \sum_{i=0}^{N_s-1} x(i) \sin\left(2\pi k \frac{i}{N_s}\right) \end{cases} \quad (1.27)$$

X_k^R et X_k^I représentent respectivement les parties réelle et imaginaire de X_k .

La transformée de Fourier discrète inverse peut être donnée alors par :

$$x(i) = X_0^R + \sum_{k=1}^{N_h} \left(X_k^R \cos\left(2\pi k \frac{i}{N_s}\right) - X_k^I \sin\left(2\pi k \frac{i}{N_s}\right) \right) \quad (1.28)$$

où : N_h représente le nombre d'harmoniques.

L'écriture matricielle de ces transformées de Fourier est donnée ci-dessous :

$$\begin{bmatrix} X_0 \\ X_1^R \\ X_1^I \\ \vdots \\ X_{N_h}^R \\ X_{N_h}^I \end{bmatrix} = \Gamma \times \begin{bmatrix} x(0) \\ x(1) \\ x(2) \\ \vdots \\ x(N_s-2) \\ x(N_s-1) \end{bmatrix} \quad \text{et} \quad \begin{bmatrix} x(0) \\ x(1) \\ x(2) \\ \vdots \\ x(N_s-2) \\ x(N_s-1) \end{bmatrix} = \Gamma^{-1} \times \begin{bmatrix} X_0 \\ X_1^R \\ X_1^I \\ \vdots \\ X_{N_h}^R \\ X_{N_h}^I \end{bmatrix} \quad (1.29)$$

tel que :

$$\Gamma = \frac{1}{N_s} \begin{bmatrix} 1 & 1 & 1 & \dots & 1 & 1 \\ 1 & \cos\left(2\pi \frac{1}{N_s}\right) & \cos\left(2\pi \frac{2}{N_s}\right) & \dots & \cos\left(2\pi \frac{N_s-2}{N_s}\right) & \cos\left(2\pi \frac{N_s-1}{N_s}\right) \\ 0 & -\sin\left(2\pi \frac{1}{N_s}\right) & -\sin\left(2\pi \frac{2}{N_s}\right) & \dots & -\sin\left(2\pi \frac{N_s-2}{N_s}\right) & -\sin\left(2\pi \frac{N_s-1}{N_s}\right) \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ 1 & \cos\left(2\pi N_h \frac{1}{N_s}\right) & \cos\left(2\pi N_h \frac{2}{N_s}\right) & \dots & \cos\left(2\pi N_h \frac{N_s-2}{N_s}\right) & \cos\left(2\pi N_h \frac{N_s-1}{N_s}\right) \\ 0 & -\sin\left(2\pi N_h \frac{1}{N_s}\right) & -\sin\left(2\pi N_h \frac{2}{N_s}\right) & \dots & -\sin\left(2\pi N_h \frac{N_s-2}{N_s}\right) & -\sin\left(2\pi N_h \frac{N_s-1}{N_s}\right) \end{bmatrix}$$

et

$$\Gamma^{-1} = \begin{bmatrix} 1 & 2 & 0 & \dots & 2 & 0 \\ 1 & 2\cos\left(2\pi\frac{1}{N_s}\right) & -2\sin\left(2\pi\frac{1}{N_s}\right) & \dots & 2\cos\left(2\pi\frac{N_h}{N_s}\right) & -2\sin\left(2\pi\frac{N_h}{N_s}\right) \\ 1 & 2\cos\left(2\pi\frac{2}{N_s}\right) & -2\sin\left(2\pi\frac{2}{N_s}\right) & \dots & 2\cos\left(2\pi\frac{2N_h}{N_s}\right) & -2\sin\left(2\pi\frac{2N_h}{N_s}\right) \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ 1 & 2\cos\left(2\pi\frac{N_s-2}{N_s}\right) & -2\sin\left(2\pi\frac{N_s-2}{N_s}\right) & \dots & 2\cos\left(2\pi\frac{N_h(N_s-2)}{N_s}\right) & -2\sin\left(2\pi\frac{N_h(N_s-2)}{N_s}\right) \\ 1 & 2\cos\left(2\pi\frac{N_s-1}{N_s}\right) & -2\sin\left(2\pi\frac{N_s-1}{N_s}\right) & \dots & 2\cos\left(2\pi\frac{N_h(N_s-1)}{N_s}\right) & -2\sin\left(2\pi\frac{N_h(N_s-1)}{N_s}\right) \end{bmatrix}$$

En considérant une seule excitation sinusoïdale extérieure $w(t)$ pour la résolution du système d'équations d'état (1.19) en équilibrage harmonique, ainsi nous pouvons le transformer dans le domaine de Fourier en utilisant Γ et Γ^{-1} :

$$\Gamma g(\Gamma^{-1}X) + \Omega \Gamma q(\Gamma^{-1}X) + Y \cdot X - \Gamma^{-1}W = 0 \quad (1.30)$$

avec :

$$\Omega = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \dots & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -\omega & 0 & 0 & \dots & 0 & 0 \\ 0 & \omega & 0 & 0 & 0 & \dots & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & -2\omega & \dots & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 2\omega & 0 & \dots & 0 & 0 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -N_h\omega \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & N_h\omega & 0 \end{bmatrix}$$

La résolution du système (1.30) peut se faire avec la méthode itérative de Newton- Raphson.

Sur des signaux modulés, la technique n'est donc plus efficace. Il faut alors utiliser un autre type de moteur, le transitoire d'enveloppe.

La méthode du transitoire d'enveloppe Le simulateur d'enveloppe [39] travaille à la fois dans le domaine temporel (pour l'enveloppe) et dans le domaine fréquentiel (pour la porteuse). Les résultats sont présentés sous la forme d'un spectre variant dans le temps.

L'un des avantages de cette méthode réside dans le fait qu'elle fonctionne sur une bande de fréquence relativement étroite, celle occupée par le signal modulé. D'où un gain très important en terme de temps de calcul par rapport à une simulation temporelle classique de type SPICE.

1.4 La plate-forme Scilab

Scilab [40] est un logiciel scientifique de calcul vectoriel de type MATLAB développé à l'INRIA qui constitue une plate-forme de calcul numérique très performante, il permet d'effectuer de nombreuses opérations dans de nombreux domaines tels que l'automatique, l'algèbre linéaire, le traitement de signal, l'analyse, l'optimisation de réseaux et de la résolution de systèmes non-linéaires. Les principales caractéristiques qui ont fait son succès sont d'une part la simplicité de son langage, son environnement de calcul ouvert, sa forme de programmation orientée objet, son interprète de langage et son interface graphique. Sa richesse en fonctions et primitives programmées en langages Fortran, C ou Scilab même, destinées à répondre aux exigences des différents domaines d'engineering cités ci-dessus sont installées dans des "toolboxes". Ces fonctions bien sûr ne satisfont pas à tout les besoins de calcul scientifique, Scilab présente alors le grand avantage d'avoir un environnement de calcul ouvert extensible. Ainsi il est possible de lui associer toute autre fonction étrangère écrite en Fortran, C, C++ ou le langage Scilab. Avec Scilab nous pouvons manipuler simplement des matrices avec des opérations aussi diverses que la concaténation, l'extraction et la transposition. Aussi nous pouvons manipuler des structures de données telles que des matrices denses et creuses, des polynômes, des listes, des chaînes de caractères, ... etc.

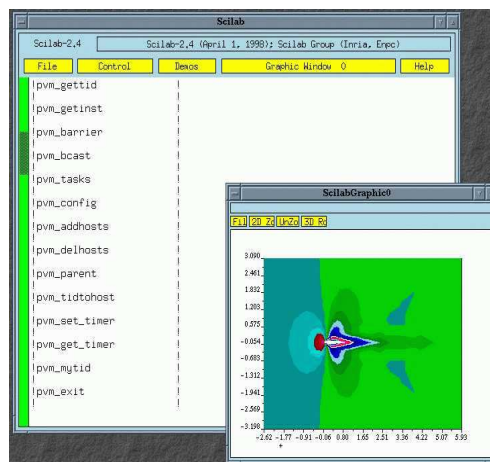


FIG. 1.3 – La fenêtre Scilab et sa fenêtre graphique

Scilab possède également une liaison vers un outil de simulation système temporel appelé Scicos (Scilab Connected Object Simulator). L'éditeur graphique de la boîte à outils Scicos permet à l'utilisateur de décrire un système dynamique de façon complètement modulaire. Le modèle ainsi obtenu peut alors être compilé, et le résultat simulé, par le simulateur Scicos. Les systèmes modélisables et simulables par Scicos sont de nature très variée ; ils peuvent comporter des composants évoluant en temps continu, en temps discret, et même des composants événementiels. On les appelle des systèmes hybrides. Il est performant et on peut l'enrichir. Voici un exemple d'un schéma bloc dans Scicos :

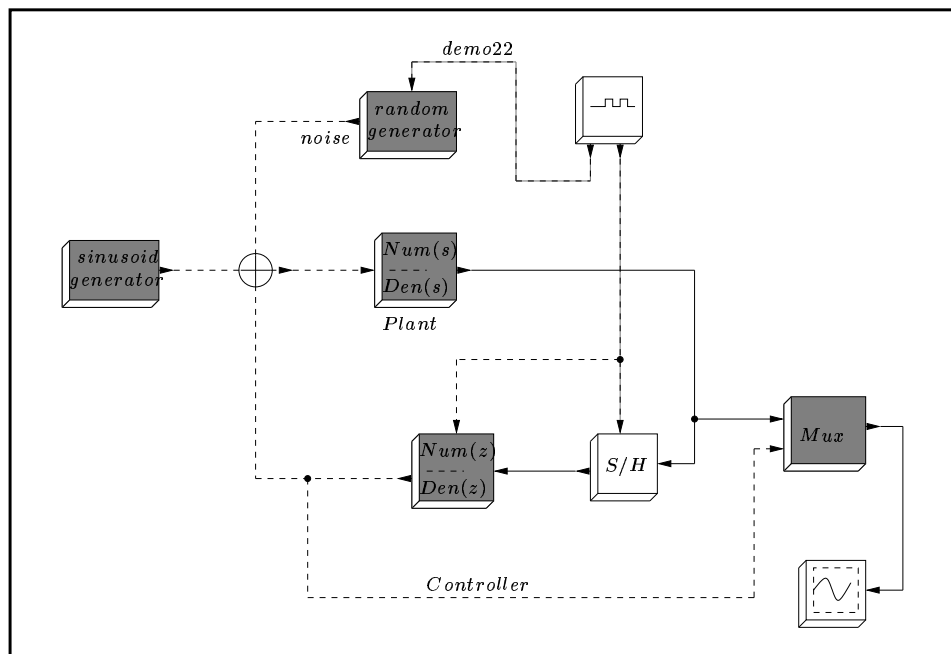


FIG. 1.4 – Exemple d'un schéma bloc générique dans Scicos

Scilab intègre également le parallélisme [41] via des fonctions PVM (Parallel Virtual Machine) dont l'objectif consiste à apporter à ses utilisateurs l'accès à de bonnes performances surtout en temps de calcul et à des grandes capacités mémoire. Ce sont les opérations matricielles qui sont ciblées car ce sont elles qui ont généralement le plus besoin de grandes capacités du traitement. On retrouve ainsi des bibliothèques parallèles comme SCALAPACK, ATLAS interfacées avec Scilab. La structure reste très ouverte et peut être interfacée avec des "middlewares" comme NETSOLVE afin d'accéder à des serveurs de calculs

[44].

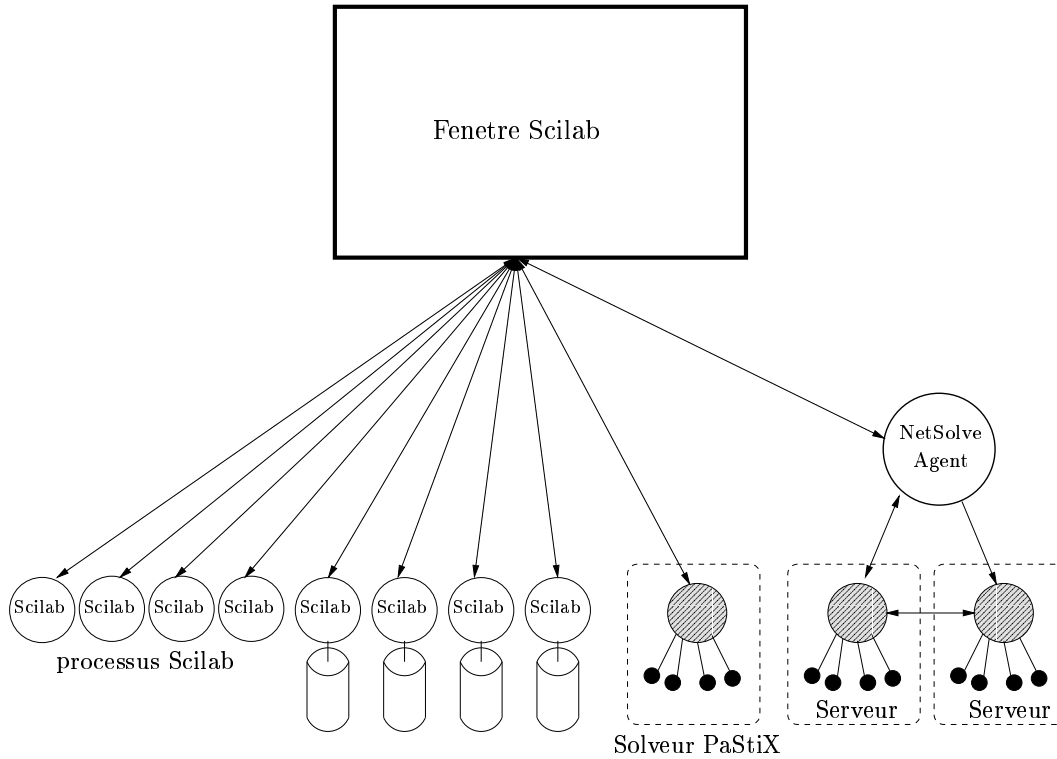


FIG. 1.5 – Architecture générale de Scilab parallèle.

Scilab représente donc pour l'électronicien que nous sommes un excellent candidat pour pouvoir effectuer de la simulation allant du composant jusqu'au système.

1.5 Grille de calcul et métacomputing

La demande en puissance de calcul et en taille mémoire va grandissante, une solution intéressante à long terme proposée entre autre par l'INRIA consiste à utiliser des serveurs fournissant des services à des clients qui s'y connectent dans une architecture de grille de calcul [42]. Ces services ne sont pas limités seulement au calcul scientifique.

L'objectif voulu par cette grille de calcul est d'accéder à la puissance de plus grosses machines depuis son ordinateur personnel à travers l'INTERNET, d'où l'idée de former une grappe de calcul, c'est à dire rassembler virtuellement et après utiliser un certain nombre

de ressources disponibles dans le monde entier selon le concept ASP (Application Service Provider) pour obtenir un "métaordinateur", et ceci avec une relative transparence. Les plates-formes ainsi mises en place disposent d'une part d'un potentiel immense car la plupart des machines utilisées interactivement sont le plus souvent sous-employées, et d'autre part parce que l'on peut ainsi déporter des calculs vers la machine la plus adaptée à les résoudre. Malheureusement, de telles solutions sont extrêmement difficiles à mettre en place de manière efficace puisque contrairement aux systèmes parallèles, les capacités de la grille de calcul sont dynamiques, hétérogènes et même non-dédiées.

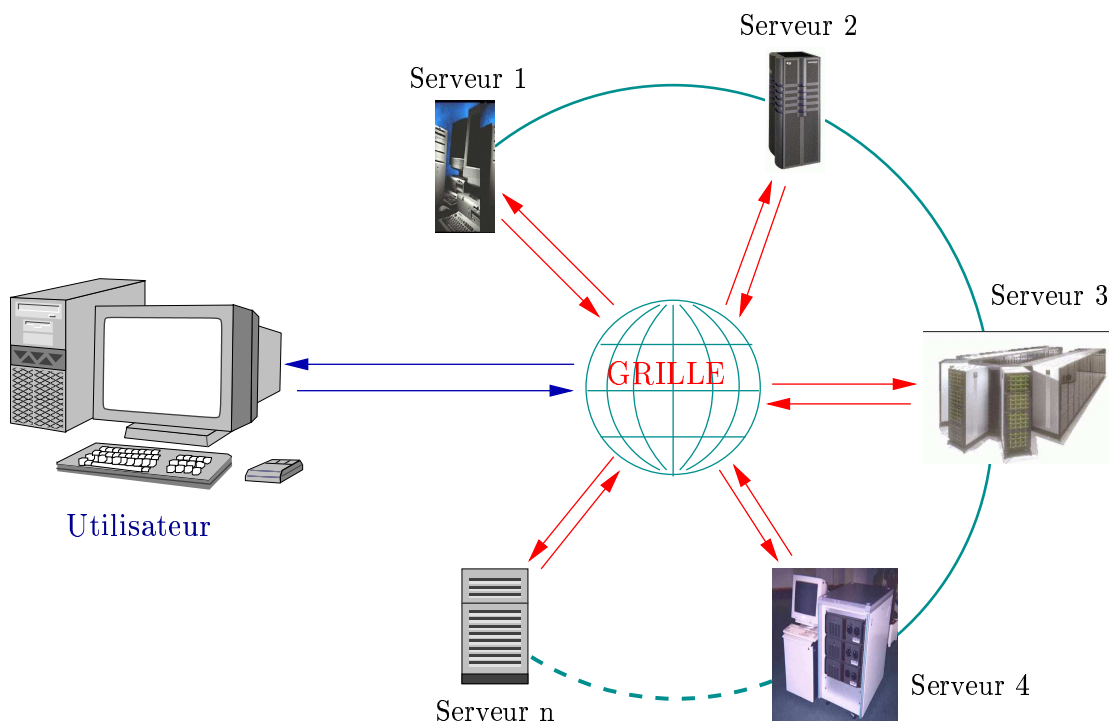


FIG. 1.6 – Principe de la grille de calcul

Le domaine des ASP et le calcul sur la grille ont connu une évolution importante depuis leurs apparitions. Nous disposons aujourd'hui des réseaux très rapides permettant d'exporter des calculs à travers le monde à un coût réduit. C'est avec l'approche Grid RPC [42] [43] que les environnements de résolution de problèmes PSE (Problem Solving Environments) ont été élaborés dans un cadre de métacomputing. Ces environnements sont généralement appelés des serveurs de calcul ou NES (Network Enabled Server). Les applications ciblées

nécessitent de grandes puissances de calcul et/ou de grosses capacités de stockage, le modèle de calcul est le parallélisme. Le point commun entre ces environnements de calcul réside dans les cinq éléments qui les composent :

1. Les **clients** fournissent des interfaces utilisateurs et soumettent les requêtes de calcul aux serveurs.
2. Les **serveurs** reçoivent les requêtes des clients et exécutent les modules logiciels pour eux.
3. une **base de données** contient les informations sur les logiciels disponibles, sur les serveurs et sur leurs performances.
4. Les **senseurs** responsables de la communication des performances des serveurs qui sont le temps de communication, performances de calcul, la disponibilité mémoire, la charge,...etc.
5. **L'ordonnanceur** possède la fonction de distribuer les calculs afin d'équilibrer la charge du système.

A titre d'exemples, les projets Netsolve [44] de l'université de Tennessee à Knoxville, Ninf [45] de l'institut de technologie de Tokyo au Japon, MetaNEOS [46] de l'Argonne National Lab et DIET [47] [48] de LIP-ENS de Lyon sont des outils qui offrent cette fonctionnalité. Ils représentent en fait un middleware entre les portails applicatifs et les composants pour la grille.

Pour améliorer les services de la grille de calcul, plusieurs outils complémentaires ont été développés. Nous citons le NWS [49], développé à l'université de Santa Barbara, Californie, qui constitue un ensemble cohérent pour mesurer les disponibilités de la plate-forme en terme de charge processeur et mémoire, ainsi que de bande passante entre machines, FAST développé par le LIP-ENS de Lyon dont l'objectif est de prédire les besoins de routine à ordonnancer en terme d'espace mémoire, du temps de calcul et de volume de communication et ALNEM également développé à l'ENS son rôle est de cartographier le réseau pour récupérer les points de contention afin de pouvoir prédire les débits de flux concurrents.

Entre le concept architectural qui consiste à agréger des machines accessibles sur la grille et le logiciel qui revient à utiliser la puissance des machines sans les connaître, le meta-computing constituera certainement l'une des évolutions majeures de l'informatique dans le futur proche.

1.6 Présentation du projet GASP

Le projet RNTL GASP (Grid Application Service Provider) consiste à la proposition d'une approche portable pour le développement d'applications dans un processus de type ASP sur une architecture distribuée de type grille de calcul. Ce projet s'appuie sur l'architecture matérielle du projet RNRT VTHD qui relie au niveau national les centres de recherche de France Télécom et les unités de recherche de l'INRIA possédant ensemble des plates-formes différentes et hétérogènes et des serveurs de calculs et d'applications distincts. Une idée forte de GASP est de porter des applications industrielles de grande envergure sur les logiciels développés dans le cadre de ce projet.



FIG. 1.7 – Le réseau VTHD

La technologie GASP est composée d'un ensemble de trois modules :

1. Le module **GASP/Client** est l'entité qui demande la résolution d'un problème

ou d'un ensemble de calculs qui pour diverses raisons ne peuvent être effectués localement sur le client lui même.

2. Le module **GASP/Agent** est l'entité intelligente qui doit permettre à un client de rentrer en relation avec les ressources logicielles et matérielles requises pour résoudre le problème posé par le client.
3. Le module **GASP/Serveur** est l'entité de calcul qui est chargé in fine de résoudre de façon la plus efficace possible les problèmes soumis par les clients.

Le concept GASP doit permettre aux utilisateurs d'exploiter, via un réseau local ou via INTERNET, toute la puissance technologique de GASP. Les opérations déportées peuvent être de toute sorte et pas uniquement numérique/algébrique.

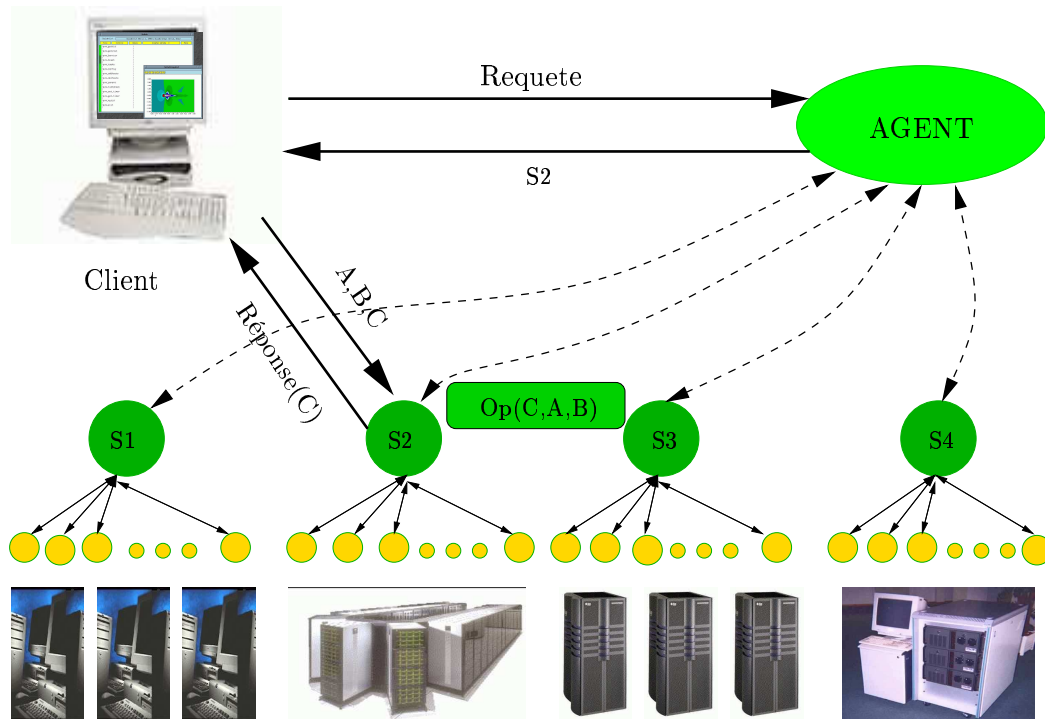


FIG. 1.8 – Le concept GASP (Grid Application Service Provider)

Le module GASP/Client envoie une requête à destination d'un GASP/Agent lui indiquant la nature du problème qu'il désire résoudre. Cette requête doit comporter en plus de la description du problème, une indication sur les paramètres (les données) nécessaires à la résolution et sur les résultats. Le GASP/Agent doit se charger de trouver parmi les

ressources disponibles (serveurs) celui qui est en mesure de pouvoir répondre à la requête formulée par le client. Les critères du choix sont divers et recouvrent la disponibilité du serveur, sa capacité à traiter le problème, sa puissance de calcul,...etc. Une fois un GASP/Serveur localisé, l'agent informe le client qui est directement mis en relation avec le serveur et ce dernier doit alors tout mettre en œuvre pour effectuer le calcul désiré ce qui implique de rapatrier les données depuis le client si elles ne sont pas déjà présentes sur le serveur ou de les redistribuer si elles sont localisées sur un autre serveur.

Ce projet dans lequel nous intervenons en tant qu'utilisateur potentiel devrait donner à notre application des moyens de calcul nécessaires (puissance de calcul et espace mémoire) afin que nous puissions bénéficier de tous les avantages de la simulation globale (simulation intégrée), il doit également apporter à l'électronicien que nous sommes une transparence vis à vis du parallélisme en rendant l'utilisation de serveurs de calculs accessibles à travers une interface simple. Il doit également fournir des solutions en terme de confidentialité des données transitant sur le réseau mais également en termes de propriétés puisque certaines bibliothèques ou certains codes de simulation propriétaires pourront rester sur place et être appelés, seules les données d'entrée et les résultats transiteront de manière sûre sur le réseau. Il doit être capable de piloter à distance des applications mettant en œuvre plusieurs applications différentes.

Tel qu'il est présenté ci-dessus, le projet GASP est basé sur le schéma client/agent/serveurs. Les architectures de type NES reposent toutes sur un agent sensé localiser les ressources de calcul et les ressources logicielles. Dans le cas où ces ressources sont nombreuses, l'agent devient vite impuissant dans ce type d'architecture. Pour cette raison les gens de l'INRIA ont développé dans le projet GASP un logiciel appelé DIET (Distributed Interactive Engineering Toolbox) basé sur une architecture hiérarchique d'agents.

Une des difficultés les plus importantes est certainement la description des problèmes. Il est jugé alors que l'interface client standard est meilleure puisqu'elle permet d'avoir une bonne interopérabilité entre les systèmes, elle doit être la plus simple possible.

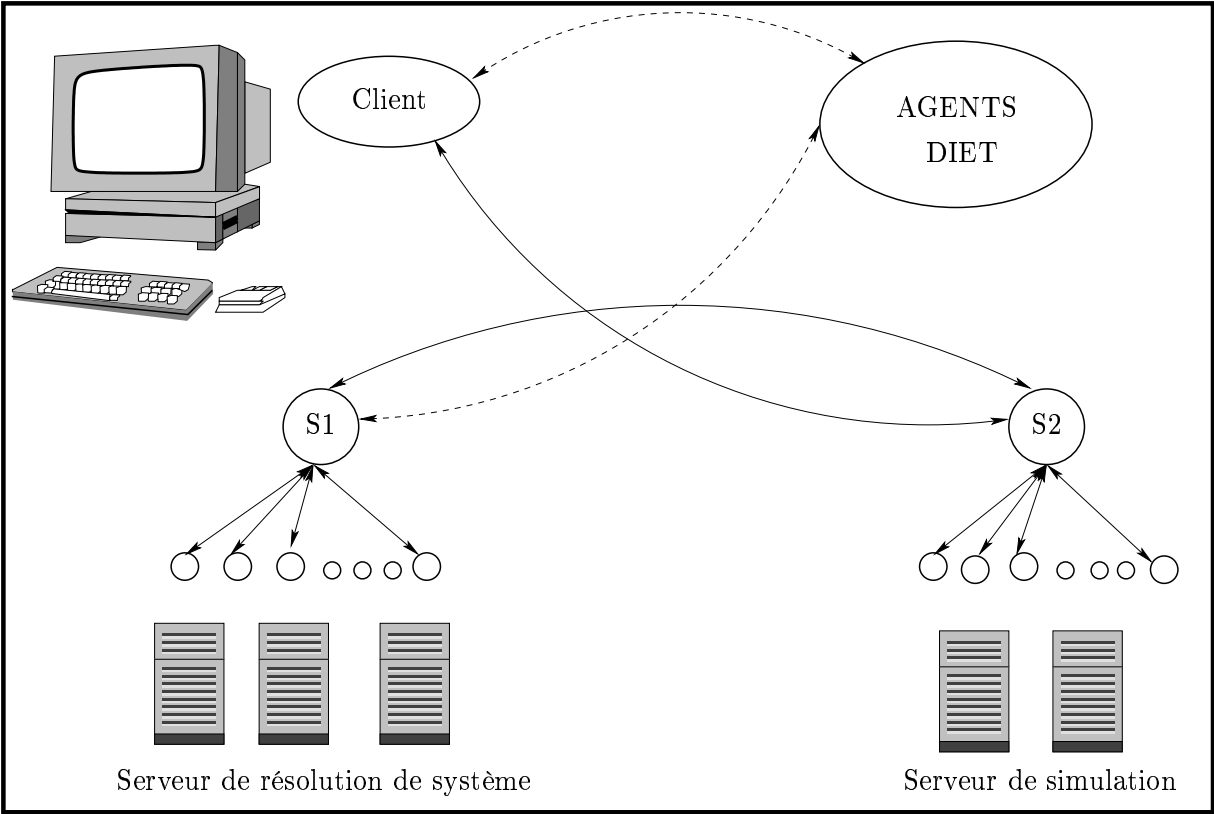


FIG. 1.9 – Approche client-agents-serveurs

Dans DIET, une hiérarchie d'agents est implémentée pour une meilleure scalabilité. Dans tous les cas un client s'adresse à un MA (Master Agent) qui lui est proche dans le réseau, ce dernier communique ensuite à une hiérarchie de LA (Local Agents) chargés de trouver les meilleurs serveurs dans la partie du réseau qui leur est attribuée. Les serveurs ont comme point d'entrée des SeD (Server Daemon). Cette hiérarchie permet d'obtenir des meilleurs performances lorsque le réseau est très hétérogène et lorsque le nombre de clients, de serveurs et de requêtes est important.

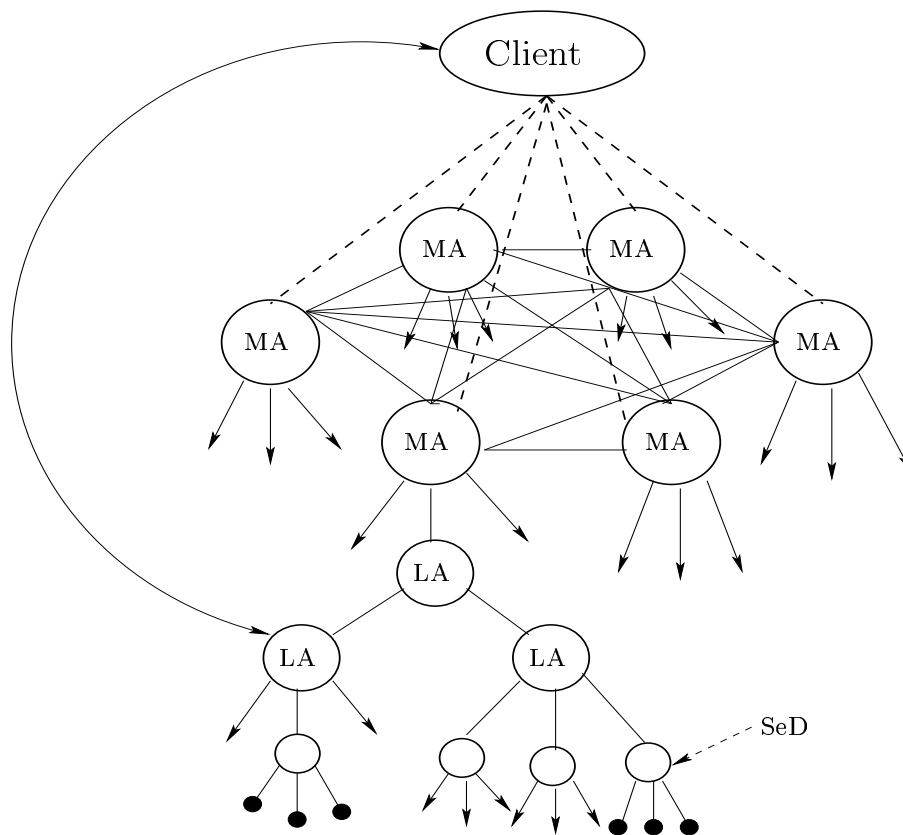


FIG. 1.10 – Architecture de DIET

Afin d'améliorer les services, FAST (Fast Agent System Timer) a été développé, il permet entre autre grâce à NWS de prédire le temps d'exécution et l'espace mémoire nécessaires dans le système, ainsi que les disponibilités dynamiques des différentes ressources grâce

à des outils de surveillance (charge processeur, bande passante, réseau, place mémoire). FAST est de plus capable de mettre ces valeurs en correspondance pour prédire le temps nécessaire pour exécuter une tâche donnée sur une machine donnée à un instant donné.

1.7 Conclusion

L'état des lieux de la simulation global ainsi que la présentation de la plate-forme étant fait. Nous allons maintenant examiner plus en détails les aspects de couplage de la simulation circuit et composant avec Scilab pour les régimes de fonctionnement linéaire et non-linéaire dans les deux domaines parallèles temporel et fréquentiel.

Bibliographie

- [1] **Selberherr**, "Analysis and Simulation of semiconductor devices ", in Springer-Verlag Vienna, ISBN 32118180063-540-66583-8.
- [2] **R. Sommet**, "Intégration d'un modèle physique de transistor bipolaire à hétérojonction dans l'environnement de la C.A.O non- linéaire des circuits monolithiques micro-ondes ", Thèse de l'université de Limoges, n° 38-96, Octobre 1996.
- [3] **D. Lopez, R. Sommet, R. Quéré**, "Modélisation thermique tridimensionnelle de TBH et technique de réduction pour la simulation circuit ", JNM 2001.
- [4] **R. Sommet, Y. Perréal**, "Les simulateurs intégrés : couplage transport et circuits passifs ", JNM-1995- Paris- Journée CAO, 1995.
- [5] **R. Sommet, Y. Perréal, R. Quéré**, "Couplage direct d'un modèle physique de transistor bipolaire à hétérojonction avec un simulateur de circuit en équilibrage harmonique ", JNM-1997- Saint-Malo, pp. 230-231, 1997.
- [6] **K. Mayaram, D.O. Pederson**, "CODECS : A mixed-level device and circuit simulator ", in Proc. IEEE Int.conf. Computer-Aided Design (Santa, Clara, CA), pp. 112-115, 7-10 November 1988.
- [7] **F.M. Rotella, Z. Yu, R. Dutton, B. Troyanovsky, G. Ma**, "Harmonic balance device analysis of an LDMOS RF power amplifier with parasitics and matching network ", Simulation of Semiconductor Processes and Devices, 1997. SISPAD 97, 1997 International Conference on , pp. 157-159, 8-10 September 1997.
- [8] **F.M. Rotella, G. Ma, Z. Yu, R.W. Dutton**, "Modeling, analysis, and design of RF LDMOS devices using Harmonic Balance device-simulation ", IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol. 48, No. 6, pp. 991-999, June 2000.

- [9] **G.J. Rollins, J. Chomin**, "Mixed mode PISCES-SPICE coupled circuit and device solver ", IEEE Transactions on Computer Aided Design, Vol. 7, No. 8, pp. 862-867, August 1988.
- [10] **J.R.F. McMacken, S.G. Chamberlain**, "CHROD : A modulator semiconductor device simulation tool incorporating external network models ", IEEE Transactions Computer Aided-Design, Vol. 8, No. 8, pp. 826-836, August 1989.
- [11] **W.L. Engl, R. Laur, H.K. Dirks**, "MEDUSA : A simulator for modular circuits ", IEEE Trans. Computer-Aided Design, Vol CAD-1, pp. 85-93, April 1982.
- [12] **T. Grasser, S. Selberherr**, "Mixed-mode device simulation ", Microelectronics, 2000. Proceedings, 22nd International Conference on ,Vol. 1, pp. 35-42, 14-17 May 2000.
- [13] **R. Thomas, A. Emunds, B. Meinrzhagen, H.J. Peifer, W.L. Engl**, "Hydrodynamic equations for semiconductors with non parabolic bandstructures ", IEEE Trans. Electron Devices, Vol. 38, pp. 1343-1352, 1991.
- [14] **M. Bartels, S. Decker, B. Neinhuis, K.H. Bach, A. Schuppen, B. Meinerzhagen**, "Comprehensive hydrodynamic simulation of an industrial SiGe heterobipolar transistor ", Bipolar/BiCMOS Circuits and Technology Meeting, 1999. Proceedings of the 1999 , pp.105-108, 26-28 September 1999.
- [15] **P. Markowitch**, "Overview of semiconductor modeling ", Ecole CEA-EDF-INRIA Rocquencourt 10-13 Avril 1995.
- [16] **D. Lippens**, "Modélisation de composants quantiques ", Ecole CEA-EDF-INRIA Rocquencourt 10-13 Avril 1995.
- [17] **C. Moglestue**, "A self consistent Monte Carlo partical model to analyse semiconductor microcomponents of any geometry ", IEEE Transactions. Computer-Aided Design, Vol. 5, No. 2, pp. 326-345, April 1986.
- [18] **H. Kosina, M. Nedjalkov, S. Selberherr**, "Theory of the Monte Carlo method for semiconductor device simulation ", Electron Devices, IEEE Transactions on, Vol. 47, No. 10, pp. 1898-1908, October 2000.

-
- [19] **Z. Yu, R.W. Dutton**, "SEDAN III- A generalized electronic material device analysis program ", Tech., Rep., Integrated circuits Lab., Stanford Univ., July 1985.
- [20] **Z. Yu, D. Chen, L. So, S. Beebe, R. Goosens, F. Rotelle, R. Dutton**, "Pisces 2ET with applications documentations ", Stanford, CA : Leland Stanford Junior Univ., 1994.
- [21] **S. Selberherr, A. Schutz, H.W. Potzl**, "MINIMOS- A two dimensional MOS transistor analyser ", Solid State Circuits, IEEE Journal of, Vol. 15, No. 4, pp. 605-615, August 1980.
- [22] "ISE Integrated systems Engineering ", ISE TCAD Manuals, Vol. 4, Release. 4, 1997.
- [23] "<http://www.silvaco.com/>".
- [24] **W.H. Press, S.A. Teukolsky, W.T. Vetterling, B.P. Flannery**, "Numerical recipes : the art of scientific computing ", Cambridge University Press.
- [25] "Rapport scientifique et documentaire ", Université de Limoges URA no 356.
- [26] **H. Houdin**, "Méthodes des éléments finis ", Rapport Laboratoire Mécanique et Matériaux, Ecole centrale de Nantes.
- [27] **P.B. Johns, R.L. Burle**, "Numerical solution of two dimensional scattering problems using a transmission line matrix ", Proc. IEEE, 118, No. 9, pp.1203-1208, September 1971.
- [28] **D. Lopez**, "Intégration dans un environnement de simulation circuit d'un modèle électrothermique de transistor bipolaire à hétérojonction issu de simulations thermiques tridimensionnelles ", Thèse de l'université de Limoges, n° 10-02, Mars 2002.
- [29] **D. Celo, X. Guo, P. Gunupudi, R. Khazaka, D.J. Walkey, T. Smy, M. Nakhla**, " The creation of thermal sub-models of electronic components using model reduction", IThERM, Las Vegas, pp. 512-519, 2004.
- [30] **R. Sommet, P. Dueme, R. Quéré**, "Electrothermal model of transistors based on finite element analysis of radar applications", Thermal and Thermomechanical Phenomena in Electronic Systems, IThERM 2002, the eighth intersociety conference on, 2002.

- [31] **M. Gayral**, "Contribution à la simulation des circuits non-linéaires microondes par la méthode de l'équilibrage harmonique et spectral ", Thèse de l'université de Limoges, no. 64-87, Décembre 1987.
- [32] **C.W. Ho, A.E. Ruehli, P.A. Brennan**, "The modified nodal approach to network analysis ", IEEE Transactions Circuits and Systems, Vol. CAS-22, No. 6, pp. 504-509, 1975.
- [33] **B. Troyanovsky, N. Chang, R. Dowell**, "Intégration of Transient S-parameter simulation into HPSPICE ", Proc of the 1994 Design Technology Conference, pp. 231-236, May 1994.
- [34] **B. Troyanovsky**, "Frequency domain algorithms for simulating large signal distortion in semiconductor devices ", Thesis of Standford university.
- [35] **k.S. Kundert, J.K. White, A. Sangiovanni-Vincentelli**, "Steady state methods for simulating analog and microwave circuits ", Kluwer Academic Publishers, 1990.
- [36] **T.S. Parker, L.O. Chua**, "Practical numerical algorithms for chaotic circuits ", New York : Springer-Verlag, 1989.
- [37] **S. Egami**, "Nonlinear, linear analysis and computer aided design of resistive mixers ", IEEE Trans. on MTT, Vol. 22, pp. 270-274, Mars 1974.
- [38] **M.S. Nakhla, J. Vlash**, "A piecewise harmonic balance technique for determination of periodic response of non-linear system ", IEEE Trans. On Circuit and system, Vol. CAS-23, pp. 85-91, February 1976.
- [39] **E. Ngoya, J. Sombrin, J. Rousset**, "Simulation des circuits et systèmes : méthodes actuelles ", Séminaire Antennes Actives MMIC, pp. 171-176, 5-8 Avril 1994.
- [40] **C. Gomez, C. Bunks, J.P. Chancelier, F. Delebecque, M. Goursat, R. Nikoukhah, S. Steer**, "Enginneering and scientific computing with Scilab ", ISBN 0-8176-4009-6.
- [41] **F. Desprez**, "Contribution à l'algorithmique parallèle. Calcul numérique : des bibliothèques aux environnement de metacomputing ", Habilitation à didriger de recherches de l'université de Claude Bernard de Lyon, no. 48-01, Juillet 2001.

-
- [42] **G. Wormser**, "Introduction à la notion de grille de calcul : le projet DATAGRID", Grid Forum, Ecole thématique sur la globalisation des ressources informatiques et des données, 2-6 Décembre 2002.
- [43] **S. Matsuoka, H. Nakada, M. Sato, S. Sekiguchi**, "Design issues of network enabled server systems for the grid", Grid Forum, Advanced Programming Models Working Group Whitepaper, July 2000.
- [44] **H. Casanova, J. Dongarra**, "Using agent-based software for scientific computing in the netsolve system", Parallel Computing, 24 :1777-1790, 1998.
- [45] **H. Nakada, M. Sato, S. Sekiguchi**, "Design and implementations of NINF : towards a global computing infrastructure", Future Generation Computing Systems, Metacomputing Issue, 15(5-6) :649-658, 1999.
- [46] **M.C. Ferris, M.P. Mesnier, J.J. Moré**, "NEOS and Condor : solving optimization problems the internet", ACM Transaction on Mathematical Software 26(1) :1-18, 2000.
- [47] **E. Caron, S. Contassot, F. Desprez, F. Lombard, J.M. Nicod, M. Quinson, F. Suter**, "A scalable approach to network enabled server", EuroPAR, Lecture Notes in Computer Science, Paderborn, Germany, August 2002.
- [48] "DIET", <http://www.ens-lyon.fr/~desprez/DIET/>
- [49] **R. Wolski, N.T. Spring, J. Hayes**, "The network weather service : A distributed resource performance forecasting service for metacomputing", Future Generation Computing Systems, Metacomputing Issue, 15(5-6) :757-768, October 1999.

Chapitre 2

La boîte à outils Scilab

2.1 Introduction

Nous allons examiner dans ce chapitre comment développer une plate-forme de simulation globale autour de Scilab intégrant à la fois la simulation circuit et la simulation physique représentée par le simulateur physique HETSI (HETerostucture SIMulator) [1] et cela pour différents régimes de fonctionnement. L'intégration des modèles thermiques obtenus par simulation thermique à trois dimensions s'effectue grâce à une méthode de réduction de modèle et la génération d'un fichier SPICE associé [2]. Le simulateur ainsi obtenu représente un outil global d'analyse, prédictif orienté "process" (optimisation conjointe du circuit et du composant pour une application donnée : ampli, mélangeur...).

L'un des avantages de Scilab réside comme nous l'avons déjà signalé dans son environnement de calcul ouvert extensible qui nous a permis de construire une boîte à outils "Toolbox" incluant des programmes écrits en C++ à partir de laquelle nous récupérons tous les paramètres et les données dont nous avons besoin du simulateur physique HETSI afin de permettre la réalisation du couplage entre les deux simulateurs. Ce couplage est effectué par des "scripts" écrits en langage Scilab qui font appel à des fonctions C. Ces dernières assurent le rôle d'interface [3] et font appel aux programmes C++ de la "Toolbox".

Les travaux présentés ici s'intègrent dans le projet RNTL GASP (décrit dans le chapitre I),

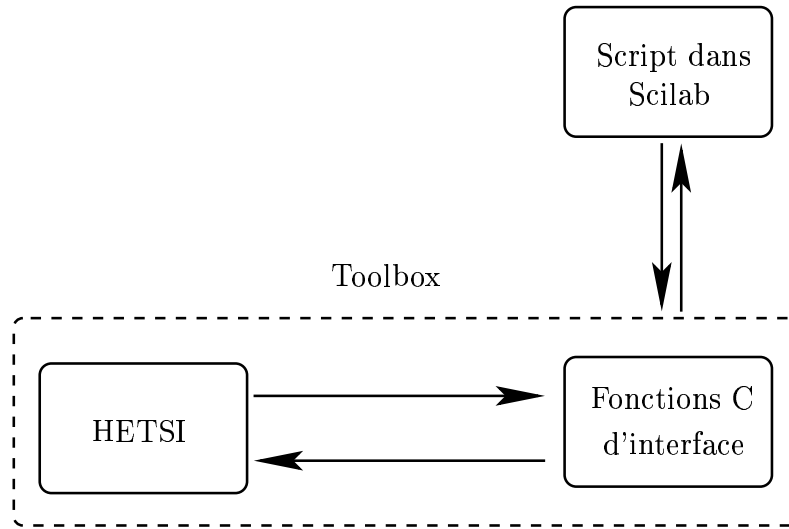


FIG. 2.1 – Procédure de transfert de données entre HETSI et Scilab

il a pour but de montrer les avancées, les possibilités offertes par la plate forme Scilab pour l'application simulation physique. Ainsi nous allons tour à tour décrire pour le problème physique traité, la mise en équation et la résolution effectuée dans Scilab, les points limitatifs et les améliorations à apporter notamment d'un point de vue mathématique en détaillant la forme du système à résoudre, les temps de calcul et les tailles critiques de mémoire. Nous décrirons également l'utilisation du logiciel de simulation physique dans Scilab sur des exemples donnés.

2.2 Le simulateur physique HETSI

HETSI est un simulateur physique à une dimension de transistor bipolaire à hétérojonction écrit sous une forme orientée objet en langage C++ [1]. Il est facile à modifier ou à compléter. A l'origine, il peut soit fonctionner de façon complètement autonome permettant d'étudier les concentrations de porteurs, les densités de courants, ..., mais il peut aussi être appelé depuis un programme extérieur pour fournir par exemple les matrices associées au problème de physique du composant à résoudre. C'est cette seconde propriété qui sera utilisée ici. L'idée nouvelle de la simulation intégrée comme elle est présentée dans le premier chapitre consiste à coupler les différents types de simulation (simulateur physique, simulateur électromagnétique, simulateur thermique, simulateur de circuit, ...) nécessaire à la conception d'un circuit MMIC.

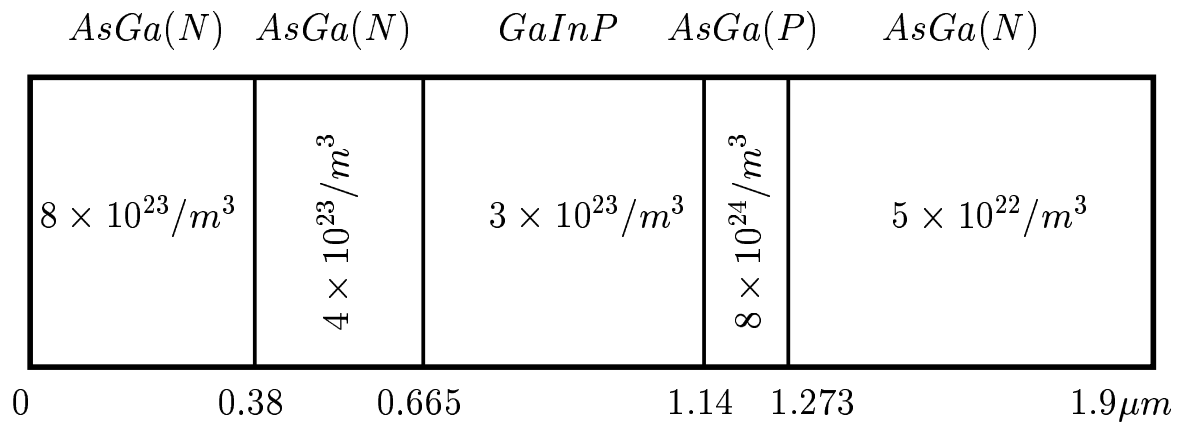


FIG. 2.2 – La structure étudiée

La simulation physique du fonctionnement électrique dans les semi-conducteurs est assez ancienne, les systèmes analytiques obtenus sont rarement très simples à résoudre numériquement, les problèmes de transport sont les plus délicats à discrétiser, de plus le problème est fortement non-linéaire, couplant des quantités très hétérogènes.

Le modèle dérive-diffusion [4] a été adopté dans la formulation mathématique d'HETSI, ce qui correspond à la résolution numérique des équations physiques de transport suivantes : l'équation de Poisson, les deux équations de continuité en électron et en trou, les deux

expressions de courants de trou et d'électron.

Les calculs suivants sont valables pour tout type de signaux (régime linéaire et régime non linéaire).

2.2.1 Les équations de transport du modèle dérive-diffusion

Les équations du modèle dérive-diffusion à une dimension sont données ci-dessous :

$$\left\{ \begin{array}{l} -\frac{\partial}{\partial x} \left(\varepsilon \frac{\partial \psi}{\partial x} \right) = q(p - n + N_D - N_A) \\ \frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{q} \frac{\partial J_n}{\partial x} + G - R \\ \frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{1}{q} \frac{\partial J_p}{\partial x} + G - R \\ J_n = qn\mu_n E_n + qD_n \frac{\partial n}{\partial x} \\ J_p = qp\mu_p E_p - qD_p \frac{\partial p}{\partial x} \end{array} \right. \quad (2.1)$$

avec :

$$R = R^{SRH} + R^{Auger}, \quad R^{SRH} = \frac{np - n_0^2}{\tau_n(p + n_0) + \tau_p(n + n_0)} \text{ et } R^{Auger} = (C_n n + C_p p)(np - n_0^2).$$

$$C_n = \frac{1}{\gamma_n N_D^2} \text{ et } C_p = \frac{1}{\gamma_p N_A^2}.$$

représentent les modèles des divers types de recombinaisons mises en jeu, G le terme de génération. Les modèles de mobilité dépendent des matériaux utilisés, du dopage, du champ électrique... Dans la littérature [5] sont proposés les modèles suivants pour l'AsGa.

$$\mu_n(E_n) = \frac{\mu_{n0} + v_{nsat} \frac{E_n^3}{E_{nmax}^4}}{1 + \frac{E_n^4}{E_{nmax}^4}} \text{ et } \mu_p(E_p) = \frac{\mu_{p0} + v_{psat} \frac{E_p}{E_{pmax}^2}}{1 + \frac{E_p^2}{E_{pmax}^2}}.$$

$$D_{n(p)} = \frac{K_B T}{q} \mu_{n(p)}.$$

$$E_n = E - \frac{\partial \chi}{\partial x} - \frac{K_B T_0}{q N_C} \frac{\partial N_C}{\partial x}, \quad E_p = E - \frac{\partial \chi}{\partial x} - \frac{\partial E_G}{\partial x} + \frac{K_B T_0}{q N_V} \frac{\partial N_V}{\partial x}.$$

Dans ces expressions, ε représente la permittivité du milieu, ψ le potentiel électrique, n_0

la densité intrinsèque de porteurs de charge, K_B la constante de Boltzmann, $v_{nsat(psat)}$ la vitesse de saturation d'électrons (trous), T la température du réseau cristallin, $n(p)$ la densité volumique d'électrons (trous), $N_{D(A)}$ correspond à la concentration de donneurs (accepteurs), q la charge d'un électron, $J_{n(p)}$ la densité de courant d'électrons (de trous), $G(R)$ le taux de génération (recombinaison), $\mu_{n(p)}$ la mobilité d'électrons (de trous), $E_{n(p)}$ le champ électrique effectif d'électrons (de trous), $D_{n(p)}$ le coefficient de diffusion d'électrons (de trous), χ l'affinité électronique, E_G l'énergie de la bande interdite, $N_{C(V)}$ la densité d'état effective de la bande de conduction (bande de valence).

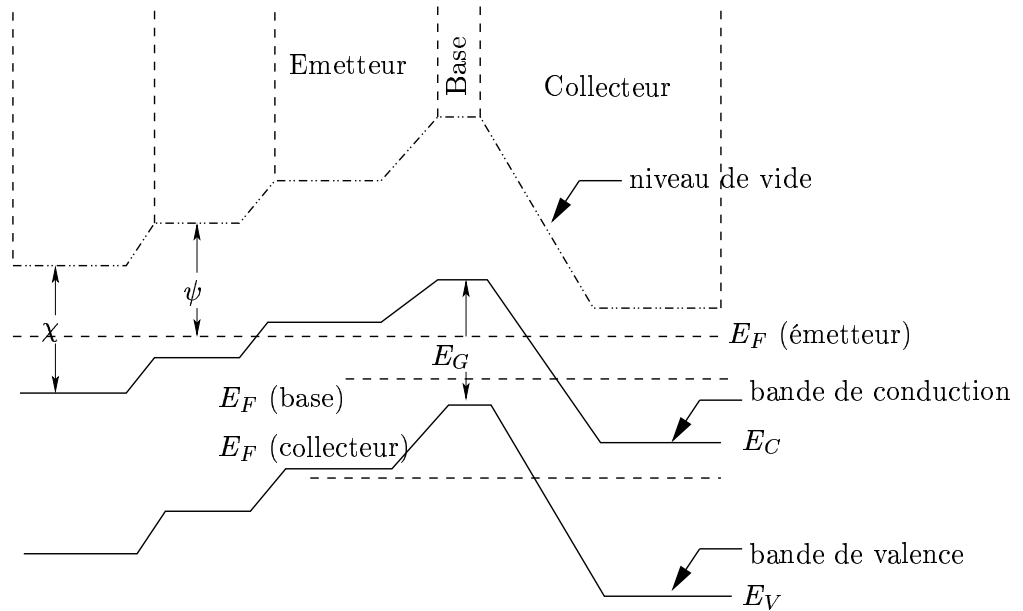


FIG. 2.3 – Le diagramme de bande

Ce modèle peut être obtenu à partir des équations de Maxwell (équation (1.14)) dans le chapitre I) et de l'équation de Boltzmann [1]. Il reste cependant basé sur les suppositions suivantes : tous les dopants sont ionisés, le niveau de Fermi est situé à $3K_B T$ au dessous (au dessus) de la bande de conduction (la bande de valence) pour ne pas tomber sur un cas de dégénérescence, la température du réseau cristallin est prise constante dans tout le dispositif.

2.2.2 Normalisation des équations physiques de transport

Nous rencontrons dans les semi-conducteurs en général des densités de porteurs de l'ordre de 10^{23} atomes/ m^3 mais également des potentiels de quelques volts ainsi que des densités de courants de quelques $10^4 A/cm^2$. Cette différence importante qui existe entre l'ordre de grandeur de ces différents paramètres physiques nous oblige à effectuer une normalisation avant toute résolution afin de régulariser au maximum les équations différentielles et pouvoir résoudre le système numériquement.

Les facteurs de normalisation sont donnés dans le tableau [1] :

Description	Quantité	Symbole	Valeur
distance	x	x_0	longueur de la structure
potentiel	ψ	ψ_0	$K_B T_0 / q$
densité de porteurs	n, p	c_0	$Max(n, p)$, avec $x \in D$
mobilités	μ_n, μ_p		$1/\psi_0$
recombinaison	R		c_0/x_0^2
densité de courants	J_n, J_p	J_0	$q c_0 / x_0$
temps	t		x_0^2
permittivité	ε	λ^2	$q c_0 x_0^2 / \psi_0$

Tableau 1 : Facteurs de normalisation

Ainsi nous obtenons en grandeurs normalisées :

$$\left\{ \begin{array}{l}
 -\frac{\partial}{\partial x} \left(\varepsilon \frac{\partial \psi}{\partial x} \right) = (p - n + N_D - N_A) \\
 \frac{\partial n}{\partial t} = \frac{\partial J_n}{\partial x} + G - R \\
 \frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{\partial J_p}{\partial x} + G - R \\
 J_n = n \mu_n E_n + \mu_n \frac{\partial n}{\partial x} \\
 J_p = p \mu_p E_p - \mu_p \frac{\partial p}{\partial x}
 \end{array} \right. \quad (2.2)$$

Pour passer au domaine numérique, il faut discrétiser le système ci-dessus par une méthode de discrétisation spatio-temporelle.

2.2.3 Discrétisation des équations physiques normalisées par la méthode des différences finies

Comme il a été montré dans le premier chapitre, il existe deux formes essentielles de discrétisation temporelle, la forme explicite et la forme implicite. La première est qualifiée d'explicite car la valeur de variable à l'itération $k + 1$ est obtenue explicitement à partir de la valeur de variable à l'itération k , donc son énorme avantage réside dans la simplicité du système à résoudre puisque l'on a affaire uniquement à des évaluations successives. Par contre elle présente deux inconvénients majeurs. Le premier inconvénient limitatif est le pas de discrétisation qui doit être choisi infiniment petit. Cela rend son utilisation un peu difficile en pratique. De plus ce pas doit vérifier certaines conditions pour que le système soit stable. La deuxième méthode de discrétisation est la méthode implicite utilisée dans les calculs établis dans ce chapitre, elle ne pose à priori aucun problème vis à vis de la stabilité numérique et en plus le choix du pas temporel n'est soumis à aucune condition, ce qui est souhaitable pour le couplage des équations de circuit avec les équations physiques de transport.

Puisque dans un TBH il est clairement établi que le transport est quasiment vertical [6], nous adoptons alors le schéma de discrétisation spatial suivant [5] :

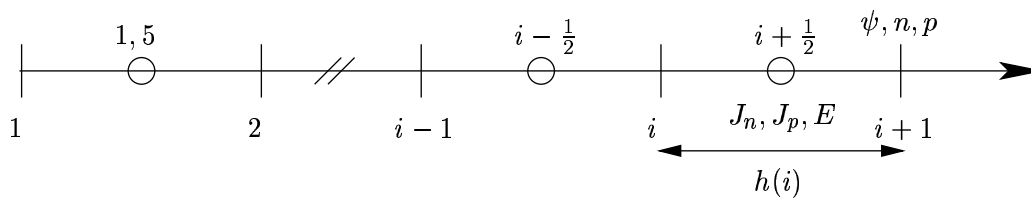


FIG. 2.4 – Schéma de discrétisation spatiale

Les variables scalaires telles que les concentrations de porteurs n et p , le potentiel ψ sont évalués aux nœuds marqués $|$, Les variables vectorielles comme le champ électrique E , les densités de courant J_n et J_p , les vitesses V_n et V_p sont évalués aux nœuds marqués O . Nous trouverons également en ces points la permittivité ε ainsi que les coefficients de diffusion D_n et D_p .

$$\left\{ \begin{array}{l} \left. \frac{\partial u}{\partial x} \right|_i = \frac{u_{i+\frac{1}{2}} - u_{i-\frac{1}{2}}}{h_i} \\ \left. \frac{\partial u}{\partial t} \right|_{i,t+\Delta t} = \frac{u_{i,t+\Delta t} - u_{i,t}}{\Delta t} \end{array} \right. \quad (2.3)$$

Nous utilisons cette définition pour discrétiser les trois premières équations du système (2.2), par ailleurs nous donnons les densités de courant de trous et d'électrons selon le schéma de Scharfetter et Gummel [7] (2.4) et nous les remplaçons dans les trois autres équations :

$$\left\{ \begin{array}{l} J_{p,i,t+\Delta t} = \mu_{p,i} E_{p,i,t+\Delta t} \left[\frac{p_{i,t+\Delta t}}{1 - \exp(-E_{p,i,t+\Delta t} h_i)} + \frac{p_{i+1,t+\Delta t}}{1 - \exp(E_{p,i,t+\Delta t} h_i)} \right] \\ J_{n,i,t+\Delta t} = \mu_{n,i} E_{n,i,t+\Delta t} \left[\frac{n_{i,t+\Delta t}}{1 - \exp(E_{n,i,t+\Delta t} h_i)} + \frac{n_{i+1,t+\Delta t}}{1 - \exp(-E_{n,i,t+\Delta t} h_i)} \right] \end{array} \right. \quad (2.4)$$

En considérant dans un premier temps le cas statique, les dérivées partielles temporelles des différentes variables sont nulles. Nous obtenons ainsi un système de trois équations algébriques discrétisées non linéaires où chaque nœud i du maillage à l'intérieur du dispositif possède trois inconnus ψ_i , n_i et p_i .

$$\left\{ \begin{array}{l} -\frac{\varepsilon_{i-1}}{h_{i-1}} \psi_{i-1} + \left(\frac{\varepsilon_i}{h_i} + \frac{\varepsilon_{i-1}}{h_{i-1}} \right) \psi_i - \frac{\varepsilon_i}{h_i} \psi_{i+1} - \frac{1}{2} (h_{i-1} + h_i) (p_i - n_i + N_{D,i} - N_{A,i}) = 0 \\ \frac{\mu_{n,i-1} E_{n,i-1}}{1 - \exp(E_{n,i-1} h_{i-1})} n_{i-1} + \left[\frac{\mu_{n,i-1} E_{n,i-1}}{1 - \exp(-E_{n,i-1} h_{i-1})} - \frac{\mu_{n,i} E_{n,i}}{1 - \exp(E_{n,i} h_i)} \right] n_i - \\ \frac{\mu_{n,i} E_{n,i}}{1 - \exp(-E_{n,i} h_i)} n_{i+1} - \frac{1}{2} (h_{i-1} + h_i) R_i = 0 \\ \frac{-\mu_{p,i-1} E_{p,i-1}}{1 - \exp(-E_{p,i-1} h_{i-1})} p_{i-1} - \left[\frac{\mu_{p,i-1} E_{p,i-1}}{1 - \exp(E_{p,i-1} h_{i-1})} - \frac{\mu_{p,i} E_{p,i}}{1 - \exp(-E_{p,i} h_i)} \right] p_i + \\ \frac{\mu_{p,i} E_{p,i}}{1 - \exp(E_{p,i} h_i)} p_{i+1} + \frac{1}{2} (h_{i-1} + h_i) R_i = 0 \end{array} \right. \quad (2.5)$$

avec :

$$\begin{aligned}
 R_i &= R_i^{SRH} + R_i^{Auger} \\
 R_i^{SRH} &= \frac{n_i p_i - n_{0,i}^2}{\tau_n (p_i + n_{0,i}) + \tau_p (n_i + n_{0,i})} \\
 R_i^{Auger} &= (C_{n,i} n_i + C_{p,i} p_i) (n_i p_i - n_{0,i}^2), \quad C_{n,i} = \frac{1}{\gamma_n N_{D,i}^2}, \quad C_{p,i} = \frac{1}{\gamma_p N_{A,i}^2} \\
 E_{n,i} h_i &= \psi_i - \psi_{i+1} + \chi_i - \chi_{i+1} + \text{Log} \left(\frac{N_{C,i}}{N_{C,i+1}} \right) \\
 E_{p,i} h_i &= \psi_i - \psi_{i+1} + \chi_i - \chi_{i+1} + E_{G,i} - E_{G,i+1} + \text{Log} \left(\frac{N_{V,i}}{N_{V,i+1}} \right) \\
 \mu_{n,i} &= \frac{\mu_{n0} + \frac{v_{nsat} E_{n,i}^3}{E_{nmax}^3}}{1 + \frac{E_{n,i}^4}{E_{nmax}^4}}, \quad \mu_{p,i} = \frac{\mu_{p0} + \frac{v_{psat} E_{p,i}}{E_{psat}}}{1 + \frac{E_{p,i}^2}{E_{pmax}^2}}
 \end{aligned}$$

2.2.4 Ecriture et résolution du système numérique

Les équations (2.5) représentent un système d'équations non linéaires ayant pour inconnues ψ , n et p . i correspond au i ème nœud dans la structure discrétisée. Nous utilisons des méthodes itératives de type Newton Raphson [8] pour résoudre ce genre de problème.

La méthode de Newton- Raphson

La résolution par cette méthode consiste à calculer une suite X^n à partir d'un vecteur initial X^0 qui doit converger vers la solution exacte X^* . Si X^n est suffisamment proche de X^* , nous pouvons effectuer le développement en série de Taylor d'ordre 1 afin de pouvoir linéariser :

$$F(X^*) = F(X^n + (X^* - X^n)) = F(X^n) + \sum_{j=1}^{nbrinc} \left. \frac{\partial F(X)}{\partial x_j} \right|_{X=X^n} (x_j^* - x_j^n) = 0 \quad (2.6)$$

On suppose que la solution X^{n+1} est la plus proche de X^* . Donc nous pouvons écrire :

$$\sum_{j=1}^{nbrinc} \left. \frac{\partial F(X)}{\partial x_j} \right|_{X=X^n} (x_j^{n+1} - x_j^n) = -F(X^n) \quad (2.7)$$

Nous pouvons écrire également ce système d'équations sous la forme matricielle suivante :

$$J_H \Delta X^n = -F(X^n) \quad (2.8)$$

ΔX^n : vecteur d'inconnues,

n : numéro d'itération dans la méthode de Newton- Raphson,

J_H : matrice jacobienne,

$F(X^n)$: correspond au système d'équations évaluées à l'itération de Newton précédente.

Le système (2.8) est un **système linéaire** où l'inconnu est ΔX^n , nous pouvons le résoudre avec des méthodes linéaires comme la méthode de Gauss, l'algorithme de Jordan ou la décomposition LU. Une fois nous déterminons ΔX^n , nous aurons facilement X^{n+1} d'où :

$$X^{n+1} = \Delta X^n + X^n \quad (2.9)$$

nous continuons jusqu'à ce que $\Delta X^n < \varepsilon$ avec ($\varepsilon \rightarrow 0$).

Ecriture matricielle du système linéaire à résoudre numériquement

Supposons que notre structure de TBH soit constituée d'un nombre de nœuds égale ml (nombre de mailles égale $ml - 1$), après le calcul de différentes dérivées partielles par rapport au trois inconnues ψ , n et p sur le nombre total des nœuds, nous obtenons un système de $3ml$ équations qui correspond au système matriciel (2.10).

$$\begin{bmatrix}
 \begin{bmatrix} \times & \times & \times \\ \times & \times & \times \\ \times & \times & \times \end{bmatrix}^n & \begin{bmatrix} \times & 0 & 0 \\ \times & \times & 0 \\ \times & 0 & \times \end{bmatrix}^n & 0 & \dots & 0 \\
 \begin{bmatrix} \times & 0 & 0 \\ \times & \times & 0 \\ \times & 0 & \times \end{bmatrix}^n & \begin{bmatrix} \times & \times & \times \\ \times & \times & \times \\ \times & \times & \times \end{bmatrix}^n & \begin{bmatrix} \times & 0 & 0 \\ \times & \times & 0 \\ \times & 0 & \times \end{bmatrix}^n & \dots & \cdot \\
 0 & \cdot & \cdot & \dots & 0 \\
 \cdot & 0 & \cdot & \dots & \cdot \\
 0 & \cdot & 0 & \begin{bmatrix} \times & 0 & 0 \\ \times & \times & 0 \\ \times & 0 & \times \end{bmatrix}^n & \begin{bmatrix} \times & \times & \times \\ \times & \times & \times \\ \times & \times & \times \end{bmatrix}^n
 \end{bmatrix} \times$$

$$\begin{bmatrix}
 \begin{bmatrix} (\Delta\psi_1) \\ (\Delta n_1) \\ (\Delta p_1) \end{bmatrix}^n \\
 \begin{bmatrix} (\Delta\psi_2) \\ (\Delta n_2) \\ (\Delta p_2) \end{bmatrix}^n \\
 \cdot \\
 \cdot \\
 \begin{bmatrix} (\Delta\psi_{ml}) \\ (\Delta n_{ml}) \\ (\Delta p_{ml}) \end{bmatrix}^n
 \end{bmatrix} = -F(X^n) \quad (2.10)$$

Ce système matriciel permet de résoudre les équations de transport (simulation physique) dans un semi-conducteur (un transistor par exemple) soumis à des conditions aux limites (V_E , V_B et V_C par exemple).

La résolution par la méthode de Newton- Raphson de ce système impose à chaque étape n de résoudre un système linéaire tridiagonal par blocs dont la forme est indiquée ci-dessus.

Cette tridiagonalité provient du fait que le schéma de discrétisation de la maille i fait intervenir les mailles $i - 1$, i et $i + 1$, le terme bloc traduit que les équations à résoudre sont couplées. Ces blocs sont de type diagonal inférieur, diagonal et diagonal supérieur, ils servent à la construction de la matrice jacobienne du système d'équations non linéaires à résoudre.

Cette matrice est creuse, elle présente une taille de $3ml \times 3ml$ éléments dont le nombre des éléments non nuls est de l'ordre de $19 \times (ml - 2) + 2 \times 14$. Ce calcul correspond au nombre exact d'éléments non nuls appartenant à tous les blocs de la matrice. Dans le cas d'une structure de TBH possédant 251 nœuds, nous obtenons 567009 éléments ayant 4759 éléments non nuls, soit un taux de remplissage de 0.84%.

2.3 Couplage HETSI-simulation circuit dans Scilab

Dans les applications hautes fréquences analogiques, il est insuffisant d'analyser seulement le dispositif semi-conducteur intrinsèque. Évidemment l'environnement de circuit où le semi-conducteur est intégré a une influence sur ce dernier. En général le circuit entourant le transistor possède des composants modélisant les éléments parasites, des circuits d'adaptation et également des circuits de polarisation. En conséquence il est extrêmement important de traiter un couplage entre circuit et composant semi-conducteur. Les modèles analytiques comme le modèle bipolaire de Gummel et Poon ont été largement utilisés pour analyser des circuits représentant une fonction électronique quelconque (amplificateur, oscillateur, mélangeur, ...) comportant des transistors, cependant les dispositifs semi-conducteurs sont de plus en plus petits avec la montée en fréquence. Les modèles analytiques deviennent alors de plus en plus difficiles à extraire compte tenu du nombre de paramètres qu'il comporte et des phénomènes nouveaux qu'ils doivent prendre en compte. Pour cette raison les gens de la modélisation s'orientent de plus en plus vers la simulation physique du fait des avantages intéressants qu'elle présente.

Le couplage entre un simulateur physique et un simulateur de circuit permet de voir la liaison directe entre les paramètres technologiques de dispositif semi-conducteur et

les grandeurs électriques de circuit, il nous permet de prédire les effets de variation des paramètres technologiques et géométriques de composant sur les performances de circuit. Pour mettre en équations ce couplage nous utilisons la technique d'analyse nodale modifiée (MNA)[9]. Nous supposons que le dispositif semi-conducteur a un nombre de nœuds égale à ml , nous aurons alors $3ml$ équations non-linéaires en accord avec le nombre de variables représentant le dispositif. Nous supposons également que le circuit peut être décrit par N équations selon le standard de la forme de circuit MNA.

Nous avons réalisé dans ce travail le couplage du simulateur physique du transistor bipolaire à hétérojonction HETSI, développé au sein de notre laboratoire, avec un circuit et ceci pour le calcul des régimes permanents de fonctionnement du transistor, qu'ils soient linéaires ou non linéaires. En fait, ce travail consiste à coupler les équations physiques de transport dans le TBH avec les équations décrivant les lois connues d'électricité (loi d'Ohm, loi de nœuds, ...).

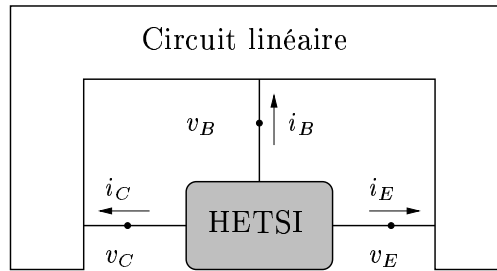


FIG. 2.5 – Couplage HETSI-circuit linéaire

Nous admettons les notations suivantes pour les courants et les tensions (exemple : courant et tension au niveau de la base) :

V_B : tension continue,

v_b : tension alternative,

$$v_B = v_b + V_B,$$

I_B :courant continu,

i_b : courant alternatif,

$$i_B = I_B + i_b.$$

2.3.1 Simulation non linéaire d'un circuit extérieur simple constitué de résistances

La nécessité de simulations rapides et précises de circuits en régime fort signal a conduit au développement de différentes techniques d'analyses non linéaires dans les domaines parallèles temporel et fréquentiel. A l'intersection de ces deux approches sont apparues les méthodes tempo-fréquentielles (Harmonic Balance) qui tirent profit de l'analyse du circuit en partie dans le domaine fréquentiel et en partie dans le domaine temporel.

Simulation du régime DC (le cas statique)

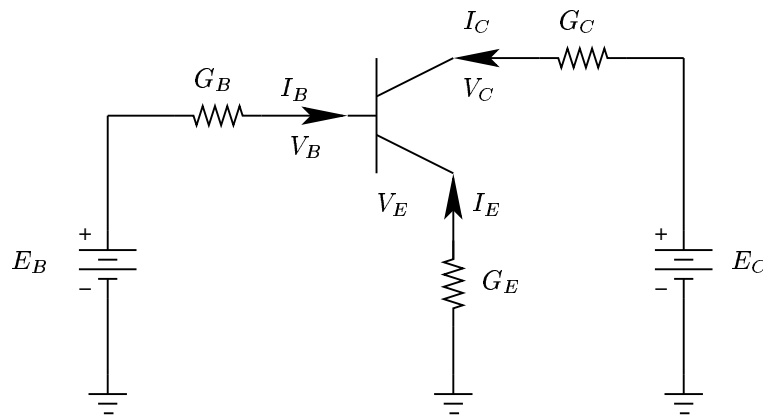


FIG. 2.6 – Un TBH polarisé

L'algorithme est basé sur l'extension de la méthode itérative de Newton [10] généralement utilisée dans la résolution des équations de transport dans les composants semi-conducteurs. L'idée principale de cet algorithme est de traiter les polarisations continues assimilées à des conditions aux limites comme des variables extérieures complétant les variables de base de dispositif semi-conducteur : le potentiel électrique ψ et les concentrations des porteurs n et p .

En plus du système d'équations (2.5) il y aura trois autres équations correspondant au circuit extérieur (loi d'Ohm) et des conditions aux limites interprétant le couplage. Cela nous conduit à rajouter trois lignes et trois colonnes au niveau de la matrice jacobienne

et trois autres inconnues dans le vecteur ΔX du système (2.10) qui sont ΔV_E , ΔV_B et ΔV_C .

La figure (2.6) nous permet d'écrire :

Les équations de circuit

$$\begin{cases} G_E (E_E - V_E) - (J_{n,1} + J_{p,1}) \times S = 0 \\ G_B (E_B - V_B) - [(J_{n,mb} + J_{p,mb}) - (J_{n,mb-1} + J_{p,mb-1})] \times S = 0 \\ G_C (E_C - V_C) - (J_{n,ml-1} + J_{p,ml-1}) \times S = 0 \end{cases} \quad (2.11)$$

Nous pouvons comprendre l'expression donnant le courant de base dans le système ci-dessus en regardant le schéma suivant :

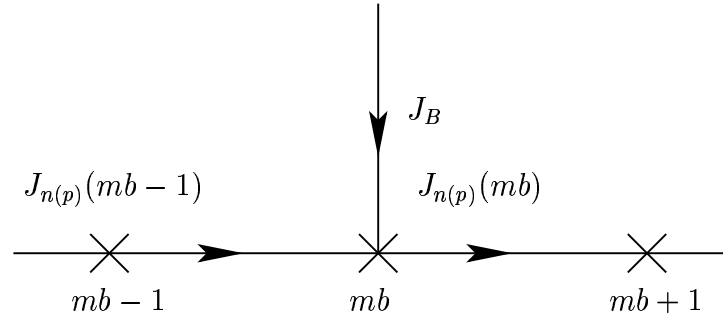


FIG. 2.7 – Densités de courant au nœud de base

avec :

mb et ml représentent respectivement l'indice de la maille de base et du collecteur.

S représente la surface perpendiculaire au vecteur du courant dans le transistor.

G_E, G_B, G_C représentent les conductances respectives sur chaque branche du transistor.

Conditions aux limites

$$\begin{cases} \psi_1 - V_E = 0 \\ \psi_{mb} - V_B = 0 \\ \psi_{ml} - V_C = 0 \end{cases} , \quad \begin{cases} n_1 - N_{D,1} = 0 \\ p_1 - N_{A,1} = 0 \\ p_{mb} - N_{A,mb} = 0 \\ n_{ml} - N_{D,ml} = 0 \\ p_{ml} - N_{A,ml} = 0 \end{cases} \quad (2.12)$$

Nous calculons les dérivées partielles des équations (2.11) et (2.12) par rapport aux différentes inconnues qui les constituent. Nous obtenons ainsi le système à résoudre suivant :
 Les termes remplis dans la matrice sont représentés par des \times^n , on voit également apparaître les diverses conductances G_E , G_B et G_C . Les termes (-1) apparaissent dans la matrice aux nœuds de connexion avec le circuit extérieur (1, mb et ml).

$$\begin{bmatrix}
 D_1^n & 0 & 0 & \dots & \dots & \dots & \dots & 0 & -1 & 0 & 0 \\
 I_2^n & D_2^n & S_2^n & 0 & \dots & \dots & \dots & 0 & 0 & \cdot & \cdot \\
 0 & \cdot & \cdot & 0 & \dots & \dots & \dots & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\
 \cdot & 0 & \cdot & 0 & \dots & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\
 \cdot & \cdot & 0 & I_{mb}^n & D_{mb}^n & S_{mb}^n & 0 & \cdot & 0 & -1 & 0 \\
 \cdot & \cdot & \cdot & 0 & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & 0 & \cdot \\
 \cdot & \cdot & \cdot & \dots & 0 & 0 & 0 & S_{ml-1}^n & \cdot & \cdot & \cdot \\
 \cdot & \cdot & \cdot & \dots & \cdot & 0 & 0 & D_{ml}^n & 0 & 0 & -1 \\
 \times^n & \times^n & \dots & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -G_E & 0 & 0 \\
 0 & 0 & \dots & \times^n & \times^n & \times^n & 0 & 0 & 0 & -G_B & 0 \\
 0 & 0 & \dots & 0 & 0 & 0 & \times^n & \times^n & 0 & 0 & -G_C
 \end{bmatrix}
 \begin{bmatrix}
 \Delta X_1^n \\
 \Delta X_2^n \\
 \cdot \\
 \cdot \\
 \Delta X_{mb}^n \\
 \cdot \\
 \Delta X_{ml-1}^n \\
 \Delta X_{ml}^n \\
 \Delta V_E^n \\
 \Delta V_B^n \\
 \Delta V_C^n
 \end{bmatrix}
 = -F^n
 \tag{2.13}$$

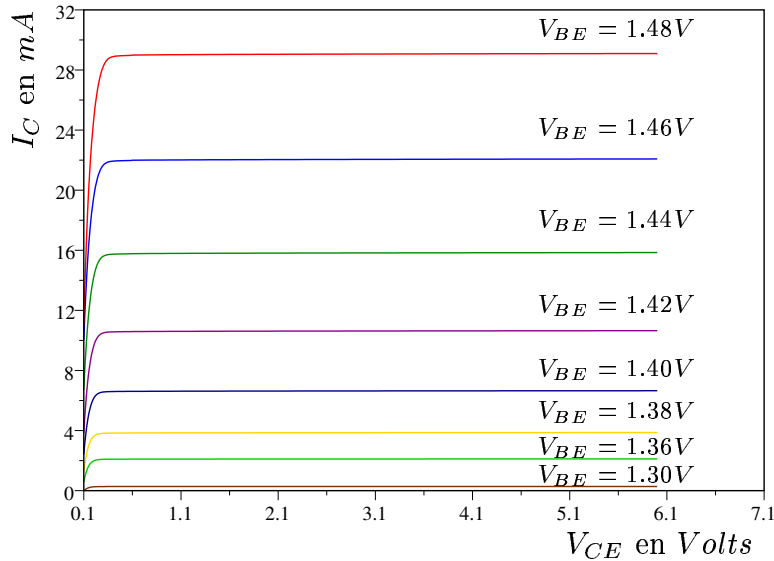


FIG. 2.8 – Réseau de sortie simulé du transistor

La résolution numérique du système (2.13) donné ci-dessus nous fournis des résultats pour une seule valeur de la tension de polarisation (exemple : simulation de réseau de sortie du TBH (voir figure(2.8)), la taille de ce système est la même qu'à celle de la matrice du système (2.10) plus les éléments remplissant les trois dernières lignes et les trois derniers colonnes. Le temps de calcul nécessaire pour résoudre ce système est de l'ordre de la seconde sur un microprocesseur fonctionnant avec une fréquence d'horloge de 1.4 GHz. Ce système est construit et résolu dans Scilab.

Nous allons examiner maintenant comment obtenir la distribution temporelle de nos porteurs en attaquant le circuit par un signal variant dans le temps (ex : un signal sinusoïdal).

Simulation temporelle du régime établi grand signal

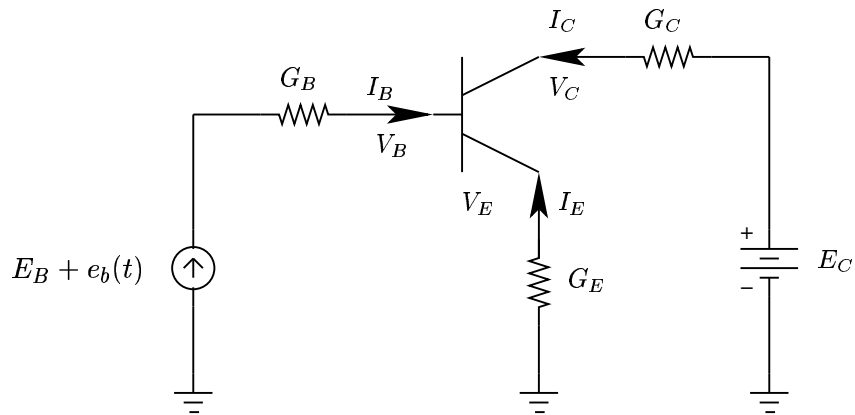


FIG. 2.9 – Un TBH polarisé en présence d'un signal d'attaque

Dans ce cas les dérivées par rapport au temps des densités d'électrons et de trous (équations (2.2)) ne sont plus nulles, ce qui nous conduit à ajouter aux équations (2.5) toutes les dépendances temporelles. Nous obtenons ainsi le système d'équations suivant :

Notons que les termes supplémentaires sont en gras.

$$\left\{ \begin{array}{l}
 -\frac{\varepsilon_{i-1}}{h_{i-1}} \psi_{i-1}^k + \left(\frac{\varepsilon_{i-1}}{h_{i-1}} + \frac{\varepsilon_i}{h_i} \right) \psi_i^k - \frac{\varepsilon_i}{h_i} \psi_{i+1}^k - \frac{1}{2} (h_{i-1} + h_i) (p_i^k - n_i^k + N_{D,i} - N_{A,i}) = 0 \\
 \left[\frac{\mu_{n,i-1}^k (\psi_i^k, \psi_{i-1}^k) E_{n,i-1}^k (\psi_i^k, \psi_{i-1}^k)}{1 - \exp \left[-E_{n,i-1}^k (\psi_i^k, \psi_{i-1}^k) h_{i-1} \right]} - \frac{\mu_{n,i}^k (\psi_i^k, \psi_{i+1}^k) E_{n,i}^k (\psi_i^k, \psi_{i+1}^k)}{1 - \exp \left[E_{n,i}^k (\psi_i^k, \psi_{i+1}^k) h_i \right]} + \frac{(\mathbf{h}_{i-1} + \mathbf{h}_i)}{2\Delta t} \right] n_i^k \\
 + \frac{\mu_{n,i-1}^k (\psi_i^k, \psi_{i-1}^k) E_{n,i-1}^k (\psi_i^k, \psi_{i-1}^k)}{1 - \exp \left[E_{n,i-1}^k (\psi_i^k, \psi_{i-1}^k) h_{i-1} \right]} n_{i-1}^k - \frac{\mu_{n,i}^k (\psi_i^k, \psi_{i+1}^k) E_{n,i}^k (\psi_i^k, \psi_{i+1}^k)}{1 - \exp \left[-E_{n,i}^k (\psi_i^k, \psi_{i+1}^k) h_i \right]} n_{i+1}^k + \\
 \frac{1}{2} (h_{i-1} + h_i) R_i^k (n_i^k, p_i^k) - \frac{(\mathbf{h}_{i-1} + \mathbf{h}_i)}{2\Delta t} n_i^{k-1} = 0 \\
 - \left[\frac{\mu_{p,i-1}^k (\psi_i^k, \psi_{i-1}^k) E_{p,i-1}^k (\psi_i^k, \psi_{i-1}^k)}{1 - \exp \left[E_{p,i-1}^k (\psi_i^k, \psi_{i-1}^k) h_{i-1} \right]} - \frac{\mu_{p,i}^k (\psi_i^k, \psi_{i+1}^k) E_{p,i}^k (\psi_i^k, \psi_{i+1}^k)}{1 - \exp \left[-E_{p,i}^k (\psi_i^k, \psi_{i+1}^k) h_i \right]} - \frac{(\mathbf{h}_{i-1} + \mathbf{h}_i)}{2\Delta t} \right] p_i^k \\
 - \frac{\mu_{p,i-1}^k (\psi_i^k, \psi_{i-1}^k) E_{p,i-1}^k (\psi_i^k, \psi_{i-1}^k)}{1 - \exp \left[-E_{p,i-1}^k (\psi_i^k, \psi_{i-1}^k) h_{i-1} \right]} p_{i-1}^k + \frac{\mu_{p,i}^k (\psi_i^k, \psi_{i+1}^k) E_{p,i}^k (\psi_i^k, \psi_{i+1}^k)}{1 - \exp \left[E_{p,i}^k (\psi_i^k, \psi_{i+1}^k) h_i \right]} p_{i+1}^k + \\
 \frac{1}{2} (h_{i-1} + h_i) R_i^k (n_i^k, p_i^k) - \frac{(\mathbf{h}_{i-1} + \mathbf{h}_i)}{2\Delta t} p_i^{k-1} = 0
 \end{array} \right. \quad (2.14)$$

où : k représente l'indice de discrétisation temporelle.

Δt représente le pas de discrétisation temporelle.

Nous remarquons d'après le système ci-dessus que la solution à l'étape k dépend aussi de la solution à l'étape $k-1$. Pour relier ces équations (les équations de transport discrétisées dans un TBH) aux équations de circuit (loi d'Ohm), nous écrivons le signal $e_b(t)$ sur une période sous la forme de N échantillons, nous utilisons après les mêmes équations (2.11) et (2.12) pour chaque échantillon, enfin nous aboutissons au système global ci-dessous qui permet de donner la solution spatiale et temporelle de n'importe quelle variable ou paramètre :

$$\begin{bmatrix} (A^0)^n & 0 & \cdot & \cdot & \cdot & (M^0)^n \\ (M^1)^n & (A^1)^n & 0 & \cdot & \cdot & 0 \\ 0 & \dots & \dots & \dots & \dots & \cdot \\ \cdot & \dots & (M^k)^n & (A^k)^n & \dots & \cdot \\ \cdot & \dots & \dots & \dots & \dots & \cdot \\ 0 & \dots & \dots & \dots & (M^{N-1})^n & (A^{N-1})^n \end{bmatrix} \begin{bmatrix} (\Delta X^0)^n \\ (\Delta X^1)^n \\ \cdot \\ (\Delta X^k)^n \\ \cdot \\ (\Delta X^{N-1})^n \end{bmatrix} = - \begin{bmatrix} (B^0)^n \\ (B^1)^n \\ \cdot \\ (B^k)^n \\ \cdot \\ (B^{N-1})^n \end{bmatrix} \quad (2.15)$$

où :

$(A^k)^n$: représente la matrice du système (2.13) à l'étape temporelle k . Deux termes $-\frac{(h_{i-1} + h_i)}{2\Delta t}$ et $\frac{(h_{i-1} + h_i)}{2\Delta t}$ s'ajoutent cependant respectivement aux éléments $(D_i)_{2,2}^n$ et $(D_i)_{3,3}^n$ pour i différent de 1, mb et ml ,

$(\Delta X^k)^n$: représente le vecteur inconnu à l'étape temporelle k ,

$(B^k)^n$: représente la fonction $F(X^n)$ à l'étape temporelle k ,

$(M^k)^n$: c'est une matrice qui a les mêmes dimensions que $(A^k)^n$, elle est définie comme suit :

$$M^k = \begin{bmatrix} M_1^k & 0 & 0 & \dots & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cdot & 0 & \dots & \cdot & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & M_i^k & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ \cdot & \cdot & 0 & \cdot & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \dots & \dots & 0 & M_{ml}^k & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}, M_i^k = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & -\frac{(h_{i-1} + h_i)}{2\Delta t} & 0 \\ 0 & 0 & -\frac{(h_{i-1} + h_i)}{2\Delta t} \end{bmatrix}$$

En regardant le système (2.15), nous pouvons déduire que si nous mettons les sous matrices M^k égales à zéros, nous tombons sur un système constitué de sous matrices diagonales où la solution de chaque sous matrice est indépendante de la suivante. En quelque sorte cela représente N cas statique définis dans (2.13). Un tel cas ne demande que quelques secondes pour sa résolution.

Les sous matrices M^k sont des termes dynamiques, ils représentent pour chaque échantillon la dépendance temporelle de l'échantillon précédent, c'est à dire l'effet mémoire du transistor. Nous le constatons bien d'après leur emplacements dans la grande matrice (2.15). Pour le premier échantillon, $(M^0)^n$ dépend du dernier de la période précédente puisque nous travaillons avec des signaux périodiques en état établi.

La taille de la matrice du système (2.15) est énorme, elle est constituée de $((3ml + 3)N)^2$ éléments dont le nombre des éléments non nuls est de l'ordre de $(19(ml - 3) + 15 + 27 + 2 \times ml) \times N$, pour notre cas nous avons choisis un nombre d'échantillons N égal à 32. Ce chiffre est un ordre d'idée du nombre d'échantillons qu'on peut utiliser pour discrétiser le signal non linéaire, ce que donne une taille de l'ordre de 5.85×10^8 éléments dont 168192 éléments non nuls. Nous avons résolu cette matrice en utilisant la fonction **lusolve** de la librairie **sparse** de Scilab mais le temps de calcul était prohibitif. Par contre nous avons pu l'estimer puisque son allure suit la fonction $f(x) = x^2$ (voir figure (2.13)). Il nous a fallu presque 20000 secondes pour avoir les résultats des figures (2.17), (2.18) et (2.19) et cela pour un seul point de fréquence pour les valeurs de générateurs suivants : $E_B = 1.45 V$, $E_C = 4 V$ et $e_b(t) = 0.1 \cos(2\pi \times 5 \times 10^9 t) V$ de circuit figure (2.9).

Ce temps de calcul est un point critique que nous allons chercher à améliorer. Le solveur sparse intégré de base Scilab n'est pas très performant pour les grands systèmes creux.

Pour palier à ce problème, nous avons utilisé le solveur sparse de **umfpack** [23] après l'avoir interfacé avec Scilab pour la résolution de système (2.15). Le temps de calcul obtenu cette fois-ci est de l'ordre de 60 secondes au lieu de 20000 secondes. Soit un rapport de gain 335, ce qui est considérable.

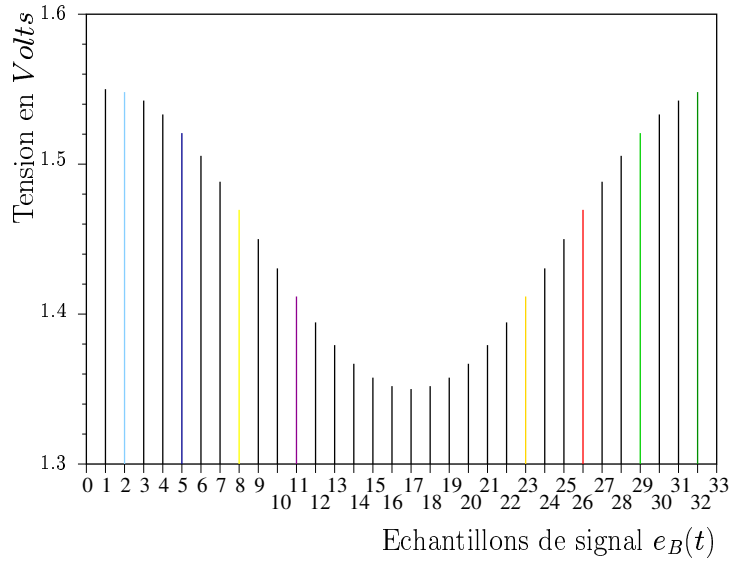


FIG. 2.10 – Signal échantillonné utilisé au niveau de la base

Les courbes suivantes (figures (2.11), (2.12)) sont toutes obtenues pour les valeurs des paramètres indiqués ci-dessus, nous avons exploré les fréquences 5, 20 et 50 GHz.

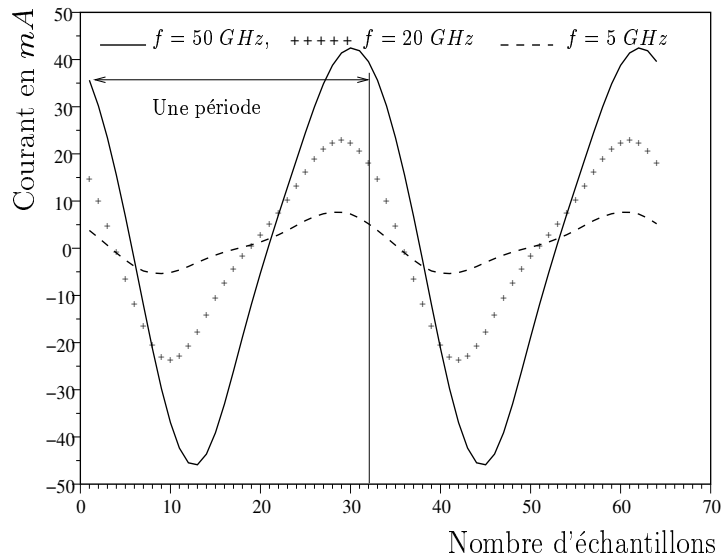


FIG. 2.11 – Courant de base

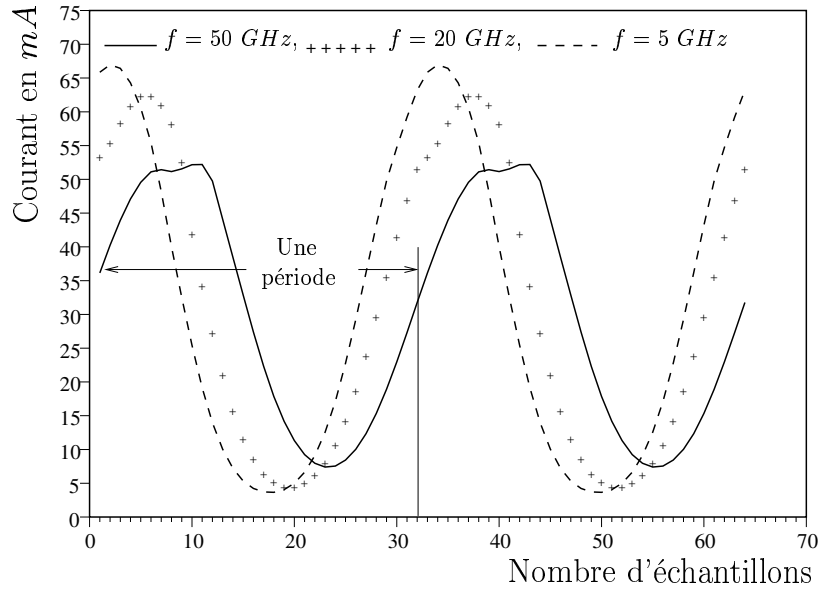


FIG. 2.12 – Courant de collecteur

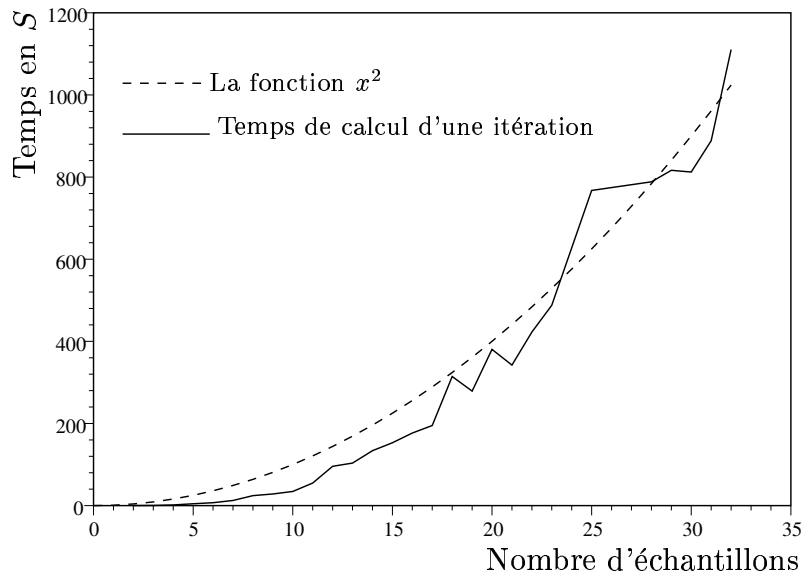


FIG. 2.13 – Temps de calcul itératif en fonction de nombre d'échantillons

La figure (2.13) est la courbe qui nous permet de connaître le temps de calcul d'une itération sur la matrice du système (2.15) en fonction de nombre d'échantillons et cela avec le solveur sparse de Scilab. Il apparaît sur une première vue que l'allure du graphe suit la fonction $f(N) = N^2$.

Les résultats présentés sur les graphes (2.14), (2.15) et (2.16) donnent l'allure de nos trois variables ψ , n et p respectivement sur la longueur du transistor résultant de la simulation temporelle grand signal. Ils correspondent à huit échantillons de même valeurs deux à deux choisis sur le signal de la figure (2.10). Nous remarquons facilement l'effet non linéaire et de mémoire du transistor.

Sur les trois dernières figures (2.17), (2.18) et (2.19), nous avons schématisé la distribution spatio-temporelle sur une période dans la structure représentant le TBH de trois variables n , p et ψ respectivement. Nous constatons alors que nous avons accès à toutes les données des différentes variables ou paramètres à n'importe quel endroit de la structure interne du transistor et cela à tout instant.

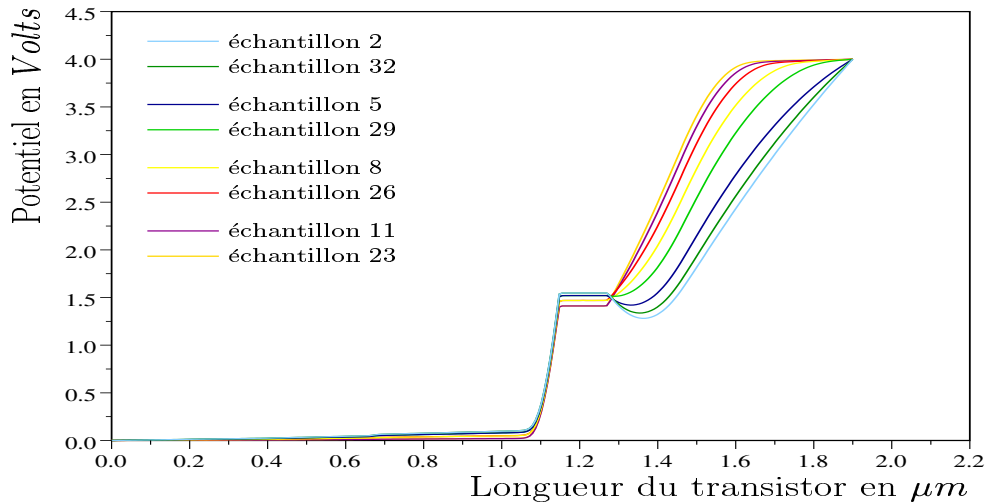


FIG. 2.14 – Effet non linéaire sur le potentiel électrique

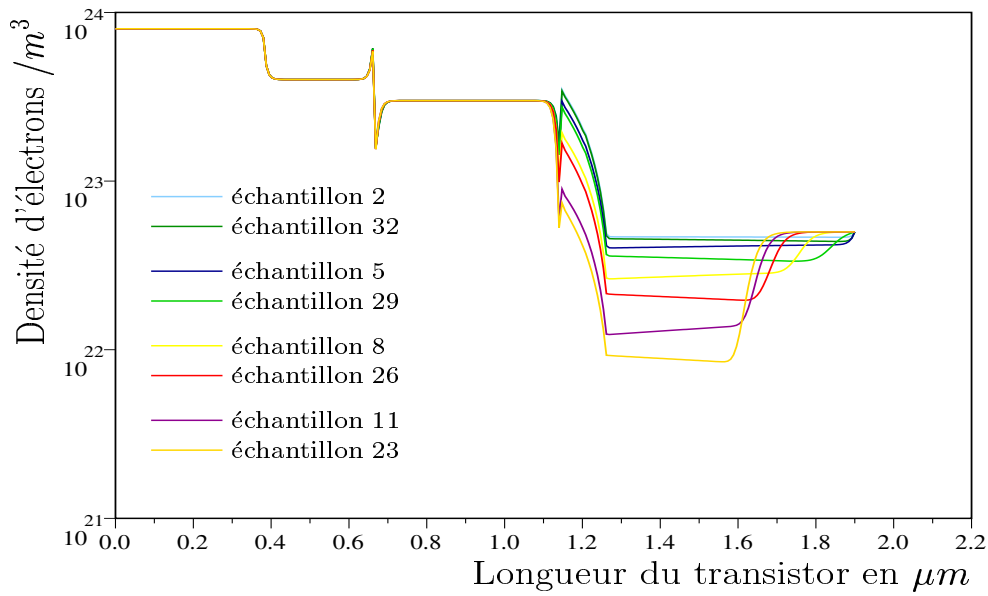


FIG. 2.15 – Effet non linéaire sur la densité d'électrons

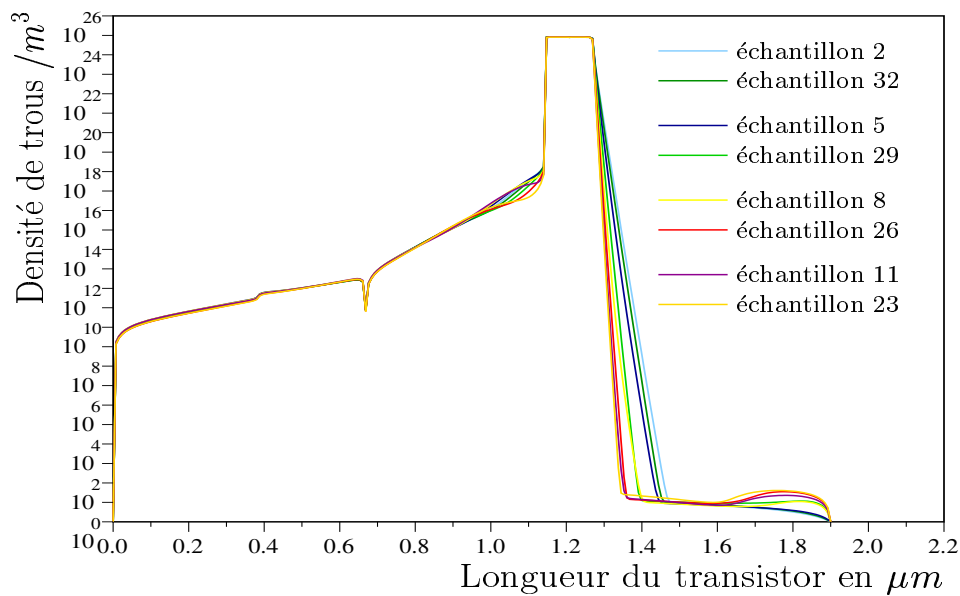


FIG. 2.16 – Effet non linéaire sur la densité de trous

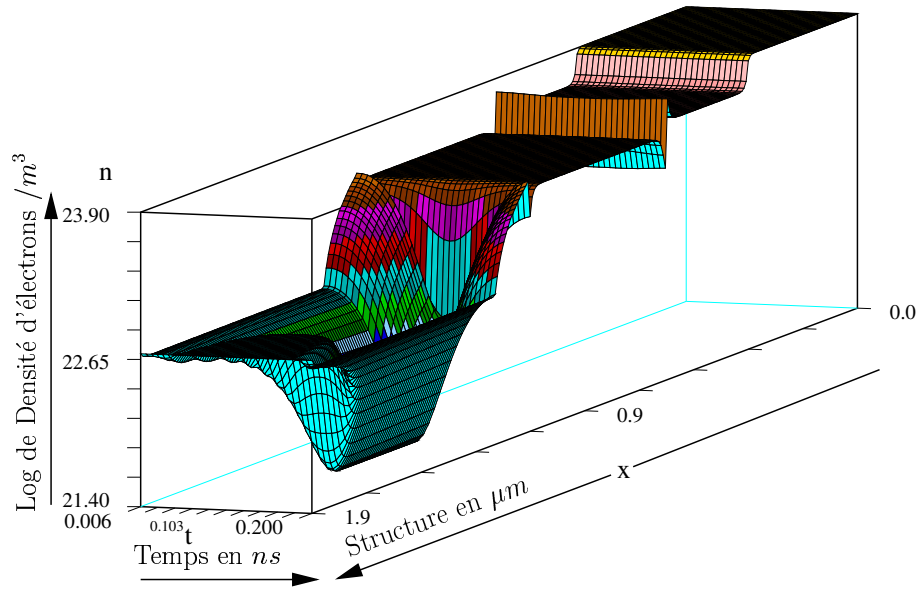


FIG. 2.17 – Densité d'électrons dans le TBH sur une période pour $f = 5$ GHz

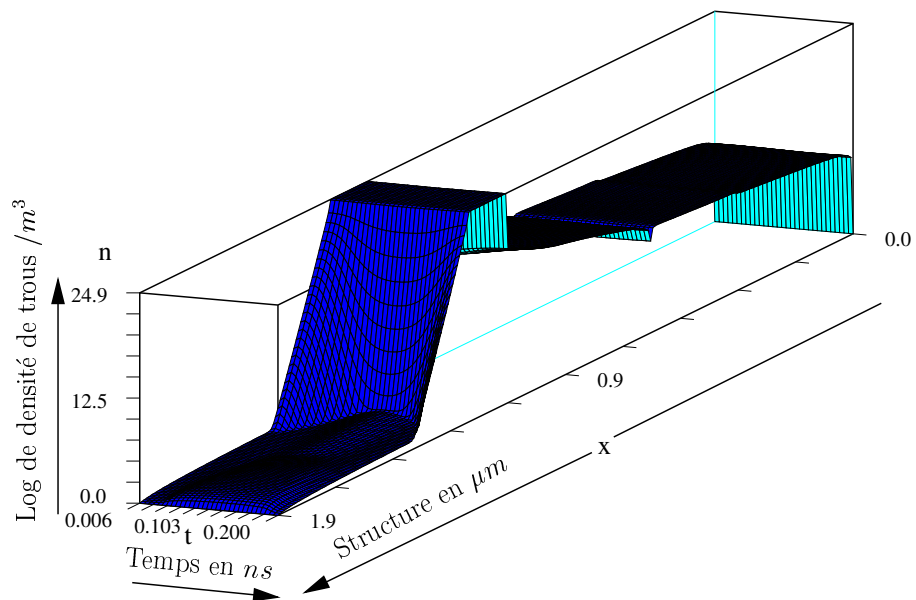


FIG. 2.18 – Densité de trous dans le TBH sur une période pour $f = 5$ GHz

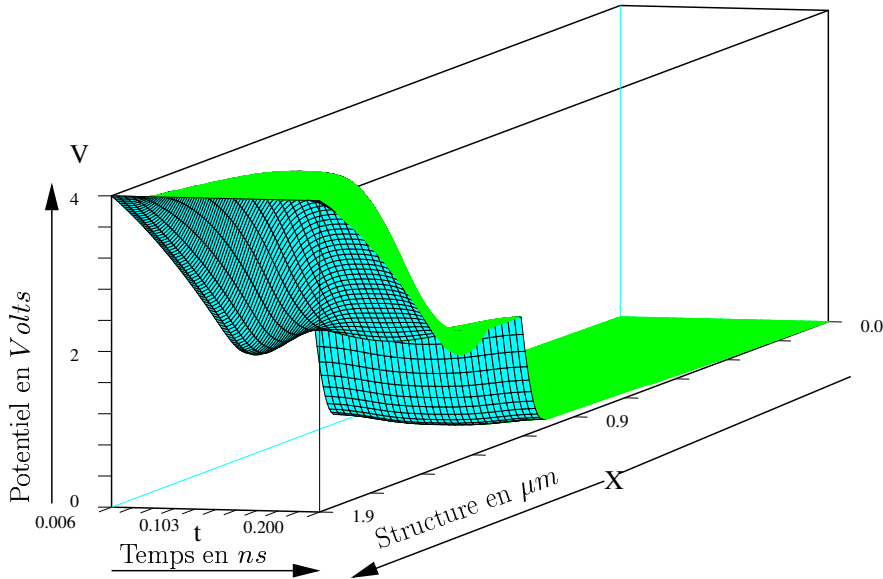


FIG. 2.19 – Potentiel électrique dans le TBH sur une période pour $f = 5$ GHz

Simulation fréquentielle du régime établi grand signal

La formulation en équilibrage harmonique des équations de transport dans les composants semi-conducteurs [11] [12] [13] est proche de celle des circuits (décrit dans le chapitre I), cependant, au lieu de manipuler une seule équation pour chaque nœud, nous avons affaire à trois équations couplées correspondant à l'équation de Poisson, aux deux équations de continuité des densités d'électrons et de trous. De plus ces dernières dépendent également des nœuds adjacents.

La solution alors de l'état établi fort signal peut être atteinte en utilisant l'algorithme de Newton, pour cela il faut déterminer la matrice jacobienne grand signal et le deuxième membre dans le domaine spectral du système d'équations non linéaires à résoudre.

Nous allons montrer dans les calculs suivants que les éléments de la matrice jacobienne dans le domaine spectral peuvent être obtenus en fonction des éléments de la matrice jacobienne dans le domaine temporel (2.10) pour chaque échantillon de la source périodique grand signal [14].

D'une manière générale pour une équation F au nœud m à la pulsation $k\omega_0$, et une variable X au nœud n à la pulsation $l\omega_0$, les éléments de la matrice jacobienne dans le domaine spectral sont donnés par :

$$\frac{\partial F_m(k)}{\partial X_n(l)} = \frac{\partial F_m(k)}{\partial f_m(t)} \frac{\partial f_m(t)}{\partial x_n(t)} \frac{\partial x_n(t)}{\partial X_n(l)} \quad (2.16)$$

où :

$$x_n(t) = \sum_{l=-\infty}^{\infty} X_n(l) e^{jl\omega_0 t} \quad (2.17)$$

$$F_m(k) = \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} f_m(t) e^{-jk\omega_0 t} dt \quad (2.18)$$

F et f correspondent soit à l'équation de Poisson, soit à l'équation de continuité en électrons, soit à l'équation de continuité en trous dans les domaines spectral et temporel respectivement.

X correspond à Ψ ou N ou P . Ces vecteurs contiennent les coefficients de Fourier de potentiel ψ , la densité d'électron n et la densité de trou p respectivement pour chaque nœud de maillage du semi-conducteur. Chacun de ces vecteurs possède une dimension correspondant au nombre d'harmoniques choisies. x correspond à ψ ou n ou p dans le domaine temporel.

ω_0 est la pulsation fondamentale de source grand signal.

Les éléments de la matrice jacobienne s'expriment alors selon :

$$\frac{\partial F_m(k)}{\partial X_n(l)} = \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} \frac{\partial f_m(t)}{\partial x_n(t)} e^{-j(k-l)\omega_0 t} dt \quad (2.19)$$

En utilisant la transformée de Fourier discrète (TFD), l'algorithme d'équilibrage harmonique peut être utilisé efficacement sur microordinateur. La forme d'onde temporelle est représentée en fonction des coefficients de Fourier dans le domaine temporel discret en utilisant la transformée de Fourier discrète inverse (TFDI).

$$x_n(i) = \sum_{k=1-N_h}^{k=N_h-1} X_n(k) e^{j2\pi ki/N_s} \quad (2.20)$$

où N_h est le nombre total de fréquences considérées, i correspond à l'échantillon temporel, et $N_s = 2N_h - 1$ est le nombre total des échantillons temporels. On peut avoir une représentation dans le domaine de Fourier avec ces échantillons temporels :

$$X_n(k) = \frac{1}{N_s} \sum_{i=0}^{N_s-1} x_n(i) e^{-j2\pi ki/N_s} \quad (2.21)$$

où les coefficients de Fourier sont décomposés en parties réelle et imaginaire :

$$X_n(k) = X_n^R(k) + jX_n^I(k) \quad (2.22)$$

avec R et I dénotent les parties réelle et imaginaire.

Puisque le signal est réel et $e^{j\omega t} = \cos(\omega t) + j\sin(\omega t)$ la TFD est alors :

$$X_n(k) = \begin{bmatrix} X_n^R(k) \\ X_n^I(k) \end{bmatrix} = \frac{1}{N_s} \sum_{i=0}^{N_s-1} \begin{bmatrix} \cos(2\pi ki/N_s) \\ -\sin(2\pi ki/N_s) \end{bmatrix} x_n(i) \quad (2.23)$$

et puisque $X_n(-k) = X_n^*(k)$, la TFDI devient :

$$x_n(i) = \sum_{k=0}^{N_h-1} (2 - \delta(k)) \begin{bmatrix} \cos(2\pi ki/N_s) & -\sin(2\pi ki/N_s) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} X_n^R(k) \\ X_n^I(k) \end{bmatrix} \quad (2.24)$$

où $\delta(k) = 0$ pour $k \neq 0$ et $\delta(k) = 1$ pour $k = 0$. Les fréquences considérées sont $0, \omega_0, 2\omega_0, \dots, (N_h - 1)\omega_0$.

En utilisant maintenant les équations (2.23) et (2.24) pour établir le calcul de (2.16), nous trouvons :

$$\frac{\partial F_m(k)}{\partial X_n(l)} = \frac{2 - \delta(l)}{N_s} \sum_{i=0}^{N_s-1} \begin{bmatrix} \cos(2\pi ki/N_s) \\ -\sin(2\pi ki/N_s) \end{bmatrix} \frac{\partial f_m(i)}{\partial x_n(i)} \begin{bmatrix} \cos(2\pi li/N_s) & -\sin(2\pi li/N_s) \end{bmatrix} \quad (2.25)$$

Les relations trigonométriques simplifient le système ci-dessus de cette façon :

$$\frac{\partial F_m(k)}{\partial X_n(l)} = \frac{2 - \delta(l)}{2N_s} \sum_{i=0}^{N_s-1} \frac{\partial f_m(i)}{\partial x_n(i)} \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} \quad (2.26)$$

où

$$\begin{cases} A = \cos(2\pi(k+l)i/N_s) + \cos(2\pi(k-l)i/N_s) \\ B = -\sin(2\pi(k+l)i/N_s) - \sin(2\pi(k-l)i/N_s) \\ C = -\sin(2\pi(k+l)i/N_s) + \sin(2\pi(k-l)i/N_s) \\ D = -\cos(2\pi(k+l)i/N_s) + \cos(2\pi(k-l)i/N_s) \end{cases} \quad (2.27)$$

La simulation de la figure (2.9) avec cette méthode nous conduit à élaborer d'abord les conditions aux limites pour permettre le couplage entre HETSI et le circuit extérieur. Ces conditions aux limites au niveau de la base par exemple sont données par :

$$\begin{cases} G_B(E_{B0} - V_{B0}) - I_0(\Psi_0, N_0, P_0) = 0 \\ G_B(E_{B1} - V_{B1}) - I_1(\Psi_1, N_1, P_1) = 0 \\ -G_B V_{Bh} - I_h(\Psi_h, N_h, P_h) = 0 \end{cases} \quad (2.28)$$

La première équation de ce système représente le régime DC, la deuxième équation correspond à la pulsation fondamentale et la dernière équation concerne les différentes harmoniques.

Nous sommes amenés alors à résoudre numériquement le système matriciel suivant :

$$\left[\begin{bmatrix} J_{0,0} & J_{0,1}^{RR} & J_{0,1}^{RI} & \cdots & J_{0,N_h}^{RR} & J_{0,N_h}^{RI} \\ J_{0,1}^{RR} & J_{1,1}^{RR} & J_{1,1}^{RI} & \cdots & J_{1,N_h}^{RR} & J_{1,N_h}^{RI} \\ J_{0,1}^{IR} & J_{1,1}^{IR} & J_{1,1}^{II} & \cdots & J_{1,N_h}^{IR} & J_{1,N_h}^{II} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots & \vdots \\ J_{0,N_h}^{RR} & J_{1,N_h}^{RR} & J_{1,N_h}^{RI} & \cdots & J_{N_h,N_h}^{RR} & J_{N_h,N_h}^{RI} \\ J_{0,N_h}^{IR} & J_{1,N_h}^{IR} & J_{1,N_h}^{II} & \cdots & J_{N_h,N_h}^{IR} & J_{N_h,N_h}^{II} \end{bmatrix} + \Omega \right]^n \begin{bmatrix} \Delta X_0 \\ \Delta X_1^R \\ \Delta X_1^I \\ \vdots \\ \Delta X_{N_h}^R \\ \Delta X_{N_h}^I \end{bmatrix}^n = \begin{bmatrix} F_0^R \\ F_1^R \\ F_1^I \\ \vdots \\ F_{N_h}^R \\ F_{N_h}^I \end{bmatrix}^n \quad (2.29)$$

La matrice (2.29) est composée de $(2N_h + 1) \times (2N_h + 1)$ blocs. Chaque élément $J_{i,j}^{XY}$ de cette matrice représente une sous matrice ayant la même taille que la matrice jacobienne (2.13) puisque :

$$\begin{aligned} \Delta X_i^R &= [\Delta \Psi_1^R, \Delta N_1^R, \Delta P_1^R, \Delta \Psi_2^R, \Delta N_2^R, \Delta P_2^R, \dots, \Delta \Psi_{ml}^R, \Delta N_{ml}^R, \Delta P_{ml}^R, \Delta V_E^R, \Delta V_B^R, \Delta V_C^R]^T. \\ \Delta X_i^I &= [\Delta \Psi_1^I, \Delta N_1^I, \Delta P_1^I, \Delta \Psi_2^I, \Delta N_2^I, \Delta P_2^I, \dots, \Delta \Psi_{ml}^I, \Delta N_{ml}^I, \Delta P_{ml}^I, \Delta V_E^I, \Delta V_B^I, \Delta V_C^I]^T. \end{aligned}$$

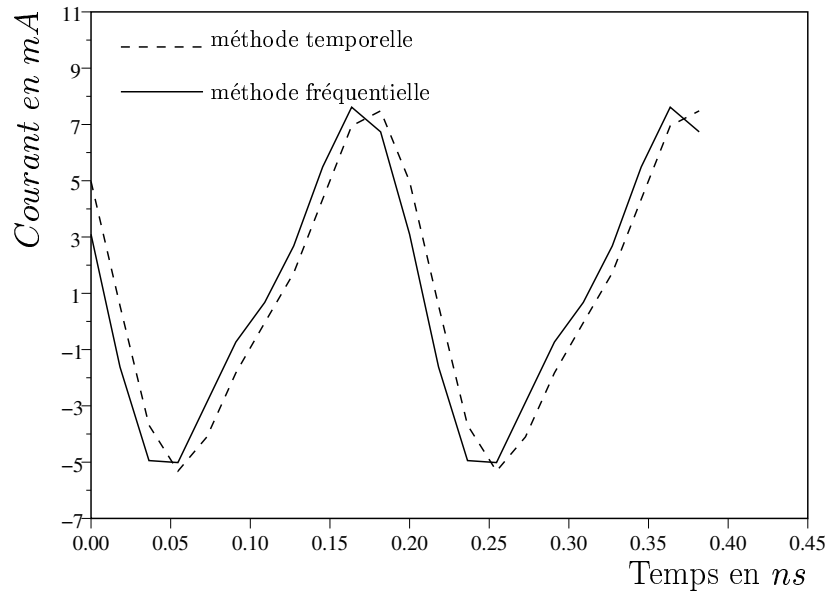
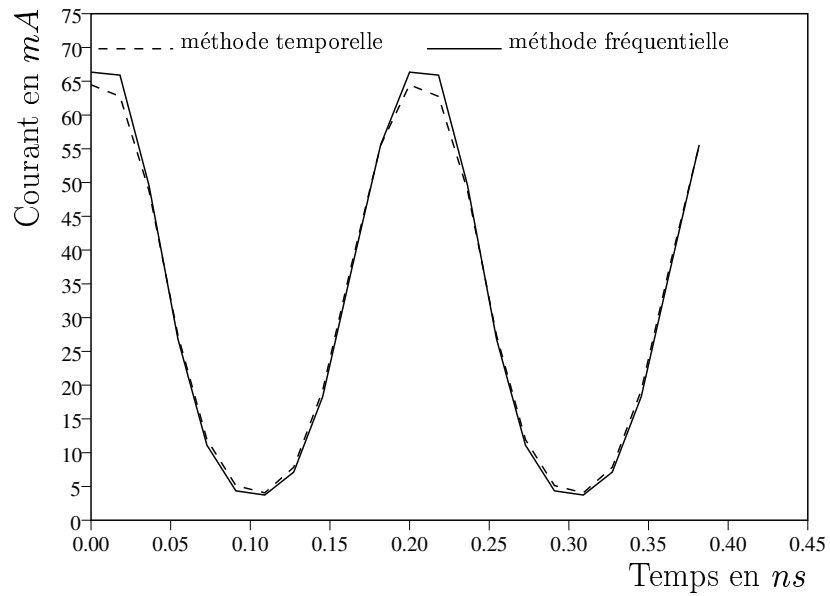
La détermination de ces éléments se fait en utilisant l'équation (2.26). Les termes de mémoire s'écrivent grâce à la matrice Ω donnée dans (1.30). Chaque élément de cette matrice possède la taille de la matrice jacobienne temporelle où seuls les emplacements des dérivées partielles par rapport aux variables n et p du bloc diagonal sont pleins. n représente l'étape de Newton Raphson.

On calcule le deuxième membre de cette façon :

$$\begin{bmatrix} F_0^R \\ F_1^R \\ F_1^I \\ \vdots \\ F_{N_h}^R \\ F_{N_h}^I \end{bmatrix} = -\Gamma \times \begin{bmatrix} f(x(0)) \\ f(x(1)) \\ f(x(2)) \\ \vdots \\ f(x(N_s - 1)) \\ f(x(N_s)) \end{bmatrix} - \Omega \begin{bmatrix} \Delta X_0 \\ \Delta X_1^R \\ \Delta X_1^I \\ \vdots \\ \Delta X_{N_h}^R \\ \Delta X_{N_h}^I \end{bmatrix} \quad (2.30)$$

Γ est donnée dans l'équation (1.29).

La taille de la matrice (2.29) est fonction principalement de nombre d'harmoniques utilisées pendant la simulation. Evidemment, ce nombre dépend du degré de non linéarité du problème à résoudre. Cette matrice n'est pas aussi creuse que sa concurrente temporelle. Nous avons choisi de faire une comparaison entre les deux méthodes temporelle et fréquentielle en traçant les courants de base et de collecteur et cela pour un nombre d'harmoniques égal à 5. Le temps de calcul pour une telle taille est de l'ordre de la minute. On peut constater sur les figures suivantes (2.20) et (2.21) que la comparaison est très satisfaisante.

FIG. 2.20 – Courant de base pour $f = 5$ GHzFIG. 2.21 – Courant de collecteur pour $f = 5$ GHz

2.3.2 Simulation linéaire d'un circuit [15]

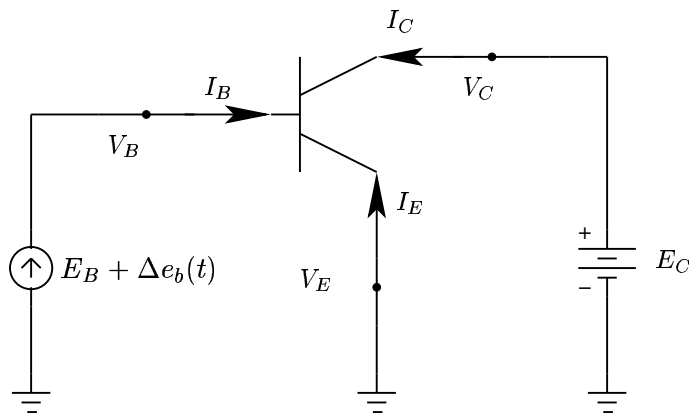


FIG. 2.22 – Le circuit simulé en régime linéaire

La simulation physique petit signal a démontré ces dernières années une grande efficacité pour comprendre ce qui se passe à l'intérieur des dispositifs semi-conducteurs ainsi que l'influence de divers paramètres géométriques et technologiques sur l'ensemble des performances de circuit [16] [17] [18].

Nous avons tâché tout d'abord d'extraire les paramètres de dispersion S_{11} , S_{12} , S_{21} et S_{22} intrinsèques par la simulation AC détaillée ci-dessous du circuit ci-dessus. Cette technique mis en œuvre pour la première fois par Laux [19] appelée aussi l'analyse sinusoidale en état établi qui n'est pas coûteuse en temps de calcul et elle s'effectue dans le domaine spectral. Les facteurs de mérite comme la fréquence de coupure du gain en courant f_T seront aussi déterminés.

Dans ce cas, le mode de simulation est composé de deux étapes. L'étape de simulation DC où l'analyse statique détermine la matrice jacobienne au repos. Dans l'étape suivante le simulateur est basculé sur le mode de simulation petit signal où une perturbation de faible amplitude est utilisée pour exciter le dispositif directement dans le domaine de Fourier, le dispositif est linéarisé alors autour de points DC ce qui évite la génération des harmoniques dans tout le circuit.

L'analyse statique ($\Delta e_b(t)=0$)

Considérons les équations de transport dans le TBH discrétisées suivant les variables ψ , n et p . La solution statique consiste à trouver un vecteur \bar{X} pour chaque ensemble de valeurs de polarisations \bar{P} imposées à l'équation (2.31).

Ecriture des équations de transport dans le cas statique En considérant que le cas statique, les équations de transport dans le TBH peuvent être données suivant la forme suivante :

$$F(\bar{X}, \bar{P}) = 0 \quad (2.31)$$

tel que :

\bar{X} le vecteur de solution désiré, $\bar{X} = [\bar{\psi}_1, \bar{n}_1, \bar{p}_1, \dots, \bar{\psi}_{ml}, \bar{n}_{ml}, \bar{p}_{ml}]^T$ et ml représente le nombre de points du maillage dans tout le dispositif considéré.

\bar{P} représente toutes les polarisations continues injectées sous formes des conditions aux limites et elles sont traitées comme des paramètres fixes.

L'équation (2.31) représente le système défini dans (2.5), elle est donc équivalente à :

$$\begin{cases} -\frac{\partial}{\partial x} \left(\varepsilon \frac{\partial \bar{\psi}}{\partial x} \right) - \bar{p} + \bar{n} - N_D + N_A = 0 \\ -\frac{\partial \bar{J}_n}{\partial x} + \bar{R} = 0 \\ \frac{\partial \bar{J}_p}{\partial x} + \bar{R} = 0 \end{cases} \quad (2.32)$$

Les conditions aux limites

$$\begin{cases} \bar{\psi}_1 = 0 \\ \bar{\psi}_{mb} - V_B = 0 \\ \bar{\psi}_{ml} - V_C = 0 \end{cases}, \quad \begin{cases} \bar{n}(1) - N_D(1) = 0 \\ \bar{p}(1) - N_A(1) = 0 \\ \bar{p}(mb) - N_A(mb) = 0 \\ \bar{n}(ml) - N_D(ml) = 0 \\ \bar{p}(ml) - N_A(ml) = 0 \end{cases} \quad (2.33)$$

Le système non-linéaire (2.31) est tout d'abord linéarisé en utilisant la décomposition en série de Taylor d'ordre 1 pour la variable \bar{X} . On obtient alors la matrice jacobienne (2.10).

Pendant le processus d'itérations, l'équation suivante est résolue à plusieurs reprises :

$$\left. \frac{\partial F}{\partial \bar{X}} \right|_{\bar{X}^k, \bar{P}} \Delta \bar{X}^{k+1} = -F(\bar{X}^k, \bar{P}) \quad (2.34)$$

où k désigne l'itération numéro k , et \bar{P} reste inchangé.

La solution DC est obtenue lorsque la variation de $\Delta \bar{X}$ par rapport à \bar{X} est inférieure à une certaine quantité ε prédéfinie.

L'analyse dynamique

Une représentation quadripôle du transistor est considérée pour évaluer les paramètres petit-signal avec une approximation quasi statique et deux petites perturbations $\Delta e_b(t)$ sur E_B et $\Delta e_c(t)$ sur E_C sont appliquées en alternance au système.

Ecriture des équations de transport dans le cas dynamique Dans ce cas les équations de transport s'écrivent de la façon suivante :

$$F(X, P) + f(X) = 0 \quad (2.35)$$

tel que :

$$f(X) = D \frac{\partial X}{\partial t} \quad (2.36)$$

D : est une matrice diagonale où tous les éléments correspondant à l'équation de Poisson sont nuls et les autres éléments sont égaux à 1, elle a les dimensions $3ml \times 3ml$.

$$X = \bar{X} + \Delta X e^{j\omega t} \quad (2.37)$$

$$P = \bar{P} + \Delta P e^{j\omega t} \quad (2.38)$$

Nous pouvons écrire (2.35) comme suit :

$$\begin{cases} -\frac{\partial}{\partial x} \left(\varepsilon \frac{\partial \psi}{\partial x} \right) - p + n - N_D + N_A = 0 \\ \frac{\partial n}{\partial t} - \frac{\partial J_n}{\partial x} + R = 0 \\ \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\partial J_p}{\partial x} + R = 0 \end{cases} \quad (2.39)$$

Les conditions aux limites

$$\left\{ \begin{array}{l} \psi_1 = 0 \\ \psi_{mb} - v_B = 0 \\ \psi_{ml} - V_C = 0 \end{array} \right. , \quad \left\{ \begin{array}{l} n(1) - N_D(1) = 0 \\ p(1) - N_A(1) = 0 \\ p(mb) - N_A(mb) = 0 \\ n(ml) - N_D(ml) = 0 \\ p(ml) - N_A(ml) = 0 \end{array} \right. \quad (2.40)$$

En remplaçant (2.36), (2.37) et (2.38) dans (2.35), nous obtenons :

$$F(\bar{X} + \Delta X e^{j\omega t}, \bar{P} + \Delta P e^{j\omega t}) + j\omega D \Delta X e^{j\omega t} = 0 \quad (2.41)$$

En appliquant le développement en série de Taylor d'ordre 1 à deux variables nous trouvons :

$$F(\bar{X} + \Delta X e^{j\omega t}, \bar{P} + \Delta P e^{j\omega t}) = F(\bar{X}, \bar{P}) + [F_X(\bar{X}, \bar{P}) \Delta X + F_P(\bar{X}, \bar{P}) \Delta P] e^{j\omega t} \quad (2.42)$$

et comme $F(\bar{X}, \bar{P}) = 0$ (le cas statique), nous aurons alors à résoudre :

$$[F_X(\bar{X}, \bar{P}) + j\omega D] \Delta X = -F_P(\bar{X}, \bar{P}) \Delta P \quad (2.43)$$

avec :

$$F_X(\bar{X}, \bar{P}) = \left. \frac{\partial F(X, P)}{\partial X} \right|_{\bar{X}, \bar{P}} \quad \text{et} \quad F_P(\bar{X}, \bar{P}) = \left. \frac{\partial F(X, P)}{\partial P} \right|_{\bar{X}, \bar{P}}$$

$\Delta X = \Delta X_R + j\Delta X_I$ est complexe à cause de changement de phase en réponse au signal d'entrée.

nous pouvons écrire (2.43) sous la forme d'un système de deux équations :

$$\left\{ \begin{array}{l} F_X \Delta X^R - \omega D \Delta X^I = -F_P \Delta P \\ \omega D \Delta X^R + F_X \Delta X^I = 0 \end{array} \right. \quad (2.44)$$

Nous avons ainsi partagé notre système en deux parties, imaginaire et réelle causant également un doublement de la taille de matrice jacobienne au repos. puisque le système F_X

possède la dimension $3ml$, donc nous aurons affaire à un système matriciel de dimensions $6ml \times 6ml$.

$$\begin{pmatrix} F_X & -\omega D \\ \omega D & F_X \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Delta X^R \\ \Delta X^I \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -F_P \Delta P \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.45)$$

la résolution numérique de (2.45) nous permet d'avoir les amplitudes complexes des variables ψ , n et p dans le TBH. Compte tenu de la taille moyenne de cette matrice (< 2000), il nous a fallu quelques minutes pour calculer les paramètres S du TBH sur une large plage de fréquences. Une transformation de ces paramètres en paramètres Y , Z et H est possible [20] [21].

Nous pouvons constater que les éléments de perturbation du deuxième membre peuvent prendre n'importe quelle place dans le vecteur (c'est à dire se placer à n'importe quel nœud dans la structure). Cette remarque conduit à dire qu'il est donc possible de faire une étude du TBH en présence de perturbation en choisissant des sources placées à l'intérieur de la structure de transistor. C'est la méthode que nous utiliserons pour effectuer l'étude physique en bruit dans le transistor au chapitre III.

Calcul du courant complexe dans le TBH En calculant la variation sur les densités des courants d'électrons et de trous données par le modèle de Scharfetter et Gummel dans (2.4) nous obtenons :

$$\left\{ \begin{array}{l}
 \Delta J_{n,i} = \left\{ \frac{\alpha 1}{h_i} \overline{E_{n,i}} \left[\frac{\bar{n}_i}{1 - \exp(\overline{E_{n,i}} h_i)} + \frac{\bar{n}_{i+1}}{1 - \exp(-\overline{E_{n,i}} h_i)} \right] + \frac{\overline{\mu_{n,i}}}{h_i} \left[-\frac{h_i \bar{n}_{i+1} \overline{E_{n,i}} \exp(-\overline{E_{n,i}} h_i)}{(1 - \exp(-\overline{E_{n,i}} h_i))^2} \right. \right. \\
 \left. \left. + \frac{h_i \bar{n}_i \overline{E_{n,i}} \exp(\overline{E_{n,i}} h_i)}{(1 - \exp(\overline{E_{n,i}} h_i))^2} + \frac{\bar{n}_i}{1 - \exp(\overline{E_{n,i}} h_i)} + \frac{\bar{n}_{i+1}}{1 - \exp(-\overline{E_{n,i}} h_i)} \right] \right\} (\Delta \psi_i - \Delta \psi_{i+1}) + \overline{\mu_{n,i}} \overline{E_{n,i}} \\
 \left[\frac{\Delta n_i}{1 - \exp(\overline{E_{n,i}} h_i)} + \frac{\Delta n_{i+1}}{1 - \exp(-\overline{E_{n,i}} h_i)} \right] \\
 \Delta J_{p,i} = \left\{ \frac{\alpha 2}{h_i} \overline{E_{p,i}} \left[\frac{\bar{p}_i}{1 - \exp(-\overline{E_{p,i}} h_i)} + \frac{\bar{p}_{i+1}}{1 - \exp(\overline{E_{p,i}} h_i)} \right] + \frac{\overline{\mu_{p,i}}}{h_i} \left[\frac{h_i \bar{p}_{i+1} \overline{E_{p,i}} \exp(\overline{E_{p,i}} h_i)}{(1 - \exp(\overline{E_{p,i}} h_i))^2} \right. \right. \\
 \left. \left. - \frac{h_i \bar{p}_i \overline{E_{p,i}} \exp(-\overline{E_{p,i}} h_i)}{(1 - \exp(-\overline{E_{p,i}} h_i))^2} + \frac{\bar{p}_i}{1 - \exp(-\overline{E_{p,i}} h_i)} + \frac{\bar{p}_{i+1}}{1 - \exp(\overline{E_{p,i}} h_i)} \right] \right\} (\Delta \psi_i - \Delta \psi_{i+1}) + \overline{\mu_{p,i}} \overline{E_{p,i}} \\
 \left[\frac{\Delta p_i}{1 - \exp(-\overline{E_{p,i}} h_i)} + \frac{\Delta p_{i+1}}{1 - \exp(\overline{E_{p,i}} h_i)} \right]
 \end{array} \right. \quad (2.46)$$

avec :

$\alpha 1$ et $\alpha 2$ les dérivées partielles des mobilités données dans (2.5) par rapport à E_n et E_p respectivement.

Résultats de simulation Les résultats suivants sont obtenus pour ces paramètres : $E_B = 1.45V$, $E_C = 4V$, $\Delta e_b(t) = 0.001 \cos(2\pi f t)V$.

Sur l'abacque de Smith, nous avons tracé les paramètres S_{11} et S_{22} et nous avons représenté en coordonnées polaires les paramètres S_{12} et S_{21} simulés pour la structure de la figure (2.22) sur une gamme de fréquence allant de $1MHz$ jusqu'à $40GHz$.

La courbe de la figure (2.26) représente le module du gain en courant collecteur par rapport à la tension de commande base-émetteur. Elle nous permet de déterminer la fréquence de transition du TBH, c'est le point d'abscisse correspondant au point d'intersection du graphe avec la droite "0 dB" d'après la définition suivante :

$$f_T \text{ est la fréquence pour laquelle } H_{21} = \left. \frac{\partial I_C}{\partial V_{BE}} \right|_{V_{CE}=\text{constante}} = 1.$$

Cette valeur se trouve autour de $30GHz$ pour la structure de la figure (2.22) avec une densité de courant collecteur égale à $26.8mA$.

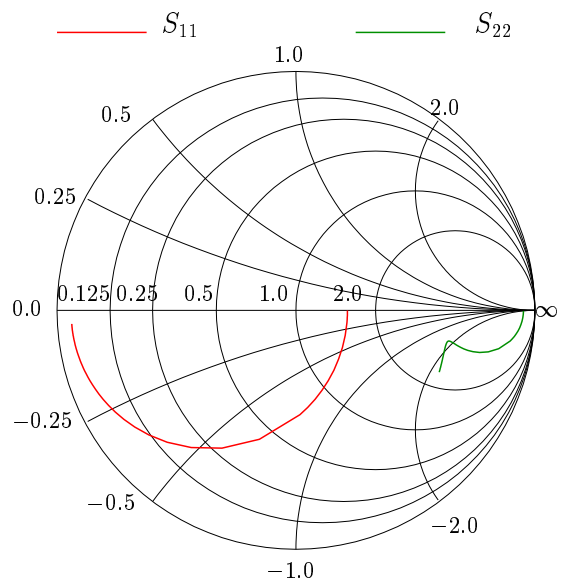


FIG. 2.23 – Les paramètres S_{11} et S_{22} pour $f = [1 \text{ MHz}, 40 \text{ GHz}]$

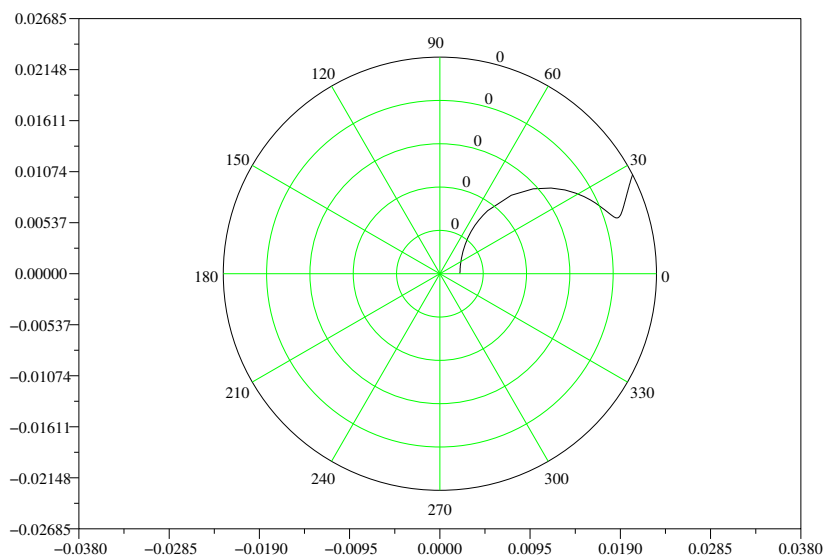


FIG. 2.24 – Le paramètre S_{12} pour $f = [1 \text{ MHz}, 40 \text{ GHz}]$

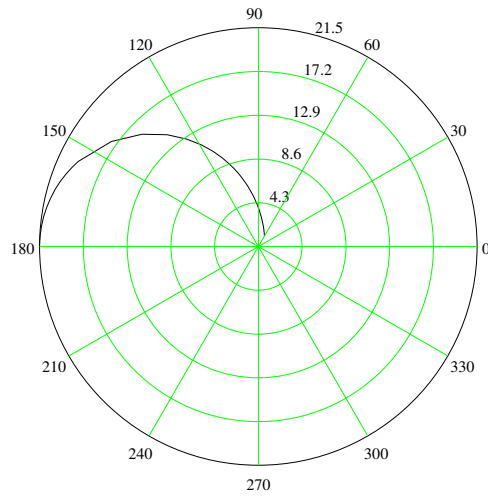


FIG. 2.25 – Le paramètre S21 pour $f = [1 \text{ MHz}, 40 \text{ GHz}]$

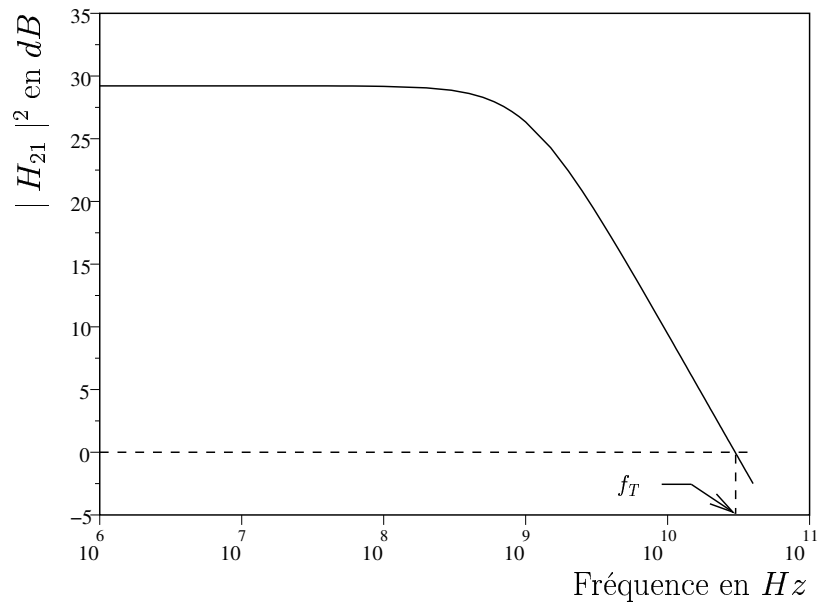


FIG. 2.26 – Détermination de la fréquence de transition

Nous avons aussi tracé figure (2.27) l'allure de la fréquence de transition en fonction de courant de collecteur. Cette fréquence augmente avec le courant jusqu'à une certaine valeur qui définit le déclenchement de l'effet Kirk. Ce phénomène va causer alors une décroissance de cette fréquence de transition au delà de cette valeur. Nous effectuerons dans le dernier chapitre une étude en fonction des paramètres du transistor (N_D, W_C) qui permettra de mieux comprendre ce phénomène limitatif.

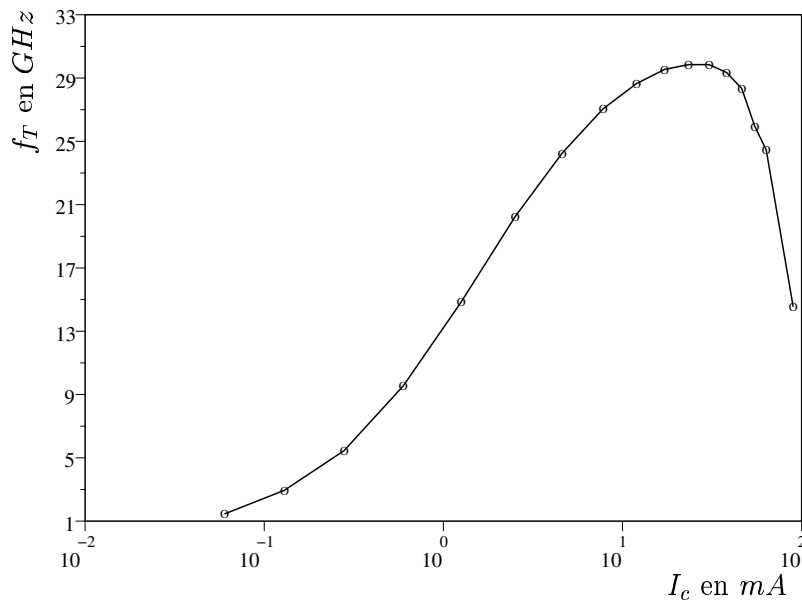


FIG. 2.27 – Fréquence de transition en fonction de courant de collecteur

2.3.3 Simulation linéaire d'un circuit présentant des éléments parasites

L'analyse statique de ce circuit est semblable à celui de la figure (2.6). Les bobines vont se comporter comme un court circuit et les condensateurs comme un circuit ouvert. Par contre dans l'analyse dynamique, de nouvelles conditions aux limites apparaissent. En effet, six autres équations vont être ajoutées au système (2.45). Les valeurs des condensateurs et bobines proviennent de [22].

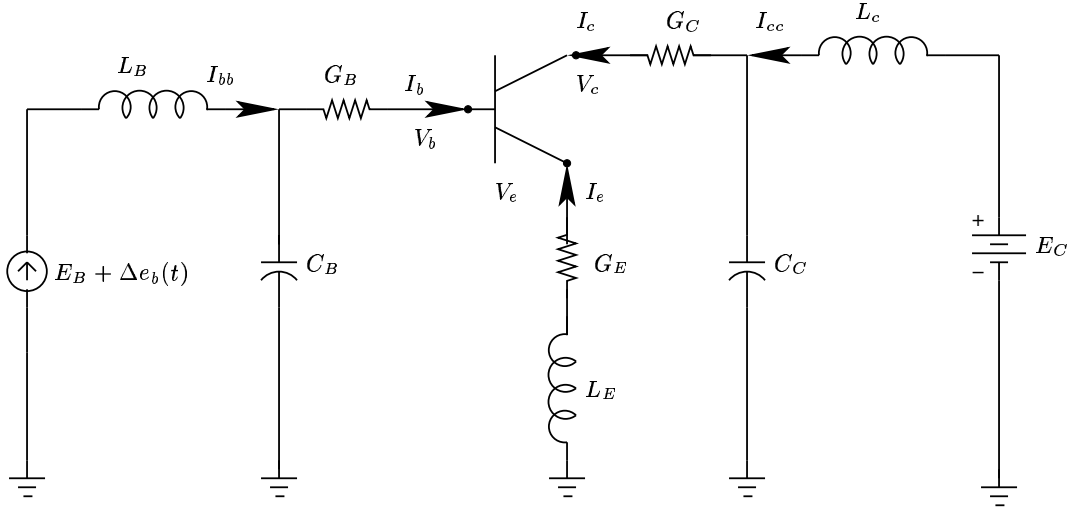


FIG. 2.28 – Un TBH présentant des éléments parasites

Les six nouvelles équations de circuit

$$\left\{ \begin{array}{l}
 \frac{1}{G_E} \Delta J_n(1)_R + \frac{1}{G_E} \Delta J_p(1)_R + \Delta V_{eR} - L_E \omega \Delta J_n(1)_I - L_E \omega \Delta J_p(1)_I = 0 \\
 L_E \omega \Delta J_n(1)_R + L_E \omega \Delta J_p(1)_R + \frac{1}{G_E} \Delta J_n(1)_I + \frac{1}{G_E} \Delta J_p(1)_I + \Delta V_{eI} = 0 \\
 \Delta J_n(mb-1)_R + \Delta J_p(mb-1)_R - \Delta J_n(mb)_R - \Delta J_p(mb)_R + \left(\frac{1}{L_B \omega} - C_B \omega \right) \Delta V_{bI} \\
 \left(\frac{1}{L_B \omega G_B} - \frac{C_B \omega}{G_B} \right) (\Delta J_n(mb-1)_I + \Delta J_p(mb-1)_I - \Delta J_n(mb)_I - \Delta J_p(mb)_I) = 0 \\
 \left(\frac{1}{L_B \omega G_B} - \frac{C_B \omega}{G_B} \right) (-\Delta J_n(mb-1)_R - \Delta J_p(mb-1)_R + \Delta J_n(mb)_R + \Delta J_p(mb)_R) + \\
 \left(\frac{1}{L_B \omega} - C_B \omega \right) \Delta V_{bR} + (\Delta J_n(mb-1)_I + \Delta J_p(mb-1)_I - \Delta J_n(mb)_I - \Delta J_p(mb)_I) \\
 - \frac{1}{L_B \omega} e_b = 0 \\
 -\Delta J_n(ml-1)_R - \Delta J_p(ml-1)_R - \left(\frac{1}{L_C \omega G_C} - \frac{C_C \omega}{G_C} \right) \\
 (\Delta J_n(ml-1)_I + \Delta J_p(ml-1)_I) - \left(\frac{1}{L_C \omega} - C_C \omega \right) \Delta V_{cI} = 0 \\
 \left(\frac{1}{L_C \omega G_C} - \frac{C_C \omega}{G_C} \right) (\Delta J_n(ml-1)_R + \Delta J_p(ml-1)_R) + \left(\frac{1}{L_C \omega} - C_C \omega \right) \Delta V_{cR} - \\
 (\Delta J_n(ml-1)_I + \Delta J_p(ml-1)_I) = 0
 \end{array} \right. \quad (2.47)$$

avec : ΔJ_n et ΔJ_p données dans (2.46).

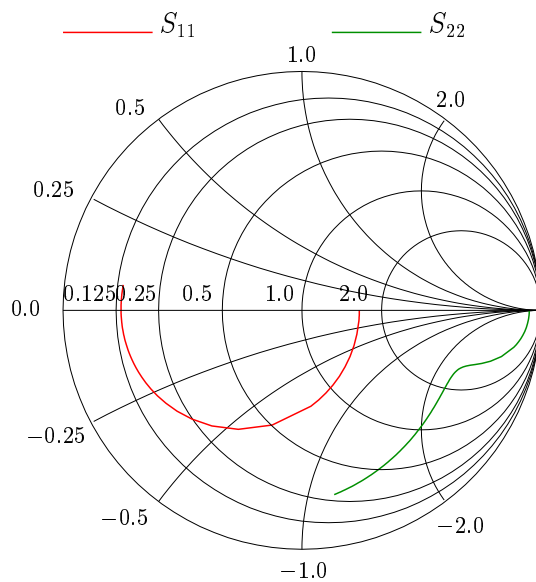


FIG. 2.29 – Les paramètres S_{11} et S_{22} pour $f = [1 \text{ MHz}, 40 \text{ GHz}]$

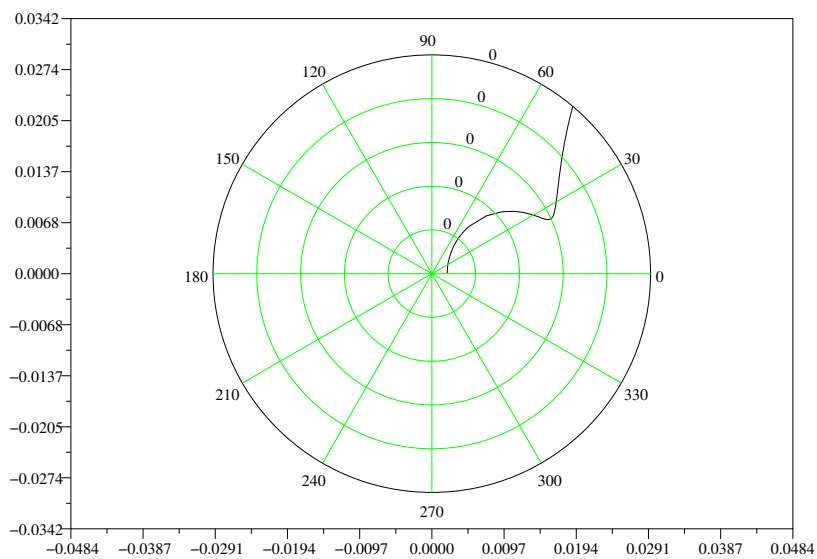


FIG. 2.30 – Le paramètre S_{12} pour $f = [1 \text{ MHz}, 40 \text{ GHz}]$

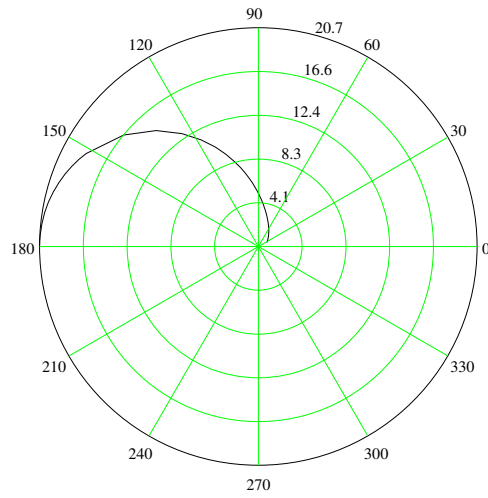


FIG. 2.31 – Le paramètre S21 pour $f = [1 \text{ MHz}, 40 \text{ GHz}]$

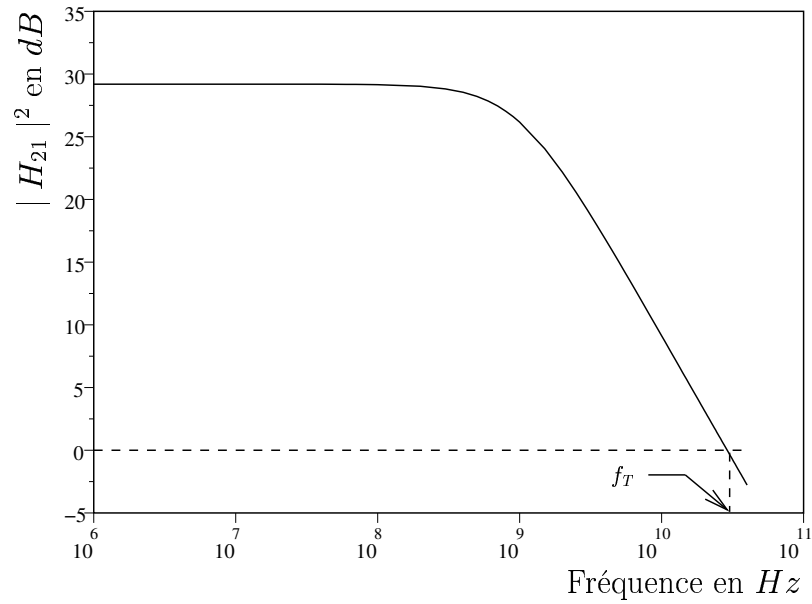


FIG. 2.32 – Détermination de la fréquence de transition

2.4 Conclusion

Le travail actuel montre le couplage du simulateur physique avec Scilab. Il a été possible de réaliser une étude grand signal dans les deux domaines temporel et fréquentiel en présence d'un circuit simple à un transistor, par résolution d'un système de grande taille. Les temps de calculs sont cependant acceptables avec le solveur **umfpack**. Le calcul des paramètres S a été mené à bien en utilisant une technique de perturbations des équations autour du point de polarisation. La localisation des perturbations dans le composant pouvant être quelconque, nous allons mettre à profit cette méthode afin d'introduire des sources de bruit au niveau de la structure interne du TBH. Cette étude doit nous offrir de bonnes perspectives quant à la compréhension physique du phénomène du bruit dans les TBH. Cet aspect est développé au chapitre III.

Bibliographie

- [1] **R. Sommet**, "Intégration d'un modèle physique de transistor bipolaire à hétérojonction dans l'environnement de la C.A.O non- linéaire des circuits monolithiques micro-ondes ", Thèse de l'université de Limoges, n° 38-96, Octobre 1996.
- [2] **D. Lopez**, "Intégration dans un environnement de simulation circuit d'un modèle électrothermique de transistor bipolaire à hétérojonction issu de simulations thermiques tridimensionnelles ", Thèse de l'université de Limoges, n° 10-02, Mars 2002.
- [3] **C. Gomez, C. Bunks, J.P. Chancelier, F. Delebecque, M. Goursat, R. Nikoukhah, S. Steer**, "Engineering and scientific computing with Scilab ", ISBN 0-8176-4009-6.
- [4] **T. Grasser, H. Kosina, S. Selberherr**, "Consistent comparison of drift-diffusion and hydro-dynamic device simulations ", Simulation of Semiconductor Processes and Devices, 1999. SISPAD '99. 1999 International Conference on , pp. 151-154, 6-8 September 1999.
- [5] **S. Selberherr**, "Analysis and Simulation of semiconductor devices ", in Springer-Verlag Vienna, ISBN 32118180063-540-66583-8.
- [6] **A. Tachafine**, "Contribution à l'étude de transistors bipolaires à hétérojonction pour la réalisation d'amplificateurs monolithiques de fortes puissance en bande X ", Thèse de doctorat de l'université de Lille, 1994.
- [7] **D.L. Scharfetter, H.K. Gummel**, "Large signal analysis of a silicon read diode oscillator ", IEEE Trans. Electron Devices, Vol. ED-16, pp. 64-77, January 1969.
- [8] **G.E. Forsythe, M.A. Malcom, C.B. Moler**, "Computer methods for mathematical computations ", Englewood Cliffs, NJ : Prentice-Hall, 1977.

- [9] **C.W. Ho, A.E. Ruehli, P.A. Brennan**, "The modified nodal approach to network analysis ", IEEE Transactions Circuits and Systems, Vol. CAS-22, No. 6, pp. 504-509, 1975.
- [10] **Z. Yu, R. Dutton, M. Vanzi**, "An extension to Newton's method in device simulators- On an efficient algorithm to evaluate small-signal parameters and to predict initial guess ", IEEE Transactions on Computer-Aided Design, Vol. CAD-6, No. 1, pp. 41-45, January 1987.
- [11] **B. Troyanovsky, F. Rotella, Z. Yu, R.W. Dutton, J. Sato-Iwanga**, "Large signal analysis of RF/microwave devices with parasitics using harmonic balance device simulation ", SASIMI. Fukuota Japan, November 1996.
- [12] **F. Bonani, S.D. Guerrieri, G. Ghione, M. A Pirola**, "A TCAD approach to the physics-based modeling of frequency conversion and noise in semiconductor devices under large-signal forced operation ", IEEE Transactions on Electron Devices, Volume. 48, No. 5, pp. 966-977, May 2001.
- [13] **B. Troyanovsky, G. Ma, R. Dutton**, "Relaxation-based Harmonic Balance technique for semiconductor device simulation ", Computer-Aided Design, 1995. ICCAD-95. Digest of Technical Papers., pp.700-703 1995 IEEE/ACM International Conference on , 5-9 November 1995.
- [14] **J. E. Sanchez**, "Semiconductor device simulation of low-frequency noise under periodic large-signal conditions ", Thesis of university of Florida, 2002.
- [15] **Z. Yu, D. Chen, L. So, R.W. Dutton**, "Part1 : PISCES-2ET 2D device simulator ", Integrated Circuit Laboratory, Standford University, California 94305.
- [16] **V. Palankovski, R. Quay, S. Selberherr, R. Schultheis**, "S-parameter simulation of HBTs on gallium arsenide ", High Performance Electron Devices for Microwave and Optoelectronic Applications, 1999. EDMO. 1999 Symposium on , pp. 15-19, 22-23 November 1999.
- [17] **S. Wagner, V. Palankovski, T. Grasser, R. Schultheis, S. Selberherr**, "Small-signal analysis and direct S-parameter extraction ", Electron Devices for Microwave

-
- and Optoelectronic Applications, 2002. EDMO 2002. The 10th IEEE International Symposium on , pp. 50-56, 18-19 November 2002.
- [18] **M. Sotoodeh, L. Sozzi, A. Vinay, A.H. Khalid, Z. Hu, A.A. Rezazadeh, Menozzi**, "Stepping toward standard methods of small-signal parameter extraction for HBTs ", IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. 47, No. 6, pp. 1264-1269, June 2000.
- [19] **S.E. Laux**, "Techniques for small-signal analysis of semiconductor devices ", IEEE Transactions on Computer-Aided Design of Integrated Circuits and Systems ", Vol. 4, No. 4, pp. 472-481, October 1985.
- [20] **D.A. Frickey**, "Conversions between S, Z, Y, H, ABCD, and T parameters which are valid for complex source and load impedances ", IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol. 42, No. 2, pp. 205-211, February 1994.
- [21] **R.B. Marks, D.F. Williams, D.A. Frickey** "Comments on Conversions between S, Z, Y, h, ABCD, and T parameters which are valid for complex source and load impedances [and reply] ", IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol. 43, No. 4, pp. 914-915, April 1995.
- [22] **F. Arlot, R. Quéré**, "Rapport de modélisation linéaire sur ETHOS (montage cascade) ", IRCOM CNRS université de Limoges, Septembre 1999.
- [23] <http://www.iecn.u-nancy.fr/~pincon/scilab/scilab.html>

Chapitre 3

Analyse en bruit

3.1 Introduction

La simulation numérique de bruit dans les composants semi-conducteurs présente un grand intérêt pour la bonne compréhension de ce phénomène qui a été et reste largement débattu dans le monde de l'électronique. Les premiers travaux sur ce phénomène remontent aux années cinquante [1] [2] par les deux pionniers dans ce domaine Van Vliet et Van der Ziel. En outre la connaissance de l'origine physique de bruit représente un besoin primordial pour les concepteurs des circuits non linéaires [3], et plus particulièrement pour les concepteurs des oscillateurs radiofréquences dans le but d'améliorer la pureté spectrale [4]. Plusieurs techniques ont été développées pour déterminer l'origine du bruit ou pour quantifier les densités spectrales des sources de bruit. Parmi ces dernières, la méthode de Monte Carlo est l'une des plus utilisée par les chercheurs. Elle est basée sur des simulations statistiques du mouvement des porteurs de charge couplé à l'équation de Poisson [5] [6]. D'autres techniques sont basées sur la théorie de perturbation linéaire appliquée aux équations de transport (dérive diffusion, hydrodynamique) [7] [8] [9], associées à la méthode du champ d'impédance ou les fonctions de Green [10] [11] [12]. Notre analyse de bruit s'oriente dans cette voie.

Elle utilise pleinement les potentialités de la plate forme de simulation globale que nous avons développée autour de Scilab [13] [14]. Le principe consiste donc à prévoir l'influence

de sources physiques microscopiques de bruit que l'on peut introduire dans chaque tranche de maillage de semiconduteur sur les grandeurs macroscopiques de circuit (courants et tensions) aux différentes extrémités de dispositifs semi-conducteurs [11].

Après avoir présenté théoriquement comment notre méthode d'analyse, différents types de bruit seront comparés à ceux obtenus dans la littérature :

3.2 Les phénomènes physiques responsables de bruit dans les semi-conducteurs

3.2.1 Le bruit de génération-recombinaison

C'est un bruit spécifique des matériaux semi-conducteurs, il est lié à la fluctuation du nombre de porteurs de charges (électrons et trous). Ce phénomène est gouverné par les lois statistiques du hasard, il représente alors une série d'évènements indépendants et discrets. Chaque évènement est l'origine d'une fluctuation dans le nombre de porteurs libres causant ainsi une fluctuation dans la résistance du matériau.

Si on considère un courant continu (DC) parcourant ce matériau, une fluctuation dans la tension apparaît dans la structure qui résulte de la fluctuation dans la résistance.

Van der Ziel a modélisé ce bruit de génération recombinaison par cette relation :

$$S_I(f) = \frac{I_0^2}{N_0^2} S_N(f) = 4 \frac{I_0^2}{N_0^2} \overline{\Delta N^2} \frac{\tau}{1 + \omega^2 \tau^2} \quad (3.1)$$

$S_I(f)$: densité spectrale de bruit en courant, elle représente une caractéristique Lorentzienne,

I_0 : courant continu (DC),

N_0 : nombre de porteurs,

$\overline{\Delta N^2}$: valeur quadratique moyenne de fluctuation de nombre de porteurs.

τ : constante de temps de relaxation caractéristique de ce bruit,

ω : pulsation.

Ce bruit de génération recombinaison apparaît lorsque un matériau semi-conducteur est traversé par un courant DC. Il est fonction de ce courant mais il n'est pas produit directement par ce courant. C'est un bruit basse fréquence (fréquence de coupure égale $\frac{1}{2\pi\tau}$).

Un examen détaillé montre le bruit de génération recombinaison résulte de deux types de transitions d'électrons [15] [16] [17] :

La transition bande à bande (BC-BV et BV-BC)

Elle s'appelle aussi la transition directe. Le transfert d'électrons s'effectue seulement entre la bande de conduction et la bande de valence (dans ce cas il s'agit de la recombinaison directe) et vice versa (la génération directe). La figure (3.1) suivante illustre ce phénomène :

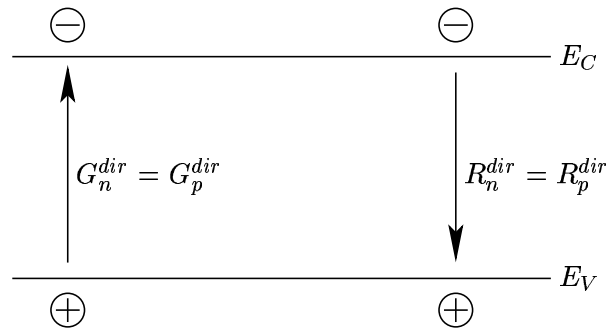


FIG. 3.1 – Modèle de la recombinaison directe

Les relations qui donnent les taux de recombinaison et de génération sont :

$$R_n^{dir} = R_p^{dir} = \frac{np}{\tau_r N^+} \quad (3.2)$$

$$G_n^{dir} = G_p^{dir} = \frac{(np)_{eq}}{\tau_r N^+} \quad (3.3)$$

N^+ : densité des dopants ionisés,

τ_r : durée de vie de la recombinaison directe.

La transition assistée par des pièges

Il existe en fait dans les semi-conducteurs plusieurs imperfections dues à des défauts (dislocations) et des impuretés intrinsèques propres au matériau ou extrinsèques comme le carbone et l'oxygène introduites lors de la fabrication. Ces atomes deviennent des centres de pièges pour les porteurs de charge diminuant ainsi dans les performances électriques des semi-conducteurs en produisant le bruit de génération-recombinaison. Ces pièges sont situés dans la bande interdite à des niveaux d'énergies discrets. Ils sont responsables des phénomènes de piégeage et de dépiégeage de porteurs de charge causant ainsi la fluctuation du nombre de porteurs dans les bandes de conduction et de valence. En fait l'électron se déplace de la bande de conduction vers un piège inoccupé, dans une deuxième étape ce même électron se déplace vers la bande de valence en se recombinant avec un trou (il peut éventuellement revenir dans la bande de conduction).

Pour illustrer ce phénomène, nous allons considérer un seul niveau de pièges ce qui correspond à un seul niveau d'énergie (E_t) qui peut être ionisé en émettant ou en absorbant un électron. Ce phénomène a été caractérisé par Shockley-Read-Hall [18]. Dans ce modèle chaque centre de pièges est caractérisé par : la densité de pièges, le taux de capture ou d'émission de porteurs de charge et l'état d'énergie de pièges par rapport à la bande de conduction ou la bande de valence.

Deux cas peuvent se présenter :

- la probabilité de capture d'un trou par le centre déjà occupé par l'électron est grande (il s'agit donc de centre de recombinaison).
- la probabilité de réémission de l'électron est supérieure à celle de capture d'un trou (il s'agit donc d'un piège à électron).

La probabilité d'occupation de piège est donnée par :

$$f(E_t) = \frac{1}{1 + \beta \exp\left(\frac{E_t - E_F}{K_B T}\right)} \quad (3.4)$$

E_F correspond à l'énergie de niveau de Fermi, K_B la constante de Boltzman, T la température.

donc :

$$n_t = N_t f(E_t) \quad (3.5)$$

n_t correspond au nombre de pièges occupés, N_t est le nombre de pièges.

Le taux R_n^{SRH} de capture d'un électron de la bande de conduction par le piège est proportionnel au nombre d'électrons libres n et au nombre de pièges inoccupés.

$$R_n^{SRH} = c_n n (N_t - n_t) = \frac{n}{\tau_n} \left(1 - \frac{n_t}{N_t}\right) \quad (3.6)$$

c_n : représente le volume devant être exploré par seconde par l'électron pour être capturé.
 τ_n : durée de vie de la recombinaison pour les électrons.

Le taux d'émission d'électron par le piège G_n^{SRH} est proportionnel au nombre de centres occupés n_t et à la probabilité d'émission e_n .

$$G_n^{SRH} = e_n N_t f(E_t) = \frac{n_1 n_t}{\tau_n N_t} \quad (3.7)$$

avec $e_n = c_n \nu_{th} n_1$

le niveau E_t correspond à un centre de recombinaison lorsque le taux de réémission de l'électron est inférieur au taux de capture d'un trou de la bande de valence.

Le taux de capture du trou R_p^{SRH} est proportionnel au nombre de centres occupés par un électron n_t et au nombre de trous dans la bande de valence.

$$R_p^{SRH} = c_p N_t p f(E_t) = \frac{p n_t}{\tau_p N_t} \quad (3.8)$$

c_p : représente le volume devant être exploré par seconde par un trou pour être capturé.

Le taux d'émission du trou G_p^{SRH} est proportionnel au nombre de trous sur les centres de recombinaison.

$$G_p^{SRH} = e_p N_t (1 - f(E_t)) = \frac{p_1}{\tau_p} \left(1 - \frac{n_t}{N_t}\right) \quad (3.9)$$

avec $e_p = c_p p_1$

$$n_1 = N_C F_{1/2} \left(\frac{E_t - E_C}{K_B T} \right) \quad (3.10)$$

$$p_1 = N_V F_{1/2} \left(\frac{E_V - E_t}{K_B T} \right) \quad (3.11)$$

N_C et N_V : sont les densités d'états effectives des bandes de conduction et de valence respectivement.

$F_{1/2}$: la fonction de Fermi d'ordre 1/2 donnée par :

$$F_{1/2}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^\infty \frac{\sqrt{\eta}}{1 + \exp(\eta - x)} d\eta \quad (3.12)$$

La figure suivante illustre ce phénomène :

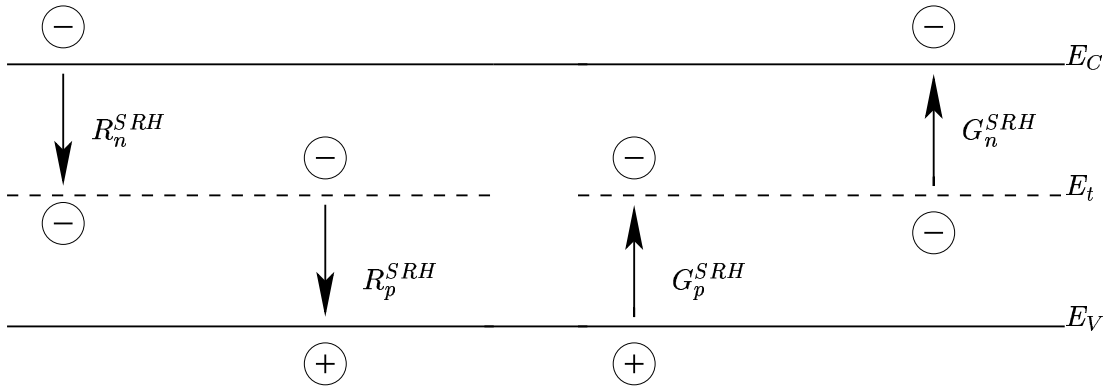


FIG. 3.2 – Modèle de transition assistée par un piège

3.2.2 Le bruit de diffusion

Le bruit de diffusion [19] [20] provient des fluctuations de trajectoires et de vitesses de porteurs de charge (électrons et trous) provoquées par leurs interactions et leurs collisions

avec le réseau cristallin, avec les impuretés intrinsèques (propre au semi-conducteur) ou extrinsèques (dopants) ou entre eux même. Le temps de relaxation associé à ces fluctuations est le temps moyen entre deux collisions.

Nous supposons un porteur de charge dans un semi-conducteur possédant une vitesse $v_x(t)$ dans la direction x et que sa vitesse moyenne est différente de zéro ($\overline{v_x(t)} \neq 0$), nous pouvons alors définir une fluctuation de vitesse de la manière suivante :

$$\Delta v_x(t) = v_x(t) - \overline{v_x(t)} \quad (3.13)$$

Selon le théorème de Wiener Khintchine, la transformée de Fourier de la fonction d'auto-corrélation d'un signal est la densité spectrale de puissance de ce signal [21], nous pouvons le traduire avec la forme mathématique suivante :

$$S_{\Delta v_x}(f) = 2 \int_{-\infty}^{\infty} \overline{\Delta v_x(t)\Delta v_x(t+s)} \exp(j\omega s) ds \quad (3.14)$$

La relation qui donne le coefficient de diffusion des porteurs dans la direction x à la pulsation ω est donnée par [22] :

$$D_x(\omega) = \int_0^{\infty} \overline{\Delta v_x(t)\Delta v_x(t+s)} \exp(j\omega s) ds = D'_x(\omega) + jD''_x(\omega) \quad (3.15)$$

En combinant (3.14) et (3.15) on aura :

$$S_{\Delta v_x}(f) = 4ReD_x(\omega) \quad (3.16)$$

pour les fréquences basses la diffusivité $D_x(\omega)$ est réelle, elle devient complexe à partir des fréquences très élevées (les infrarouges).

A partir de ces définitions, le bruit de diffusion peut être considéré comme un bruit thermique dans un semi-conducteur homogène ou un bruit shot (bruit de grenaille) dans un semi-conducteur présentant des zones de charges d'espace [19].

Le bruit thermique

Le bruit dans un interval de fréquence Δf pour une résistance R ou une conductance G à une température T peut être modélisé par :

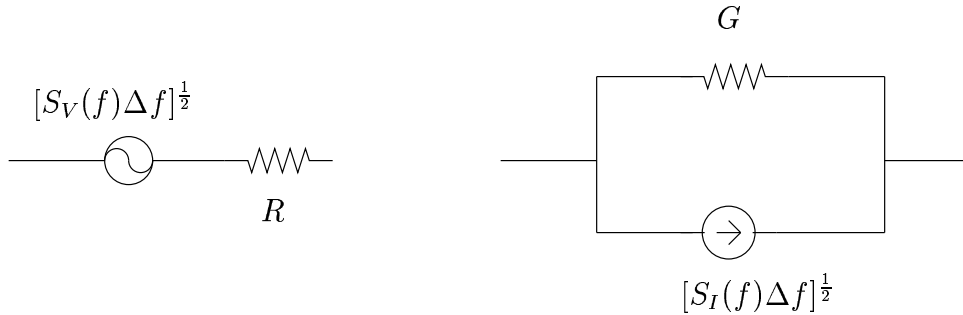


FIG. 3.3 – Modèle électrique de bruit thermique

tel que :

$$S_V(f) = 4K_BTRp(f) \text{ et } S_I(f) = 4K_BTGp(f) \quad (3.17)$$

$S_V(f)$ et $S_I(f)$ sont les densités spectrales en tension et en courant respectivement, R la résistance, G la conductance.

$p(f)$ est appelé facteur de bruit quantique, il se manifeste aux très hautes fréquences, est donné par :

$$p(f) = \left(\frac{hf}{K_B T} \right) \left\{ \frac{1}{2} + \frac{1}{\exp\left(\frac{hf}{K_B T}\right) - 1} \right\} \quad (3.18)$$

h est la constante de Planck, f représente la fréquence.

nous remarquons sur la figure ci-dessus que le coefficient de bruit quantique est pratiquement égale à 1 pour $\frac{hf}{K_B T} \leq 1$ ce qui correspond à $f \leq 6224 \text{ GHz}$.

Supposons qu'un porteur de charge parcourt une distance Δx avec une vitesse fluctuante $\Delta v_x(t)$ sur un interval de temps t , nous pouvons écrire alors :

$$\Delta x(t) = \int_0^t \Delta v_x(t) dt \quad (3.19)$$

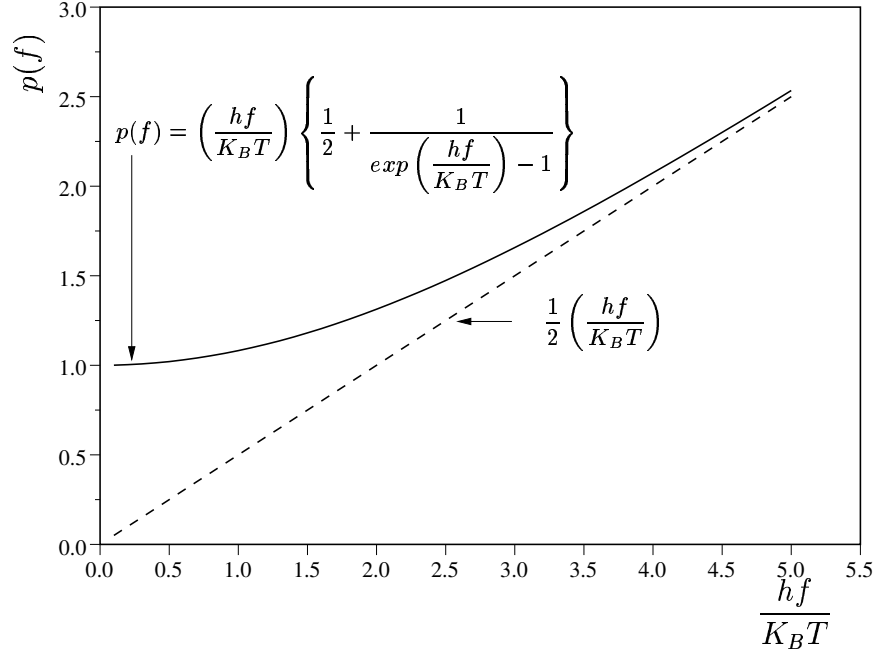


FIG. 3.4 – Le facteur de bruit quantique

d'après la relation ci-dessus et la relation (3.15) nous calculons :

$$\overline{\Delta x^2} = 2D_x t \quad (3.20)$$

Nous considérons un semi-conducteur de section A , de longueur Δx , les électrons se déplacent avec une vitesse $v_x(t)$. Ce semi-conducteur donne naissance à un courant $I(t)$ à ces extrémités que nous pouvons l'écrire :

$$I(t) = \frac{q v_x(t)}{\Delta x} \quad (3.21)$$

ce qui donne pour une fluctuation de courant :

$$\Delta I(t) = \frac{q \Delta v_x(t)}{\Delta x} \quad (3.22)$$

nous pouvons donc écrire :

$$S_{\Delta I}(f) = \left(\frac{q}{\Delta x}\right)^2 S_{\Delta v_x}(f) = 4 \left(\frac{q}{\Delta x}\right)^2 \text{Re}(D_x) \quad (3.23)$$

pour un nombre de porteurs de charge n dans un volume élémentaire $A \Delta x$, nous calculons :

$$S_{\Delta I}(f) = \frac{4q^2 n A}{\Delta x} \text{Re}(D_x) \quad (3.24)$$

Nous pouvons démontrer d'après l'équation ci-dessus qu'à l'équilibre elle correspond bien au bruit thermique :

- Aux fréquences basses $p(f) = 1$, $D_x(f) = D_0$ et $\mu = \mu_0$, en substituant la relation d'Einstein $qD_0 = K_B T \mu_0$ dans l'équation (3.24), nous obtenons :

$$S_I(f) = 4K_B T q n \mu_0 \frac{A}{\Delta x} = 4K_B T G, \quad \text{avec } G = q n \mu_0 \frac{A}{\Delta x} = \sigma \frac{A}{\Delta x} \quad (3.25)$$

- Aux fréquences élevées, la relation reste juste, cependant μ devient complexe, dans ce cas :

$$G = q n \text{Re}(\mu) \frac{A}{\Delta x} \quad (3.26)$$

ce qui donne :

$$S_I(f) = 4K_B T G p(f) = 4K_B T \left[q n \text{Re}(\mu) \frac{A}{\Delta x} \right] p(f) \quad (3.27)$$

avec : $q \text{Re}(D_x) = K_B T \text{Re}(\mu) p(f)$ (relation d'Einstein en HF).

Pour un semi conducteur homogène nous retrouvons la relation du bruit thermique à partir du bruit de diffusion, nous pouvons conclure alors que tout dispositif résistif peut être représenté dans une bande de fréquence Δf par une résistance R sur laquelle on dispose soit en parallèle d'un générateur de bruit en courant $(2S_I(f)\Delta f)^{\frac{1}{2}} \cos(\omega t)$, soit en série d'un générateur de bruit en tension $(2S_V(f)\Delta f)^{\frac{1}{2}} \cos(\omega t)$, avec $S_I(f) = \frac{4K_B T}{R}$ et $S_V(f) = 4K_B T R$.

Pour les basses fréquences, ce type de bruit est souvent qualifié du bruit blanc puisqu'il est indépendant de la fréquence.

Il faut noter que lorsque le matériau n'est pas purement résistif, seul la partie réelle de l'impédance ou de l'admittance contribue au bruit total, si bien que l'on peut écrire :

$$S_V(f) = 4K_B T \operatorname{Re}(Z) \text{ et } S_I(f) = 4K_B T \operatorname{Re}(Y) \quad (3.28)$$

Z, Y : impédance et admittance du matériau.

Dans ce cas les densités spectrales peuvent dépendre de la fréquence.

Le bruit shot

Le bruit shot [19] dans une diode (zone de charge d'espace) peut être traduit par un générateur de courant en parallèle avec la diode comme le montre le schéma ci-dessous :

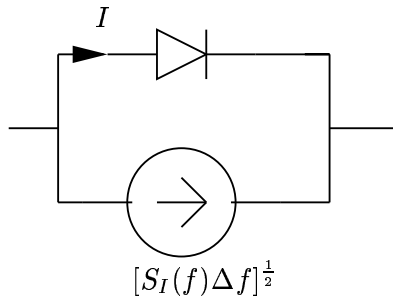


FIG. 3.5 – Modèle électrique d'une diode présentant un bruit shot

$$S_I(f) = 2qI \quad (3.29)$$

Ce bruit a été initialement observé sur les diodes à vide puis sur les dispositifs à jonction PN, avec notamment, les transistors bipolaires. Il résulte de la quantification des phénomènes physiques. Nous devons donc le calculer en termes de nombres d'évènement. L'équation (3.29) est déduite de relations statistiques. Elle est seulement valable en basses fréquences.

En hautes fréquences, à cause des capacités associées aux jonctions, la densité spectrale en courant devient :

$$S_I(f) = 4K_B T \operatorname{Re}(Y) - 2qI \quad (3.30)$$

Cette relation montre que le bruit shot est identique au bruit thermique pour une diode non polarisée.

En réalité la caractéristique $I(V)$ d'une diode peut être donnée par la relation :

$$I = I_0 \left[\exp\left(\frac{qV}{K_B T}\right) - 1 \right] \quad (3.31)$$

ce qui donne :

$$S_I(f) = 2q(I + 2I_0) \quad (3.32)$$

Puisque la conductance dynamique est donnée par :

$$G = \left. \frac{dI}{dV} \right|_V = \frac{q(I + I_0)}{K_B T} \quad (3.33)$$

et la conductance statique par :

$$G_0 = \left. \frac{dI}{dV} \right|_{V_0} = \frac{qI_0}{K_B T} \quad (3.34)$$

alors nous écrivons la densité spectrale sous cette nouvelle forme :

$$S_I(f) = 2K_B T (G + G_0) \quad (3.35)$$

De l'équation ci-dessus, nous pouvons tirer les deux remarques suivantes :

- pour une polarisation nulle (c'est à dire $G = G_0$), nous tombons sur le bruit thermique.
- pour $G \gg G_0$ nous aurons la moitié du bruit thermique.

3.2.3 Le bruit 1/f

Le bruit 1/f a été observé expérimentalement sur une grande variété de composants et de dispositifs électroniques, linéaires et non linéaires, incluant des résistances carbonées, des diodes à jonctions pn, des transistors de tout types [23]. Intensivement étudié depuis sa découverte, son origine reste à ce jour largement discutée, en effet les phénomènes et les mécanismes responsables de ce type de bruit sont complexes, varient énormément d'un dispositif à l'autre. Seul élément certain, le bruit en 1/f est lié à des fluctuations de la conductivité du matériau $\sigma = qN\mu$. Pour cela il existe deux hypothèses pour ce type

de bruit dont résultent deux modèles concurrents, un modèle basé sur la fluctuation du nombre de porteurs, proposé par Mc Worter [24] et un autre modèle basé sur la fluctuation de mobilité, proposé par Hooge [25].

Le modèle de Mc Worter

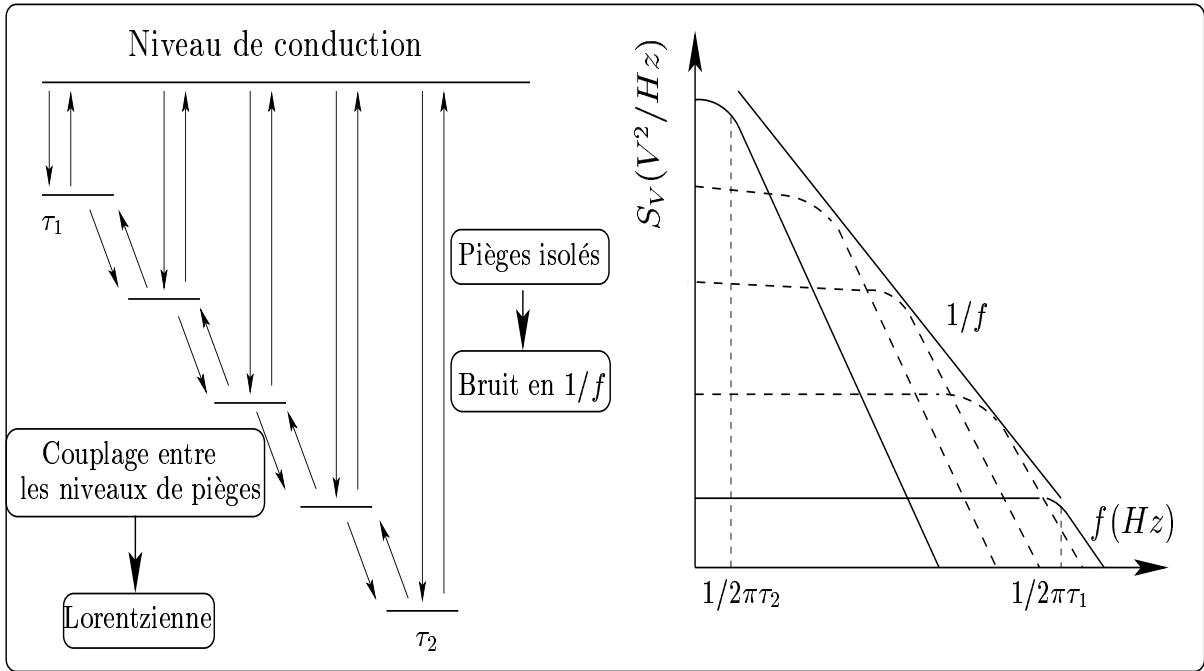


FIG. 3.6 – Origine de bruit $1/f$ d'après Mc Whorter

Ce modèle est basé sur les fluctuations du nombre de porteurs provoquées par des processus de génération-recombinaison sur plusieurs pièges simultanément. Ceci implique l'existence de niveaux de pièges dont les constantes de temps seraient réparties entre deux valeurs τ_1 et τ_2 représentant respectivement la limite inférieure et la limite supérieure des constantes de temps. Le spectre de bruit $1/f$ alors est le résultat de la superposition des spectres résultant de la transition de porteurs de charge entre les différents niveaux de pièges et la bande de conduction.

Ce spectre présentant une allure en $1/f$ uniquement entre $1/\tau_1$ et $1/\tau_2$. En dessus de $1/\tau_2$, le spectre est blanc, et au delà de $1/\tau_1$, le spectre est proportionnel à $1/f^2$ [26].

Le modèle de Hooge

Ce modèle est basé sur la fluctuation de mobilité, il existe dans les modes de vibrations du réseau une contribution en $1/f$ dans le terme de dissipation. Cette contribution peut se transmettre aux porteurs à travers de fluctuations en $1/f$ de la surface effective d'interaction phonon-électron.

Notons qu'une résistance peut être décrite par la relation suivante $R = \frac{L}{q\mu N}$, avec N le nombre total de porteurs de charge participant à la conduction, μ la mobilité et L la longueur du barreau résistif.

En supposant une décorrélation totale entre les grandeurs fluctuantes N et μ , nous aurons selon Hooge cette relation empirique [27] :

$$\frac{S_R(f)}{R^2} = \frac{S_V(f)}{V^2} = \frac{S_I(f)}{I^2} = \frac{S_\mu(f)}{\mu^2} = \frac{\alpha_H}{Nf} \quad (3.36)$$

Cette relation est valable pour des matériaux homogènes soumis à des champs homogènes. α_H : paramètre caractéristique du matériau, sans dimension. Il caractérise le niveau de bruit en $1/f$ du milieu considéré.

3.3 Méthodes d'analyse de bruit

La plupart des méthodes d'analyse de bruit qu'elles soient analytiques ou numériques reposent sur le même principe qui est la détermination de sources de bruit local et de la fonction de transfert vers le contact, nous citons les plus connues :

3.3.1 L'approche collective

Une première façon de décrire le bruit était l'approche collective, dans cette approche le bruit est décrit par les deux processus : la génération- recombinaison et la diffusion dans la région n pour une diode p⁺n par exemple.

La similitude qui existe entre les équations de diffusion (tenant compte aussi de la recombinaison en volume) et les équations décrivant le modèle d'une ligne de transmission nous

permet d'écrire l'impédance caractéristique et la constante de propagation en fonction des paramètres physiques de la diode (équation(3.40)).

L'équation de diffusion dans la base n de porteurs minoritaires (trous) est :

$$\begin{cases} \frac{\partial p}{\partial t} = \frac{1}{qS} \frac{\partial I_p}{\partial x} - \frac{p - p_0}{\tau_p} \\ \frac{\partial p}{\partial x} = \frac{1}{qSD_p} I_p \end{cases} \quad (3.37)$$

voilà le modèle d'une ligne de transmission (figure (3.7)) en considérant les pertes :

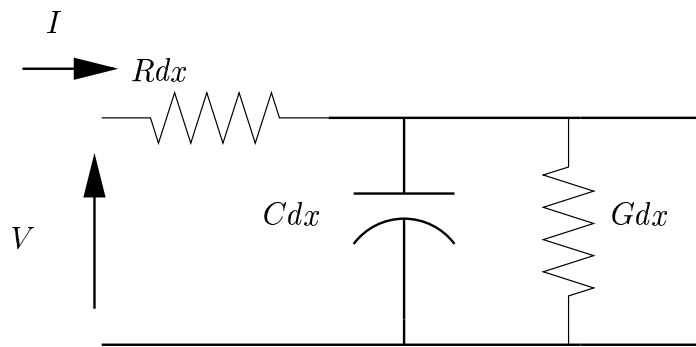


FIG. 3.7 – Modèle de ligne de transmission

$$\begin{cases} \frac{\partial V}{\partial t} = \frac{1}{C} \frac{\partial I}{\partial x} - \frac{G}{C} V \\ \frac{\partial V}{\partial x} = RI \end{cases} \quad (3.38)$$

par analogie :

$$V \longleftrightarrow p, \quad I \longleftrightarrow I_p, \quad R \longleftrightarrow \frac{1}{qSD_p}, \quad C \longleftrightarrow qS, \quad G \longleftrightarrow \frac{qS}{\tau_p}.$$

Nous pouvons démontrer pour une ligne de transmission que l'impédance caractéristique et la constante de propagation sont respectivement :

$$Z_0 = \sqrt{\frac{R + jL\omega}{G + jC\omega}} \quad \text{et} \quad \gamma = \sqrt{(R + jL\omega)(G + jC\omega)} \quad (3.39)$$

par similitude :

$$Z_0 = \frac{\tau_p^{\frac{1}{2}}}{\left[qD_p^{\frac{1}{2}} S (1 + j\omega\tau_p)^{\frac{1}{2}} \right]} \text{ et } \gamma = \frac{(1 + j\omega\tau_p)^{\frac{1}{2}}}{(D_p\tau_p)^{\frac{1}{2}}} \quad (3.40)$$

Donc Z_0 et γ représentent la fonction de transfert, il faut déterminer maintenant les sources de bruit local microscopiques sur toute la structure et appliquer ensuite le modèle de lignes de transmission pour avoir le bruit macroscopique aux extrémités de composant.

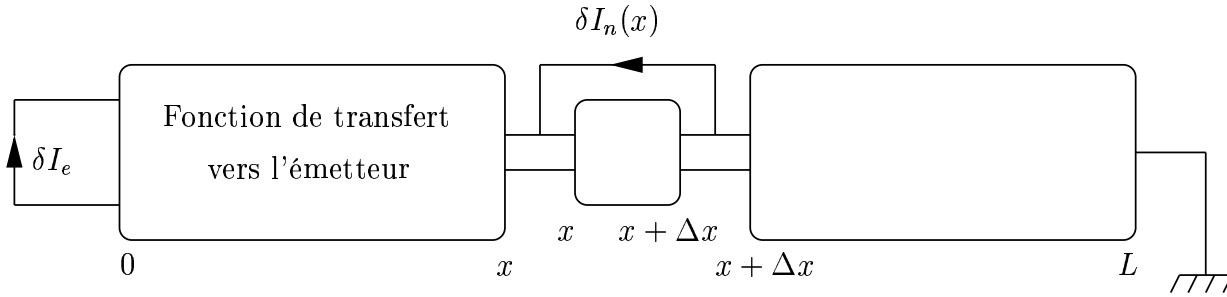


FIG. 3.8 – Fonction de transfert vers l'émetteur

Dans un volume élémentaire $\Delta(Vol)$ appartenant à la région n ($\Delta(Vol) = S\Delta x$) possédant une concentration de trous p , un courant $\frac{qp\Delta(Vol)}{\tau_p}$ disparaît par le phénomène de la recombinaison en volume et un courant $\frac{qp_n\Delta(Vol)}{\tau_p}$ apparaît par le phénomène de génération en volume (ici p_n est la densité de trous à l'équilibre). Ces courants présentent un bruit shot pour des centres Shockley-Read-Hall fortement asymétriques [19], nous pouvons alors écrire :

$$\overline{\Delta I_r^2} = 2q \left(qp \frac{\Delta(Vol)}{\tau_p} \right) \Delta f + 2q \left(qp_n \frac{\Delta(Vol)}{\tau_p} \right) \Delta f \quad (3.41)$$

Le bruit de diffusion dans un volume élémentaire $\Delta(Vol) = S\Delta x$ du à la diffusion dans la région n est donné par :

$$\overline{\Delta I_{dx}^2} = 4q^2 D_p p \frac{S}{\Delta x} \Delta f \quad (3.42)$$

Vander Ziel a donné cette relation en 1954 [1] :

$$\overline{\Delta p_x^2} = \frac{4p\Delta x}{D_p S} \Delta f \quad (3.43)$$

elle a été vérifiée après avec le modèle de lignes de transmission :

$$\overline{\Delta p_x^2} = \overline{\Delta I_{dx}^2} \left(\frac{\Delta x}{qD_p S} \right)^2 = \left(\frac{4p\Delta x}{D_p S} \right) \Delta f \quad (3.44)$$

Dans cette approche, avoir l'expression analytique des fonctions de transfert est limité seulement à des cas et des dispositifs simples.

3.3.2 La méthode du champ d'impédance

Cette méthode a été proposée pour la première fois par Shockley [28], elle permet de calculer la densité spectrale en tension des fluctuations entre deux contacts d'un dispositif donné où le courant total parcourant ce dispositif est considéré constant. Elle est basée sur la supposition que chaque volume élémentaire contient une source de bruit physique, donc une densité spectrale dS qui est à l'origine d'un signal indépendant extérieur de celui créé par les autres sources des autres volumes élémentaires, elle a été appliquée, entre autre, sur des diodes à jonction pn [29]

Cette méthode consiste donc à calculer :

- la densité spectrale en chaque point d'après les propriétés physiques et statistiques du dispositif étudié.
- la fonction de transfert du signal élémentaire de bruit aux extrémités de circuit.

En fait, la méthode du champ d'impédance traite seulement le bruit généré aux contacts de dispositif dû aux fluctuations de vitesse des porteurs de charge (bruit de diffusion).

$$v(t) = v_0(t) + \Delta v(t) \quad (3.45)$$

$v_0(t)$: représente la vitesse de dérive ou de diffusion à l'état établi.

$\Delta v(t)$: décrit le mouvement aléatoire de la particule (porteur de charge).

Elle consiste alors à faire la somme de toutes les contributions des densités de bruit local de différents volumes élémentaires aux niveaux des contacts du dispositif en tenant compte de deux propriétés essentielles :

1. la valeur de la fluctuation pour chaque volume élémentaire qui décrit la source microscopique du bruit local, considérée non corrélée avec une autre fluctuation dans un autre volume élémentaire.

Nous définissons un courant dipolaire ΔP_α à un instant donné t dans un volume élémentaire $\Delta (Vol)_\alpha = \Delta x \Delta y \Delta z$ par :

$$\Delta P_\alpha = q \sum_{j=1}^n \Delta v_j(t) \quad (3.46)$$

Nous calculons le trajet dû à la fluctuation de la vitesse d'un porteur de charge pendant un intervalle de temps $t_2 - t_1$:

$$\Delta r_j = \int_{t_1}^{t_2} \Delta v_j(t) dt \quad (3.47)$$

Nous pouvons modéliser ça avec deux manières différentes :

- mettre un générateur de courant entre les deux points séparés de Δr_j délivrant un courant moyen de $\frac{q}{(t_2 - t_1)}$ durant l'intervalle de temps $t_2 - t_1$, cela définit ainsi un courant dipolaire de $q \Delta v_j(t)$
- nous considérons que le courant se déplace dans le vide (ou dans le matériau qui présente une permittivité relative ε_r) entre deux plans parallèles séparés par une distance Δx (on considère ici une seule dimension). D'après la théorie électrostatique nous avons :

$$\Delta I_{jx} = \frac{q_j \Delta v_{jx}}{\Delta x} \quad (3.48)$$

nous obtenons ainsi :

$$\Delta P_{jx} = \Delta x \Delta I_{jx} = q_j \Delta v_{jx} \quad (3.49)$$

chaque volume élémentaire contient alors une fluctuation de ΔP_α donnée par :

$$\Delta P_\alpha = q \sum_{j=1}^n \Delta v_j(t) = q \sum_{\omega} a_\omega \exp(j\omega t) \quad (3.50)$$

a_ω : coefficient de Fourier.

2. l'évolution spatio-temporelle de la fluctuation pour son transfert au niveau des contacts. Cette propagation de la fluctuation est représentée par le champ d'impédance ∇Z .

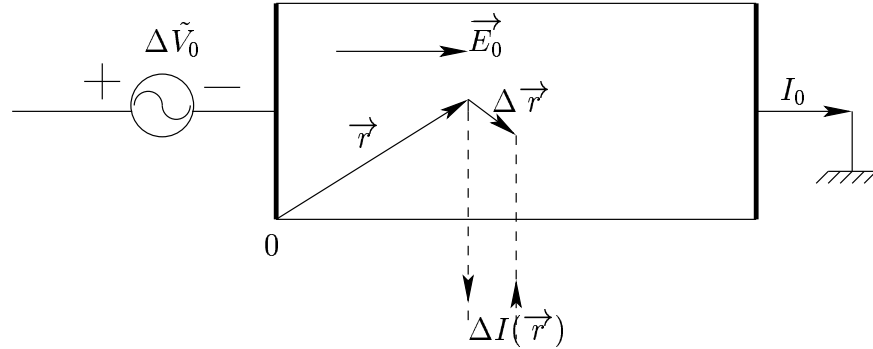


FIG. 3.9 – Méthode du champ d'impédance

Pour déterminer l'influence de ΔP_α sur les grandeurs mesurables (les grandeurs macroscopiques) nous prenons un échantillon d'un semi-conducteur (figure 3.9), nous mettons un des deux contacts à la masse et nous calculons la perturbation sur la tension au niveau de l'autre contact. Nous introduisons ensuite un petit courant $\Delta I(\vec{r}, \omega)$ entre \vec{r} et $\vec{r} + \Delta \vec{r}$, nous allons alors induire en conséquence une tension ΔV_0 à l'extrémité non court-circuité de dispositif ou sa valeur est déduite par utilisation du théorème de superposition :

$$\Delta V_0 = [Z_{0\alpha}(\vec{r}) - Z_{0\alpha}(\vec{r} + \Delta \vec{r})] \Delta I(\vec{r}) = -\nabla Z_{0r} \Delta \vec{r} \Delta I(\vec{r}) = -\nabla Z_{0r} \Delta P_\alpha \quad (3.51)$$

∇Z_{0r} : champ d'impédance de dispositif (fonction de transfert).

puisque $\Delta I \Delta \vec{r} = q \Delta \vec{v}_j$, alors pour un élément de volume dU :

$$dS_{\Delta I \Delta \vec{r}}(f) = q^2 S_{\Delta v_j}(f) n(\vec{r}) dU \quad (3.52)$$

nous obtenons alors la densité spectrale des fluctuations de tension du dispositif en circuit ouvert :

$$S_{\Delta v}(f) = \int_{Vol} |\nabla Z_{0r}(\vec{r}, f)|^2 dS_{\Delta I \Delta \vec{r}}(f) \quad (3.53)$$

soit pour une seule dimension :

$$S_{\Delta v}(f) = Sq^2 \int_0^L \left| \frac{\partial Z(x, f)}{\partial x} \right|^2 S_{\Delta v_j}(f) n(x) dx \quad (3.54)$$

$S_{\Delta v_j}$: s'obtient à l'aide du théorème de Wiener Khintchine (3.14).

$\nabla Z_{0r}(\vec{r}, f)$: se calcule en connaissant les propriétés physiques de dispositif.

3.3.3 Simulation numérique de bruit avec le modèle de dérive-diffusion

L'implémentation de bruit dans le modèle dérive-diffusion [15] [16] peut se faire en s'inspirant de la méthode du champ d'impédance (cette dernière est applicable pour un modèle monopolaire seulement). Pour calculer la densité spectrale de bruit aux contacts de dispositif à simuler, il faut tenir compte de deux éléments principaux :

1. connaître l'amplitude de sources de bruit local dans chaque tranche du maillage représentée par le terme de bruit de Langevin ajouté au niveau de deuxième membre des équations différentielles de transport (PDE) (équations (2.1)).
2. connaître la fonction de transfert qui traduit comment la perturbation à chaque point de maillage vient perturber les grandeurs courants, ou tensions aux contacts du dispositif. Cette fonction de transfert est appelée fonction de Green.

Dans la méthode de Langevin, on écrit le système d'équations différentielles à résoudre et on ajoute au deuxième membre la source aléatoire de Langevin (un très faible signal stochastique) qui décrit les fluctuations dans le dispositif. On regarde alors comment cette perturbation modifie la solution du cas statique. Ce sont alors les informations statistiques du terme de Langevin qui nous permettent de calculer la densité spectrale des fluctuations des grandeurs mesurables.

Dans le cas où la grandeur physique (X par exemple) est caractérisée par un temps de relaxation τ_r , l'équation différentielle macroscopique est du premier ordre et l'équation de Langevin s'écrit :

$$\frac{dX}{dt} + \frac{\Delta X}{\tau_r} = L(t) \quad (3.55)$$

avec $\Delta X = X - X_0$ et $L(t)$ est le terme de Langevin.

on peut donner alors la densité spectrale de X par :

$$S_X(\omega) = 4\overline{\Delta X^2} \frac{\tau_r}{1 + \tau_r^2 \omega^2} \quad (3.56)$$

A titre d'exemple X peut représenter le nombre total d'électrons libres dans un barreau de semi-conducteur, auquel cas τ_r représente la durée de vie de ces électrons. La densité spectrale de puissance présente alors un plateau en basse fréquence ($f \leq 1/\tau_r$) et une décroissance en f^{-2} pour ($f > 1/\tau_r$).

Cette approche consiste alors à ajouter des termes correspondant à des signaux stochastiques ayant des moyennes nulles et décrivant physiquement le comportement du système considéré. Du fait qu'ils représentent de petites perturbations (petit signal), une linéarisation autour du point de fonctionnement est possible.

La théorie de perturbations linéaires n'est pas seulement dédiée aux paramètres S , quand les perturbations sont appliquées seulement aux extrémités du dispositif [13]. En effet, mathématiquement nous avons vu dans le chapitre précédent que nous pouvons appliquer la perturbation n'importe où dans la structure. Nous pouvons donc évaluer l'influence de sources physiques de bruit implémentées dans chaque tranche du maillage du composant sur les grandeurs macroscopiques du circuit. L'implémentation des sources de bruit dans le modèle de dérive-diffusion peut se faire en ajoutant des fluctuations dans les équations de continuité. C'est l'approche de Langevin. Ces fluctuations peuvent représenter les phénomènes de diffusion ou de génération-recombinaison. Les densités spectrales de bruit aux extrémités du composant peuvent être alors calculées en supposant connue la densité

spectrale des sources de bruit microscopiques locales dans chaque tranche du maillage (représentés par le terme de bruit de Langevin). Les fonctions de transfert \tilde{G} qui ramènent la perturbation résultante dans chaque tranche aux contacts, sont appelées fonctions de Green [29]. La figure (3.10) illustre cette méthode :

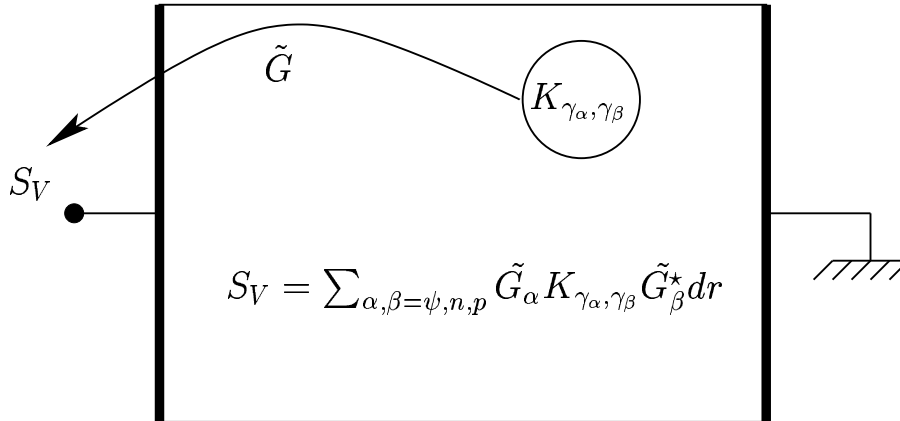


FIG. 3.10 – Mécanisme de calcul de densité de bruit aux extrémités de composant

Si nous considérons notre transistor HETSI, l'émetteur à la masse comme le montre la figure (3.11), nous pouvons déterminer aux extrémités du transistor les générateurs de Thévenin ou de Norton équivalents [30] :

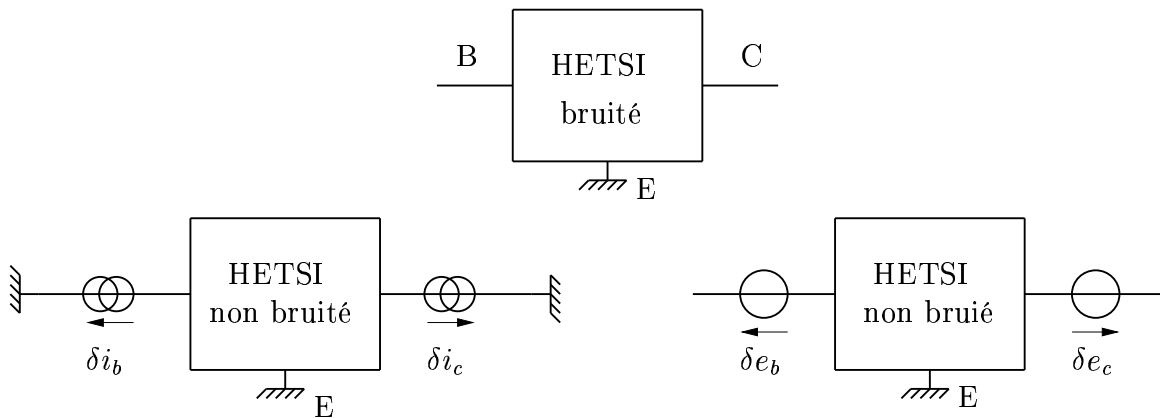


FIG. 3.11 – Générateurs de Thévenin ou de Norton

- si nous voulons calculer les générateurs de thévenin équivalents (circuit ouvert) donc on force les courants de petits signaux à zéros aux différents contacts.

- si nous voulons calculer les générateurs de Norton équivalents (courants de court circuit), on force les tensions des petits signaux à zéros aux différents contacts.

$\delta e_b, \delta e_c, \delta i_b, \delta i_c$: sont les générateurs électriques fournissant des signaux stochastiques de moyenne nulles.

Le système d'équations dérive-diffusion (équations (2.1)) est linéarisé autour de la solution DC et est transformé dans le domaine de Fourier après l'introduction des termes de bruit de Langevin dans les deux équations de continuité (le cas où nous ne considérons pas les pièges) :

$$\begin{cases} -\frac{\partial}{\partial x} \left(\varepsilon \frac{\partial \psi}{\partial x} \right) = q(p - n + N_D - N_A) \\ \frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{q} \nabla (J_n + \xi_n) + (G_n - R_n) + \gamma_n \\ \frac{\partial p}{\partial t} = \frac{1}{q} \nabla (J_p + \xi_p) + (G_p - R_p) + \gamma_p \end{cases} \quad (3.57)$$

ξ_n et ξ_p : termes de bruit de Langevin de fluctuation de vitesse.

γ_n et γ_p : termes de bruit de Langevin de fluctuation de nombre de porteurs.

Nous aurons ce système, qui représente le cas petit signal avec les termes de bruit de Langevin :

$$\begin{cases} \nabla^2 \delta \tilde{\psi} &= -\Lambda_\psi (\delta \tilde{\psi}, \delta \tilde{n}, \delta \tilde{p}) \\ j\omega \delta \tilde{n} &= -\Lambda_n (\delta \tilde{\psi}, \delta \tilde{n}, \delta \tilde{p}) + \frac{1}{q} \nabla (\tilde{\xi}_n) + \tilde{\gamma}_n \\ j\omega \delta \tilde{p} &= -\Lambda_p (\delta \tilde{\psi}, \delta \tilde{n}, \delta \tilde{p}) + \frac{1}{q} \nabla (\tilde{\xi}_p) + \tilde{\gamma}_p \end{cases} \quad (3.58)$$

$\delta \tilde{\psi}, \delta \tilde{n}$ et $\delta \tilde{p}$ sont les amplitudes complexes des variables ψ, n et p résultant des termes de fluctuation de vitesse $\tilde{\xi}_{n,p}$ et de nombre de porteurs $\tilde{\gamma}_{n,p}$.

Les formules donnant les densités spectrales des fluctuations en tension (ou en courant) aux extrémités de composant sont :

$$\begin{aligned}
 S_{\delta e(\delta i)_i}(\omega) &= \sum_{\alpha, \beta=n,p} \int_{\Omega} \left(\delta \tilde{\psi}(\delta \tilde{i}) \right)_{\alpha} (r_i, r; \omega) K_{\gamma_{\alpha}, \gamma_{\beta}} (r; \omega) \left(\delta \tilde{\psi}(\delta \tilde{i}) \right)_{\beta}^* (r_i, r; \omega) dr + \\
 &\quad \sum_{\alpha, \beta=n,p} \int_{\Omega} \frac{1}{q^2} \nabla \left(\delta \tilde{\psi}(\delta \tilde{i}) \right)_{\alpha} (r_i, r; \omega) K_{\xi_{\alpha}, \xi_{\beta}} (r; \omega) \nabla \left(\delta \tilde{\psi}(\delta \tilde{i}) \right)_{\beta}^* (r_i, r; \omega) dr
 \end{aligned} \tag{3.59}$$

où $K_{\gamma_{\alpha}, \gamma_{\beta}}$ et $K_{\xi_{\alpha}, \xi_{\beta}}$ sont les densités de bruit local microscopiques pour les processus de génération-recombinaison et de diffusion respectivement définies par Nougier [22], $\delta \tilde{\psi}$ et $\delta \tilde{i}$ sont les fonctions de Green, obtenues pour des perturbations unitaires.

$$\begin{cases}
 K_{\gamma_n, \gamma_n} = 2(R_n + G_n), & K_{\xi_n, \xi_n} = 4q^2 n D_n \\
 K_{\gamma_p, \gamma_p} = 2(R_p + G_p), & K_{\xi_p, \xi_p} = 4q^2 p D_p \\
 K_{\gamma_n, \gamma_p} = K_{\gamma_p, \gamma_n} = 2(R_n + G_n) = 2(R_p + G_p), & K_{\xi_n, \xi_p} = K_{\xi_p, \xi_n} = 0
 \end{cases} \tag{3.60}$$

tous ces paramètres sont évalués pour le point de fonctionnement (le régime DC).

Le bruit de génération-recombinaison a été largement étudié puisque d'après sa caractéristique fréquentielle il peut bien expliquer l'allure $1/f$ basse fréquence [31] [32] [33] mais sa démonstration reste compliquer pour tous les intéressés.

Parmi les diverses possibilités de transition assistée par des pièges nous étudions le cas d'existence d'un seul niveau de pièges dans la bande interdite qui peut être ionisé en absorbant ou en émettant un électron, ce phénomène nous conduit à rajouter une quatrième équation aux équations de transport et nous aurons le système suivant :

$$\begin{cases}
 f_{\psi} &= -\frac{\partial}{\partial x} \left(\varepsilon \frac{\partial \psi}{\partial x} \right) - q(p - n + N_D - N_A - \mathbf{n}_t) = 0 \\
 f_n &= \frac{\partial n}{\partial t} - \frac{1}{q} \nabla (J_n + \xi_n) - (G_n - R_n) - \gamma_n(x, t) = 0 \\
 f_p &= \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{1}{q} \nabla (J_p + \xi_p) - (G_p - R_p) - \gamma_p(x, t) = 0 \\
 f_{n_t} &= \frac{\partial \mathbf{n}_t}{\partial t} + (G_n - R_n) - (G_p - R_p) - \gamma_t(\mathbf{x}, \mathbf{t}) = 0
 \end{cases} \tag{3.61}$$

Pour le cas statique, nous pouvons suivre deux approches différentes pour la résolution du système ci-dessus [34], la première consiste à résoudre le système pour les quatre inconnus (ψ, n, p, n_t) simultanément appelée méthode directe. L'autre approche (méthode indirecte) consiste à éliminer l'équation de pièges du système (3.61) après la linéarisation en substituant la densité d'électrons piégés $\delta\tilde{n}_t$ et le terme de bruit correspondant γ_t dans l'équation de Poisson et les deux équations de continuités. Nous aboutissons alors au système (1) de l'Annexe 2.

Les calculs statistiques donnent les densités des sources de bruit local suivantes :

$$\begin{cases} K_{\tilde{\gamma}_n, \tilde{\gamma}_n} = 2 (R_{n0}^{SRH} + G_{n0}^{SRH}), & K_{\tilde{\gamma}_n, \tilde{\gamma}_p} = 0 \\ K_{\tilde{\gamma}_p, \tilde{\gamma}_p} = 2 (R_{p0}^{SRH} + G_{p0}^{SRH}), & K_{\tilde{\gamma}_p, \tilde{\gamma}_t} = 2 (R_{p0}^{SRH} + G_{p0}^{SRH}) \\ K_{\tilde{\gamma}_t, \tilde{\gamma}_t} = 2 (R_{n0}^{SRH} + G_{n0}^{SRH} + R_{p0}^{SRH} + G_{p0}^{SRH}), & K_{\tilde{\gamma}_n, \tilde{\gamma}_t} = -2 (R_{n0}^{SRH} + G_{n0}^{SRH}) \end{cases} \quad (3.62)$$

où les taux de génération-recombinaison, évalués pour le point de fonctionnement sont donnés par [18] (voir Annexe 2) :

3.4 Résultats de simulation

Dans cette partie nous présentons la simulation du bruit avec la méthode des fonctions de Green dans un semi-conducteur dopé n et une diode symétrique dans le but de valider notre modèle. Nos résultats sont comparés à des exemples existant dans la littérature [11] [16].

Nous avons pris un échantillon de semi-conducteur de silicium dopé uniformément type n, de longueur $\ell = 100\mu m$ et de section $S = 1cm^2$, ayant une densité de donneurs égale à $N_D = 10^{14}cm^{-3}$, le processus de génération-recombinaison est pris en compte avec une durée de vie de $\tau_p = 100ns$ des porteurs minoritaires et nous avons appliqué une tension de polarisation de $E=0.1 Volts$ (voir figure 3.12) .

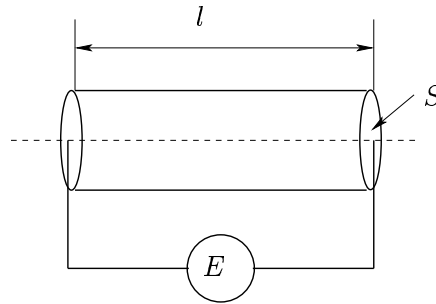


FIG. 3.12 – Un barreau de silicium de type n

Théoriquement, aux basses fréquences le barreau semi-conducteur présente une résistance de valeur $\frac{\ell}{q\mu_n N_D S} = 0.449 Ohm$. Nous avons relevé par simulation les deux valeurs des densités spectrales de bruit en tension et en courant qui sont respectivement : $S_v(f) = 7.436 \cdot 10^{-21} V^2/Hz$ et $S_i(f) = 3.688 \cdot 10^{-20} A^2/Hz$. Nous pouvons remarquer que ces résultats vérifient bien la relation $S_v(f) = |Z(f)|^2 S_i(f)$.

La courbe de la figure (3.14) représente un filtre passe-bas, elle peut être modélisée par l'association en parallèle de la capacité géométrique et la résistance de l'échantillon (figure (3.13)). Elle est en très bon accord avec la relation de Nyquist (3.28).

La densité spectrale de bruit en tension due à la génération-recombinaison figure (3.15) montre une dépendance fréquentielle Lorentzienne comme l'explique l'équation (3.1), par

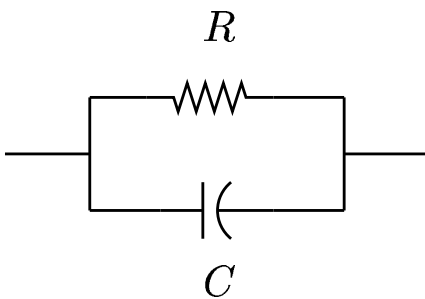


FIG. 3.13 – Modèle électrique du barreau de silicium de type n

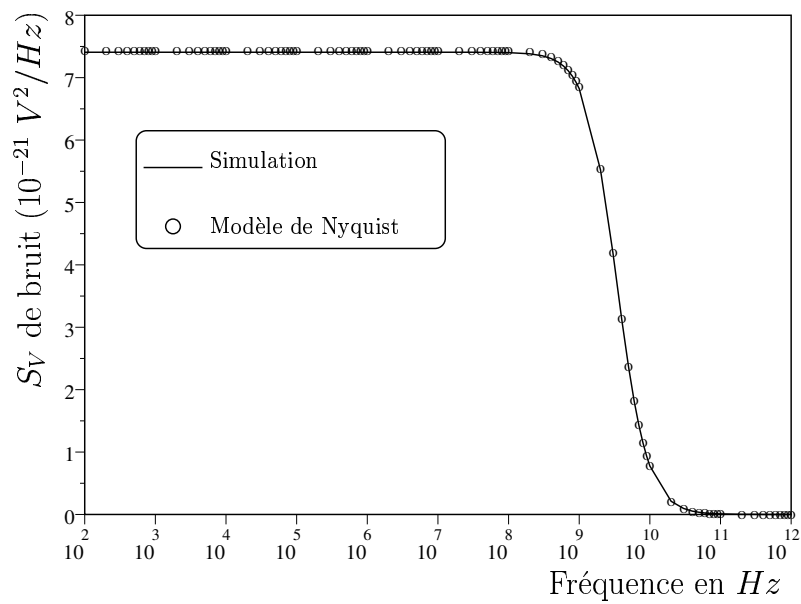


FIG. 3.14 – Le bruit thermique dans un semi-conducteur de type n

contre sa fréquence de coupure ne correspond pas exactement à l'inverse de la durée de vie des porteurs minoritaires, d'après [11] ce comportement est dû à l'influence des conditions aux limites imposées par les contacts ohmiques sur les fonctions de Green.

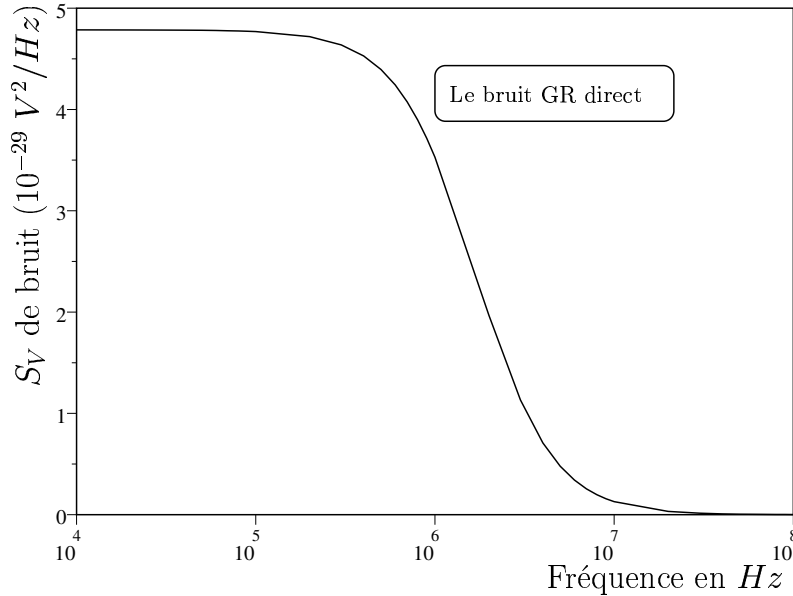


FIG. 3.15 – Le bruit GR direct dans un semi-conducteur de type n

Nous avons aussi traité le cas d'une diode silicium symétrique unidimensionnelle où le nombre de donneurs coté n est égal au nombre d'accepteurs coté p ($N_A = N_D$). Pour le cas de bruit shot nous avons considéré une diode courte et pour le cas de bruit GR direct nous avons pris une diode longue. La comparaison des résultats obtenus (figures (3.16) (3.17) et (3.18)) est en bonne concordance avec ceux de la littérature [16] [35].

La simulation de bruit GR assisté par des pièges est effectuée avec les deux méthodes directe et indirecte citées précédemment. Pour cela nous avons relevé les deux graphes (3.19) et (3.20) sur une diode longue et la comparaison est là encore très satisfaisante.

Enfin nous présentons figure (3.21) la simulation du bruit shot dans la structure de transistor TBH présentée figure (3.11) pour les deux contacts base et collecteur. Nous remarquons qu'il y a un très bon accord entre les résultats de simulation et le bruit shot analytique.

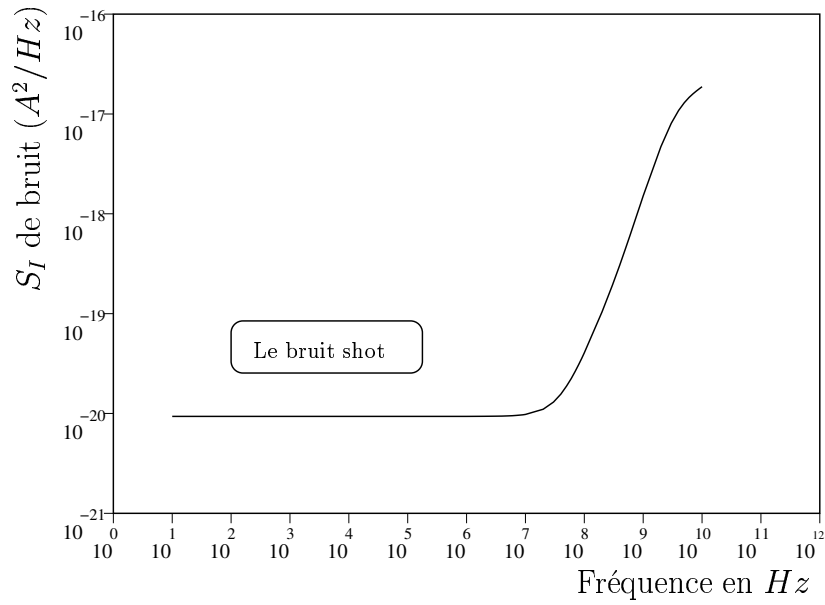


FIG. 3.16 – Dépendance fréquentielle de bruit shot

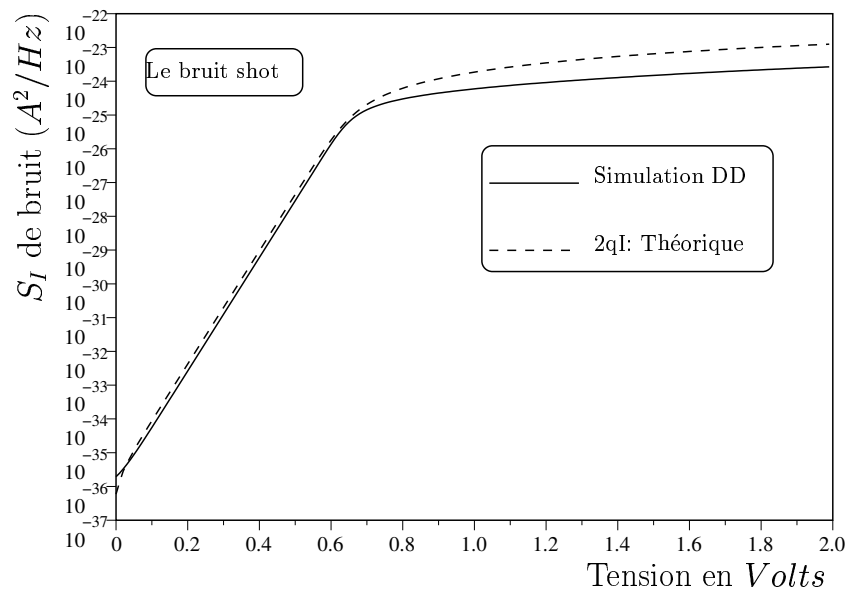


FIG. 3.17 – Comparaison analytique simulation de bruit shot

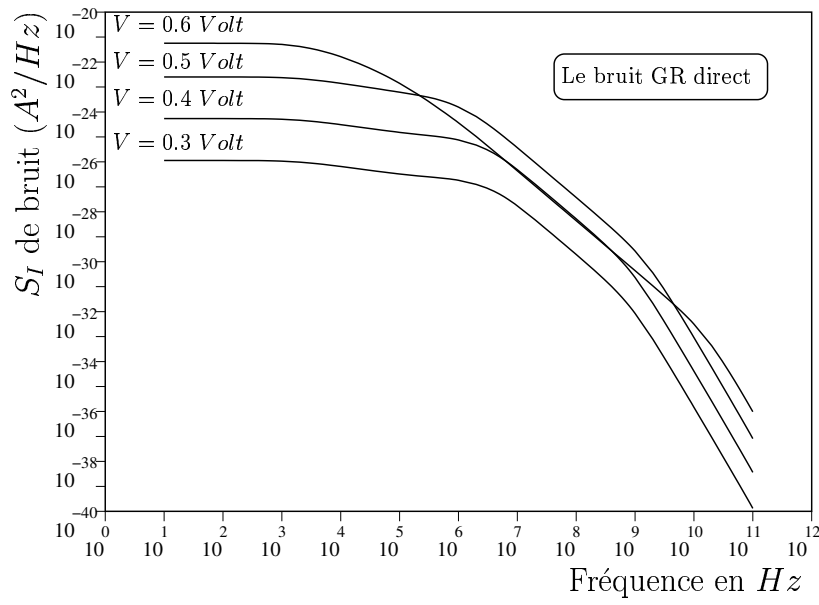


FIG. 3.18 – Dépendance fréquentielle de bruit GR direct dans une diode

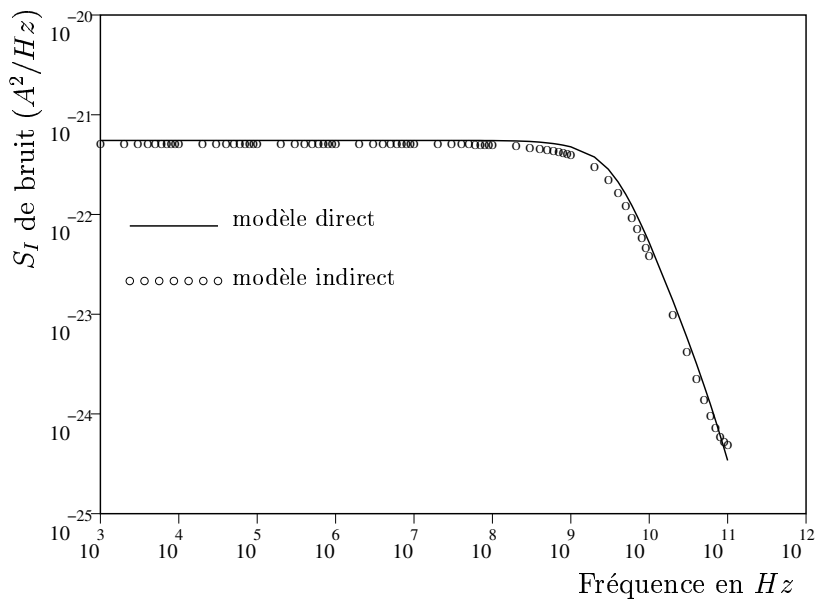


FIG. 3.19 – Comparaison entre la méthode directe et indirecte

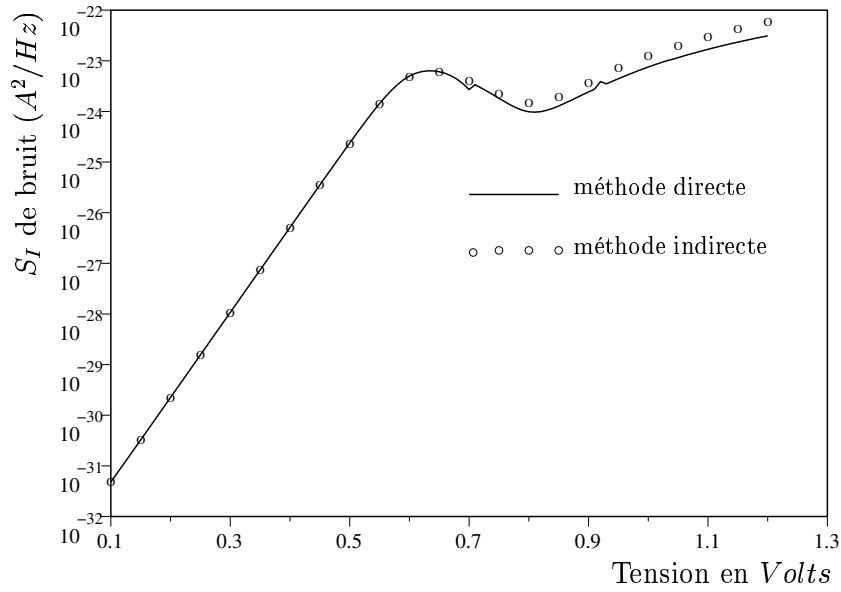


FIG. 3.20 – Comparaison entre la méthode directe et indirecte

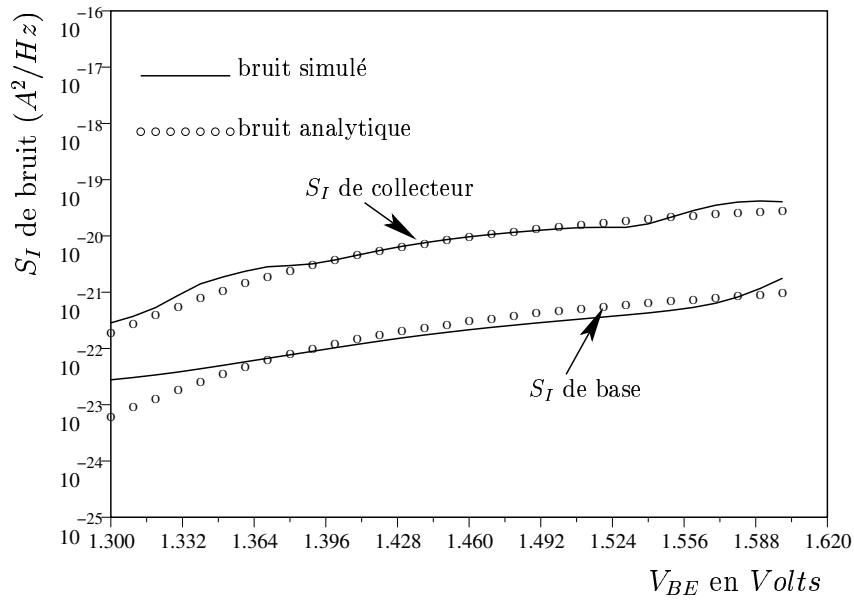


FIG. 3.21 – Simulation de bruit de diffusion pour un TBH GaInP/GaAs

3.5 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons rappelé les divers types de phénomènes physiques responsables du bruit basse fréquence et haute fréquence dans les composants semi-conducteurs. Nous avons présenté également les différents modèles physiques et électriques élaborés jusqu'à présent. Nous avons montré comment grâce à notre simulateur physique couplé à Scilab il était possible de développer un formalisme basé sur les fonctions de Green afin d'effectuer une analyse numérique de bruit avec le modèle de dérive-diffusion pour le cas statique. Une étude de bruit dans le cas dynamique à l'aide du simulateur couplé reste possible grâce au développement de la méthode d'analyse de la simulation physique en non linéaire dans le domaine fréquentiel [36] [37] [38] [39]. Cette étude requiert cependant beaucoup d'espace mémoire et de capacité de calcul. Le recourt à une approche de type Client/Agents/Serveurs reste une solution intéressante qu'il faut développer pour l'environnement Scilab.

Bibliographie

- [1] **A. Van der Ziel**, Journal of Applied Physics, 25, 815, 1954.
- [2] **K.M. Van Vliet, J. Blok**, "Electronic noise in semiconductors ", Physica XXII, pp. 231-242, 1956.
- [3] **V. Rizzoli, F. Mastri, D. Masotti**, "General noise analysis of nonlinear microwave circuits by the piecewise harmonic balance technique ", IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol. 42, No. 5, pp 807-819, May 1994.
- [4] **B. Branger**, "La conception optimale de circuits oscillateurs à bruit de phase minimum- application à la réalisation d'un oscillateur en bande X dans le cadre du projet Pharao ", Thèse de doctorat de l'université de Limoges, No d'ordre 03-98, 1998.
- [5] **L. Varani, L. Reggiani, T. Kuhn, T. Gonzalez, D. Pardo**, "Microscopic simulation of electronic noise in semiconductor materials and devices ", IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol. 41, No. 11, pp. 1916-1925, November 1994.
- [6] **T. Kuhn, L. Reggiani, L. Varani, V. Mitin**, "Monte Carlo method for the simulation of electronic noise in semiconductors ", Physical Review B, Vol. 42, No. 9, September 1990.
- [7] **C. Jungemann, B. Neinhuis, B. Meinerzhagen**, " Hierarchical 2-D DD and HD noise simulations of Si and SiGe devices. I. Theory ", IEEE Transactions. Electron Devices, Vol. 49, No. 7, pp. 1250-1257, July 2002.
- [8] **C. Jungemann, B. Neinhuis, S. Decker, B. Meinerzhagen**, "Hierarchical 2-D DD and HD noise simulations of Si and SiGe devices II. Results ", IEEE Transactions. Electron Devices, Vol. 49, No. 7, pp. 1258-1264, July 2002.

- [9] **C. Jungemann, B. Neinhuis, C.D. Nguyen, B. Meinerzhagen, R.W. Dutton, A.J. Scholten, L.F. Tiemeijer**, "Hydrodynamic modeling of RF noise in CMOS devices ", Electron Devices Meeting, 2003. IEDM '03 Technical Digest. IEEE International , pp. 36.3.1-36.3.4. 8-10 December 2003.
- [10] **P. Shiktorov, E. Starikov, V. Grusinskis, T. Gonzalez, J. Mateos, D. Pardo, L. Reggiani, L. Varani, J.C. Vaissière**, "Langevin Forces and generalized transfer field for noise modeling in deep submicron devices ", IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol. 47, No. 10, pp. 1992-1998, October 2000.
- [11] **F. Bonani, G. Ghione, M. Pinto, R.K. Smith**, "An efficient approach to noise analysis through multidimensional physics-based models ", IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol. 45, No. 1, pp. 261-269, January 1998.
- [12] **O.M. Bulashenko, G. Gomila, J.M. Rubi, V.A. Kochelap**, "Extension of the impedance field method to the noise analysis of a semiconductor junction : analytical approach ", Journal of Applied Physics, Vol. 83, No. 5, pp. 2610-2618, March 1998.
- [13] **Z. Riah, R. Sommet, R. Quéré**, "Approche clients-serveurs sur la grille de calcul pour la simulation intégrée ", 13^{me} Journées Nationales Microondes, Mai 2003.
- [14] **R. Sommet**, "Intégration d'un modèle physique de transistor bipolaire à hétéro-jonction dans l'environnement de la C.A.O non- linéaire des circuits monolithiques micro-ondes ", Thèse de l'université de Limoges, n° 38-96, Octobre 1996.
- [15] **F. Bonani and G. Ghione**, "Generation-recombination noise modelling in semiconductor devices through population or approximate equivalent current density fluctuations ", Solid-State Electronics, 43, pp. 285-295, 1999.
- [16] **F. Bonani and G. Ghione**, "Noise in semiconductor devices ", Advanced Microelectronics, ISBN 3-540-66583-8.
- [17] **S. Sze**, "Physics of semiconductor devices ", Murray Hill NJ : John Wiley and sons Ltd. 2nd edition, ISBN 0-471-0837-X, 1981.
- [18] **S. Selberherr**, "Analysis and simulation of semiconductor devices ", Springer, Wien, 1984.

-
- [19] **A. Van der Ziel, E. R. Chenette**, "Noise in solid state devices ", Advances in Electronics and Electron Physics, Vol. 46, ISBN 0-12-014646-0. 1978.
- [20] **J. Graffeuil, G. Blasquez**, "Caractérisation des matériaux et des composants semi-conducteurs au moyen de mesures de bruit de fond ", Acta Electronica, 25, 3, pp. 261-279, 1983.
- [21] **A. Van der Ziel**, "Noise, Source, Characterization, Measurement ", Englewood Cliffs. NJ : Prentice-Hall, 1970.
- [22] **J.P. Nougier**, "Fluctuations and noise of hot carriers in semiconductor materials and devices ", IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol. 41, No. 11, pp. 2034-2049, November 1994.
- [23] **A. Lyoubi**, "Métrologie et modélisation du bruit basse fréquence dans les transistors à effet de champ : Application à la CAO des sources dans les systèmes de communication", Thèse de l'université de Limoges, n° 52-02, Novembre 2002.
- [24] **I.K.J. Vandamme, X. Li, D. Rigaud**, "1/f noise in MOS devices, mobility or number fluctuations? ", IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. 41, No. 11, pp. 1936-1945, November 1994.
- [25] **F.N. Hooge**, "1/f Noise sources ", IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol. 41, No. 11, pp. 1926-1935, November 1994.
- [26] **C. Delseny, F. Pascal, S. Jarrix, G. Lecoy, J. Dangla, C. Dubon-chevalier**, "Excess noise in AlGaAs/GaAs heterojunction bipolar transistors and associated TLM test structures", IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. 41, No. 11, pp. 2000-2005, November 1994.
- [27] **T.G.M. Kleinpenning**, " On 1/f trapping noise in MOSFET's ", IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. 37, No. 09, pp. 2084-2089, September 1990.
- [28] **W. Shockley, J.A. Copland, R.P. James**, "The impedance field method of noise calculation in active semiconductor devices", in Quantum Theory of Atoms, Molecules, and the Solid-State, P.o. Lowdin, Ed. New York : Academic, 1966.
- [29] **K.M. Van Vliet**, "General transport theory of noise in pn junction-like devices-I.

- Three-dimensional Green's function formulation", *Solid-State Electronics*, Vol. 15, pp. 1033-1053, 1972.
- [30] **Z. Riah, R. Sommet, J.C. Nallatamby, M. Prigent, J. Obregon**, "Coherent tools for physics-based simulation and characterization of noise in semiconductor devices oriented to nonlinear microwave circuit CAD", *Noise in Devices and Circuits II*, Proceedings of SPIE, Vol. 5470, pp. 37-48, June 2004.
- [31] **G. Bosman, R.J.J. Zijlstra**, "Generation-recombination noise in p-type silicon", *Solid-State Electronics*, Vol. 25, No. 04, pp. 273-280, 1982.
- [32] **F.N. Hooge, L. Ren**, "On generation-recombination noise ", *Physica B* 191 , pp. 220-226, 1993.
- [33] **S.D. Guerrieri, G. Conto, F. Bonani, G. Ghione**, "Small and large signal trap-assisted GR noise modelling in semiconductor devices", *Noise in Devices and Circuits II*, Proceedings of SPIE, Vol. 5470, pp. 37-48, June 2004.
- [34] **Fan-Chi. Hou**, "Low-frequency bulk and surface generation-recombination noise simulations of semiconductor devices", Degree of Doctor of Philosophy, University of Florida, 2002.
- [35] **F. Bonani, S.D. Guerrieri, G. Ghione**, "Low-frequency noise source modeling for linear and non linear device simulation", 2003 Microwave Symposium Workshop Notes, Philadelphia, Pennsylvania, June 2003.
- [36] **J.E. Sanchez, G. Bosman, M.E. Law**, "Two-dimensional semiconductor device simulation of trap-assisted generation-recombination noise under periodic large-signal conditions and its use for developing cyclostationary circuit simulation models", *IEEE Transactions on Electron Devices*, Vol. 50, No. 05, pp 1353-1362, May 2003.
- [37] **S.D. Guerrieri, F. Bonani, G. Ghione**, "Simulation of cyclostationary noise in semiconductor devices ", *Noise in Devices and Circuits II*, Proceedings of SPIE, Vol. 5470, pp. 307-321, June 2004.
- [38] **F. Bonani, S.D. Guerrieri, G. Ghione**, "Compact conversion and cyclostationary noise modeling of pn-junction diodes in low-injection-PartI :model derivation", *IEEE Transactions on Electron Devices*, Vol. 51, No. 03, pp. 467-476, March 2004.

-
- [39] **F. Bonani, S.D. Guerrieri, G. Ghione**, "Compact conversion and cyclostationary noise modeling of pn-junction diodes in low-injection-PartII :discussion", IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. 51, No. 02, pp. 477-485, February 2004.

Chapitre 4

Application de la simulation couplée à l'aide à la modélisation

4.1 Introduction

L'utilisation d'une ou plusieurs hétérojonctions dans le transistor bipolaire en haute fréquence et en régime de forte puissance est très fréquente aujourd'hui. En effet, elles confèrent à ce dernier des propriétés différentes de celles du transistor bipolaire classique faisant de lui un bon candidat dans le domaine de micro-ondes et des télécommunications spatiales [1] [2]. Plusieurs filières (SiGe, AsGa/GaInP. . .) de TBH existent aujourd'hui sur le marché. La modélisation de ces transistors avec tous les phénomènes physiques qu'ils présentent est une étape primordiale avant d'entreprendre une conception d'un dispositif électronique quelconque.

Nous allons étudier dans une première partie de ce chapitre, grâce à notre boîte à outils, l'effet Kirk et nous comparerons les résultats de la simulation physique avec les relations communément admises. Nous calculerons d'autre part à l'aide d'expressions analytiques représentant les relations intégrales transitoires du contrôle de charge [3], les différentes capacités du transistor. Nous comparerons notamment avec deux approches physiques différentes la valeur de C_{BE} . La dernière partie de ce chapitre sera consacrée à un bilan du projet GASP.

4.2 Performances des TBH sur les transistors classiques

Le TBH, tout comme le transistor bipolaire classique est constitué de deux jonctions pn tête-bêche : une jonction base-émetteur et une jonction base-collecteur. La différence principale, par rapport au transistor bipolaire classique réside dans le fait que la jonction base-émetteur est constituée de matériaux différents. Ce type de structure a été proposée pour la première fois en 1957 par Kroemer [4] qui a réalisé l'intérêt d'utiliser un matériau à large bande interdite pour l'émetteur et à faible bande interdite pour la base. C'était l'avènement des transistors de puissance.

Les trois facteurs de mérite d'un transistor bipolaire sont : le gain statique en courant β , la fréquence de transition f_t et la fréquence maximum d'oscillation f_{max} .

Le gain en courant β est défini comme le rapport du courant de collecteur et du courant de base $\beta = \frac{I_c}{I_b}$. On constate de ce fait que ce gain, directement relié au courant de base, sera d'autant plus important qu' I_b sera faible pour un I_c donné. C'est pour cela il est entre autre nécessaire de minimiser le phénomène de recombinaison dans la région de base en réduisant au mieux la taille de celle-ci.

La fréquence de transition f_t est un paramètre important dans la caractérisation des performances fréquentielles d'un transistor bipolaire. Elle est définie par la fréquence pour laquelle le gain en courant hybride H_{21} devient égale à 1. Elle est associée au temps de transit total τ_{EC} mis par les porteurs pour aller de la région d'émetteur vers la région de collecteur par la relation :

$$f_t = \frac{1}{2\pi\tau_{EC}} \quad (4.1)$$

La fréquence maximale d'oscillation est définie comme étant la fréquence à laquelle le module du gain unilatéral en puissance (lorsque $S_{12} = 0$) est égal à 1. Elle s'exprime en fonction de la fréquence de transition, de la résistance de base ainsi que de la capacité de transition base-collecteur par la relation [5] :

$$f_{max} = \sqrt{\frac{f_t}{8\pi R_B C_{BC}}} \quad (4.2)$$

De cette formule, l'augmentation de f_{max} pourra se faire soit en diminuant R_B et C_{BC} , soit en augmentant la fréquence de transition f_t .

La structure du transistor npn permet de favoriser l'injection des électrons de l'émetteur vers la base alors qu'elle s'oppose à l'injection des trous de la base vers l'émetteur. Cette propriété reste valable pour des dopages élevés de la base et des dopages peu élevés de l'émetteur. On dispose de ce fait de la possibilité de réduire les valeurs de résistances et capacités parasites des composants. De plus l'utilisation de matériaux à forte mobilité (le cas de l'AsGa) ainsi que la présence de phénomènes de survitesses contribuent à réduire les temps de transit des électrons dans la structure et renforcent les potentialités de fonctionnement des transistors bipolaires à hétérojonction dans le domaine de microondes.

4.3 Effets limitatifs dans les performances du TBH

Le principal objectif d'un transistor bipolaire à hétérojonction est de fournir un maximum de puissance en fonction des applications auxquelles il est destiné. L'obtention des fortes puissances passera par l'augmentation des courants de sortie ou de la tension de sortie. Malheureusement, les valeurs de courant et tension maximales sont fortement dépendantes d'un certain nombre de phénomènes limitatifs des performances en puissance des TBH.

La première limitation concerne la densité de courant maximale compatible avec une fréquence de transition optimale (figure (2.27)), cette densité de courant est limitée par l'effet Kirk [6]. La seconde limitation est due aux effets d'auto-échauffement qui peuvent entraîner des phénomènes d'instabilités thermiques [7]. Le troisième effet indésirable qui limite la tension est l'avalanche [8].

Nous allons expliquer et modéliser physiquement avec notre simulateur couplé dans Scilab l'effet Kirk qui constitue un des principaux effets limitatifs des transistors bipolaires pour

le fonctionnement à fortes densités de courant. Physiquement, cet effet apparaît lorsque l'injection des électrons $n = \frac{J_C}{qv_{sat}}$ dans le collecteur devient supérieure à la densité de charges fixes N_D où J_C est la densité de courant collecteur (C'est à dire J_C supérieure à $qv_{sat}N_D$). Il en résulte alors une inversion de pente du champ électrique dans le collecteur et par conséquent une extension de la zone neutre de base. Cela peut être expliqué par l'intégration de l'équation de Poisson (4.3).

$$\frac{dE}{dx} = \left(N_D - \frac{J_C}{qv_{sat}} \right) \quad (4.3)$$

L'intégration de l'équation de Poisson fournit alors un champ électrique dont la pente s'inverse puisque cette dernière est proportionnelle à $N_D - n$. Ceci conduit à une diffusion importante des trous de la base vers le collecteur ce qui se manifeste d'un point de vue dynamique par une augmentation de la largeur de base et par là une augmentation significative du temps de transit τ_{EC} . L'effet Kirk produit alors une chute significative de la fréquence de transition, limitant fortement la plage d'utilisation du transistor en dégradant ainsi son gain en courant.

On peut noter que la densité de courant collecteur pour laquelle apparaît l'effet Kirk est donnée approximativement par [9] :

$$J_0 = qv_{sat} \left(\frac{2\varepsilon (V_{CB} + V_{bi})}{qW_C^2} + N_D \right) \quad (4.4)$$

où V_{bi} est la tension de diffusion de la jonction base-collecteur, W_C la largeur de collecteur.

4.4 Simulation de l'effet Kirk

Sur toutes les figures suivantes, nous avons représenté les différents paramètres nécessaires à l'explication de l'effet Kirk en allant des faibles injections jusqu'à fortes injections. Pour cela nous avons fixé la tension émetteur-collecteur à 4V et nous avons fait varier la tension base-émetteur (tension principale de commande de courant de sortie) entre 1.30V et 1.60V par pas de 0.05V ce que correspond à des valeurs de courant de sortie de collecteur de 0.59mA, 3.42mA, 11.96mA, 26.81mA, 46.22mA, 67.83mA et 89.66mA respectivement.

La figure (4.1) représente l'évolution de la densité des électrons dans la structure en partant de l'émetteur vers le collecteur. La présence de l'hétérojonction GaInP/AsGa se traduit par une désertion d'électrons coté émetteur de l'hétérojonction et une accumulation de ceux ci coté base d'une façon exponentielle avec le niveau d'injection ainsi que dans la zone désertée de collecteur. Nous remarquons qu'à partir d'une certaine tension $V_{BE} = 1.55V$ c'est à dire $I_c \simeq 68mA$, la densité d'électrons devient égale à celle des atomes donneurs N_D du collecteur. Pour la tension $V_{BE} = 1.60V$, cette densité devient même supérieure à N_D . Il en résulte sur la figure (4.2) une inversion de pente du champ électrique dans le collecteur, et sur la figure (4.3) une diffusion de trous de la base vers le collecteur. C'est bien l'effet Kirk. En fait, le tracé de f_t (voir figure (2.27)) permet de déterminer de manière plus précise la valeur de J_0 qui correspond au maximum de f_t . Nous constatons sur la figure (4.4) que ce phénomène dégrade considérablement les performances de notre composant à fort courant.

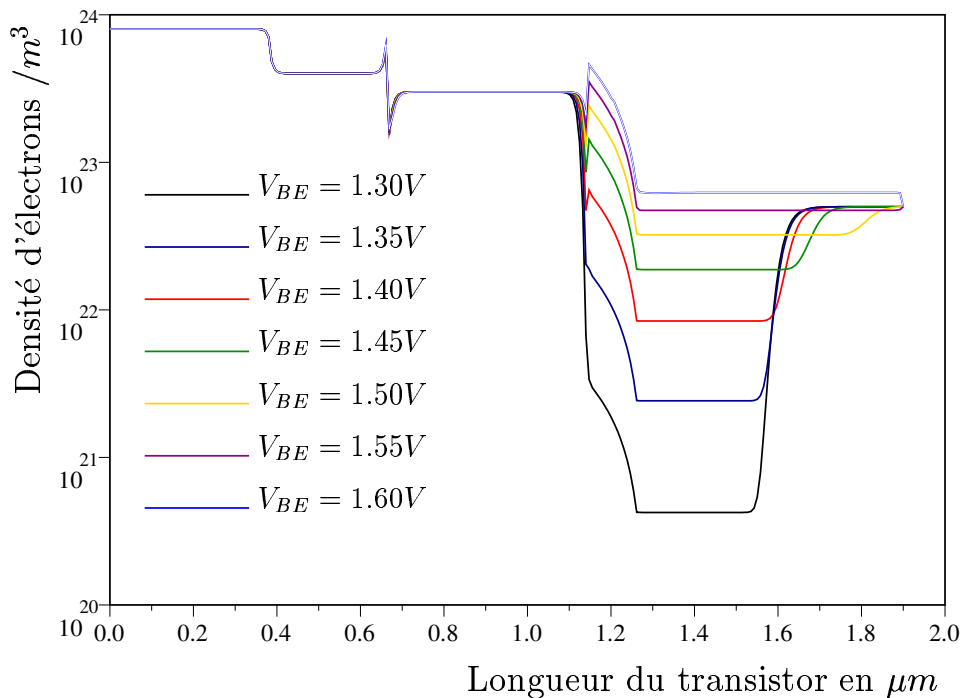


FIG. 4.1 – La densité d'électrons sur la longueur du transistor

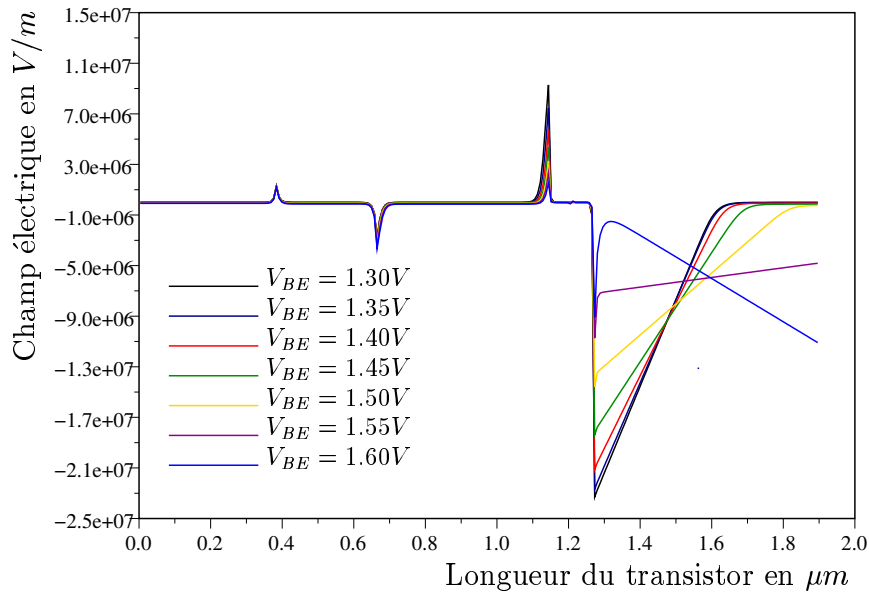


FIG. 4.2 – Le champ électrique sur la longueur du transistor

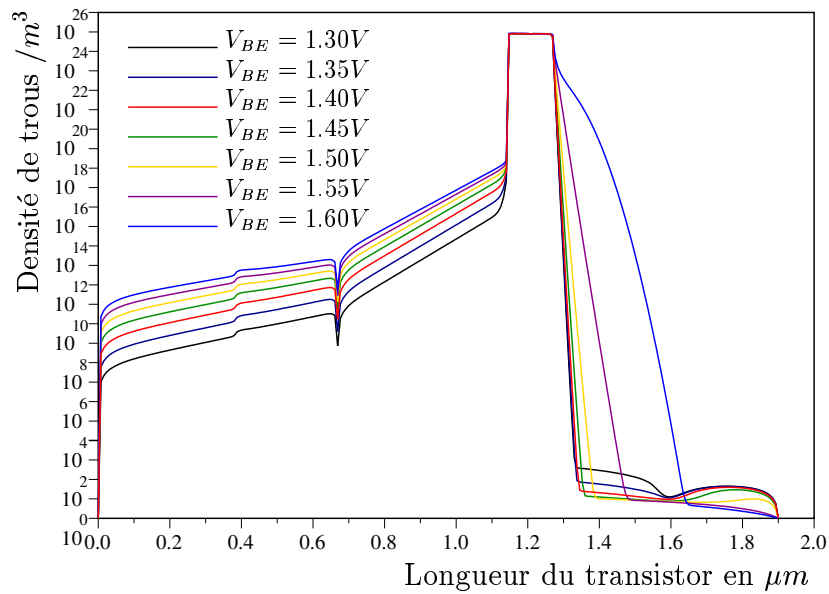


FIG. 4.3 – La densité de trous sur la longueur du transistor

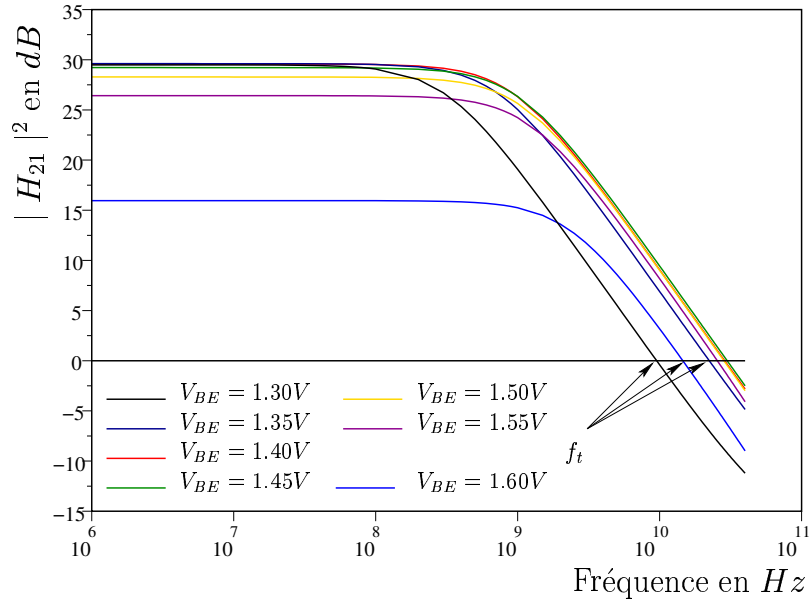


FIG. 4.4 – Dégradation du gain de courant et diminution de la fréquence de transition.

Nous pouvons facilement remarquer sur l'équation (4.4) que la valeur de courant limite augmente linéairement avec le dopage du collecteur mais elle est inversement proportionnel au carré de la largeur du collecteur. Il faut donc retenir que le repoussement du phénomène de Kirk passe, au niveau de la structure du collecteur par une augmentation du dopage N_D et une diminution de son épaisseur W_C .

Nous représentons figure (4.5) des valeurs typiques de courant limite de Kirk en fonction du dopage pour le cas de notre transistor (voir figure (2.2)).

Nous avons également examiné la variation du courant de Kirk en fonction de la largeur du collecteur. Cette dernière s'avère négligeable pour le cas de notre structure (figure (2.2)). En regardant l'équation (4.4) nous pouvons constater que le terme : $\frac{2\epsilon(V_{CB} + V_{bi})}{qW_C^2} \ll N_D$ pour les valeurs typiques utilisées.

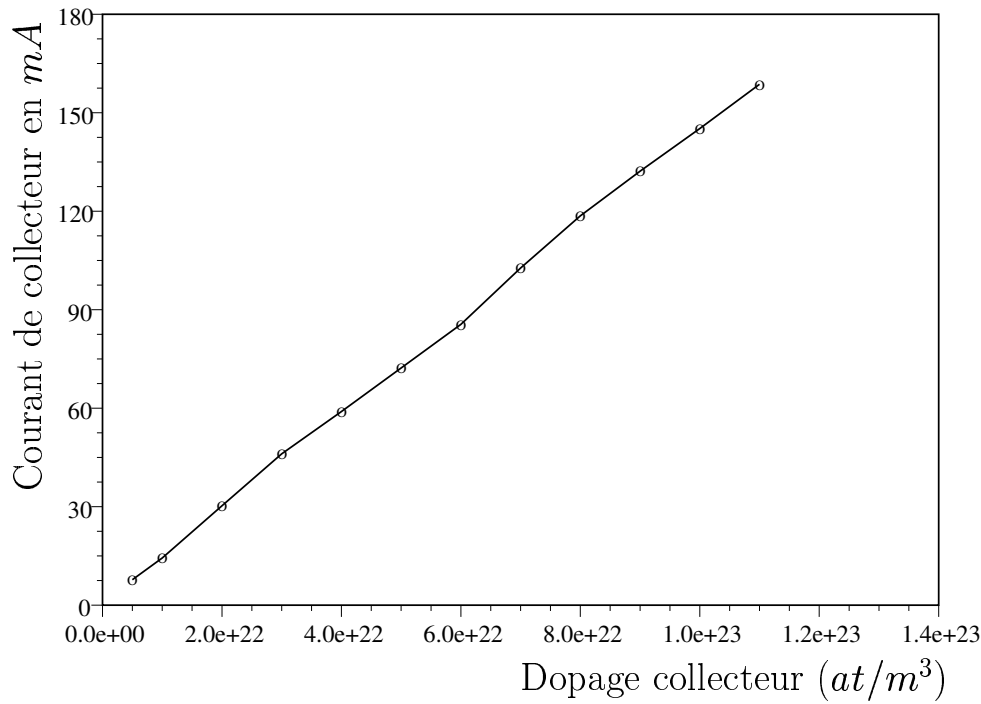


FIG. 4.5 – Courant de collecteur en fonction du dopage de collecteur

4.5 Modélisation des capacités

Nous avons intégré dans notre boîte à outils des expressions analytiques [3] décrivant la répartition et la provenance des charges dans un transistor npn. Ce sont des relations dites intégrales transitoires de contrôle de charge (TICC). Elles décrivent l'origine des courants aux niveaux des contacts d'émetteur, de base et de collecteur.

Calculons les courants d'électrons aux différents contacts en partant des trois équations suivantes (modèle DD). Notons que des formules semblables peuvent être écrites pour les trous :

$$J_n(x) = -q\mu_n n \frac{\partial \phi_n}{\partial x} \quad (4.5)$$

$$\frac{1}{q} \frac{\partial J_n}{\partial x} = R + \frac{\partial n}{\partial t} \quad (4.6)$$

$$n(x, t) = n_i \exp\left(\frac{\psi(x, t) - \phi_n(x, t)}{V_T}\right) \quad (4.7)$$

ϕ_n correspondant au pseudo niveau de Fermi, c'est à dire le niveau de Fermi en présence de courant.

L'intégration entre les contacts d'émetteur (x_E) et de collecteur (x_C) conduisent aux formules suivantes :

$$\frac{-J_n(x_E, t)}{q} = \frac{J_{nG}}{q} + \int_{x_E}^{x_C} \left(R + \frac{\partial n}{\partial t}\right) FE(x) dx \quad (4.8)$$

$$\frac{-J_n(x_C, t)}{q} = \frac{J_{nG}}{q} - \int_{x_E}^{x_C} \left(R + \frac{\partial n}{\partial t}\right) FC(x) dx \quad (4.9)$$

avec :

$$\frac{J_{nG}}{q} = \frac{\exp\left(\frac{V_{BE}(t)}{V_T}\right) - \exp\left(\frac{V_{BC}(t)}{V_T}\right)}{\int_{x_E}^{x_C} \frac{p(x, t) dx}{D_n n_i^2 \exp\left(\frac{\phi_p(x, t) - V_{BE}(t)}{V_T}\right)}} \quad (4.10)$$

$$FE(x) = \frac{\int_{x_C}^x \frac{p(x, t) dx}{D_n n_i^2 \exp\left(\frac{\phi_p(x, t) - V_{BE}(t)}{V_T}\right)}}{\int_{x_C}^{x_E} \frac{p(x, t) dx}{D_n n_i^2 \exp\left(\frac{\phi_p(x, t) - V_{BE}(t)}{V_T}\right)}} \quad (4.11)$$

$$FC(x) = \frac{\int_{x_E}^x \frac{p(x, t) dx}{D_n n_i^2 \exp\left(\frac{\phi_p(x, t) - V_{BE}(t)}{V_T}\right)}}{\int_{x_E}^{x_C} \frac{p(x, t) dx}{D_n n_i^2 \exp\left(\frac{\phi_p(x, t) - V_{BE}(t)}{V_T}\right)}} \quad (4.12)$$

Dans ces expressions une partie des courants est dite en phase, la seconde est décalée compte tenu du terme en $\frac{\partial}{\partial t}$.

$FE(x)$ et $FC(x)$ sont des fonctions de poids qui déterminent la contribution, en chaque point d'abscisse, des termes de génération-recombinaison et de charge sur la longueur du transistor dans l'évaluation des courants aux contacts. On a $FE(x) + FC(x) = 1$.

Le calcul des capacités avec le modèle TICC précédent peut être effectué avec une démarche petit-signal (paragraphe 2.3.2). Cette dernière conduit aux relations suivantes en négligeant le terme de recombinaison :

$$\frac{\Delta J_n(x_C)}{q} = \frac{d}{dt} \int_{x_E}^{x_C} \Delta n(x) FC_0(x) dx = \frac{1}{q} \frac{d\Delta QC}{dt} \quad (4.13)$$

$$\frac{-\Delta J_n(x_E)}{q} = \frac{d}{dt} \int_{x_E}^{x_C} \Delta n(x) FE_0(x) dx = \frac{1}{q} \frac{d\Delta QE}{dt} \quad (4.14)$$

où :

Δn représente la variation dans la densité d'électrons due à l'excitation petit signal ΔV_{BE} ou ΔV_{BC} .

FE_0 et FC_0 représentent les facteurs de poids au point de polarisation DC.

ΔQE et ΔQC représentent les variations dans les charges reliées à l'émetteur et au collecteur respectivement.

Nous pouvons écrire Les deux équations (4.13) et (4.14) en fonction des différentes capacités modélisant les divers types de charges du transistor sous la forme matricielle suivante :

$$\begin{bmatrix} \Delta J_n(x_E) \\ \Delta J_n(x_C) \end{bmatrix} = \frac{d}{dt} \begin{bmatrix} \Delta QE \\ \Delta QC \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} C_{11} & C_{12} \\ C_{21} & C_{22} \end{bmatrix} \frac{d}{dt} \begin{bmatrix} \Delta V_{BE} \\ \Delta V_{BC} \end{bmatrix} \quad (4.15)$$

avec :

$$C_{11} = \frac{\Delta QE}{\Delta V_{BE}} = q \int_{x_E}^{x_C} \frac{\Delta n(x)}{\Delta V_{BE}} \Big|_{\Delta V_{BC}=0} FE_0(x) dx \quad (4.16)$$

$$C_{12} = \frac{\Delta QE}{\Delta V_{BE}} = q \int_{x_E}^{x_C} \frac{\Delta n(x)}{\Delta V_{BC}} \Big|_{\Delta V_{BE}=0} FE_0(x) dx \quad (4.17)$$

$$C_{21} = \frac{\Delta QC}{\Delta V_{BE}} = q \int_{x_E}^{x_C} \frac{\Delta n(x)}{\Delta V_{BE}} \Big|_{\Delta V_{BC}=0} FC_0(x) dx \quad (4.18)$$

$$C_{22} = \frac{\Delta QC}{\Delta V_{BC}} = q \int_{x_E}^{x_C} \frac{\Delta n(x)}{\Delta V_{BC}} \Big|_{\Delta V_{BE}=0} FC_0(x) dx \quad (4.19)$$

La figure suivante montre l'avantage du modèle TICC sur le modèle de Gummel puisqu'elle apporte la notion de transcapacité.

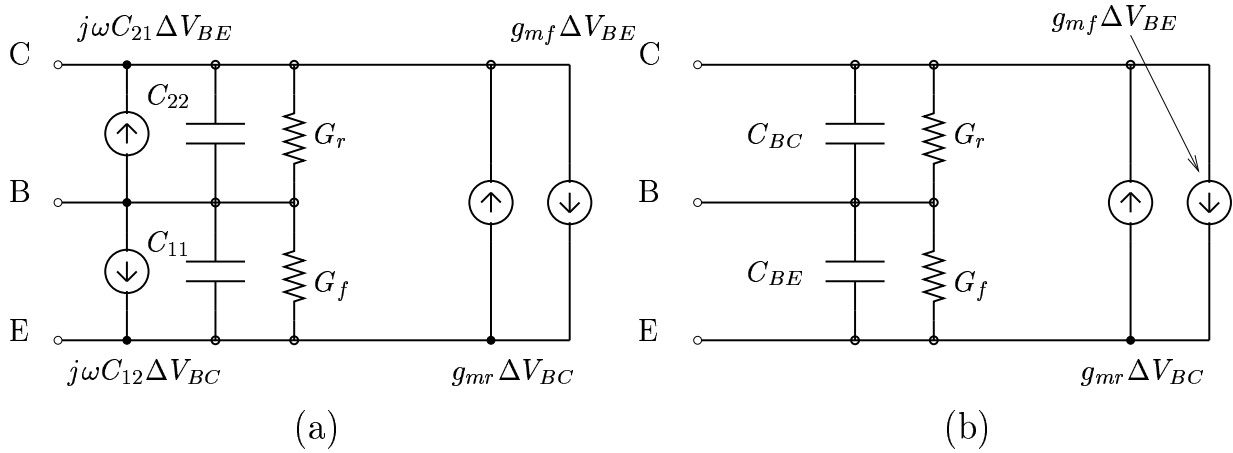


FIG. 4.6 – Circuit équivalent petit-signal : (a) relation TICC (b) modèle de Gummel

Nous avons tracé sur les figures (4.7) et (4.8) les composantes C_{11} et C_{21} . La figure (4.9) représente C_{BE} en fonction de la tension base-émetteur. Cette capacité est obtenue directement à partir d'une analyse en paramètres S base commune à l'aide de notre simulateur couplé.

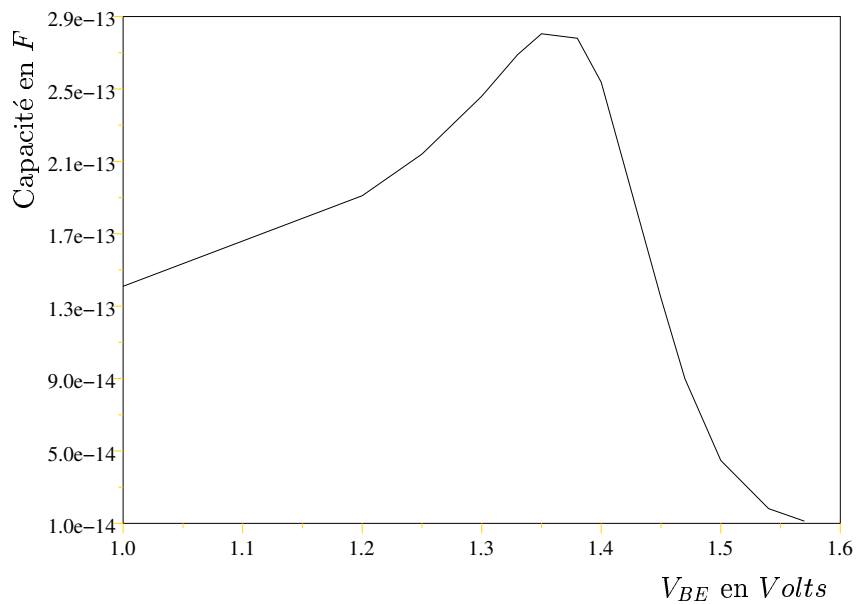


FIG. 4.7 – Capacité C_{11} du modèle TICC

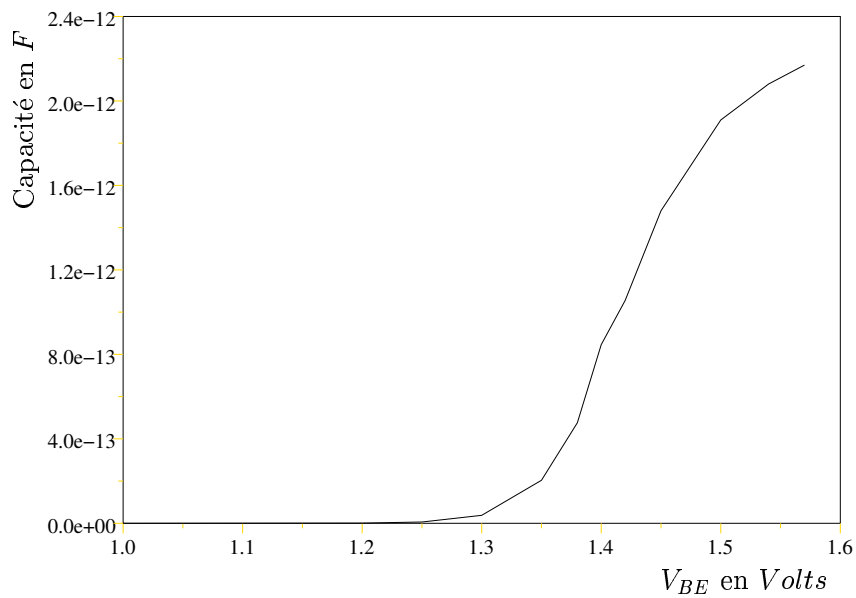
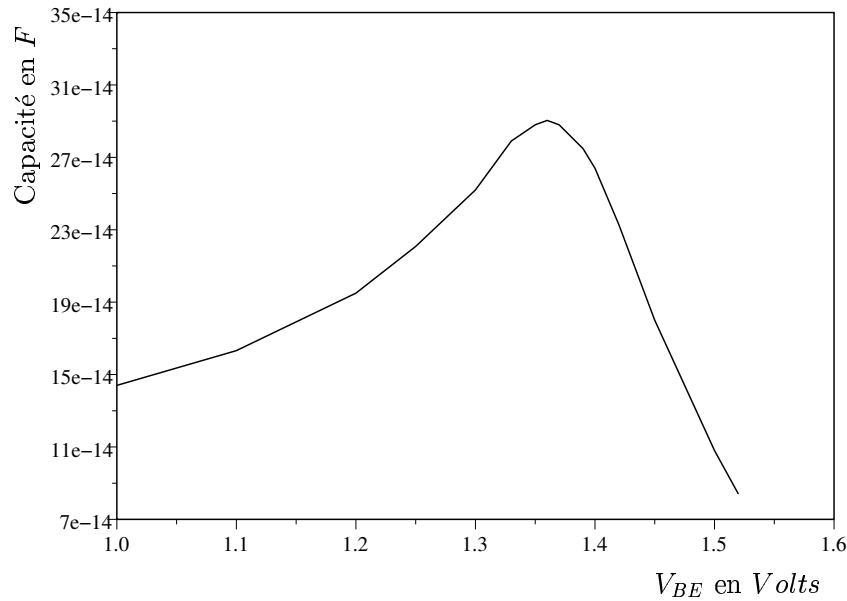


FIG. 4.8 – Capacité C_{21} du modèle TICC

FIG. 4.9 – Capacité C_{BE} du modèle de Gummel

C_{12} est négligeable devant les autres capacités.

Nous pouvons constater cependant que la relation $C_{11} + C_{12} = C_{BE}$ est bien vérifiée.

Nous avons donc obtenu par deux méthodes différentes la valeur non linéaire de la capacité C_{BE} du transistor. L'avantage de la méthode basée sur l'intégrale pondérée (TICC) des densités de charges reste cependant plus intéressante en terme de physique du composant afin d'analyser comment s'effectue la répartition des charges dans le TBH.

4.6 Etat actuel du projet GASP

Un travail important a été mené dans le cadre du projet RNTL GASP dont nous avons présenté les principes basés sur le schéma (client/agent/serveur). Il s'avère cependant que l'interface DIET-Scilab développée par nos partenaires dans le cadre de ce projet est non disponible à l'heure actuelle. Seule une utilisation à l'aide de fonctions d'interfaces en C est disponible. Ceci est regrettable pour notre application. Nous avons réalisé un démonstrateur en langage C sur la simulation couplée pour les besoins du projet, mais

l'utilisation d'un langage non interprété pour nous, dont la vocation est l'utilisation d'un outil de développement et de prototypage rapide n'a que peu d'attrait. Nous attendrons donc l'arrivée de cette interface DIET-Scilab afin de continuer notre développement dans cette voie.

4.7 Conclusion

Nous avons montré à travers deux exemples qu'il est possible avec le simulateur couplé d'obtenir une aide à la modélisation. Dans le premier exemple nous avons effectué le traitement et l'explication physique du phénomène de Kirk dans les TBH. Dans le second nous avons mis en évidence les notions de capacités et de transcapacités à partir de l'intégrale du profil de densité de porteurs.

Bibliographie

- [1] **A. Tachafine**, "Contribution à l'étude des transistors bipolaires à hétérojonction pour la réalisation d'amplificateurs monolithiques de forte puissance en bande X", Thèse de l'université de Lille, 1994.
- [2] **D. Floriot**, "Optimisation et modélisation de TBH GaInP/GaAs. Application aux amplificateurs monolithiques de puissance, bande X", Thèse de l'université Pierre et Marie Curie (Paris VII), 1995.
- [3] **H. Klose, A.W. Wieder**, "The transient integral charge control relation-A novel formulation of the currents in a bipolar transistor", IEEE Transaction On Electron Devices, Vol. ED-34, No. 5, pp. 1090-1099, May 1987.
- [4] **H. Kroemer**, "Theory of a wide gap emitter for transistors", Proc. IRE, Vol. 45, No. 11, pp. 1535-1537, November 1957.
- [5] **M.B. DAS**, "High frequency performance limitations of millimeter wave heterojunction bipolar transistors", IEEE. Transaction on ED, Vol. 41, No. 11, November 1994.
- [6] **C.T. Kirk**, IRE Trans. On Electron Devices, Vol. 9, pp. 164, 1962.
- [7] **D. Lopez**, "Intégration dans un environnement de simulation circuit d'un modèle électrothermique de transistor bipolaire à hétérojonction issu de simulations thermiques tridimensionnelles ", Thèse de l'université de Limoges, n° 10-02, Mars 2002.
- [8] **A.G. Baca, P.C. Chang, F.H. Klem**, "Vertical AlGaAs/GaAs heterojunction bipolar transistors with 106 V breakdown", Solid-State Electronic, pp. 721-725, 2001.
- [9] **R. Sommet**, "Intégration d'un modèle physique de transistor bipolaire à hétérojonction dans l'environnement de la C.A.O non- linéaire des circuits monolithiques micro-ondes ", Thèse de l'université de Limoges, n° 38-96, Octobre 1996.

Conclusion générale et perspectives

Nous avons présenté dans ces travaux de thèse la concrétisation d'une approche différente de la simulation classique des circuits micro-ondes appelée simulation globale. En effet, nous avons développé une plate-forme de simulation intégrée autour de Scilab mélangeant intimement la modélisation physique de transistor bipolaire à hétérojonction et la simulation circuit. Cette plate-forme nous a permis de mener à bien l'étude physique de phénomènes de bruit basse fréquence et haute fréquence dans les composants semi-conducteurs ainsi que le développement d'outils d'aide à la modélisation pour comprendre certains effets limitatifs des performances comme l'effet Kirk et la répartition des charges dans un TBH.

Dans le premier chapitre, nous avons présenté la simulation globale, ses avantages, ses inconvénients, ainsi que des détails sur les différents types de simulation pouvant coexister et nécessaires à la conception d'un circuit MMIC représentant une fonction électronique donnée. La deuxième étape a été consacrée à la description de la plate-forme de simulation Scilab, et la présentation du projet RNTL GASP en tant qu'approche portable pour le développement d'applications de type ASP (Application Service Provider).

Nous avons réalisé dans le deuxième chapitre le couplage proprement dit du simulateur physique et de l'environnement circuit, ceci pour le calcul des régimes permanents de fonctionnement du transistor, qu'ils soient linéaires ou non dans les domaines temporel et fréquentiel. Le principe consiste à traiter les noeuds internes de maillage du tran-

sistor comme des noeuds de circuit. En régime non linéaire temporel, la formulation reste relativement simple à comprendre pour la description des équations de transport du composant semi-conducteur, mais cette approche n'est pas très adaptée pour la description du circuit linéaire constitué des éléments parasites, des circuits d'adaptation ou de polarisation associés au transistor. Les systèmes obtenus à résoudre sont creux et de dimensions très élevées.

L'approche fréquentielle est quant à elle plus difficile à mettre en œuvre dans le cas du composant semi-conducteur mais se révèle tout à fait adaptée à la description du circuit environnant. Elle reste la méthode à privilégier pour l'étude de circuit ainsi que dans l'optique d'une analyse de bruit non linéaire. Les temps de calcul sont acceptables avec l'implémentation de la librairie creuse **umfpack** dans Scilab. Ce deuxième chapitre nous a également permis de présenter une approche générale de la théorie des perturbations appliqués aux équations de transport. Si cette méthode permet entre autre de calculer les paramètres $[S]$ aux accès d'un composant, elle permet également de pouvoir calculer les effets à ces mêmes accès d'une perturbation disposée n'importe où. C'est pour nous la base du formalisme de calcul du bruit dans les composants basé sur la physique.

Dans le troisième chapitre, nous avons rappelé tout d'abord les phénomènes physiques responsables du bruit électrique aux accès des composants semi-conducteurs, les processus mathématiques associés aux phénomènes stochastiques qui le régissent, mais également les méthodes qui ont été développées afin de bien analyser ce phénomène. Nous avons alors utilisé la méthode de perturbation linéaire pour introduire des sources de bruit locales au niveau de la structure interne du TBH afin de calculer les densités spectrales de bruit aux accès de composants semi-conducteurs (résistance, diode, TBH).

Dans le dernier chapitre de notre travail sont présentées plusieurs applications utilisant notre simulateur couplé comme outil d'aide à la modélisation et à la compréhension des phénomènes physiques dans les composants semi-conducteurs.

Nous avons réalisé une étude de l'effet Kirk, ainsi qu'une étude sur le contrôle des charges dans le transistor bipolaire à hétérojonction. Nous avons également donné le statut actuel du projet RNTL GASP et des actions qui sont associées.

Nous disposons désormais d'une boîte à outils Scilab permettant d'analyser un TBH tout en tenant compte de tous les types d'excitations possibles : en statique, en petit-signal, en grand-signal, en bruit, dans les domaines temporel et fréquentiel. Il est alors possible d'entreprendre une conception d'un dispositif électronique quelconque avec le simulateur couplé. Le principal intérêt que l'on peut noter dans cette démarche de conception est la prévision directe de l'influence des paramètres de construction géométrique et des matériaux du transistor sur la fonction électronique envisagée. Cependant il faut constater que la simulation d'un circuit réel micro-ondes (un amplificateur de puissance multidoigts par exemple) exige une augmentation considérable de la taille matricielle des systèmes à résoudre. En dehors de cet aspect conception, le simulateur couplé est un outil d'aide à la modélisation qui peut se révéler fort intéressant. Une solution pour nous dans la résolution des systèmes de grandes tailles ou pour l'utilisation et le développement de modèles physiques plus complexes réside dans la démocratisation des outils ASP conduisant à une transparence dans l'utilisation du parallélisme. Nous espérons d'ici peu bénéficier d'une interface DIET-Scilab qui nous permettra le prototypage rapide de nos circuits et modèles. L'analyse non linéaire en bruit reste également une des perspectives importantes de notre travail.

Annexes

1 Annexes

Voila quelques fonctions Scilab disponibles dans les programmes qui nous avons élaboré :

1/ $[\mathbf{phi}, \mathbf{qn}, \mathbf{qp}, \mathbf{jn}, \mathbf{jp}, \mathbf{xcoor}, \mathbf{ml}, \mathbf{mb}] = \mathbf{inithetsi}$ ('test.hbt') : elle permet d'obtenir à l'équilibre les variables du coté gauche (potentiel interne du transistor, densités d'électrons et de trous, densités de courant d'électrons et de trous, les coordonnées des nœuds du maillage, les numéros des mailles de collecteur et de base) en fonction des données citées dans le fichier "**test.hbt**" concernant la description physique et géométrique du transistor.

2/ $[\mathbf{H}, \mathbf{IJ}, \mathbf{R}] = \mathbf{evaljacob}$ ($\mathbf{phi}, \mathbf{qn}, \mathbf{qp}, \mathbf{V}$) : cette fonction permet le remplissage à l'état statique de la matrice jacobienne où chaque élément non nul de cette dernière est désigné par ces coordonnées \mathbf{IJ} (ligne, colonne) et sa valeur \mathbf{R} , et \mathbf{H} représente le deuxième membre du système jacobien, en fonction des variables du coté droit qui sont : le potentiel interne de transistor (\mathbf{phi}), les densités d'électrons et de trous (\mathbf{qn} et \mathbf{qp}), et les trois potentiels externes au niveau de l'émetteur, la base et le collecteur, qui représentent les conditions aux limites.

3/ $[\mathbf{Htot}, \mathbf{IJtot}, \mathbf{Rtot}] = \mathbf{evaljacobglobal}$ ($\mathbf{phit}, \mathbf{qnt}, \mathbf{qpt}, \mathbf{Vt}$) : fonction identique à la fonction ci-dessus pour le cas dynamique dans le domaine temporel.

4/ [**mobny, mobndy, mobpy, mobpdy, champn, champp, h**] = **calcourant (phi)** : cette fonction permet de récupérer de HETSI les variables du coté gauche qui sont : la mobilité d'électrons, la dérivée de la mobilité d'électrons, la mobilité de trous, la dérivée de la mobilité de trous, le champ électrique d'électrons, le champ électrique de trous, le pas de maillage, en fonction de potentiel électrique interne du transistor. Elle sert au calcul des courants.

5/ [**I, jac, phi, qn, qp, cjn, cjp, xcoor**] = **hetsi (VE, VB, VC)** : cette fonction permet la récupération de différents variables citées dans le coté gauche (courant, matrice jacobienne, potentiel interne, densités d'électrons et de trous, densités de courant d'électrons et de trous, les coordonnées des nœuds) en fonction des conditions aux limites qui sont : les potentiels électriques aux niveaux de l'émetteur, la base et le collecteur.

Voilà un exemple d'un programme d'interface (la fonction 4) :

```
*****
#include "stack-c.h"

int calcourant (double *phi, double *mobny, double *mobndy, double *mobpy, double
*mobpdy, double *champn, double *champp, double *h);

int intcalcourant (fname)

char *fname;

{
static int m_data, n_data, m_h, n_h, l_phi, l_mobny, l_mobndy, l_mobpy, l_mobpdy,
l_champn, l_champp, l_h;
CheckRhs (1,1);
CheckLhs (1,7);
GetRhsVar (1, "d", &m_data, &n_data, &l_phi);
```

```

m_h = m_data;
n_h = n_data;
CreateVar (2, "d", &m_h, &n_h, &l_mobny);
CreateVar (3, "d", &m_h, &n_h, &l_mobndy);
CreateVar (4, "d", &m_h, &n_h, &l_mobpy);
CreateVar (5, "d", &m_h, &n_h, &l_mobpdy);
CreateVar (6, "d", &m_h, &n_h, &l_champn);
CreateVar (7, "d", &m_h, &n_h, &l_champp);
CreateVar (8, "d", &m_h, &n_h, &l_h);
Calcourant (stk(l_phi), stk(l_mobny), stk(l_mobndy), stk(l_mobpy), stk(l_mopdy),
stk(l_chamn), stk(l_champp), stk(l_h));
LhsVar(1) = 2;
LhsVar(2) = 3;
LhsVar(3) = 4;
LhsVar(4) = 5;
LhsVar(5) = 6;
LhsVar(6) = 7;
LhsVar(7) = 8;
return 0;
}
int calcourant (double *phi, double *mobny, double *mobndy, double *mobpy, double
*mobpdy, double *champn, double *champp, double *h);
{
hetsi_cal_courant (phi, mobny, mobndy, mobpy, mobpdy, champn, champp, h);
}
*****

```

Maintenant nous allons expliquer comment créer une fonction d'interface en se basant sur un exemple (la fonction 4 ci-dessus) :

En général, un programme d'interface comporte deux parties :

1/ La fonction C à interfacier pour l'utiliser dans un programme Scilab (dans cet exemple : `calcourant` (arguments)).

2/ Le programme d'interface lui même (dans cet exemple : `intcalcourant` (fname)).

Pour faire appel à cette fonction C dans un programme Scilab, nous utilisons la syntaxe ci-dessus (4) pour notre exemple.

Le programme d'interface est constitué d'un ensemble de fonctions ou chacune joue un rôle bien précis :

CheckRhs (minrhs, maxrhs) : cette fonction est utilisée pour dire que la fonction C est appelée avec un nombre d'arguments situé entre [minrhs, maxrhs].

CheckRhs(1, 1) : pour notre exemple, il y a un seul paramètre qui correspond à la variable phi (le potentiel électrique).

CheckLhs(minlhs, maxlhs) : cette fonction est utilisée pour donner le nombre de variables à retourner après avoir été calculées par la fonction C.

CheckLhs(1,7) : dans cet exemple il y a sept paramètres à retourner (la mobilité d'électrons, la dérivée de la mobilité d'électrons, la mobilité de trous, la dérivée de la mobilité de trous, le champ électrique d'électrons, le champ électrique de trous, le pas de maillage).

GetRhsVar(k, ct, &mk, &nk, &lk) : dans cette fonction k et ct représentent des variables d'entrée tandis que &mk, &nk et &lk sont des variables de sortie.

Cette fonction définit le type (ct) de la k^{me} variable d'entrée, la paire mk, nk donnent les dimensions (le nombre de lignes et de colonnes) de la k^{me} variable d'entrée si elle représente une matrice. Si elle représente une chaîne de caractères, le chiffre $mk \times nk$ correspond au nombre de caractères dans la chaîne, lk est l'adresse de la donnée associée à la variable d'entrée k dans la pile interne de Scilab.

GetRhsVar(1, 'd', &m_data, &n_data, &l_phi) : les deux premiers paramètres indiquent

que la variable phi est de type double précision, les variables de sortie sont m_data correspond au nombre de lignes, n_data représente le nombre de colonnes et l_phi représente l'adresse de phi.

CreateVar(k, ct, &mk, &nk, &lk) : ici k, mk et nk représentent des variables d'entrée de cette fonction, lk c'est la variable de sortie, elle représente l'adresse de la variable d'entrée k dans la pile interne de Scilab. Quand CreateVar est appelée, k doit être supérieur à Rhs et les valeurs utilisées pour k doivent être continues et dans le sens croissant.

CreateVar(2, 'd', &m_h, &n_h, &l_mobny)

CreateVar(3, 'd', &m_h, &n_h, &l_mobndy)

:

stk(lk) : cette fonction pointe la donnée associée à l'adresse lk.

calcourant (stk(l_phi), stk(l_mobny), ...) demande l'exécution de la fonction C avec des valeurs numériques.

LhsVar(1) = 2 : après l'exécution de la fonction C, cette fonction représentée par la variable 2 du **CreateVar** est utilisée pour retourner la première variable (mobny) au programme Scilab. Pour les autres variables, on procède de la même façon.

Il y a d'autres fonctions qu'on peut utiliser dans la création d'un programme d'interface.

Pour permettre la compilation de l'ensemble, il suffit d'ajouter au fichier **Makefile** :

- Au niveau de **CINTERFACE** le nom du programme objet d'interface. Pour notre exemple, il faut écrire **intcalcourant.o**
- Au niveau de **CFUNCTIONS** le nom de la fonction C sans aucune extension. Pour notre exemple, il faut écrire **calcourant**.

2 Annexe2

La méthode indirecte mène au système suivant :

$$\left\{ \begin{array}{l}
 \frac{\partial^2 \delta \tilde{\psi}}{\partial x^2} - \left(\frac{1}{\varepsilon} + \frac{\tau_p N_t}{\varepsilon} \frac{b1}{det} \right) \delta \tilde{n} + \left(\frac{1}{\varepsilon} + \frac{\tau_n N_t}{\varepsilon} \frac{b2}{det} \right) \delta \tilde{p} = \frac{b3}{\varepsilon} \frac{(b1 + b2)}{det} \tilde{\gamma}_t \\
 \mathbf{j} \frac{\tau_p N_t}{\varepsilon} \frac{b3\omega}{det} \frac{b1}{b1 + b2} \delta \tilde{n} - \mathbf{j} \frac{\tau_n N_t}{\varepsilon} \frac{b3\omega}{det} \frac{b2}{b1 + b2} \delta \tilde{p} = -\mathbf{j} \frac{b3}{\varepsilon} \frac{b3\omega}{det} \tilde{\gamma}_t \\
 -\frac{\partial \delta \tilde{J}_n}{\partial x} - \left(\frac{b4}{\tau_n} \frac{b1}{det} - \frac{C1}{\tau_n (b1 + b2)} \right) \delta \tilde{n} + b4 \tau_p \frac{b2}{det} \delta \tilde{p} = \tilde{\gamma}_n + b4 \frac{(b1 + b2)}{det} \tilde{\gamma}_t \\
 \mathbf{j} \omega \delta \tilde{n} + \mathbf{j} \frac{b4}{\tau_n} \frac{b3\omega}{det} \frac{b1}{(b1 + b2)} \delta \tilde{n} - \mathbf{j} \frac{b4}{\tau_p} \frac{b3\omega}{det} \frac{b2}{(b1 + b2)} \delta \tilde{p} = -\mathbf{j} b4 \frac{b3\omega}{det} \tilde{\gamma}_t \\
 \frac{\partial \delta \tilde{J}_p}{\partial x} + \frac{b5}{\tau_n} \frac{b1}{det} \delta \tilde{n} - \left(\frac{b5}{\tau_p} \frac{b2}{det} - \frac{b2}{\tau_p det} \right) \delta \tilde{p} = \tilde{\gamma}_p - b5 \frac{(b1 + b2)}{det} \tilde{\gamma}_t \\
 \mathbf{j} \omega \delta \tilde{p} - \mathbf{j} \frac{b5}{\tau_n} \frac{b3\omega}{det} \frac{b1}{b1 + b2} \delta \tilde{n} + \mathbf{j} \frac{b5}{\tau_p} \frac{b3\omega}{det} \frac{b2}{b1 + b2} \delta \tilde{p} = \mathbf{j} b5 \frac{b3\omega}{det} \tilde{\gamma}_t
 \end{array} \right. \quad (1)$$

avec :

$$\left\{ \begin{array}{l}
 b1 = \tau_p n_1 + \tau_n p_0, \quad b2 = \tau_p n_0 + \tau_n p_1 \\
 b3 = \tau_n \tau_p N_t, \quad b4 = \tau_p (n_0 + n_1) \\
 b5 = \tau_n (p_0 + p_1), \quad det = (b4 + b5)^2 + (b3\omega)^2
 \end{array} \right. \quad (2)$$

Les taux de génération recombinaison dans le cas d'existence d'un seul niveau de pièges sont donnés ci-dessous :

$$\left\{ \begin{array}{l}
 R_{n0}^{SRH} = \frac{n_0}{\tau_n} \frac{b1}{b4 + b5} \\
 G_{n0}^{SRH} = \frac{n_1}{\tau_n} \frac{b2}{b4 + b5} \\
 R_{p0}^{SRH} = \frac{p_0}{\tau_p} \frac{b2}{b4 + b5} \\
 G_{p0}^{SRH} = \frac{p_1}{\tau_p} \frac{b1}{b4 + b5}
 \end{array} \right. \quad (3)$$

Resumé

Le travail présenté dans ce mémoire concerne le développement d'une plate-forme de simulation globale développée autour de l'environnement Scilab intégrant un modèle physique de transistor bipolaire à hétérojonction et la simulation circuit. Le premier chapitre présente les différents types de simulation pouvant coexister et nécessaire à la conception d'un circuit MMIC, ainsi que la plate-forme Scilab ainsi et le projet RNTL-GASP. Nous avons développé dans le second chapitre une boîte à outils capable de prendre en compte les différents aspects du couplage entre les équations physiques du transistor et l'environnement circuit. Nous pouvons calculer désormais les différents régimes permanents de fonctionnement du transistor, qu'ils soient linéaires ou non dans les domaines temporel et fréquentiel. Cette boîte à outils nous a servi de base dans le troisième chapitre à l'analyse et à la compréhension physique du phénomène de bruit dans les composants semi-conducteurs. En fait nous avons utilisé la méthode de perturbation linéaire pour introduire des sources de bruit locales au niveau de la structure interne de composant afin de calculer les densités spectrales de bruit à ses contacts. Enfin le dernier chapitre montre l'intérêt d'une telle démarche dans le cadre d'une aide à la modélisation, concrétisé avec deux exemples qui sont l'effet Kirk et le calcul de la répartition transistoire des charges dans le transistor bipolaire à hétérojonction.

MOTS-CLEFS : TBH, simulation couplée, boîte à outils Scilab, approche client-agent-serveur, simulation physique de bruit, modélisation physique.

Abstract

This work presents the development of a global simulation platform around Scilab software which integrates a physical model of heterojunction bipolar transistor and the circuit simulation. The first chapter presents the various types of simulation which coexist and which are necessary to design a MMIC circuit, the Scilab platform as well as the RNTL-GASP project. We have developed in the second chapter a toolbox taking into account of all the possible forms of coupling method between physical equations and the circuit environment. We can now calculate the various transistor steady state operations, which can be linear or not in the time and frequency domain. This toolbox is used in the third chapter to analyse and understand physics based noise phenomena in semiconductor devices. In fact, we have used the linear perturbation method to introduce local noise sources inside the device in order to calculate the noise spectral densities at these contacts. Finally, the last chapter shows the interest of this kind of approach to model and simulate physics phenomena. The demonstrators concern two examples which are the Kirk effect and the transient integral charge control.

KEYWORDS : HBT, coupling simulation, Scilab toolbox, client-agent-server approach, noise physical simulation, physical modeling.